

## Capítulo I. Principios de funcionamiento de los láseres semiconductores.

### I.1. Interacción de la radiación con la materia.

Existen 3 tipos de transiciones entre estados energéticos  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$  (Figura I.1):

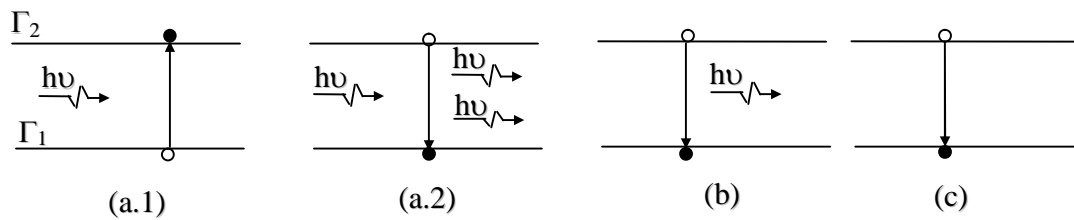


Figura I.1. Transiciones entre niveles energéticos  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$ . (a) Transiciones inducidas por el campo electromagnético. (b) Transiciones espontáneas. (c) Transiciones no radiativas de relajación.

Las transiciones no radiativas de relajación (c) juegan un papel importante en la obtención y mantenimiento del estado termodinámico de no equilibrio del sistema radiante.

En el caso en que el sistema este diseñado de forma tal que pueda realizarse la retroalimentación, las transiciones espontáneas (b) garantizan el fondo necesario para el proceso de amplificación.

En las transiciones inducidas puede ocurrir tanto la absorción (a.1) como la emisión (a.2) fotones y se caracterizan por:

1.- Las probabilidades de emisión o absorción son diferentes de cero solo en presencia de campos externos con una frecuencia resonante:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

donde  $h$  es la constante de Planck y  $E_2$  y  $E_1$  son las energías de los estados  $\Gamma_2$  y  $\Gamma_1$  respectivamente.

2.- Los fotones emitidos son idénticos a aquellos que los generaron. Obteniéndose de esta forma una radiación coherente y amplificada.

La densidad de potencia de la radiación electromagnética absorbida viene dada según la expresión:

$$Q_{abs} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot V} \cdot B(\Gamma_1, \Gamma_2) \cdot f(\Gamma_1) \cdot [1 - f(\Gamma_2)] \cdot h \cdot \nu \quad (I.1)$$

donde  $B(\Gamma_1, \Gamma_2)$  es la probabilidad de transición entre los estados  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$ ,  $f(\Gamma_1)$  es la probabilidad de encontrar un electrón en el estado  $\Gamma_1$  y  $[1 - f(\Gamma_2)]$  es la probabilidad de que el estado  $\Gamma_2$  se encuentre desocupado.  $f(\Gamma_1)$ ,  $f(\Gamma_2)$  son las funciones de distribución de los electrones y  $V$  es el volumen del material. Una expresión similar describe la emisión estimulada, no obstante para que una transición  $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_1$  ocurra, el estado superior  $\Gamma_2$  debe estar ocupado y el estado inferior  $\Gamma_1$  desocupado. Entonces la potencia de la radiación emitida es:

$$Q_{est} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot V} \cdot B(\Gamma_2, \Gamma_1) \cdot f(\Gamma_2) \cdot [1 - f(\Gamma_1)] \cdot h \cdot \nu \quad (I.2)$$

El balance energético viene dado por la diferencia entre (I.1) y (I.2):

$$Q_{Tot} = Q_{abs} - Q_{est} = \frac{h \cdot \nu}{2 \cdot \pi \cdot V} \cdot B(\Gamma_2, \Gamma_1) \cdot [f(\Gamma_1) - f(\Gamma_2)] \quad (I.3)$$

Para  $Q_{tot} > 0$  la absorción prevalece, para  $Q_{tot} < 0$  la onda electromagnética es amplificada. Si  $Q_{tot} = 0$  significa que no hubo interacción neta entre la radiación incidente y el sistema. A este balance energético se le define como régimen de transparencia. La condición básica para la generación es :

$$f(\Gamma_1) - f(\Gamma_2) < 0 \quad (\text{I.4})$$

## I.2. Materiales semiconductores.

Para el caso en que el material a analizar sea un semiconductor las transiciones electrónicas radiativas toman lugar entre un par de bandas anchas jugando un papel similar a las transiciones entre dos estados energéticos como los analizados anteriormente. En este caso la función de distribución electrónica pasa a ser la función de distribución de Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{\text{Exp}\left(\frac{E - F}{k_B \cdot T}\right) + 1} \quad (\text{I.5})$$

donde  $E$  es la energía del electrón y  $F$  es el nivel de Fermi y  $k_B$  y  $T$  son la constante de Boltzmann y la temperatura respectivamente.

La inversión de población en los láseres semiconductores se obtiene producto de la inyección de electrones en no equilibrio en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia. Bajo estas condiciones de no equilibrio la probabilidad de ocupación de electrones y huecos puede ser descrita con la introducción de los cuasi-niveles de Fermi  $F_n$  y  $F_p$  para los electrones en la banda de conducción y los huecos en la banda de valencia respectivamente. La condición (I.4) se reduce a:

$$\frac{1}{\text{Exp}\left(\frac{E_{\Gamma_2} - F_n}{k_B \cdot T}\right) + 1} > \frac{1}{\text{Exp}\left(\frac{E_{\Gamma_1} - F_p}{k_B \cdot T}\right) + 1} \quad (\text{I.6})$$

por lo tanto:

$$F_n - F_p > E_{\Gamma_2} - E_{\Gamma_1} \quad (I.7)$$

$E_{\Gamma_2}$  es la energía del estado  $\Gamma_2$  en la banda de conducción y  $E_{\Gamma_1}$  es la energía del estado  $\Gamma_1$  en la banda de valencia. Como la diferencia mínima entre estos estados es la energía  $E_g$  de la banda prohibida del semiconductor (en lo adelante gap) obtenemos:

$$F_n - F_p > E_g \quad (I.8)$$

Esta relación, obtenida por Bernard y Duraffourg [1], implica la inversión de población o transparencia óptica, ya que en estas condiciones no se puede producir absorción en el material. La Figura I.2 muestra un ejemplo de la condición de Bernard y Duraffourg.

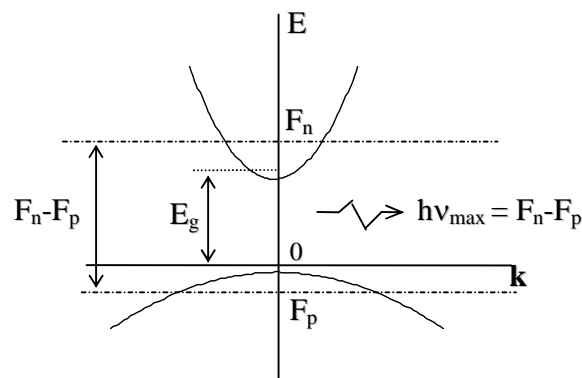


Figura I.2. Ilustración de la condición de Bernard-Duraffourg.

### I.3. Ganancia.

La corriente umbral es el parámetro más importante de un láser semiconductor. La expresión que la define se obtiene a partir de las condiciones necesarias para que ocurra la emisión estimulada. Como primera condición es necesario inyectar una cantidad de portadores suficiente para lograr que la zona

activa se convierta en una región de ganancia, lo que matemáticamente viene expresado por la condición de Bernard - Durrafourg (I.8). Los flujos de radiación que se propagan en la cavidad óptica se amplifican y se caracterizan no por un coeficiente de absorción sino por uno de ganancia  $g = -\alpha$ . En realidad lo que se obtiene es un espectro de ganancia ya que esta depende de la energía de los fotones emitidos, de hecho solo puede obtenerse ganancia para ciertos valores de energía. El espectro de ganancia se puede medir para diferentes valores de concentración de portadores inyectados o de corriente aplicada al dispositivo. El máximo del espectro, o sea el máximo de la ganancia para cada nivel de corriente aplicada es lo que conforma la forma experimental de la relación potencia emitida por corriente aplicada en un dispositivo como veremos más adelante.

Para lograr la amplificación en los láseres semiconductores es necesario tener retroalimentación positiva. Una de las vías para obtenerla es mediante el clivaje de las caras opuestas del dispositivo, de esta manera se obtienen un par de espejos que forman un resonador Fabry-Perot en el que se produce la retroalimentación positiva de la radiación.

Para la intercara semiconductor-aire se obtiene una reflectividad natural  $R = 0.3$ . Por tanto, la amplificación de la luz en el interior de la cavidad del láser tiene que compensar las pérdidas por reflexión en los espejos. Además existen otras pérdidas distribuidas en el interior de la cavidad asociadas con transiciones de los electrones (huecos) en la banda de conducción (banda de valencia), estas son las pérdidas de absorción por portadores libres. Otras fuentes de pérdidas en los láseres semiconductores son la recombinación o dispersión en estados o defectos en las intercara de la heteroestructura. Esto último es importante en estructuras crecidas por Epitaxia de fase líquida (LPE), debido a las variaciones que sufre el espesor de la zona activa durante el proceso de crecimiento.

Las condiciones de generación láser pueden obtenerse partiendo del hecho de que la ganancia en las condiciones de inversión de población compense todas las pérdidas durante las múltiples reflexiones de la radiación en el resonador:

$$I_o \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2 \cdot (g - \alpha) \cdot L} = I_o \quad (\text{I.9})$$

de donde inmediatamente se obtiene:

$$g_{máx} = \alpha + \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) \quad (\text{I.10})$$

$g_{máx}$  es la ganancia máxima,  $\alpha$  representa todas las pérdidas,  $R_1$ ,  $R_2$  son los coeficientes de reflexión de los espejos del láser (que no necesariamente tienen que ser iguales) y  $L$  es la longitud de la cavidad resonante.

En los láseres semiconductores con estructura con separación de electrones y fotones, la fuente fundamental de pérdidas se encuentra en los espejos; no obstante, este tipo de pérdidas puede ser controlada en las etapas finales de la fabricación del láser incrementando la longitud de la cavidad resonante y/o aplicando una capa reflectante a los espejos.

Producto de la existencia de la guía de ondas, solo una parte del campo óptico interactúa con la zona activa lo que se tiene que tener en cuenta en la formulación de (I.10). De acuerdo con lo anterior, es usual introducir el factor de confinamiento óptico  $\Gamma$  que representa la parte relativa de la potencia óptica que se solapa en la zona activa de espesor  $d$ :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (\text{I.11})$$

donde  $E(x)$  es la amplitud del campo óptico a lo largo de la dirección  $x$ .

En nuestro caso los espejos se obtienen mediante el clivaje de la estructura y por tanto  $R_1 = R_2 = R$ .  
Teniendo en cuenta el factor de confinamiento  $\Gamma$ , en el umbral la ecuación (I.10) se transforma en:

$$\Gamma \cdot g_{th} = \alpha + \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{I.12})$$

La relación anterior representa la condición de ganancia umbral ya que a partir de ella si el miembro izquierdo es mayor que el derecho se obtendrá régimen láser. Empíricamente se ha encontrado que entre el máximo de la ganancia y la densidad de corriente existe una relación lineal dada por:

$$g_{máx} = \beta \cdot \left( \frac{J \cdot \eta_i}{d} - J_o \right) \quad (\text{I.13})$$

donde  $\beta$  es la constante de ganancia,  $J$  es la densidad de corriente real aplicada,  $J_o$  es la densidad de corriente de transparencia que representa la densidad de corriente necesaria para obtener la inversión de población y  $\eta_i$  es la eficiencia cuántica interna.

