

# Láseres semiconductores de alta potencia: diferentes sistemas

Salvador Guel Sandoval

*Instituto de Investigación en Comunicación Óptica, Universidad Autónoma de San Luis Potosí  
Av. Karakorum 1432, Lomas 4a. Sección, 78000 San Luis Potosí, S.L.P., Mexico*

Stephen D. Hersee

*Center for High Technology Materials, University of New Mexico  
Albuquerque NM., 87106, USA*

Recibido el 13 de junio de 1997; aceptado el 5 de junio de 1998

Una limitación importante en los láseres semiconductores consiste en su dificultad para proporcionar una cantidad significativa de potencia, simultáneamente con un alto grado de coherencia espacial. Esto se debe a que si se quiere obtener mucha potencia de un láser, se tiene que aumentar el volumen del medio activo en el que tiene lugar la radiación estimulada; sólo que al hacer esto se aumentarán también los modos espaciales de la emisión producida, lo cual disminuye su coherencia. Por otro lado, si se reduce el volumen activo, se reducen los modos; esto es la coherencia espacial aumenta pero la potencia disminuye. Entonces si se quiere que un láser trabaje a la mayor potencia y con la mayor coherencia posibles, debe hacerse un compromiso entre ambas. En este trabajo se mencionan los diferentes métodos, que han sido propuestos desde la invención del láser semiconductor hasta la presente década, para tratar de combinar ambas características de manera óptima.

*Descriptores:* Láseres semiconductores; alta potencia; coherencia espacial; arreglos multicanal; resonadores inestables; oscilador maestro

An important limitation in semiconductor lasers is to obtain high power simultaneously with a high degree of spatial coherence. This is due to the following fact. If high power is desired from a semiconductor laser one must increase the active volume where stimulated radiation takes place. However this also increases the number of light modes thus diminishing its spatial coherence. On the other hand if the active volume is reduced, the spatial modes are also reduced increasing the coherence but decreasing the power. Then a compromise must be established between both quantities. In this work, the different methods that have been proposed since the semiconductor laser invention to the presente decade to combine entirely both characteristics, are discussed.

*Keywords:* Semiconductor lasers; high power; spatial coherence; multichannel arrays; unestable resonators; master oscillator

PACS: 42.55.Px; 42.60.Da

## 1. Introducción

Desde su invención en 1962, [1-4] el láser semiconductor se estableció como una fuente de luz coherente pequeña, confiable y eficiente, que llamó inmediatamente la atención de científicos e ingenieros hacia múltiples aplicaciones. Desde entonces, la tecnología de los láseres semiconductores ha registrado un tremendo avance que aún hoy en los noventa continúa. La constante búsqueda de dispositivos más confiables y eficientes con un mejor control de operación, trabajando a la mayor potencia posible, así como su expansión hacia todas sus posibilidades han llevado al desarrollo de nuevas estructuras, diseños, compuestos y hasta nuevas técnicas para el crecimiento de materiales [5].

El área principal de investigación en lo que a tales dispositivos se refiere, gira en torno de dos de sus características básicas: su potencia y su coherencia espacial. Esta última determina la capacidad de la luz emitida para poder ser enfocada. Ahora bien, mientras que muchas de sus aplicaciones, tales como bombeo óptico en láseres de estado sólido, iluminación infrarroja, soldadura con láser, cirugía del ojo y otras, dependen únicamente del nivel de potencia obtenida; muchas otras como almacenamiento óptico de datos, telecomunica-

ciones por fibras monomodo, comunicación por satélite, impresión láser, etc., requieren al mismo tiempo un alto grado de coherencia espacial.

Obtener simultáneamente un alto nivel de potencia y un alto grado de coherencia espacial de un láser semiconductor no es una tarea fácil. Es por esto que se ha hecho mucho trabajo de investigación en la búsqueda de un diseño que reúna ambas características. El principal problema lo causa el comportamiento multimodal del láser, esencialmente a altos niveles de emisión, puesto que en estas condiciones se excitan un mayor número de modos cada uno con una fase diferente.

Los modos en un láser pueden ser longitudinales o espaciales. Los modos longitudinales están ilustrados en la Fig. 1. Físicamente un modo longitudinal es una onda estacionaria, creada por la superposición de dos ondas que se mueven en sentidos opuestos. Los modos espaciales pueden ser laterales o transversales. Se ilustran en la Fig. 2 y se representan como frentes de onda perpendiculares a la propagación del haz. Estrictamente hablando, los modos transversales, eléctricos (TE) o magnéticos (TM) (dependiendo de qué componente del campo electromagnético, el vector  $\mathbf{E}$  o el vector  $\mathbf{H}$ , sea perpendicular a la dirección de propagación del haz), en un medio dado son soluciones a la ecuación de onda en ese me-

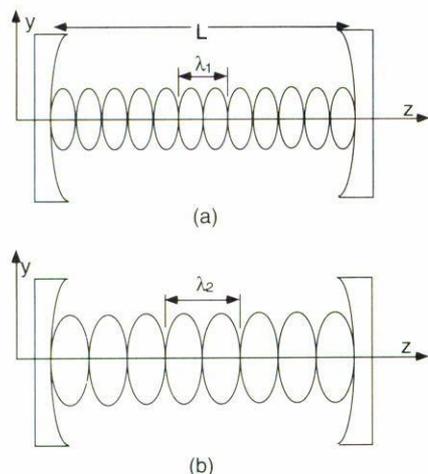


FIGURA 1. Ilustración del concepto de modo longitudinal. Siempre que la cavidad del láser  $L$  sea igual a un número entero de medias longitudes de onda, se formará un tren de ondas estacionario formado por dos ondas que viajan en direcciones opuestas y que interfieren constructivamente. En la figura se muestran dos modos longitudinales que corresponden a las longitudes de onda  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$ . En (b) la amplitud de la onda no es necesariamente mayor que en (a).

dio [6]. Estas soluciones físicamente representan ondas, siendo estas ondas a menudo referidas como ondas transversales  $TEM_{nm}$ , donde  $n$  y  $m$  representan el orden [7]. Esta notación se usa en la Fig. 2.

La Fig. 3 muestra las orientaciones usadas para identificar los modos transversales y laterales en un láser semiconductor. Ambos tipos de modos, longitudinales y transversales, están determinados, en el primer caso, por cuántas veces un número entero de longitudes de onda cabe dentro de la cavidad resonante y en el segundo por los valores permitidos de la constante de propagación. Generalmente, mientras mayor sea el orden del modo (espacial o longitudinal), el grado de coherencia espacial o temporal es menor.

El problema multimodal en la dirección transversal en una heteroestructura, se elimina por el confinamiento mismo de la onda en dicha dirección, puesto que el material que encierra la región activa tiene un índice de refracción más bajo que ella y además ésta es muy delgada. En la dirección lateral, los modos de orden superior se evitan haciendo el ancho del contacto metálico de  $\sim 3 \mu\text{m}$  típicamente, ya que bajo estas condiciones se excita solamente un modo lateral. Sin embargo, este método tiene dos desventajas: primero, que la potencia es muy baja, y segundo, que aún así la densidad de potencia puede aumentar tanto que puede ocurrir daño catastrófico en las caras del láser.