Igualando las expresiones (I.12) y (I.13) obtenemos una expresión para la densidad de corriente umbral  $J_{th}$ :

$$J_{th} = \frac{J_o \cdot d}{\eta_i} + \frac{d}{\eta_i \cdot \beta \cdot \Gamma} \cdot \left( \alpha + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \right) \quad (\text{I.14})$$

El primer término representa la densidad de corriente necesaria para cumplir con la condición (I.8) y el segundo término es la densidad de corriente necesaria para superar las pérdidas ópticas del dispositivo.

#### **I.4. Característica luz-corriente.**

La característica luz-corriente o watt-ampérica (W-I) de los láseres semiconductores es la característica más importante de estos dispositivos debido a que a partir de ella podemos determinar los parámetros principales de los mismos como son la corriente umbral y la eficiencia cuántica externa que definiremos en el próximo epígrafe.

En la Figura I.3 se muestra de forma cualitativa una característica W-I típica. Esta curva se divide fundamentalmente en dos regiones: la región de emisión espontánea (I) y región de emisión estimulada (II).

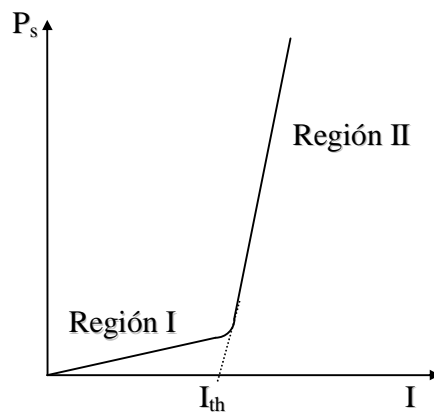


Figura I.3. Característica watt-ampérica.

Extrapolando al eje de las corrientes la parte lineal II obtenemos el valor de la corriente umbral ( $I_{th}$ ), la que representa el valor de corriente a partir del cual el dispositivo entra en régimen láser.

### **I.5. Eficiencia.**

Para la caracterización de los láseres semiconductores se definen varias eficiencias:

- a.-) Eficiencia cuántica interna de la emisión espontánea.
- b.-) Eficiencia cuántica interna de la emisión estimulada.



c.-) Eficiencia cuántica diferencial.

d.-) Eficiencia de conversión.

a.-) Eficiencia cuántica interna de la emisión espontánea.

Suponiendo que en un punto de la zona activa sea donde ocurra la emisión espontánea, los fotones emergentes del mismo saldrán en todas direcciones como muestra la Figura I.4:

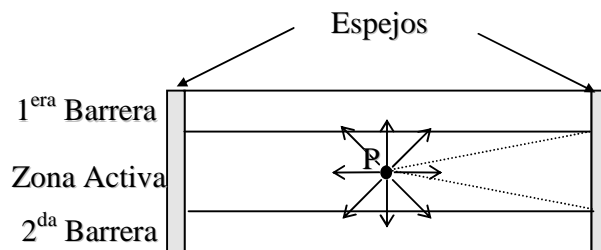
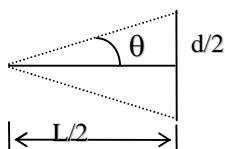


Figura I.4. Esquema cualitativo para calcular la eficiencia cuántica interna de la emisión espontánea.

Para este punto genérico (P) (que por simplicidad hemos colocado en el centro de la zona activa y en  $L/2$ ) solamente los fotones que se encuentren dentro del cono (en la figura con líneas discontinuas), contribuyen a la retroalimentación ya que serán los únicos que se reflejarán en los espejos. Para este punto en particular, el ángulo  $\theta$  que define la abertura del cono se calcula de la siguiente forma:



$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{d/2}{L/2}$$

$$\therefore \theta = 2 \cdot \arctan\left(\frac{d}{L}\right)$$

Conociendo este ángulo se puede hallar el número de fotones que se reflejarán en los espejos y por tanto aportan a la retroalimentación. El resto de los fotones que se encuentra fuera de estos conos serán absorbidos en la misma zona activa o en las otras capas. Si ahora integramos por todos los puntos de la zona activa para cada ángulo, obtendremos el número total de fotones que participarán en la retroalimentación.

Tenemos entonces que la eficiencia cuántica interna para la emisión espontánea ( $\eta_{\text{esp}}$ ) se define como la razón entre el número total de fotones que participan en la retroalimentación y el número total de fotones generados en los procesos de emisión espontánea.

b.-) Eficiencia cuántica interna para la emisión estimulada.

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  $\eta_i > \eta_{\text{esp}}$ . Y es por esto que para caracterizar la eficiencia del proceso de recombinación es esta  $\eta_i$  la que se utiliza. En la práctica  $\eta_{\text{esp}}$  solo se utiliza en cálculos específicos cuando se trabaja por debajo del umbral láser

c.-) 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 [2] como el cambio diferencial de la potencia de emisión  $P_s$  con la corriente de alimentación  $I$ . Ella representa la cantidad de fotones emitidos por electrones inyectados :

$$\eta_D = 2 \cdot \frac{1}{E_g} \cdot \frac{dP_s}{dI} \cdot \delta \quad (I.15)$$

donde  $E_g$  es el gap del material de la zona activa y  $\delta$  es la respuesta del fotodiodo para cada longitud de onda. La expresión (I.15) se encuentra multiplicada por 2 teniendo en cuenta que experimentalmente solo se mide la emisión por una de las caras del dispositivo. El cociente  $\frac{dP_s}{dI}$  es la pendiente de la curva W-I por encima del umbral.

Algunos autores utilizan directamente la pendiente de esta curva como una característica del dispositivo denominándola “slope-efficiency” con dimensiones de W/A.

d.-) Eficiencia de conversión.

La eficiencia de conversión se define como el cociente entre la potencia óptica emitida ( $P_s$ ) y la potencia de alimentación ( $P_a$ ):

$$\eta_c = \frac{P_s}{P_a} \quad (I.16)$$

Esta es en definitiva la eficiencia total del dispositivo y en la práctica se desea que su valor sea lo más grande posible.

## I.6. Descripción de las estructuras.

En el trabajo se utilizaron estructuras con confinamiento separado de portadores y fotones del tipo SCH recta. Las estructuras fueron crecidas por la técnica de LPE a bajas temperaturas [3]. La técnica de LPE es una de las más conocidas y utilizadas para obtener heteroestructuras de AlGaAs, sin embargo

actualmente la mayoría de las heteroestructuras para láseres semiconductores son crecidas por las técnicas de MBE y MOCVD. Estas técnicas se caracterizan por permitir bajas velocidades de crecimiento, típicamente entre 0.1-1 nm/s, lo que permite obtener capas muy finas y controlar muy bien su espesor.

La variante de la LPE a bajas temperaturas LT-LPE y fue introducida por Andreev y colaboradores [4]. Con este método es posible obtener capas con alta movilidad, alta eficiencia de recombinación radiativa y una longitud de difusión de portadores minoritarios grande. El comportamiento de estos parámetros garantiza excelentes características para los láseres, tales como una  $J_{th}$  baja, un coeficiente de pérdidas ópticas pequeño y una eficiencia cuántica externa alta. Mediante esta técnica se han obtenidos láseres a pozo cuántico con valores de corriente umbral tan bajos como  $120 \text{ A cm}^{-2}$  en el sistema AlGaAs / GaAs para un láser con longitud del resonador  $L = 750 \mu\text{m}$  [5]. Recientemente por esta técnica también se han crecido estructuras gradadas del tipo GRIN SCH [6].

En el trabajo se utilizaron dispositivos en base a estructuras SCH con espesores de zona activa ( $d$ ) de 30 nm; los espesores y la composición de Aluminio del resto de las capas serán expuestos más adelante.

Las estructuras utilizadas en este trabajo están descritas en [7] y en la Figura I.5 se muestra un esquema de las mismas.

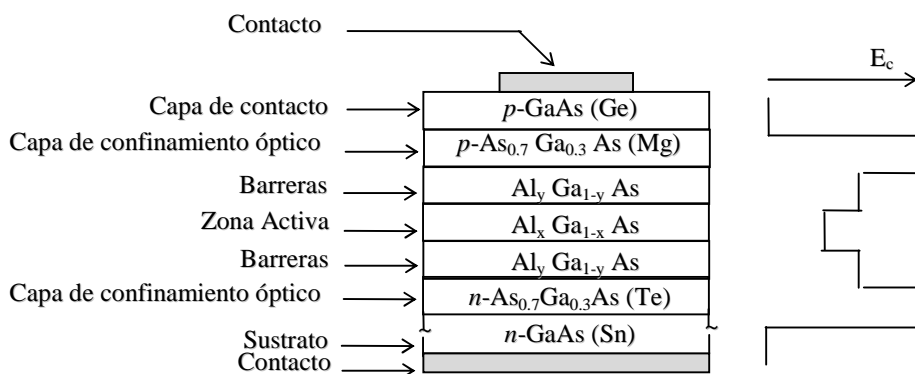


Figura I.5. Esquema de las estructuras utilizadas en el trabajo.

## I.7. Técnica experimental utilizada en las mediciones.

En este epígrafe se describe el montaje experimental utilizado para caracterizar a los dispositivos tratando de resumir los principales parámetros estudiados aunque en los capítulos que así lo requieran se abordará con más detalle el proceder experimental.

En la Figura I.6 se muestra el sistema de mediciones. Este sistema permite obtener: la característica W-I, la característica I-V, y el espectro de emisión de cada dispositivo. De estas curvas se determinan: la  $I_{th}$ , la eficiencia cuántica externa  $\eta_D$ , el voltaje de codo  $V_o$ , la resistencia serie  $R_s$  y la longitud de onda de emisión de los dispositivos.

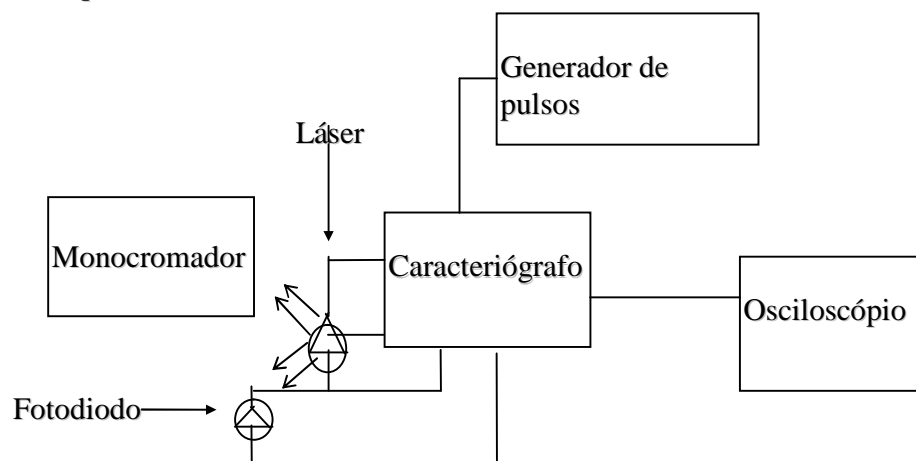


Figura I.6 Sistema de mediciones utilizado.