En los párrafos siguientes de este artículo se mencionarán los avances más representativos en la búsqueda de métodos para poder obtener no solamente alta potencia sino también alta coherencia de un láser semiconductor. Por la relevancia de los trabajos desarrollados y de sus aplicaciones, podemos considerar que éste es un tema de mucha importancia en la actualidad.

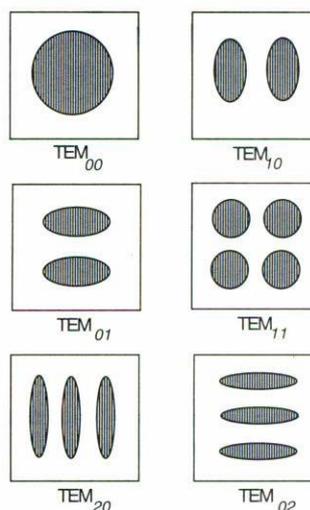


FIGURA 2. Ilustrando el concepto de modo espacial. La luz que se refleja dentro de la cavidad del láser, lo hace solamente en determinadas direcciones formando frentes de onda espaciales estacionarios. La figura muestra la sección transversal de un resonador estable, para diferentes modos espaciales. Los patrones de intensidad de los modos espaciales, están indicados por números. El de la izquierda representa los mínimos en la dirección horizontal y el de la derecha, los mínimos en la dirección vertical. La expresión  $TEM_{00}$  representa el modo de orden fundamental.

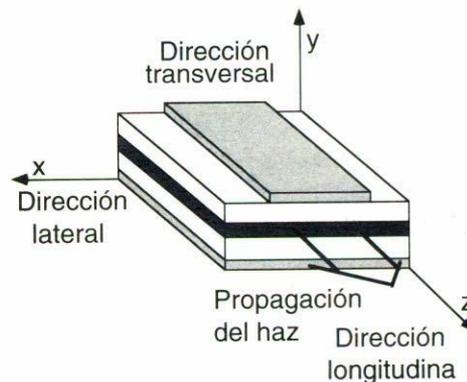


FIGURA 3. Generalmente para caracterizar láseres se habla de tres direcciones: la lateral, la transversal y la longitudinal (dirección en la que se propaga la luz), que coinciden con los ejes  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , respectivamente.

## 2. Evolución de la tecnología para los láseres semiconductores de alta potencia

En las décadas pasadas se hicieron considerables esfuerzos para obtener láseres semiconductores con las características ya mencionadas. Aún cuando algunos métodos dieron resultados satisfactorios, la búsqueda para obtener mejores diseños todavía continúa.

Los primeros láseres semiconductores reportados, trabajaban a muy baja temperatura ( $77^\circ\text{K}$ ) para tolerar mejor el

calentamiento resistivo producido por las corrientes tan altas que fueron utilizadas. Uno de los avances más significativos en esta materia fue introducido por Hayashi *et al.* y otros grupos de trabajo al final de los sesentas y principio de los setentas [8]. Estos investigadores fabricaron láseres usando heteroestructuras de  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , crecidas por epitaxia en fase líquida, que podían operar continuamente a temperatura ambiente. Con este método, debido a un mejor confinamiento tanto óptico como de portadores, se redujo la densidad de corriente de umbral ( $J_{th}$ ) en varios órdenes de magnitud hasta  $\sim 1.6 \text{ kA/cm}^2$  en diodos simples de  $560 \mu\text{m}$  de largo. Los niveles de potencia reportados fueron de 20 mW, pero la mayor contribución de este trabajo fue que se demostró la posibilidad de obtener dispositivos trabajando en condiciones de temperatura ambiente. (Nota: la terminología y conceptos que se refieren a la caracterización de la calidad del haz en un láser semiconductor tales como: campo lejano, grado de coherencia, visibilidad de las franjas, divergencia del haz, ancho total a medio máximo, límite de la difracción, eficiencia cuántica, etc., se discuten en el Apéndice del presente trabajo).

A finales de los setentas, Dupuis *et al.* diseñaron mejores heteroestructuras, crecidas por deposición química de compuestos metalorgánicos en fase de vapor [9]. Los valores obtenidos para la densidad de corrientes de umbral fueron de  $590 \text{ A/cm}^2$ , que se atribuyeron a la alta calidad de las capas de GaAs y de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , producidas mediante este método. Más tarde, usando varias capas muy delgadas, llamadas pozos cuánticos, este mismo grupo pudo obtener eficiencias cuánticas ( $\eta_d$ ) tan altas como 85%. Sin embargo, la densidad de corriente se incrementó [10]. En experimentos posteriores, usando estructuras y métodos de crecimiento más sofisticados, se encontraron valores más bajos de  $J_{th}$  que los que se habían reportado previamente.

A principio de los ochentas se introdujo el concepto de heteroestructura de confinamiento separado con índice graduado. En este caso, la región activa constituida por un pozo cuántico únicamente, estaba rodeada por una región de confinamiento cuyo índice de refracción variaba gradualmente en forma continua [11] o por escalones [12], con lo cual el valor de  $J_{th}$  se redujo hasta  $\sim 250 \text{ A/cm}^2$ . Estas densidades de corriente tan bajas disminuyeron significativamente el calentamiento del láser, dando lugar a que éste pudiera ser operado a más alta potencia y habiendo la puerta para que comenzara realmente el trabajo en esa dirección.

## 2.1. Arreglos multicanales de fase cerrada

Uno de los métodos con más éxito en operaciones de alta potencia es el denominado arreglo multicanal de fase cerrada iniciado por Scifres *et al.* en 1978 [13]. Con esta técnica, que se muestra esquemáticamente en la Fig. 4, se pudieron obtener haces de salida con menos de  $2^\circ$  de divergencia, mediante el acoplamiento de la radiación de varios láseres de contacto angosto. Los contactos usados en este trabajo fueron franjas metálicas de  $3.5 \mu\text{m}$  de ancho separadas  $8 \mu\text{m}$  de centro a

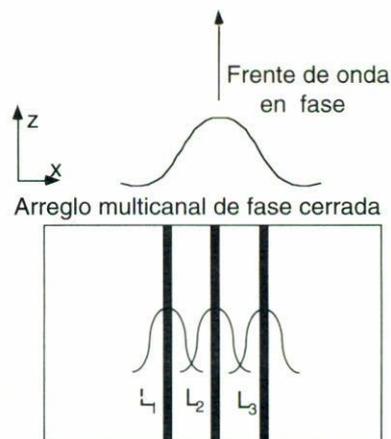


FIGURA 4. Representación esquemática de un arreglo multicanal de fase cerrada. Al acoplarse la radiación entre láseres individuales  $L_1$ ,  $L_2$  y  $L_3$ , se logra un alto grado de acoplamiento entre las fases de cada haz. Con esto también se consigue un alto grado de estabilidad en los modos.