Los dispositivos se alimentaban a través de un caracteriógrafo al que por una de sus entradas se le suministraban pulsos de voltaje de 500 Hz de frecuencia y duración de 2  $\mu$ s obtenidos de un generador  $\Gamma$ 5- 15. El caracteriógrafo consta de un circuito que amplifica y convierte los pulsos de voltaje en pulsos de corriente con los que se alimentan los diodos. Por otro lado, frente al láser se coloca un fotodiodo de Si calibrado (tipo FDK- 24) de 1cm de diámetro que detecta la radiación emitida. El fotodiodo se polariza con 20 V en inversa. La señal de respuesta del fotodiodo se introduce en el caracteriógrafo que a su vez está conectado a un osciloscopio Tesla BM556 en cuya pantalla se pueden observar indistintamente tanto la característica volt-ampérica (I-V) del láser como la watt-ampérica (W-I). Para la medición de la característica W-I el caracteriógrafo está calibrado de manera que 10 mV en el

osciloscopio corresponden a 1mW de potencia de emisión. La corriente umbral se determina extrapolando al eje de las corrientes la zona lineal de esta característica. En la Figura I.7 se muestran las características I-V y W-I para uno de los dispositivos medidos. Los puntos representan los valores medidos y la línea discontinua la extrapolación lineal para determinar el voltaje de codo y la corriente umbral respectivamente. Se muestran además, los valores de la resistencia serie y de la eficiencia cuántica externa.

Como planteamos anteriormente la corriente umbral  $I_{th}$  se obtiene extrapolando al eje de las corrientes la parte lineal de esta curva, la densidad de corriente umbral  $J_{th}$  se obtiene entonces dividiendo esta corriente entre el área de inyección que es igual al producto del largo  $L$  del diodo por el ancho del contacto de franja o stripe  $W$ , o sea  $J_{th} = I_{th} / LW$ .

Otro parámetro importante que se obtiene es la eficiencia cuántica externa, que como se vio anteriormente se determina a partir de la pendiente de la curva W-I.

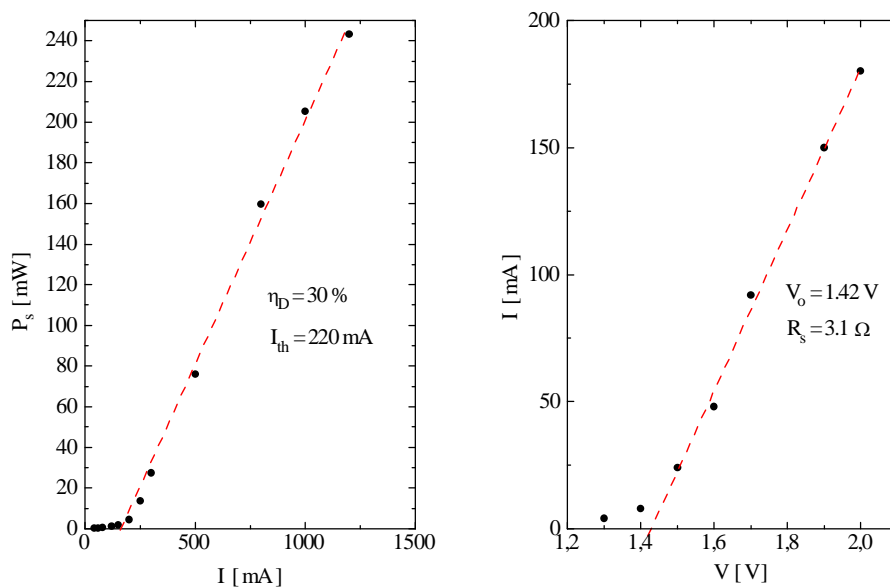


Figura I.7 Característica W-I (izquierda) y I-V (derecha) para el diodo 15E de la estructura PR197.  $L = 532 \mu\text{m}$

## **Capítulo II. Eficiencia de conversión.**

### **II.1. Introducción.**

Los láseres semiconductores se han venido utilizando en la comunicación por fibras ópticas, sistemas de audio con disco compacto (CD), y para el almacenamiento de información en la computación (CD-ROM). Una aplicación reciente de estos dispositivos es su utilización como fuentes para el bombeo de láseres de estado sólido como el Nd:YAG. Para esta última aplicación es importante no solo la potencia de emisión sino que los láseres semiconductores tengan una elevada eficiencia de conversión ( $\eta_c$ ), por lo que es importante la optimización de este parámetro. En este capítulo se presenta un estudio de la dependencia de la eficiencia de conversión con la longitud  $L$  del resonador, así como la influencia de la longitud de onda de emisión  $\lambda$  sobre  $\eta_c$ .

### **II.2. Dependencia de $\eta_c$ con $L$ .**

Como vimos en el capítulo I la eficiencia de conversión se define como el cociente entre la potencia emitida por el dispositivo y la potencia de alimentación aplicada al mismo.

Por encima del umbral, la potencia de emisión  $P_s$  está relacionada con la corriente de alimentación  $I$  por una sencilla dependencia lineal [8]:

$$P_s = \eta_D \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} \cdot (I - I_{th}) \quad (\text{II.1})$$

donde  $h\nu$  es la energía de los fotones emitidos,  $q$  es la carga de electrón,  $\eta_D$  es la eficiencia cuántica externa y  $I_{th}$  es la corriente umbral. Por otra parte la potencia de alimentación es igual al producto corriente-voltaje aplicado:

$$P_a = I \cdot V \quad (\text{II.2})$$

Para valores de voltaje superiores al voltaje de codo  $V_o$  el voltaje  $V$  aumenta linealmente con la corriente de alimentación [8] según la siguiente relación:

$$V = V_o + I \cdot R_s \quad (\text{II.3})$$

donde  $R_s$  es la resistencia serie del diodo. Teniendo en cuenta (II.3) y dividiendo las expresiones (II.1) y (II.2) obtenemos para  $\eta_c$ :

$$\eta_c = \frac{P_s}{P_a} = \eta_D \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} \cdot \frac{I - I_{th}}{I \cdot (V_o + I \cdot R_s)} \quad (\text{II.4})$$

Como se aprecia de esta relación la  $\eta_c$  depende de la corriente aplicada al dispositivo. Para determinar la corriente  $I_o$  para la cual  $\eta_c$  es máxima se derivó la expresión anterior con respecto a  $I$ , y de esta condición se obtiene el valor de corriente  $I_o$  que maximiza a la eficiencia de conversión:

$$I_o = I_{th} \cdot (1 + \sqrt{1+x}) \quad (\text{II.5})$$

donde:  $x = \frac{V_o}{I_{th} \cdot R_s}$  es un parámetro adimensional. Evaluando la expresión (II.4) en este valor  $I_o$

obtenemos la eficiencia de conversión máxima:

$$\eta_c^{máx} = \eta_c(I_o) = \eta_D \cdot \frac{h \cdot \nu}{q \cdot V_o} \cdot \frac{x}{(1 + \sqrt{1+x})^2} \quad (\text{II.6})$$



Experimentalmente se ha encontrado que  $\eta_c^{\text{máx}}$  tiene una fuerte dependencia con la longitud del diodo, y alcanza su valor máximo para una determinada longitud. Para estudiar esta dependencia en nuestros dispositivos se clivaron diodos con diferentes longitudes del resonador y se midió este parámetro. La corriente de alimentación se variaba y para cada valor de corriente se medían la potencia de emisión y el voltaje aplicado al dispositivo. Con estos valores se determinaba la  $\eta_c$  en función de la corriente y se construyeron las curvas de  $\eta_c$  vs I. De estas curvas se determinaba la  $\eta_c^{\text{máx}}$  de cada dispositivo. En la Figura II.1 se muestra esta curva para uno de los dispositivos medidos.

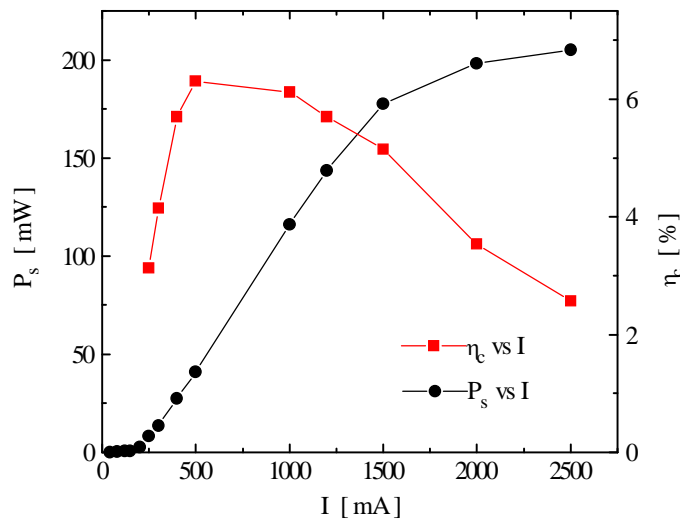


Figura II.1. Característica W-I y relación  $\eta_c$  vs I para el diodo 15G de la estructura PR197 .

Para estudiar la dependencia de  $\eta_c^{\text{máx}}$  con L se desarrolló un modelo teórico teniendo en cuenta la relación de cada uno de los parámetros que entran en la expresión (II.6) con la longitud del diodo. En primer lugar se tuvo en cuenta la dependencia con L de la corriente umbral. Basándonos en los resultados reportados en [9] donde se demostró que en nuestros dispositivos es necesario tener en cuenta dos componentes adicionales a la corriente radiativa, la densidad de corriente umbral total queda:

$$J_{th}(L) = J_{rad}(L) + J_{dif}(L) + J_{Aug}(L) \quad (\text{II.7})$$

donde  $J_{dif}$  representa la densidad de corriente adicional que hay que aplicar al dispositivo para compensar la fuga de portadores no confinados por las barreras de la estructura. El término  $J_{aug}$  representa la densidad de corriente adicional debido a las pérdidas por la recombinación no radiativa de Auger.

La densidad de corriente radiativa  $J_{rad}$  se calcula según:

$$J_{rad}(L) = J_o \cdot d + \frac{d}{\Gamma \cdot \beta} \cdot \left( \alpha_i + \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \right) \quad (\text{II.8})$$

donde  $J_o$  es la densidad de corriente de transparencia (corriente necesaria para obtener la inversión de población),  $\beta$  es la constante de ganancia y el resto de los parámetros que aparecen fueron definidos en el capítulo anterior. En esta expresión se ha omitido la eficiencia cuántica interna  $\eta_i$  debido a que en nuestro modelo los términos asociados a los distintos mecanismos de pérdidas son explícitamente adicionados en (II.7).

La dependencia de la densidad de corriente de fuga de los electrones ( $J_{dif}$ ) con la longitud viene dada por la siguiente expresión:

$$J_{dif}(L) = \frac{D \cdot n(L)^+ \cdot q}{L \cdot \tanh\left(\frac{S}{L}\right)} \quad (\text{II.9})$$

donde  $D$  es el coeficiente de difusión de los electrones,  $q$  es la carga del electrón,  $S$  es la distancia de la zona activa al contacto  $p$ ,  $L$  la longitud de la cavidad y  $n^+$  es la concentración de electrones que se fugan de la zona activa hacia el contacto  $p$ .