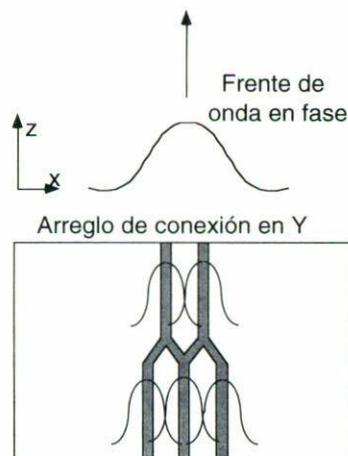


FIGURA 5. Ilustración del arreglo de conexión en Y. Como en el sistema anterior, el acoplamiento se logra de la misma manera; pero si además de estar en fase, los haces individuales coinciden en un camino común, el ajuste entre ellos aumenta dando lugar a un haz más energético y estable a la salida.

centro. En este primer trabajo se reportó una potencia de 60 mW por cada cara del láser, con una eficiencia cuántica mayor que 25%.

Usando variaciones del método anterior, como por ejemplo el llamado método de multibanda acoplado o, más recientemente, arreglo de conexión en Y, ilustrado en la Fig. 5 [14], se pudieron obtener algunas mejoras. En este caso se logró un reforzamiento de las ondas en fase haciéndolas coincidir en una misma guía, obteniéndose con este arreglo hasta 0.9 W en cada cara, con una divergencia de haz de menos de  $4^\circ$ . La operación fue pulsada y a temperatura ambiente. La corriente de umbral ( $I_{th}$ ) fue de 400 mA, con una eficiencia cuántica ( $\eta_d$ ) de 65%.

Este mismo grupo obtuvo después aún mejores resultados al usar una estructura de pozos cuánticos múltiples [15]. En esta ocasión los dispositivos emitieron luz con una potencia máxima de 2.1 W por cara, con pulsos de 75 ns, y 400 mW por cara con corriente continua; sin embargo, no se especificó el grado de coherencia. En este caso, se supone que estas estructuras con pozos cuánticos múltiples proporcionaron más potencia debido al aumento en el volumen de la región activa. Estos dispositivos fueron denominados arreglo de láseres de inyección con pozo cuántico y multibandas acopladas.

Un avance más usando esta técnica se logró cuando se pudo demostrar el primer arreglo de dispositivos trabajando en forma continua, con capacidad para operar a niveles de potencia mayores que 200 mW por cara, a una temperatura de 100°C, y con 600 mW por cara a temperatura ambiente [16]. La corriente de umbral ( $I_{th}$ ) fue de 130 mA y la eficiencia cuántica externa fue ~60%. La divergencia de campo lejano fue esta vez muy grande (60° en el ancho total a medio máximo), de manera que la importancia de este experimento radicó más bien en que se lograron láseres de alta potencia que trabajaban en forma continua. Sin embargo, esta vez no se utilizaron estructuras de pozos cuánticos múltiples.

En 1981, Ackley y Engelmann propusieron una variación interesante para estos diseños [17, 18]. Al rodear el medio activo en la dirección lateral por dos regiones con mayor índice de refracción, como se muestra en la Fig. 6, se formó una estructura que desviaba la luz hacia fuera de la guía de onda, (algo así como una guía de onda negativa), formada por el láser mismo y el medio a su alrededor. Esto permitió un fuerte acoplamiento entre las emisiones de los láseres individuales debido a la propagación del haz a través de regiones con mayor índice de refracción. Posteriormente, con un modelo mejorado llamado láser con guía de canal, que utilizaba diez contactos, se obtuvieron potencias de hasta 2.8 W con un campo lejano estable. Una característica única de este tipo de dispositivos es que además de un fuerte acoplamiento entre radiaciones de láseres individuales, como ya se ha mencionado anteriormente, muestran también un fuerte confinamiento óptico.

Ahora bien, una característica indeseable en los arreglos de fase cerrada con guías de onda negativas, la constituye precisamente el fuerte acoplamiento entre radiaciones individuales, debido a la formación de modos adicionales. Los dos tipos de modos básicos que se forman son: el modo en fase (esto es, que no hay diferencia de fase entre la radiación de elementos adyacentes) y el modo fuera de fase (si la diferencia es de  $\pi$  radianes).

D. Botez *et al.* introdujeron un método para discriminar los modos indeseables [19]. Calculando cuidadosamente la separación entre láseres individuales, pudieron incorporar un mecanismo de resonancia adicional entre radiaciones adyacentes, aumentando así la capacidad de acoplamiento entre los modos en fase (resonantes) y el desacoplamiento entre los modos fuera de fase (no resonantes). Estos arreglos, que luego fueron llamados láseres formados por guías ópticas de resonancia, se han desarrollado hasta un punto tal que se pue-

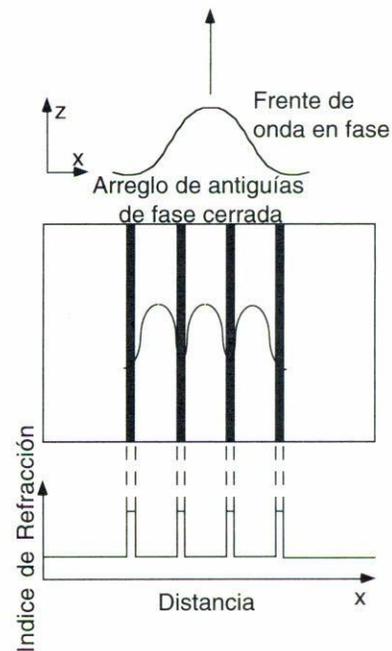


FIGURA 6. Ilustración del arreglo: acoplamiento por antiguas. En este caso, la ganancia se produce en las regiones de índice de refracción bajo y el acoplamiento de los modos se logra a través de las regiones de índice de refracción alto.

de decir representan fuentes de luz coherente y de alta potencia altamente confiables [20]. Con este método se han reportado potencias de hasta 2.1 W con un lóbulo en el campo lejano en el límite de la difracción y potencias de hasta 5 W con un lóbulo en el campo lejano de 3 veces el límite de la difracción [21].

A medida que fueron apareciendo métodos más sofisticados para el crecimiento de estructuras, se presentaron nuevos modelos basados en los de arreglos de guías de onda negativas. En 1990 se propuso la otra variación [22]. Las guías de onda negativas, que vienen a ser realmente los láseres, fueron incorporados al sustrato mediante un procedimiento de crecimiento-ataque-recrecimiento, usando deposición química de compuestos metalorgánicos en fase de vapor, reduciendo así el número de pasos para formar la estructura y simplificando el método. Los datos reportados de este experimento fueron una potencia de salida de 172 mW en cada cara y un campo lejano de 1.6 veces el límite de la difracción. Esta técnica fue después implementada con éxito por D. Meyhus *et al.*, quienes usando arreglos de hasta 20 elementos [23], obtuvieron potencias máximas de 1 W con láseres trabajando en forma continua y hasta 10 W trabajando en forma pulsada, con pulsos cortos (50 ns) y campos lejanos entre 2 y 3 veces el límite de la difracción.

Otro método para discriminar modos indeseables se basa en el efecto Talbot. Según este efecto, un arreglo de fuentes luminosas en fase con periodo espacial  $d_T$ , forma su autoimagen a una distancia  $Z_T = 2d_T^2/\lambda_m$  llamada distancia Talbot.

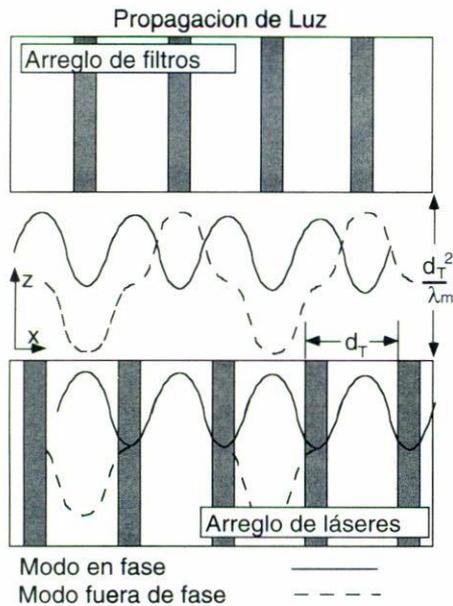


FIGURA 7. Representación esquemática de un arreglo de período  $d_T$ , de láseres multicanales acoplados y filtro espacial basados en el efecto Talbot. A la mitad de la distancia Talbot,  $(d_T^2/\lambda_m)$  se fija un arreglo periódico de aberturas desplazadas lateralmente un medio período  $d_T$ , cuya función es filtrar el modo fuera de fase. La longitud de onda de la luz en el medio difractor es  $\lambda_m$ .

Se encontró que a la mitad de la distancia Talbot los modos fuera de fase forman su propia autoimagen, mientras que los modos en fase forman también la suya, pero desplazada lateralmente un medio período  $d_T$  (ver Fig. 7) [24]. Luego, si a la mitad de la distancia Talbot se pone un arreglo de aberturas que filtren los modos fuera de fase y que dejen pasar a los modos en fase, éstos quedan ciertamente reforzados [25].

Este método fue utilizado por Mawst *et al.* en 1989 [26] para fabricar una estructura con un arreglo de láseres y una cavidad Talbot integrados en un sólo dispositivo. Los primeros resultados con este método reportaron 70 mW de potencia por cara. La emisión fue estable hasta dos veces la corriente de umbral que fue de  $\sim 350$  A, mientras que el lóbulo del campo lejano mostró estar en el límite de la difracción.

Últimamente se han propuesto nuevas estructuras de arreglos de láseres tipo guías de onda negativas. Éstos incluyen los arreglos unidimensionales con láseres de emisión lateral, como los ya explicados, y arreglos bidimensionales de láseres de emisión superficial [27], es decir, láseres que emiten ya no en la dirección lateral, sino perpendicularmente al sustrato. Con los arreglos unidimensionales trabajando en forma continua, se reportaron potencias de hasta 1W, con un lóbulo en el campo lejano de 1.7 veces el límite de la difracción (el 70% de esta potencia concentrada en un lóbulo central). Con arreglos bidimensionales de 9 láseres de emisión superficial, se reportaron hasta 6W de potencia con corriente pulsada, con unas franjas de 33% de visibilidad.

Estos mismos autores han predicho arreglos bidimensionales de 16 unidades, capaces de dar pulsos de hasta 10 W

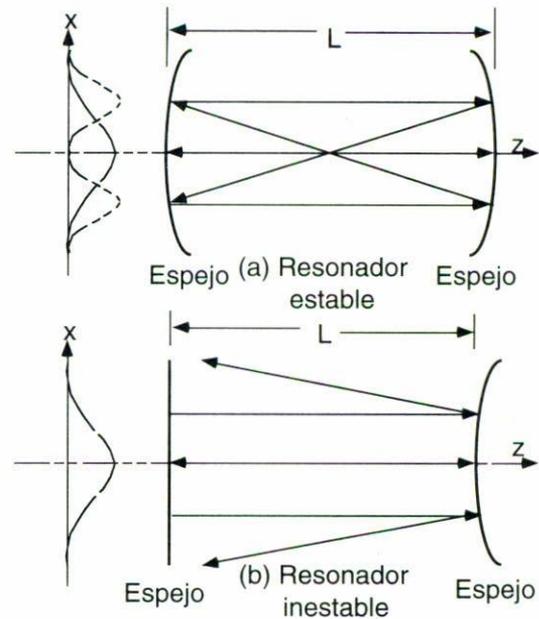


FIGURA 8. Representación esquemática de los resonadores estable e inestable. En (a) la luz que se refleja dentro de la cavidad queda atrapada entre los espejos. En (b) la luz que no coincide en el centro de la estructura, se desvía lateralmente fuera de la cavidad. En esta figura el rayo a lo largo del eje  $z$  representa el modo de orden cero. Otros modos de orden superior, están representados por rayos afuera del eje  $z$ .

emitiendo en un sólo modo espacial, es decir, en el límite de la difracción [27]. Experimentos similares estarían en progreso para demostrar otros arreglos bidimensionales de 1500 elementos, capaces de dar hasta 50 W de potencia operando en forma continua, utilizando cavidades externas tipo Talbot [28]. Estos sistemas pueden llegar a ser muy complejos, a medida que incorporan más y más elementos.

## 2.2. Resonadores inestables

Debido a su capacidad para tolerar medios activos de gran volumen y para eliminar modos espaciales altos seleccionando modos bajos), los resonadores inestables han sido utilizados también de manera eficiente, desde hace varios años, en la fabricación de láseres semiconductores monomodales de alta potencia [29].

Hay dos tipos de resonadores: estables e inestables. Estos conceptos se ilustran en la Fig. 8. Un resonador estable es una cavidad óptica que confina rayos de luz en una región del espacio. Un resonador inestable es una cavidad óptica en la cual los rayos de luz salen fuera de la cavidad después de varias reflexiones. En los ejemplos de la Fig. 8 la cavidad está determinada por el tamaño y forma de los espejos. Sin embargo, se sabe que son posibles otras formas de cavidades estables e inestables.

En el caso estable, la luz que se refleja de un extremo al otro de la cavidad es confinada sin importar la dirección en que se mueva, (en realidad, la dirección misma se fija por

los radios de curvatura de los espejos). Consecuentemente, la única manera en que la luz puede escapar es a través de uno de los espejos. Por otra parte, el resonador inestable contiene un elemento dispersivo formado por un espejo convexo. Así, cualquier rayo que no sea exactamente paralelo al eje  $z$  y que viaje, aunque sea ligeramente desplazado del eje central del resonador, eventualmente saldrá de éste. Luego entonces se puede pensar que el elemento divergente introduce algo así como un aumento lateral o que se comporta como una guía de onda negativa respecto al modo propagante.

Un resonador inestable provee menos amplificación y más pérdidas para los modos laterales altos, puesto que éstos son espacialmente más extendidos y consecuentemente abandonarán la cavidad después de reflejarse varias veces. En contraste, el modo fundamental (o modo sobre el eje) permanece en la cavidad aún después de muchos pases y por lo tanto se amplifica más. De esta manera se obtiene una discriminación en su favor, incluso para una cavidad de gran volumen.

Los lectores interesados en este tema, pueden consultar los capítulos 19 y 20 del libro de láseres de Siegman [30] sobre resonadores estables e inestables, respectivamente; o pueden también consultar el artículo clásico sobre resonadores ópticos de Kogelnik y Li [31].