En el caso de la densidad de corriente Auger ( $J_{aug}$ ) su dependencia con  $L$  viene definida según:

$$J_{Aug}(L) = q \cdot d \cdot C_a \cdot n(L) \quad (\text{II.10})$$

donde  $d$  es el espesor de la zona activa,  $n$  es la concentración total de electrones inyectados en la zona activa y  $C_a$  es el coeficiente Auger. Los parámetros utilizados en los cálculos de las densidades de corriente de fuga y Auger se tomaron igual que en [9].

La dependencia con  $L$  de la eficiencia cuántica externa viene dada por la siguiente expresión [2]:

$$\eta_D(L) = \frac{\eta_i}{1 + \frac{\alpha_i \cdot L}{\ln(1/R)}} \quad (\text{II.11})$$

Tradicionalmente se ha considerado que la eficiencia cuántica interna  $\eta_i$  es una característica de la estructura y no de un dispositivo en particular, sin embargo recientemente [10,11] 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. Basados en estos reportes introdujimos la variación de  $\eta_i$  con  $L$  en nuestros cálculos. Teniendo en cuenta que la densidad de corriente radiativa ( $J_{rad}$ ) es proporcional a la fracción del total de portadores inyectados que recombinan radiativamente obtenemos para la variación de  $\eta_i$  con  $L$  la siguiente expresión:

$$\eta_i(L) = \frac{J_{rad}(L)}{J_{th}(L)} = \frac{J_{rad}(L)}{J_{rad}(L) + J_{dif}(L) + J_{Aug}(L)} \quad (\text{II.12})$$

Por último la dependencia de la resistencia serie  $R_s$ , con  $L$  viene dada a través de:

$$R_s(L) = \frac{\rho_s}{W \cdot L} \quad (\text{II.13})$$

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.

La eficiencia de conversión tiene una fuerte dependencia con la longitud de los dispositivos. Para valores grandes de  $L$ , debido al incremento de la corriente umbral que viene dado según (II.7)  $\eta_c^{\text{máx}}$  disminuye, influyendo fuertemente la disminución a medida que aumenta  $L$  de la  $\eta_D$ , que viene dada por la relación (II.11). De modo que las curvas de  $\eta_c^{\text{máx}}(L)$  pasan por un valor máximo, que sería la longitud óptima de los dispositivos si se desea un alto valor de la eficiencia de conversión.

Para una longitud dada los parámetros que más influyen en los valores de  $\eta_c^{\text{máx}}$  son la resistividad laminar debido a que ella determina como varía la potencia de alimentación con la corriente y las pérdidas internas  $\alpha_i$  producto de que para un valor de  $\eta_i$  dado las pérdidas ópticas juegan un papel fundamental en el límite de la potencia de salida de láser.

En la Figura II.2 se muestran los resultados experimentales de  $\eta_c^{\text{máx}}(L)$  para diodos de la estructura PR197 con diferentes longitudes. En esta estructura la zona activa es de GaAs. En la figura se presenta la curva teórica calculada por la expresión (II.6), y nuestro modelo teórico se compara con el propuesto en [12] donde solo se tiene en cuenta la  $J_{rad}$  y se toma  $\eta_i$  constante. Como puede observarse si bien para diodos largos ambos modelos tienen el mismo comportamiento para diodos largos, el modelo

propuesto en [12] sobrestima los valores de la eficiencia de conversión para diodos con longitudes menores que  $L_m$  mientras que el nuestro ajusta mejor los resultados experimentales.

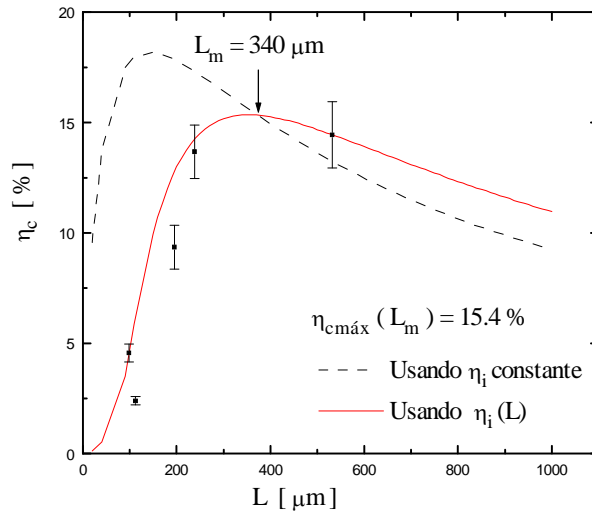


Figura II.2.  $\eta_c$  vs  $L$ . Estructura PR197.  $\alpha = 30 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\rho = 5.10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ .

En la Figura II.3 se muestran la dependencia del inverso de la eficiencia cuántica externa con  $L$  calculada incluyendo la dependencia de  $\eta_i$  con  $L$  y sin incluirla y se presentan además los resultados experimentales. Como se observa la inclusión de la dependencia  $\eta_i(L)$  es imprescindible para explicar el comportamiento de diodos con valores cortos de  $L$ .

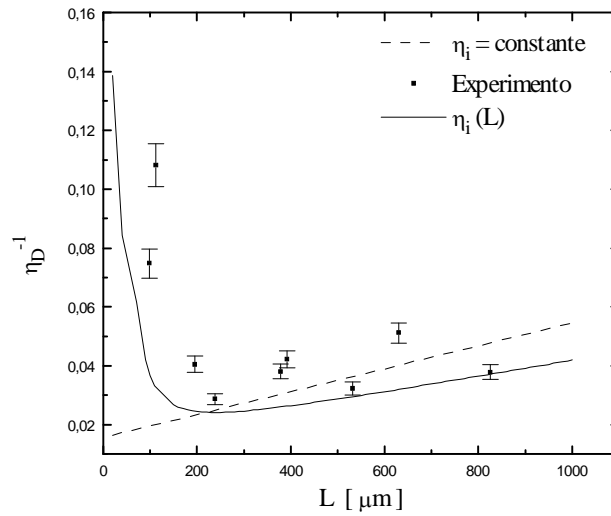


Figura II.3.  $\eta_D^{-1}$  vs L. Estructura PR209

En la Figura II.4 se presentan los mismos resultados para diodos de la estructura PR209 donde el contenido de aluminio en la zona activa es del 14%. Como puede observarse comparando esta figura con la II.2 el valor máximo de la eficiencia de conversión disminuye cuando aumenta el contenido de aluminio en la zona activa.

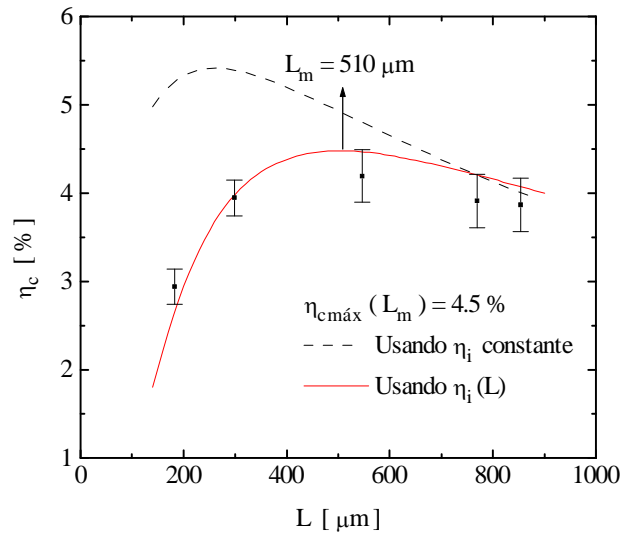


Figura II.4.  $\eta_c$  vs  $L$ . Estructura PR209.  $\alpha = 20 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\rho = 7.10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ .

Comparando los valores de  $L_m$  para las estructuras PR197 y PR209 observamos que este valor es también dependiente del contenido de aluminio en la zona activa, siendo mayor para la estructura PR209. Esto se debe fundamentalmente al aumento de la corriente de fuga con la adición de aluminio en la zona activa debido al deterioro del confinamiento producto de la disminución de la diferencia del contenido de aluminio entre la zona activa y las barreras.

En [13] se realizaron mediciones de  $\eta_c$  para dispositivos con diferentes contenidos de aluminio en la zona activa. Para un incremento en el contenido de aluminio del 10 al 21 % la eficiencia de conversión disminuyó del 50 al 17 % para diodos con igual longitud del resonador. Aquí hay que señalar que los diodos utilizados tenían depositadas capas reflectantes de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  en las caras lo que implicaba una reflectividad de los espejos de 95 % para la cara posterior del láser y un 20 % para la frontal.

Los valores más altos de eficiencia de conversión reportados en la literatura son de un 55 % [14] para un diodo con  $L = 500 \mu\text{m}$  y en [15] que dan un valor de  $\eta_c = 57 \%$  para un diodo con  $L = 300 \mu\text{m}$ . En ambos casos los dispositivos eran operados en régimen continuo y presentaban capas reflectantes.

En nuestro caso los valores de  $\eta_c$  no son tan altos debido a que los dispositivos no tienen depositadas capas reflectantes y fueron operados en régimen de pulsos.



## **Capítulo III. Resistencia Térmica**

### **III.1. Introducción.**

La operación de un diodo láser es afectada por el incremento de la temperatura en su interior debido fundamentalmente a procesos de recombinación no radiativos así como a la reabsorción de la radiación generada en la zona activa por capas pasivas y al calentamiento por efecto Joule.

Este aumento de la temperatura conlleva al cambio de las características de funcionamiento del dispositivo, causando un incremento en la corriente umbral [16], una disminución en la intensidad de la radiación emitida [17], la reducción del tiempo de vida de operación debido a la disminución exponencial del mismo con la temperatura [18] y el corrimiento de los modos de radiación estimulada [19] así como de todo el espectro de emisión espontánea [20,21].

Estos efectos son especialmente importantes durante la operación en modo continuo producto de que se tiene un calentamiento que aumenta con el tiempo de operación, lo que para ciertos valores de corriente conlleva a la ruptura térmica o degradación del dispositivo. Sin tener en cuenta los otros efectos de este incremento de temperatura, tenemos que el mismo produce ruidos indeseados en los sistemas de comunicación por fibras ópticas, originados por los rápidos cambios en la longitud de onda de emisión en la medida en que la juntura del láser se calienta y enfría con la modulación de la corriente de alimentación [22,23].

Por estas razones los fenómenos térmicos en diodos láser con contacto con geometría de stripe ha alcanzado gran importancia y su análisis ha sido desarrollado por varios autores.