### 2.2.1. Resonadores inestables integrados

Originalmente los resonadores inestables fueron aplicados sólo en láseres de gas y de estado sólido. Sin embargo, más tarde, también se encontró que eran apropiados para aplicarse en los láseres semiconductores pero que debido al tamaño microscópico de éstos, eran difíciles de fabricar. Afortunadamente después, utilizando técnicas avanzadas de procesamiento de materiales semiconductores, fue posible también integrar cavidades con resonadores inestables a los diodos láser.

En un diodo láser son posibles varias configuraciones de resonadores inestables. Un método consiste en formar perfiles cóncavos sobre una de sus caras, ya sea por medios mecánicos o químicos, a fin de reproducir la cavidad mostrada en la Fig. 8b. En 1980, Bogatov *et al.* fabricaron un láser con un resonador inestable de este tipo, asimétrico, limando y luego puliendo un perfil cóncavo sobre una de sus caras, usando para ello pasta de diamante y una cuerda muy delgada de plástico [32]. En la Fig. 9 se ilustra este tipo de resonador inestable. Este trabajo preliminar demostró la efectividad del método, al mostrar el dispositivo así fabricado una emisión con una intensidad de campo lejano estable, en un intervalo de corriente entre 3.9 A a 6.8 A. Aún cuando el nivel de potencia y el grado de coherencia alcanzados fueron relativamente bajos, este trabajo despertó el interés y entusiasmó a muchos otros investigadores.

En 1985 Craig *et al.* y Salzman *et al.* reportaron la fabricación de diodos láser con un resonador inestable semejantes al anterior, pero utilizando técnicas más modernas de ataque químico y ataque con iones reactivos, respectivamente [33, 34]. En el primer caso se reportaron dispositivos con

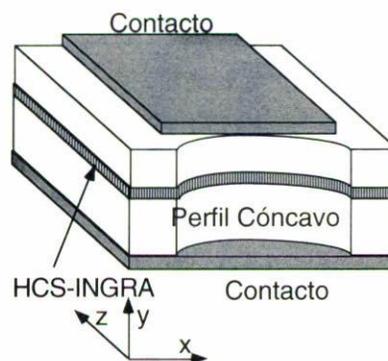


FIGURA 9. Representación esquemática de un diodo láser con un resonador inestable asimétrico. La sección mostrada corresponde a la cara posterior del láser, donde se le grabó un espejo cóncavo por un método que pudo ser: abrasión mecánica, ataque químico u otro. Las siglas HCS-INGRA significan: heteroestructura de confinamiento separado e índice graduado (y lo mismo en las figuras que siguen).

un espejo cóncavo sobre una de sus caras, que mostraron una corriente de umbral de 1.0 A, y una potencia de hasta 200 mW. Sin embargo, no se dieron valores específicos de las características de la coherencia espacial. En el segundo caso se fabricaron espejos cóncavos en ambas caras del diodo, lo que permitió una mayor pérdida en los modos de orden superior. Con estos dispositivos se reportaron una corriente de umbral de 700 mA y una eficiencia cuántica externa de 22%, conjuntamente con una potencia de salida de 350 mW. La coherencia espacial no fue especificada, pero fue reportada como alta. Estos resultados estimularon aún más el interés de otros grupos de trabajo al mostrar definitivamente la posibilidad de obtener simultáneamente de un diodo láser, tanto alta potencia como un alto grado de coherencia espacial.

Más recientemente, los trabajos realizados por Largent *et al.* [35], Tilton *et al.* [36] y por DeFreez *et al.* [37] han demostrado la efectividad de este método, al utilizar técnicas mejoradas de fabricación, que han permitido un mejor control de los parámetros implicados. El primer grupo usó el método de ataque con iones reactivos para atacar anisotrópicamente una de las caras de la cavidad, produciendo un perfil cóncavo que fue pasivado con  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Con este láser se reportaron corrientes de umbral de 250 mA, una eficiencia de 0.25 W/A por cara y potencias de salida de 700 mW con un lóbulo en el campo lejano de 2 veces el límite de la difracción. Los grupos segundo y tercero reportaron la fabricación de un resonador inestable semejante, pero utilizando una técnica de micromaquinado enfocando un haz de iones sobre una de las caras para lograr el espejo curvo. En el primer caso se reportaron potencias totales  $> 1\text{ W}$  con un patrón de campo lejano muy próximo al límite de la difracción; en el segundo, se obtuvieron potencias tan altas como 6 W en operación pulsada y 1.2 W en operación continua.

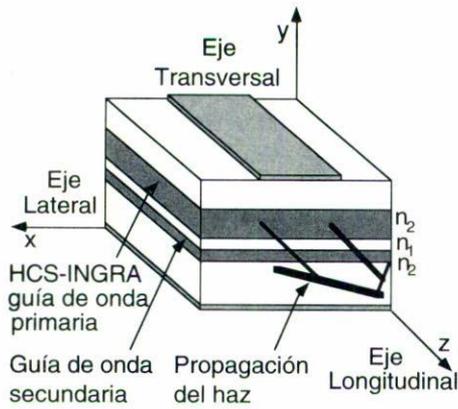


FIGURA 10. Ilustración del concepto de un diodo láser con guía de onda doble. La radiación estimulada se origina en la guía de onda primaria (que en realidad es una HCS-INGRA). Los modos excitados se acoplan a la guía de onda secundaria, donde se incorporan los elementos divergentes que transforman el medio en un resonador inestable.

2.2.2. Diseños más avanzados con resonadores inestables

Un concepto diferente con el que se cree se podría implementar un dispositivo más manufacturable, consiste en implementar los elementos dispersivos del haz dentro de la misma cavidad del láser, utilizando dos guías de onda o, si se quiere, una guía de onda doble. La primera guía es una heteroestructura de confinamiento separado e índice graduado (HCS-INGRA), asimétrica, que contiene la región activa o pozo cuántico. La radiación estimulada producida en esta región se acopla a otra guía de onda que se localiza, ya sea por encima o por debajo de ella y en la cual se crean las condiciones para llevar a cabo la eliminación de los modos superiores. Es decir que la estructura en su conjunto trabaja como un resonador inestable. La Fig. 10 ilustra esta idea.

Un ejemplo de éste modelo, es el láser con tren de lentes recrecidas [38]. En éste el resonador inestable se incorpora a la estructura mediante la fabricación de pequeñas lentes divergentes sobre una capa de GaAs (guía de onda secundaria) que va por encima de la región activa (guía de onda primaria) (ver Fig. 11). Las lentes amplifican los modos de manera que eventualmente los más altos salen de la región de ganancia más rápidamente que los bajos, causando así la discriminación modal. Con esta estructura se reportaron una densidad de corriente de umbral de 400 A/cm<sup>2</sup> y una potencia de 490 mW en cada cara, con un lóbulo en el campo lejano de 1.2 veces el límite de la difracción.

El láser con resonador inestable figurado es otro diseño que también utiliza una guía de onda doble y es por tanto en algunos aspectos similar al láser con tren de lentes recrecidas (Fig. 12). Sin embargo en el láser con resonador inestable figurado, la manera para llevar a cabo la divergencia de los modos altos o superiores es diferente. Una guía de onda no planar (guía de onda secundaria) se coloca debajo de la región activa (guía de onda primaria), haciendo que el índice

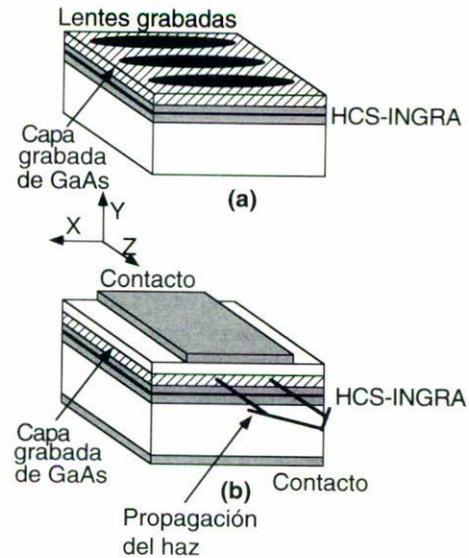


FIGURA 11. En el láser con tren de lentes recrecidas, un resonador inestable se forma con ayuda de una capa de GaAs que va por encima de una heteroestructura de confinamiento separado e índice graduado, (HCS-INGRA). En (a) se ilustra como sobre dicha capa se fabrican muchas cavidades en forma de lente, sobre las que posteriormente se recrece Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. En (b), sobre la estructura ya terminada se depositan los contactos metálicos.

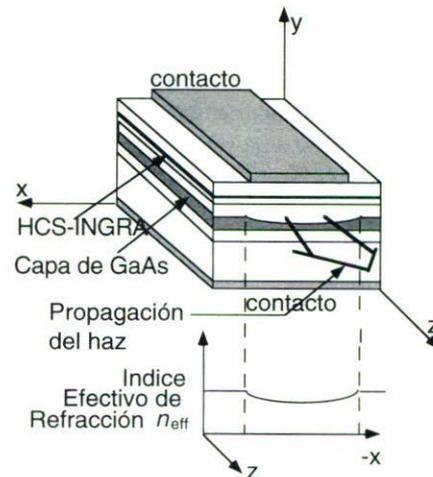


FIGURA 12. Representación esquemática que ilustra el láser con resonador inestable figurado. El área curva representa la capa de GaAs fotoatacada (guía de onda secundaria) por encima de la cual se recrece una capa de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, hasta completar una heteroestructura de confinamiento separado e índice graduado HCS-INGRA (guía de onda primaria). El medio se transforma en un resonador inestable después de esta operación, debido a la variación negativa del índice efectivo de refracción en la dirección lateral

de refracción de la estructura en la dirección lateral varíe debido a la no planaridad en dicha capa. Dicha guía de onda secundaria es una capa de GaAs, que después de ser fotoatacada químicamente para darle forma parabólica, se recrece

con un material de índice de refracción menor (en este caso  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) [39]. De esta manera, se ve que el índice de refracción efectivo del medio en la dirección lateral varía casi linealmente con el grosor de la capa de GaAs, siendo más alto hacia los lados de la estructura que en el centro, como se muestra en la parte inferior de la Fig. 12. Esto hace que la luz que viaja paralelamente en la dirección  $z$ , pero fuera del eje, se desvíe hacia afuera de la cavidad haciendo que ésta se comporte para fines prácticos como si fuera un resonador inestable. Con este diseño se obtuvieron los siguientes resultados: hasta 770 mW por cara (47% en el lóbulo central) en forma pulsada y una eficiencia cuántica de 66%; el patrón de campo lejano de la emisión, mostró una extensión de 2 veces el límite de la difracción, mientras que la corriente de umbral fue de 1.4 A [40], que se debió al área tan grande de contacto.

### 2.3. El amplificador de potencia con oscilador maestro

El último avance importante en la obtención de diodos láser de alta potencia coherentes, lo han constituido configuraciones basadas en el llamado amplificador de potencia con oscilador maestro [41–43]. Este modelo consiste en un pequeño oscilador trabajando relativamente a baja potencia, acoplado a un amplificador que aumenta el nivel de potencia en un factor de 10 a 100, al mismo tiempo que mantiene las mismas características espaciales y temporales de la señal original que generalmente son buenas (Fig. 13a). Una variación de esta configuración básica es el llamado amplificador gradual de potencia con oscilador maestro (Fig. 13b), en el cual el oscilador maestro puede tener potencia baja ( $\sim 50$  mW) y el contacto del amplificador se abre gradualmente empezando con una entrada muy angosta ( $\sim 10$   $\mu\text{m}$ ), para terminar en una salida extendida ( $> 200$   $\mu\text{m}$ ). Pareciera que hasta ahora este modelo ha demostrado tener la potencia más alta de salida en un solo modo espacial en pulso continuo ( $> 3$  W) y con una distribución de campo lejano que está en el límite de la difracción. En un modelo parecido, pero usando amplificadores con contacto más ancho e inyectados con más potencia, estos mismos autores mencionan poder obtener potencias realmente altas ( $\sim 22$  W con corriente pulsada y 11.5 W trabajando continuamente), sin embargo no se hizo mención del grado de coherencia obtenido.

### 2.4. Conclusiones y comentarios

En los párrafos anteriores se ha presentado un panorama, lo más completo posible, del estado que guarda el desarrollo de estructuras materiales sistemas y diseños en lo que a diodos láser de alta potencia se refiere, desde la invención del láser semiconductor hasta el presente. La enorme cantidad de trabajos publicados en esta área hace casi imposible una recopilación total y la rapidez con que avanza el descubrimiento de nuevos materiales y estructuras dificulta todavía más el tema. Sin embargo, por esto mismo, por la diversidad de diseños y trabajos desarrollados, pero principalmente por sus aplicaciones, se puede ver el gran interés que este tema ha despertado

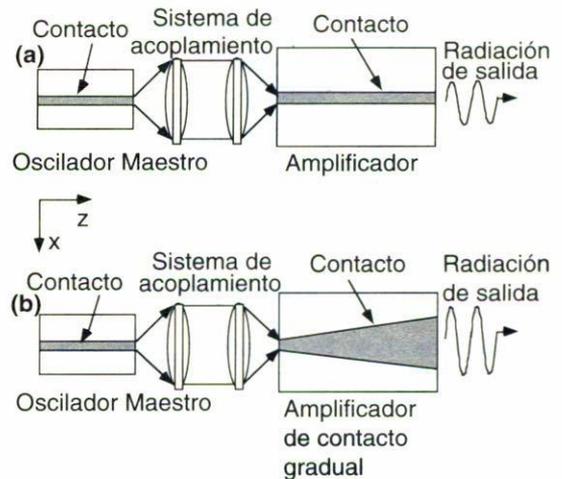


FIGURA 13. Vista superior que ilustra un arreglo amplificador de potencia con oscilador maestro; uno de los métodos más efectivos para obtener alta potencia y radiación coherente de un diodo láser. En (a) un láser muy coherente de baja potencia (oscilador maestro) se acopla a un medio de alta ganancia (amplificador de potencia), que amplifica la señal. En (b) se usa una región de ganancia gradual para maximizar la potencia extraída.

en los grupos de trabajo y que por lo menos hasta ahora no se ve hasta cuando pueda darse por agotado, sino más bien pareciera que todavía va en aumento.