El modelo unidimensional para el flujo de calor que aproximadamente tiene lugar en los láseres de stripe por aislamiento con óxido y stripe tipo mesa han sido analizados por Garel-Jones y Dymant [24]. El mismo análisis para láseres con contacto con geometría stripe sin confinamiento del flujo de calor,

por ejemplo láseres de stripe obtenidos por bombardeo con protones o por difusión, ha sido desarrollado por Joyce y Dixon [25]. Kobayashi e Iwane [26] desarrollaron un análisis numérico del problema tridimensional de los dispositivos con contacto con geometría de stripe. Los trabajos subsecuentes han considerado otras aproximaciones al cálculo de la distribución de temperaturas dentro del láser: Newman y colaboradores [27] tuvieron en cuenta la transferencia de energía de la radiación espontánea; Duda *et al* [28] investigaron la influencia relativa de varias fuentes de calor incluyendo la generación por calentamiento Joule; Buus [29] tuvo en consideración una distribución más exacta de las fuentes de calor como resultado del efecto de propagación de la corriente; Ito y Kimura [30] consideraron la influencia de la radiación del calor desde la superficie superior del diodo al ambiente y la conducción a través del alambre de contacto bajo condiciones de estado estacionario. Nakwaski [31] utiliza una transformación espacial para homogeneizar la heteroestructura y con ayuda de la función de Green halla la distribución de temperaturas teniendo en cuenta varias fuentes de calor y el efecto de propagación de la corriente. Lin y Fan [32] solamente tienen en cuenta el calor generado en la zona activa y consideran que el mismo solo fluye desde la zona activa a través de las capas epitaxiales y de soldadura hacia el disipador despreciando así el flujo en la otra dirección. Para determinar la distribución de temperaturas hacen uso del método de las imágenes. Reeves *et al.* [33] utilizan en su modelo el calor generado por efecto Joule, el generado en la zona activa y el absorbido por las capas de contacto teniendo en cuenta además que existe flujo de calor en ambas direcciones, hacia el disipador y hacia el alambre. Para resolver la ecuación de la conducción del calor hace uso del método de diferencias finitas. G.Chen y colaboradores [34] consideran que la fuente de calor se encuentra en la zona activa y situada solamente en los espejos. Resuelven la ecuación de conducción del calor por separación de variables.

En sentido general, la finalidad de todos los trabajos anteriores fue encontrar la distribución de temperaturas en el interior del volumen del diodo a partir de ciertas consideraciones con ayuda de las cuales se resolvió la ecuación de conducción del calor por métodos analíticos o numéricos.

A partir del cálculo de esta distribución de temperaturas se obtiene el incremento de la temperatura que tiene lugar en la zona activa, con ayuda del cual se puede determinar la resistencia térmica, que

expresada en unidades de K/W, representa el aumento de temperatura en la zona activa ( $\Delta T_{za}$ ) debido a la disipación de 1W de la potencia de alimentación ( $P_a$ ):

$$R_t = \frac{\Delta T_{za}}{P_a} \quad (\text{III.1})$$

Este parámetro denominado resistencia térmica ( $R_t$ ) representa la facilidad del dispositivo de evacuar el calor generado en la juntura. Para menores valores de  $R_t$  mayor será dicha facilidad y por tanto menor será el incremento de temperaturas en la zona activa.

### **III.2. Mecanismos de disipación del calor.**

En un cuerpo sólido existen 3 mecanismos de disipación del calor. Estos son la conducción, la convección y la radiación [35].

La conducción del calor solo se produce cuando las distintas partes del cuerpo considerado tienen temperaturas diferentes. La conducción se realiza a través de la sustancia que lo forma. La dirección del flujo calórico es siempre de los puntos de mayor a los de menor temperatura.

La convección se aplica a la propagación del calor de un lugar a otro por un movimiento real de materia. Se tienen dos tipos de convección: forzada y natural o libre. Si la sustancia caliente es obligada a moverse por medio de un agente externo, el proceso se denomina convección forzada; y si se mueve a causa de diferencias de densidad de sustancia, se denomina convección natural o libre.

El término radiación se refiere a la continua emisión de energía procedente de la superficie del cuerpo. Esta energía se denomina radiante y es transportada por ondas electromagnéticas.

El calor puede ser extraído del volumen del diodo láser por conducción a través del contacto metálico (disipador) y del alambre de contacto; por convección natural y por radiación del cuerpo negro.

### III.2.1. Radiación de cuerpo negro.

Un cuerpo a temperatura  $T$  en un medio a temperatura  $T_o$  pierde calor con una razón [36]:

$$q_{rcn} = \sigma_B \cdot \varepsilon \cdot T_o^3 \cdot (T - T_o) \quad (\text{III.2})$$

donde  $\sigma_B$  es la constante de Stefan-Boltzmann y  $\varepsilon$  es la emisividad de la superficie. Para el GaAs  $\varepsilon = 0.7$  [37].

En otras palabras,  $q_{rcn}$  es la energía por unidad de tiempo y superficie que disipa el cuerpo mediante radiación y se expresa en  $\text{W/m}^2$ .

### III.2.2. Convección natural.

La temperatura del aire que rodea un cuerpo caliente tiende a aumentar y por tanto comienzan a tener lugar corrientes de convección. Para la mayoría de los dispositivos pequeños como son los láseres semiconductores la razón de pérdida de calor en el aire puede ser expresada aproximadamente como sigue [38]:

$$q_{cn} = \alpha \cdot (T - T_o) \quad (\text{III.3})$$

$\alpha$  es una constante aproximadamente igual a  $10 \text{ W/m}^2\text{K}$  para la mayoría de los materiales.

### III.2.3. Conducción.

#### III.2.3.1. Conducción a través del alambre de contacto.

Asumiendo que un alambre de cobre se encuentra soldado a la superficie superior del diodo (ver Figura III.1) y que el mismo tiene un diámetro  $D_a=50 \mu\text{m}$  y una longitud  $L_a=1 \text{ mm}$ ; la resistencia térmica de este alambre puede ser calculada según:

$$R_{alam} = \frac{L_a}{\pi \cdot (D_a / 2)^2 \cdot \sigma_{Cu}} \approx 1278 \cdot \frac{K}{W}$$

aquí  $\sigma_{Cu}$  es la conductividad térmica del cobre [39] y toma el valor de  $398 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

### III.2.3.2. Conducción a través del disipador.

La otra forma posible de extracción del calor del dispositivo es por medio del disipador. El valor de la densidad de calor extraída por esta vía la estimaremos de manera indirecta. En la Tabla 1 se presenta una comparación de los distintos mecanismos de extracción del calor del dispositivo para una estructura típica simplificada que se esquematiza en la Figura III.1.

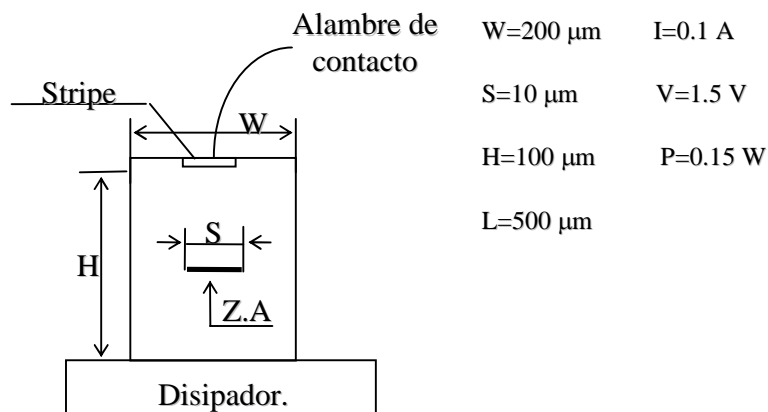


Figura III.1 Diagrama cualitativo y parámetros de una estructura típica. (No está a escala).

Los cálculos fueron realizados considerando que la potencia  $P$  que se genera en forma de calor viene dada por la diferencia entre la potencia de alimentación  $P_a$  y la potencia de salida  $P_s$ :

$$P = P_a - P_s = I \cdot V - \eta_D \cdot (I - I_{th}) \cdot V \quad (\text{III.4})$$

Donde  $\eta_D$  es la eficiencia cuántica diferencial,  $I$  y  $V$  la corriente y el voltaje de alimentación respectivamente y  $I_{th}$  es la corriente umbral. Si el punto de operación del láser se encuentra cerca del umbral, lo que indica que  $I \sim I_{th}$ , entonces de (III.4) tenemos que casi toda la potencia de alimentación se genera en forma de calor y podrá expresarse como la suma de la potencia disipada mediante los mecanismos antes señalados:

$$P_a = P_{rcn} + P_{cn} + P_{alam} + P_{otros}$$

donde :

$$P_{rcn} = q_{rcn} \cdot A$$

$$P_{cn} = q_{cn} \cdot A$$

$$P_{alam} = \frac{\Delta T}{R_{alam}}$$

Para calcular los valores de potencia anteriores se tuvo en cuenta que el incremento promedio de temperatura ( $\Delta T$ ) en la superficie del láser durante la operación en régimen continuo a temperatura ambiente es de 5 grados para la configuración de montaje con la parte  $p$  sobre el disipador y cerca de 10-11 grados para la configuración con la parte  $p$  hacia arriba [25,26,28]. En este caso  $A$  representa el área total del dispositivo.

**Tabla 1. Valores de la potencia (en miliwatts) extraída del volumen del diodo en los procesos individuales**

Configuración	Procesos.			
	Radiación de cuerpo negro.	Convección natural	Conducción a través del alambre de contacto	Otros (a través del disipador)
Parte p hacia abajo.	0.00182	0.017	3.9	146.1
Parte p hacia arriba.	0.00255	0.0238	5.5	144.5

Como podemos observar de la Tabla 1, el proceso más eficiente viene dado por la extracción a través del disipador.

### III.3. Solución de la ecuación de la conducción del calor. Modelo teórico.

Para cada capa de la estructura del láser semiconductor, la ecuación de la conducción del calor tiene la forma:

$$\vec{\nabla}^2 T(\vec{r}, t) = \frac{1}{k} \cdot \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \frac{g(\vec{r}, t)}{\sigma} \quad (\text{III.5})$$

donde  $T(\vec{r}, t)$  es la temperatura,  $t$  y  $\vec{r}$  son las coordenadas temporal y espacial respectivamente,  $\sigma$  es la conductividad térmica,  $k$  la difusividad térmica y  $g(\vec{r}, t)$  representa la densidad de calor generado en la capa. Para plantear esta ecuación hemos asumido que  $\sigma$  y  $k$  son constantes en cada capa, es decir, cada capa es homogénea. Para obtener la solución de la ecuación anterior hacen falta las condiciones de fronteras. Para determinar las mismas es necesario tener en cuenta la ubicación de

las fuentes de calor, la simetría del dispositivo y las propiedades térmicas tanto de las capas que forman el láser como las del material usado como disipador.

### III.3.1. Fuentes de calor.

En la Tabla 2 se describe una de las estructuras típicas caracterizadas en nuestros laboratorios, así como algunos parámetros de operación medidos en un dispositivo.

Tabla 2(a). Parámetros de operación. Estructura PR-209		Tabla 2(b) Espesores, conductividades térmicas y resistividades de las capas que forman la estructura PR-209 (y=0.32, x=0.14) [7]			
Parámetros	Valores:	Capa	t (μm)	σ (W/mK)	ρ (Ωm)
Ancho del Stripe S	112 μm	AuGe	1.0	150 [21]	2.35x10 <sup>-6</sup> [39]
Largo del diodo L	800 μm	n-GaAs	100	44 (a)	9.16x10 <sup>-6</sup> (b)
Corriente umbral I <sub>th</sub>	300 mA	n-GaAs	2	44	9.16x10 <sup>-6</sup>
Corriente de alimentación I	360 mA	n-Al <sub>0.7</sub> Ga <sub>0.3</sub> As	1.2	12.9	3.37x10 <sup>-5</sup>
Voltaje de la juntura V <sub>o</sub>	1.6 V	Al <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As	0.135	11.87	3.7x10 <sup>-3</sup>
Voltaje de alimentación V	2.4 V	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	0.030	17.49	1.21x10 <sup>-3</sup>
η <sub>esp</sub>	0.55	Al <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As	0.135	11.87	3.7x10 <sup>-3</sup>
η <sub>D</sub>	0.51	p-Al <sub>0.7</sub> Ga <sub>0.3</sub> As	0.6	12.9	7.89x10 <sup>-3</sup>
η <sub>i</sub>	1	p-GaAs	0.3	44	2.6x10 <sup>-4</sup>
		Ti	0.1	20.77 [39]	43x10 <sup>-8</sup> [39]
		Ag	1	427.5 [39]	1.59x10 <sup>-8</sup> [39]
		In	2	87 [39]	4.16x10 <sup>-7</sup> [39]
		Cu	3000	398.1 [39]	1.67x10 <sup>-8</sup> [39]

(a) Para el Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As el valor de σ(x) fue tomado de [42].  
(b) El valor de ρ fue calculado a partir de los valores de la movilidad tomados de [43]

La primera fuente de calor a tener en cuenta se encuentra en la zona activa del láser. Esta fuente de calor es debida fundamentalmente a la recombinación no radiativa de los portadores y a la reabsorción, por los portadores libres, de la radiación generada. Esta densidad de potencia puede ser expresada como [40]:

$$g_{za} = \frac{V_o}{t_{za}} \left\{ J_{th} (1 - f\eta_{esp}) + (J - J_{th}) [1 - \eta_D - (1 - \eta_i)\eta_{esp}f] \right\} \quad (III.6)$$



donde  $V_o$  es el voltaje de la juntura  $p-n$ ,  $t_{za}$  el espesor de la zona activa;  $J$  y  $J_{th}$  la densidad de corriente de alimentación y umbral respectivamente;  $\eta_{esp}$ ,  $\eta_D$  y  $\eta_i$  son la eficiencia cuántica interna de la emisión espontánea, eficiencia cuántica diferencial y la eficiencia cuántica interna respectivamente.

El coeficiente  $f$  describe la fracción de la emisión espontánea de la zona activa que es transferida radiativamente a través de las capas pasivas de  $Al_yGa_{1-y}As$ . Este factor puede ser estimado si integramos por todos los ángulos menores que el ángulo crítico para la reflexión total interna en la frontera entre la zona activa y las capas pasivas. Dicho factor puede calcularse según Nakwaski [41] mediante la expresión:

$$f \approx 2 \cdot \sin^2 \left[ \frac{1}{2} \arcsin \left( 1 - 0.62 \frac{\Delta x_{Al}}{n_R} \right) \right] \quad (III.7)$$

donde  $n_R$  es el índice de refracción del material de la zona activa y  $\Delta x_{Al}$  es la diferencia del contenido de Al entre la zona activa y las capas pasivas adyacentes.

La emisión espontánea que no es absorbida en la zona activa es radiada a través de las capas transparentes de AlGaAs hacia la capa del sustrato ( $n$ -GaAs) y la capa de GaAs tipo  $p$  donde se absorbe. Los cálculos no son sensibles a obtener el perfil exacto de absorción (debido a los pequeños espesores y a la alta conductividad térmica relativa del GaAs con respecto al AlGaAs, por lo que se asume que la absorción se realiza uniformemente en la dirección perpendicular a la juntura y completamente en el interior de las primeras 0.2  $\mu m$  del sustrato y de la capa  $p$ -GaAs. La densidad de calor generado en este proceso puede ser expresado mediante:

$$g_{abs} = V_o \cdot J_{th} \cdot \frac{\eta_{esp} \cdot f}{2 \cdot d} \quad (III.8)$$

Esto es válido para cada una de las capas analizadas anteriormente. Aquí  $d$  es el espesor donde se absorbe toda la radiación.

Teniendo en cuenta que existe un confinamiento ideal de la corriente, la generación de calor producto del efecto Joule en cada capa puede calcularse como sigue:

$$g_J = J^2 \cdot \rho_i \quad i=1,2,\dots,13 \quad (\text{III.9})$$

$\rho_i$  es la resistividad eléctrica del material de la  $i$ -ésima capa.

En la Tabla 3 se muestra, de manera comparativa, los valores de las densidades de calor generado en cada capa.

Capa	g	g <sub>Total</sub> (Wm <sup>-3</sup> )
AuGe	g <sub>J</sub>	4.76x10 <sup>5</sup>
n-GaAs	g <sub>J</sub>	1.85x10 <sup>8</sup>
n-GaAs	g <sub>J</sub> + g <sub>abs</sub>	9.28x10 <sup>12</sup>
n-Al <sub>0.7</sub> Ga <sub>0.3</sub> As	g <sub>J</sub>	6.82x10 <sup>8</sup>
Al <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As	g <sub>J</sub>	7.49x10 <sup>10</sup>
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	g <sub>Z.A</sub>	2.05x10 <sup>14</sup>
Al <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As	g <sub>J</sub>	7.49x10 <sup>10</sup>
p-Al <sub>0.7</sub> Ga <sub>0.3</sub> As	g <sub>J</sub>	1.59x10 <sup>11</sup>
p-GaAs	g <sub>J</sub> + g <sub>abs</sub>	9.28x10 <sup>12</sup>
Ti	g <sub>J</sub>	8.71x10 <sup>6</sup>
Ag	g <sub>J</sub>	3.22x10 <sup>5</sup>
In	g <sub>J</sub>	8.42x10 <sup>6</sup>
Cu	g <sub>J</sub>	3.39x10 <sup>5</sup>

Como se puede observar en la Tabla 3, exceptuando la disipación en la zona activa, solamente los mecanismos de absorción en el sustrato y la capa p-GaAs tienen cierta importancia relativa. Pero si tomamos en cuenta la generación en la zona activa, la densidad de calor generado por absorción representa menos del 5 % del valor total generado en todo el dispositivo mientras que solamente el generado en la zona activa representa más del 90 %.

Por lo tanto podemos asumir que la fuente de calor fundamentalmente se encuentra en la zona activa y al realizar los cálculos solamente la tendremos en cuenta a ella.

En nuestro análisis, dicha fuente de calor la tendremos en cuenta en las condiciones de frontera, y por lo tanto en la ecuación (III.5) asumiremos  $g(\vec{r}, t) = 0$ . Asumiendo condiciones estacionarias:

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{III.10})$$

y teniendo en cuenta la simetría del dispositivo (Figura III.2) con respecto al eje Z, la ecuación (III.5) toma la forma:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{III.11})$$

Resolviendo la ecuación (III.11) por el método de separación de variables obtenemos la siguiente solución:

$$T_i(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{i,n} \cdot [\cosh(Kn \cdot y) - \gamma_{i,n} \cdot \sinh(Kn \cdot y)] \cdot \cos(Kn \cdot x) \quad (\text{III.12})$$

donde  $T_i(x, y)$  representa la temperatura en el interior de la  $i$ -ésima capa y  $\beta_{i,n}$  y  $\gamma_{i,n}$  son coeficientes indeterminados que se hallan a partir de las condiciones de fronteras.

### III.3.2. Condiciones de frontera.

En ambas configuraciones (parte  $p$  hacia abajo y hacia arriba), la conducción a través del disipador juega un papel dominante. La influencia de la radiación de cuerpo negro y la convección natural son despreciables, lo que nos lleva a la conclusión de que las paredes verticales (ver Figura III.2) del dispositivo pueden ser tratadas como aisladas térmicamente, es decir, el flujo de calor a través de ellas se anula:

$$\sigma \cdot \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \Big|_{\substack{\text{Paredes} \\ \text{verticales}}} = 0$$

donde  $T$  es la temperatura y  $\vec{n}$  es un vector unitario normal a la pared del láser.

Como se vio anteriormente, la extracción de calor por el alambre de contacto es despreciable lo que nos lleva a considerar que también la superficie superior permanece aislada térmicamente:

$$\sigma \cdot \frac{\partial T}{\partial \vec{n}_o} \Big|_{\substack{\text{superficie} \\ \text{superior}}} = 0$$

aquí  $\vec{n}_o$  es un vector unitario normal a la superficie superior.

La capacidad calórica del disipador  $C_{dis}$  se calcula (en el caso en que sea de cobre):

$$C_{dis} = \rho \cdot V \cdot c \tag{III.13}$$

donde  $\rho$  es la densidad (para el cobre  $\rho_{Cu} = 8900 \cdot \frac{Kg}{m^3}$  [24])

$c$  es el calor específico (para el cobre  $c_{Cu} = 380 \cdot \frac{J}{Kg \cdot K}$  [24])

$V$  es el volumen del disipador.

se obtiene un valor:

$$C_{dis} (J / K) = 3.4 \cdot 10^{-3} \cdot V [mm^3] \tag{III.14}$$

Si tenemos en cuenta que el volumen del diodo láser viene a ser típicamente  $500 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  comparándolo con el volumen del disipador ( $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}$ ) este puede ser considerado como un medio semi-infinito, lo que significa que la temperatura de su superficie externa puede ser asumida igual a la del ambiente:

$$T|_{\substack{\text{superficie\_externa} \\ \text{del\_disipador}}} = 0$$

El hecho de tomar la temperatura ambiente como cero no influye en los cálculos, ya que cuando se quiera conocer la temperatura real en un punto del láser basta con sumarle la temperatura ambiente al valor obtenido.

Si tenemos en cuenta que la conductividad térmica es independiente de la temperatura entonces el flujo de calor y la temperatura son continuos en las intercaras entre las capas del láser, es decir:

$$\sigma \cdot \frac{\partial T}{\partial \vec{n}_1}, T \quad \text{continuas en las intercaras.}$$

donde  $\vec{n}_1$  es un vector unitario normal a las intercaras.

En la Figura III.2 se muestra la estructura utilizada en los cálculos así como los parámetros que la definen. La zona activa se ha dividido en 2 capas (1 y 2) por conveniencia en los cálculos.

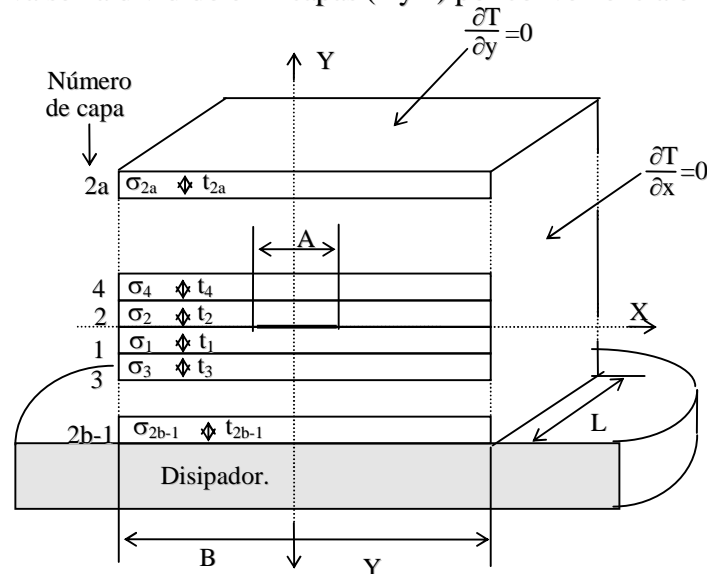


Figura III.2. Esquema de la estructura utilizada en los cálculos.