Los sistemas aquí mencionados trabajan principalmente en el infrarrojo. No se incluye la descripción de sistemas para otras longitudes de onda puesto que los métodos para obtener alta potencia se desarrollaron para estructuras que tenían como base el GaAs como emisor y antes que se hubieran propuesto diseños para otras longitudes de onda, como es el caso de estructuras a base de GaN [44, 45] que son de muy reciente propuesta. Esto no descarta desde luego la posibilidad de que los métodos que aquí se describen se puedan aplicar a sistemas con otro rango de emisión.

Publicaciones recientes muestran, dentro de un periodo de 2 a 3 años a la fecha, que actualmente el esfuerzo de los investigadores se ha enfocado más bien a la mejora de los sistemas ya existentes y a las aplicaciones sobre todo en materia de sensores, espectroscopía, procesamiento de información óptica y juegos virtuales, etc., [46–48] con estructuras muy sofisticadas y para otras longitudes de onda, pero que esencialmente no se han propuesto métodos diferentes de los aquí mencionados para la obtención de alta potencia coherente. El tema de las aplicaciones, sin embargo, no se ha examinado en este trabajo por salirse del contexto del mismo, pero bien podría ser el objetivo de un trabajo futuro.

## Apéndice

En este Apéndice se describirán las técnicas que se usan para caracterizar la coherencia espacial y la potencia en un láser semiconductor.

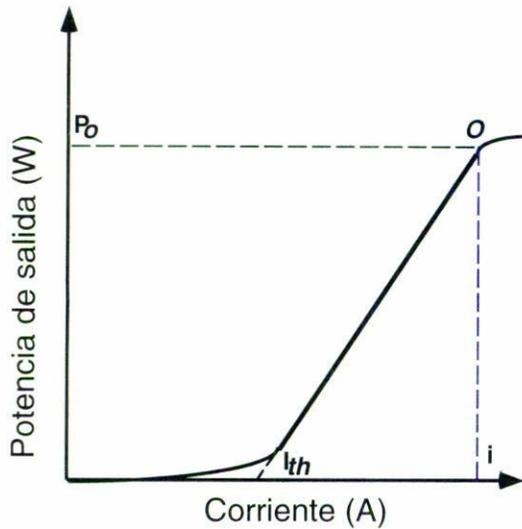


FIGURA 14. Curva ideal potencia luminosa contra corriente  $P-I$ , característica de un diodo láser. La pendiente de la curva, después del umbral, multiplicada por una constante, es aproximadamente igual a la eficiencia cuántica externa y asimismo a la eficiencia de conversión de potencia, definida como la razón de la potencia óptica de salida a la corriente eléctrica aplicada. A corrientes muy altas la relación se vuelve no lineal y la curva se distorsiona; se dice que el láser se satura. (En la gráfica esto ocurre después del punto  $O$ ).

**A. Características corriente-potencia luminosa**

Una de las características más importantes en un láser semiconductor es la potencia a la que emite luz en función de la corriente inyectada [49]. La gráfica resultante se conoce comúnmente como curva  $P-I$  (ver Fig. 14). De esta curva se pueden obtener otros parámetros también importantes como la corriente de umbral  $I_{th}$ , que indica la transición entre la luz debida puramente a radiación espontánea y la debida a radiación estimulada; y la eficiencia cuántica (interna  $\eta_i$ , y/o externa  $\eta_e$ ), que indican qué tan eficiente es el láser para convertir energía eléctrica en energía luminosa.

La eficiencia cuántica interna  $\eta_i$  en un láser o en un diodo emisor de luz, se define como la fracción del flujo de electrones inyectado (esto es:  $i/e$ , donde  $i$  es la corriente inyectada y  $e$  es la carga del electrón, en unidades *electrones/segundo*), que se convierte internamente en un flujo de fotones  $\Phi$ . En otras palabras,  $\eta_i$  es la razón entre el número de pares electrón-hueco que se recombinan dentro del diodo para generar fotones y el número de electrones dentro del mismo diodo [50].

El flujo interno de fotones  $\Phi$ , se expresa entonces como

$$\Phi = \eta_i \frac{i}{e} \tag{A.1}$$

El flujo externo de fotones  $\Phi_o$  está dado en relación al flujo interno de fotones  $\Phi$  como

$$\Phi_o = \eta_e \Phi = \eta_e \eta_i \frac{i}{e}, \tag{A.2}$$

donde  $\eta_e$  es la eficiencia de transmisión con la cual los fotones abandonan la estructura. Si ahora definimos la eficiencia cuántica externa  $\eta_d$  como

$$\eta_{el} = \eta_e \eta_i, \tag{A.3}$$

el flujo externo de fotones se puede escribir como

$$\Phi_o = \eta_d \frac{i}{e}. \tag{A.4}$$

Puesto que cada fotón tiene una energía  $h\nu$ , la potencia  $P_o$  a la salida del láser, está dada por

$$P_o = h\nu \Phi_o = \eta_d h\nu \frac{i}{e}. \tag{A.5}$$

La eficiencia cuántica externa  $\eta_d$  puede medirse por la pendiente de la curva  $P-I$ , medida en la región lineal antes que se alcance la saturación. La responsividad  $R$  es igual a la razón entre la potencia óptica emitida por el láser y la corriente inyectada, en unidades *Watts/Amp*. De la Fig. 14, tenemos

$$R = \frac{P_o}{i} = \frac{h\nu \Phi_o}{i} \tag{A.6}$$

Usando la expresión (A.4), podemos expresar  $R$  como

$$R = \eta_d \frac{h\nu}{e}. \tag{A.7}$$

Si hacemos  $h\nu \approx eV$ , donde  $eV$  es el valor de la banda de energía, entonces

$$R = \eta_d \frac{1.24}{\lambda_o}. \tag{A.8}$$

Luego la responsividad  $R$  de un láser (*Watts/Amp*), puede expresarse como  $\eta_d$  por un factor que depende del valor de la longitud de onda emitida  $\lambda_o$  y viceversa donde  $\lambda_o$  se expresa en  $\mu\text{m}$ .

Otra característica importante es la eficiencia cuántica total  $\eta_p$ , también llamada eficiencia de conversión de potencia, que se define como la razón de la potencia óptica obtenida  $P_o$  a la potencia eléctrica aplicada:

$$\eta_p = \frac{P_o}{iV} \tag{A.9}$$

Sustituyendo (A.5), resulta

$$\eta_p = \eta_d \frac{h\nu}{eV}. \tag{A.10}$$

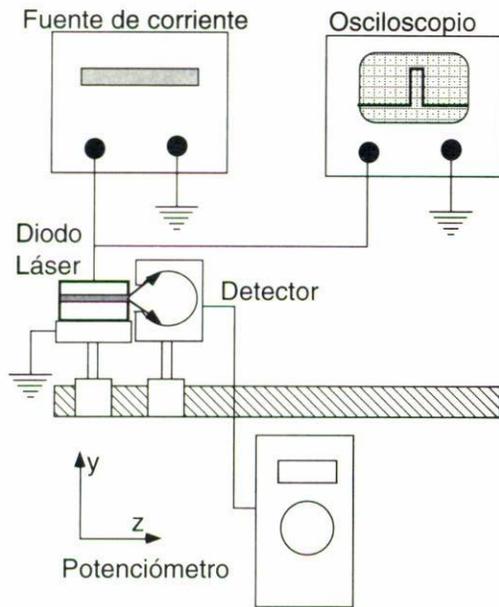


FIGURA 15. Representación esquemática del arreglo experimental para determinar la curva  $P-I$ . Un detector se fija frente al láser, mientras la corriente se hace variar. La potencia se mide directamente. En el dibujo se muestran la fuente de corriente y un osciloscopio para analizar la forma y duración del pulso, cuando el láser trabaja en forma pulsada.