En nuestro caso las condiciones de fronteras anteriores se transforman respectivamente en las condiciones siguientes:

$$\left. \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} \right|_{x=\pm \frac{B}{2}} = 0 \quad (\text{III.15})$$

$$\left. \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} \right|_{y=t_{2a}} = 0 \quad (\text{III.16})$$

$$T(x, y) \Big|_{y=2b-1} = 0 \quad (\text{III.17})$$

De (III.12) y (III.15) se determina el coeficiente  $Kn$ :

$$Kn = \frac{2 \cdot n \cdot \pi}{B} \quad (\text{III.18})$$

Con ayuda de (III.12) y aplicando la condición (III.16) hallamos el coeficiente  $\gamma$  correspondiente al nivel superior:

$$\gamma_{2a,n} = \tanh(Kn \cdot t_{2a}) \quad (\text{III.19})$$

De las ecuaciones (III.12) y (III.17) se obtiene para la capa inferior:

$$\gamma_{2b-1} = \coth(Kn \cdot t_{2b-1}) \quad (\text{III.20})$$

Aplicando la continuidad de la temperatura y del flujo de calor obtenemos la expresión que relaciona los coeficientes  $\gamma$  de cada capa:

$$\gamma_{i,n} = \frac{\tanh(Kn \cdot t_i) + \frac{\sigma_{i+2}}{\sigma_i} \cdot \gamma_{i+2,n}}{1 + \frac{\sigma_{i+2}}{\sigma_i} \cdot \tanh(Kn \cdot t_i) \cdot \gamma_{i+2,n}} \quad (\text{III.21})$$

que se calculan a partir de (III.19) y (III.20) mediante un proceso iterativo.

Tomando que la fuente de calor se encuentra localizada en el centro de la zona activa con un ancho igual al del stripe y largo igual al del láser, tenemos que el flujo de calor por unidad de área en ambas caras de la fuente, sumados, debe ser igual a la potencia de calor generado por unidad de área del stripe:

$$-\sigma_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{(x,0)} - \sigma_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{(x,0)} = g'_{za}(x) \quad (\text{III.22})$$

donde:

$$g'_{za}(x) = \begin{cases} Q & 0 \leq |x| \leq A/2 \\ 0 & A/2 < |x| \leq B/2 \end{cases} \quad (\text{III.23})$$

$$Q = g_{za} t_{za}$$

De la continuidad de la temperatura en el centro de la zona activa:

$$T_1(x,0) = T_2(x,0) \quad (\text{III.24})$$

Se obtiene para el coeficiente  $\beta$ :

$$\beta_{1,n} = \beta_{2,n} \quad (III.25)$$

Desarrollando (III.23) en serie de Fourier tenemos:

$$g'_{za} = \frac{Q \cdot A}{B} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4 \cdot Q}{B \cdot Kn} \cdot \sin\left(\frac{Kn \cdot A}{2}\right) \cdot \cos(Kn \cdot x) \quad 0 \leq |x| \leq B/2 \quad (III.26)$$

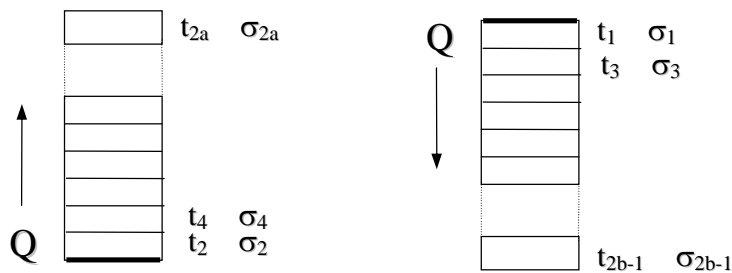
Sustituyendo el desarrollo (III.26) en (III.22) y con ayuda de (III.12) tenemos que:

$$\beta_{i,n} = \frac{4 \cdot Q}{B \cdot Kn^2} \cdot \frac{\sin(Kn \cdot A / 2)}{\sigma_1 \cdot \gamma_{1,n} + \sigma_2 \cdot \gamma_{2,n}} \quad (III.27)$$

Partiendo de la continuidad del flujo de calor entre dos niveles sucesivos llegamos a:

$$\beta_{i+2,n} = \beta_{i,n} \cdot \frac{\coth(Kn \cdot t_i) - \gamma_{i,n}}{\coth(Kn \cdot t_i) - \gamma_{i+2,n}} \quad (III.28)$$

Para calcular el coeficiente  $\beta_{i,0}$  hay que tener en cuenta que el término fundamental de la serie de Fourier (III.26) es independiente de  $x$  y debe ser igual a cero según se deduce de la expresión izquierda de (III.22). Esta condición solo se cumple cuando el ancho de la fuente  $A$  es mucho menor que el ancho  $B$  del láser, lo que equivale a considerar el problema del cálculo de la temperatura de una varilla con la fuente  $Q$  situada en un extremo; para las capas  $a$  y  $b$ :





En este problema para las capas superiores:

$$\beta_{i,0} = \frac{Q \cdot A}{B} \sum_{\substack{k=2 \\ \text{paso}=2}}^i \frac{t_k}{\sigma_k} \quad (\text{III.29})$$

y para las capas inferiores:

$$\beta_{i,0} = \frac{Q \cdot A}{B} \sum_{\substack{k=1 \\ \text{paso}=2}}^i \frac{t_k}{\sigma_k} \quad (\text{III.30})$$

Como vimos en el epígrafe III.2.3.2 el principal mecanismo de extracción del calor es a través del disipador, lo que implica que todo el calor fluye hacia abajo y por lo tanto (III.29) se anula quedando:

$$\beta_{i,0} = \begin{cases} 0 & i \dots \text{par} \\ \frac{Q \cdot A}{B} \sum_{\substack{k=1 \\ \text{paso}=2}}^i \frac{t_k}{\sigma_k} & i \dots \text{impar} \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

Teniendo en cuenta la definición (III.1) para la resistencia térmica y considerando que  $Q$  es la velocidad uniforme de generación de calor por unidad de área del stripe, entonces  $QLA$  es el calor total generado y la temperatura en la zona activa se calcula a partir de (III.12) tomando  $i=1$  :

$$R_t(x, y) = \frac{T_1(x, y)}{Q \cdot L \cdot A} \quad (\text{III.32})$$

A partir de la expresión anterior si tomamos  $y=0$  tenemos entonces una expresión para  $R_t(x)$  que representa una magnitud que multiplicada por la potencia disipada da la temperatura en el punto  $x$  de

la zona activa en el plano del stripe. A partir de esta expresión de  $R_t(x)$  podemos calcular la resistencia térmica promedio en la zona activa y, conocida la potencia disipada, el incremento de temperatura promedio en la misma:

$$\begin{aligned} \langle R_t \rangle &= \frac{1}{A} \cdot \int_{-A/2}^{A/2} R_t(x,0) dx \\ &= \frac{\beta_{1,0}}{Q \cdot L \cdot A} + \frac{2}{Q \cdot L \cdot A^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_{1,n}}{k_n} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \cdot k_n \cdot A\right) \end{aligned} \quad (\text{III.33})$$

En la Figura III.3 se muestra la resistencia térmica al lo largo de la zona activa para ambas configuraciones. Para la configuración con la parte  $p$  hacia el disipador tenemos una resistencia térmica promedio de 1 K/W mientras que para la configuración con la parte  $p$  hacia arriba la resistencia térmica promedio fue de 15 K/W lo que implica que para la potencia de alimentación según los parámetros de la Tabla 2, el incremento de temperaturas en la zona activa fue de 1 grado y 13 grados respectivamente.

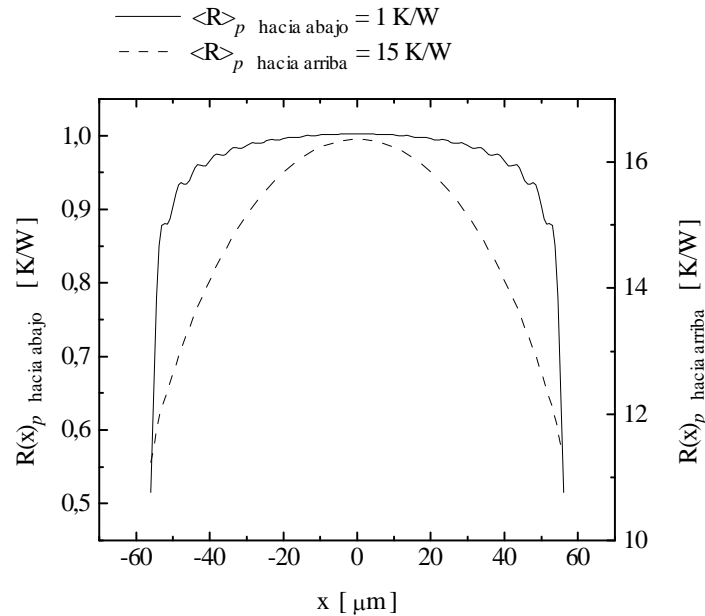


Figura III.3. Resistencia térmica vs posición en la zona activa.

En la configuración parte  $p$  hacia arriba el flujo del calor generado en la zona activa tiene que atravesar el sustrato provocando que el área de propagación del flujo de calor sea mayor (debido a la conductividad térmica y el espesor del sustrato) lo que aumenta considerablemente la resistencia térmica del dispositivo. Por lo tanto la configuración con la parte  $p$  hacia el disipador es la óptima si se quiere eliminar la ruptura térmica o degradación térmica del dispositivo a altas potencias de salida, que depende de la eficiencia de conversión y de la potencia de alimentación. Esto es una conclusión importante ya que con este montaje, al ser la resistencia térmica menor, se tiene un incremento de temperaturas menor, lo que implica que los parámetros que dependen de la temperatura se mantengan estables durante la operación del dispositivo.

En vistas de que el dispositivo se encuentra sobre un disipador (de cobre en nuestro caso) la resistencia térmica del mismo también debe tenerse en cuenta. Producto de la presencia de las capas que se encuentran entre la zona activa y el disipador, el flujo de calor penetrará al disipador por un área mayor que  $A \times L$ . La resistencia térmica de un medio semi-infinito se calcula según [35]:

$$\langle R_{Dis} \rangle = \frac{\sinh^{-1}(\varepsilon) + \varepsilon \cdot \sinh^{-1}\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) - \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon^2)^{3/2} - \frac{1}{\varepsilon} - \varepsilon^2\right)}{\pi \cdot L \cdot \sigma} \quad (\text{III.34})$$

$$\varepsilon = \frac{L}{S_{ef}}$$

donde  $S_{ef}$  es el área efectiva por donde penetra el calor al medio y  $\sigma$  es su conductividad térmica.

Para calcular  $S_{ef}$  utilizamos la expresión (III.33). Se calculó primero adicionando a la estructura una capa correspondiente al disipador con el espesor y la conductividad térmica dados en la Tabla 2. Este cálculo nos da  $\langle R \rangle_{Dis+Láser}$ , la diferencia  $\Delta \langle R \rangle = \langle R \rangle_{Dis+Láser} - \langle R_t \rangle$  es la resistencia térmica producto de la adición de esta capa de cobre. Para obtener el valor de  $S_{ef}$  se utiliza la expresión (III.33) pero tomando solamente una capa igual a la que se adicionó anteriormente. Bajo estas condiciones se

va variando  $A$  hasta que el valor de  $\langle R_t \rangle$  obtenido sea igual a  $\Delta \langle R \rangle$ ; cuando esto ocurra entonces tendremos el valor de  $S_{ef}$  y podremos calcular la resistencia térmica del disipador por la expresión (III.34).

Para la configuración con la parte  $p$  hacia abajo (Figura III.2) se obtiene que  $\langle R_t \rangle_{p\downarrow} = 1$  K/W y  $\langle R \rangle_{Dis-p\downarrow} = 3$  K/W y para la configuración con la parte  $p$  hacia arriba  $\langle R_t \rangle_{p\uparrow} = 15$  K/W y  $\langle R \rangle_{Dis-p\uparrow} = 2$  K/W. La resistencia térmica total del dispositivo es  $\langle R_t \rangle + \langle R \rangle_{Dis}$ . Por lo anterior, el análisis de los disipadores hay que tenerlo en cuenta sobre todo para la configuración con la parte  $p$  hacia abajo.

La dependencia de la resistencia térmica con  $L$  viene dada por la expresión (III.32). Como se puede observar de la misma, si se duplica la longitud, la resistencia térmica se reduce a la mitad. Aquí hay que tener en cuenta que si lo que se quiere es optimizar la resistencia térmica solamente, para mayores valores de  $L$  menor será su valor pero si es la optimización del dispositivo lo que interesa entonces tenemos que tener en cuenta la dependencia con la longitud de otros parámetros como la eficiencia de conversión y la corriente umbral. Si duplicamos el ancho del dispositivo la  $\langle R_t \rangle$  varía en la tercera cifra después de la coma lo que concluye que variaciones del ancho no influyen en el valor de resistencia térmica. La variación de la resistencia térmica promedio con el ancho del stripe para la configuración  $p$  hacia abajo se muestra en la Figura III.4.

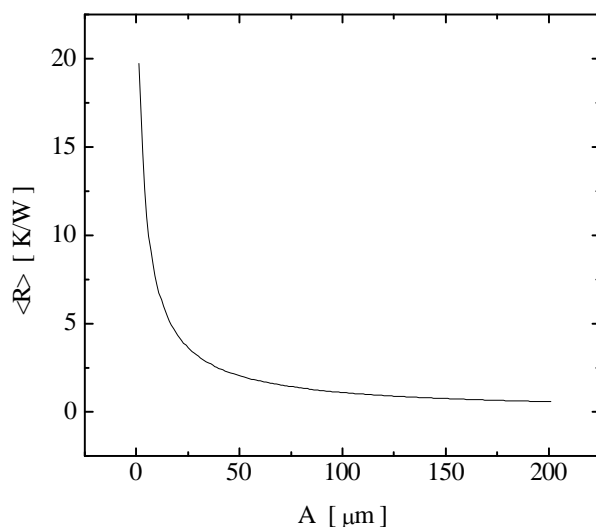


Figura III.4 Resistencia térmica promedio en función del ancho del stripe.

Como se observa en la figura a mayor ancho del stripe menor resistencia térmica. En este caso, al igual que cuando comparamos la resistencia térmica con la longitud del diodo, es necesario tener en cuenta que la corriente umbral crece a medida que  $A$  aumenta.

Otros parámetros a considerar son la influencia del contenido de aluminio y el espesor de la capa de soldadura. Nuestros cálculos no mostraron variación de la resistencia térmica con el contenido de aluminio en la zona activa y para la variación del espesor de la capa de soldadura (en los cálculos se utilizó indio) para  $2 \mu\text{m}$  la resistencia promedio fue de  $1 \text{ K/W}$  y para  $10 \mu\text{m}$  fue de  $2 \text{ K/W}$  por lo que podemos asegurar que no existe una gran influencia de este parámetro en el valor de  $\langle R \rangle$ .

#### III.4. Determinación experimental de $R_t$

Existen varios métodos para determinar experimentalmente la resistencia térmica [44]. Estos métodos se basan en la medición de un parámetro del dispositivo en régimen continuo y en régimen de pulsos.

Generalmente los parámetros a medir son la corriente umbral, la longitud de onda de emisión, la caída de voltaje o la potencia de salida. Debido a que en régimen continuo (CW) la zona activa del dispositivo se calienta, cosa que no ocurre cuando este es operado en régimen de pulsos, es posible evaluar la  $R_t$  por el corrimiento que sufren los parámetros antes mencionados medidos en CW con respecto a su medición en régimen pulsado. En este trabajo la resistencia térmica se evaluó a partir del corrimiento de la corriente umbral.

La relación entre las corrientes umbral en ambos regímenes viene dado por la siguiente expresión:

$$I_{th_{CW}} = I_{th_P} \cdot \text{Exp}\left(\frac{\Delta T}{T_o}\right) \quad (\text{III.35})$$

donde  $\Delta T$  representa el incremento de temperatura en la zona activa y  $T_o$  es la temperatura característica del dispositivo. Sustituyendo las expresiones (III.32) y (II.3) en (III.32), la resistencia térmica experimental puede calcularse según:

$$R_t = \frac{T_o \cdot \ln(I_{th_{CW}} / I_{th_P})}{I_{th_{CW}} \cdot (V_o + R_s \cdot I_{th_{CW}})} \quad (\text{III.36})$$

Para obtener el valor de  $T_o$  se midió la corriente umbral en régimen de pulsos en el intervalo de 25 a 85 °C para un diodo de la estructura PR 209 con  $L = 264 \mu\text{m}$ , obteniéndose un valor de 125 K. El resto de los parámetros en la expresión (III.36) resultaron ser:  $I_{th_{CW}} = 560 \text{ mA}$ ,  $I_{th_P} = 440 \text{ mA}$ ,  $V_o = 1.6$  y  $R_s = 2 \Omega$ . El valor de la resistencia térmica obtenido para la configuración con la parte  $p$  hacia arriba fue de 20 K/W. Este valor aunque está dentro del rango de los valores que comúnmente se reportan para este tipo de dispositivo, debe ser tomado como aproximado. Para su determinación es necesario contar

con un sistema de medición adecuado que permita realizar las mediciones en régimen continuo del que aún no disponemos.

## Referencias.

- [1] M.G.A.Bernard, G.Duraffourg, Phys. Status Solidi, **1**, 699 (1961)
- [2] H.C.Casey, M.B.Panish, Heterostructure Lasers, Part A
- [3] P.Díaz, T.A.Prutskij., M.Sánchez, Crys. Res. Tech, **24**, 921 (1989)
- [4] Zh.I.Alferov, V.M.Andreev, A.A.Vodnen., Sov. Phys. Semic., **20**, 239 (1986)
- [5] V.M.Andreev, A.B.Kazantev., AIP. Conf. Proc., **240**, 24 (1991)
- [6] A.Z.Mereutse., A.V.Syrbu., Sov. Tech. Phys. Lett., **17**, 139 (1991)
- [7] P.Díaz, T.A.Prutskij., F.López, Crys. Res. Tech, **25**, 1419 (1990)
- [8] H.Kressel, J.K.Butler, Semiconductor Lasers and Heterojunction
- [9] J.C.González., Tesis de Diploma., 1994
- [10] P.R..Claise., G.W.Taylor., Elect. Letters., **28**, 1991 (1992)
- [11] K.Sang-Bae., H.Young-Su., D.Man-Hee., Elect. Letters., **29**, 1971 (1993)
- [12] D.P.Bour., A.Rosen., J. Appl. Phys., **66**, 2813 (1989)
- [13] J.R.Shely., Appl. Phys. Lett., **52**, 1455 (1988)
- [14] J.R.Shely., Appl. Phys Lett., **50**, 1635 (1987)
- [15] K.Wagner., R.G.Waters., IEEE J. of Quantum Elect., **24**, 1258 (1988)
- [16] M.Ettenberg., C.J.Nuese., H.Kressel., J. Appl. Phys., **50**, 2949 (1979)
- [17] N.Chinone., R.Ito., O.Nakada., J. Appl. Phys., **47**, 785 (1976)
- [18] S.Ritchie., R.F.Goofrey., B.Wakefield., D.H.Newman., J. Appl. Phys., **49**, 3127 (1978)
- [19] W.Nakwaski., Electron Tech., **11**, 37 (1978)
- [20] J.Camassel., D.Auvergne., H.Mathieu., J. Appl. Phys., **49**, 2683 (1975)
- [21] J.C.Dyment., Y.C.Cheng., A.J.Spring Thorpe., J. Appl. Phys., **46**, 1739 (1975)
- [22] P.Melman., J.W.Carlsen., Appl. Opt., **20**, 2694 (1981)
- [23] L.Goldberg., H.F.Taylor., J.F.Weller., Electron. Lett., **17**, 497 (1981)



- [24] P.Garel-Jones, J.C.Dyment, IEEE J.Quantum Electron., **QE-11**, 408 (1975)
- [25] W.B.Joyce., R.W.Dixon., J. Appl. Phys., **46**, 855 (1975)
- [26] T.Kobayashi., G.Iwane., Jpn. J. Appl. Phys., **16**, 1403 (1977)
- [27] D.H.Newman., D.J.Bond., J.Stefan., Solid State & Electron Device, **2**, 41 (1978)
- [28] E.Duda., J.C.Carballes., J.Apruzzese., IEEE J.Quantum Electronic, **QE-15**, 812 (1979)
- [29] J.Buus., IEEE J.Quantum Electronic, **QE-15**, 734 (1979)
- [30] M.Ito., T.Kimura., IEEE J.Quantum Electronic, **QE-17**, 787 (1981)
- [31] W.Nakwaski., IEE Proceedings, **131**, Jun 1984
- [32] Y.Lin, Z.Fang., Electron. Lett., **27**, (1991)
- [33] G.K.Reeves., S.L.Shi., G.T.Ong., Electron. Lett., **28**, (1992)
- [34] G.Chen., C.L.Tien., J. Appl. Phys., **74**, 2167 (1993)
- [35] H.S.Carshaw., J.C.Jaeger. "Conduction of heat in solids.", Clarendon Press, Oxford (1959)
- [36] R.Eisberg, R.Resnick. "Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles.", John Wiley & Sons, Inc., 1974
- [37] T.Moss. "Semiconductor optoelectronics.", Mir, Moscú, (1976) (en ruso)
- [38] H.Claussnitzer. "Einführung in die Elektrotechnik." Verlag Technik., Berlín (1965)
- [39] CRC Handbook of tables for applied engineering science., 2nd Edition, CRC Press (1973)
- [40] T.Kobayashi., Y.Furukawa., Jpn. J. App. Phys., **14**, 1981 (1975)
- [41] W.Nakwaski., Sov. J. Quantum Electron., **9**, 1544 (1979)
- [42] S.Adachi., J. Appl. Phys., **58**, R4 (1985)
- [43] Landolt-Borstein, Numerical data and functional relationships in science end technology, **VIII/2**, 1982
- [44] J.S.Mannig., J.Appl. Phys., **52**, 3179 (1981)