De nuevo, haciendo  $h\nu \approx eV$  resulta

$$\eta_p \approx \eta_d. \tag{A.11}$$

Esto es, la eficiencia de conversión de potencia y la eficiencia cuántica externa, son aproximadamente iguales.

La Fig. 15 muestra esquemáticamente el sistema experimental usado para la caracterización de la curva  $P-I$ .

**B. Características modales espaciales**

Un láser semiconductor emite luz formando un haz que cuya sección transversal tiene forma elíptica. (ver la Fig. 16). La distribución espacial de radiación emitida muy próxima a la superficie emisora se llama campo cercano, a diferencia de la distribución espacial a una distancia lo suficientemente lejos para que el área de emisión pueda despreciarse, que es llamada campo lejano. Debido puramente a difracción, estos campos, formados por la superposición de varios modos laterales y transversales, son diferentes.

Las dimensiones del área elíptica del haz y los valores de los ángulos  $\theta_{\perp}$  y  $\theta_{\parallel}$ , en las direcciones perpendicular y paralela, respectivamente, al plano de emisión, son también parámetros importantes relacionados con las características modales espaciales del láser [51]. Por ejemplo, para lograr un acoplamiento adecuado entre el haz y una fibra óptica es necesario conocer en detalle estos valores.

Podemos imaginarnos que el láser contiene una fuente virtual de luz de anchura  $s$  (como se muestra en la Fig. 17)

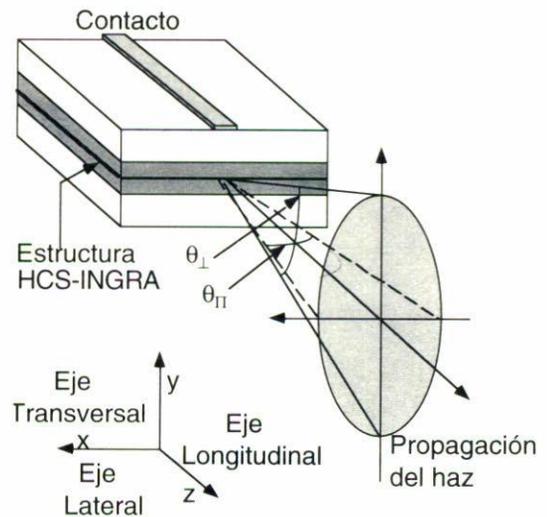


FIGURA 16. Representación esquemática de la emisión de campo lejano de un láser de contacto angosto con estructura HCS-INGRA. En esta figura  $\theta_{\perp}$  y  $\theta_{\parallel}$ , son los ángulos en las direcciones perpendicular y a lo largo del plano de la unión, respectivamente.

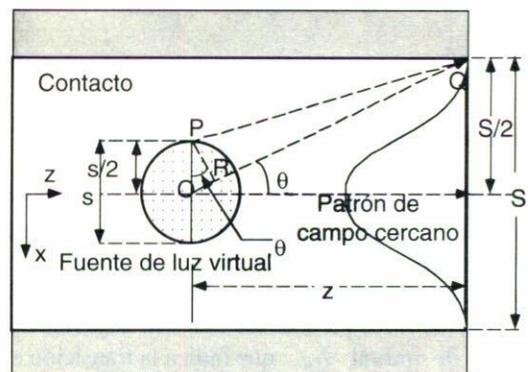


FIGURA 17. Fuente de luz virtual dentro de un diodo láser. Para determinar su tamaño ideal que sería el caso limitado sólo por difracción (LD), se asume que el primer mínimo del patrón de interferencia entre las ondas provenientes de los puntos  $P$  y  $O$ , coinciden con el tamaño de la abertura.

que crea un patrón de interferencia o campo cercano de anchura  $S$  a la salida. La condición ideal para que el campo saliente tenga un mínimo exactamente a ambos lados de  $S$ , es que la diferencia de camino óptico sea

$$\tilde{O}\tilde{Q} - \tilde{P}\tilde{Q} = \frac{\lambda}{2}, \tag{A.12}$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz emitida. Además,

$$\tilde{O}\tilde{Q} - \tilde{P}\tilde{Q} = \frac{s}{2} \text{sen } \theta = \frac{\lambda}{2}. \tag{A.13}$$

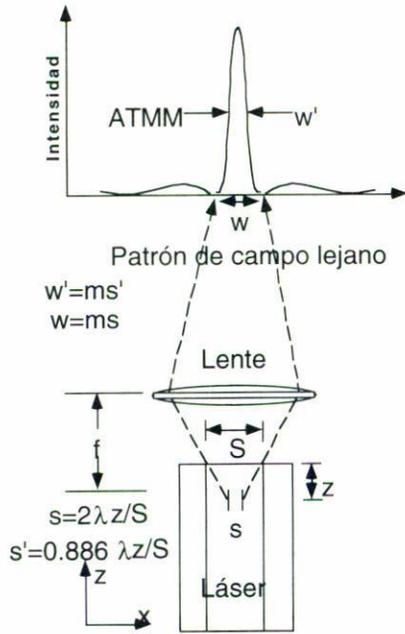


FIGURA 18. Ilustración esquemática de la relación entre el tamaño  $s$  de la fuente virtual de luz dentro del láser y la anchura  $w$  del lóbulo principal en el campo lejano. En el caso ideal, la anchura  $w'$  del lóbulo en el punto donde la intensidad decrece aproximadamente a la mitad de su máximo valor (ATMM), debe ser igual a  $s'$  multiplicado por el aumento  $m$  del sistema, donde  $s'$  es el (ATMM) de la fuente.  $S$  es la abertura del diodo, y  $z$  es la posición de  $s$  dentro del diodo.

Por otro lado, para  $\theta$  pequeño:

$$\frac{S}{2} \approx z \text{ sen } \theta, \tag{A.14}$$

donde  $z$  es la posición de la fuente de luz virtual dentro del láser y  $S$  es la abertura de la salida. Combinando las Ecs. (A.13) y (A.14), se tiene

$$s = \frac{2\lambda z}{S}, \tag{A.15}$$

que sería el tamaño ideal de la fuente de luz virtual, dentro del láser, limitado sólo por difracción.

Si el haz que sale del láser se enfoca sobre una pantalla, el ancho  $w$  de la imagen formada está dado por

$$w = ms. \tag{A.16}$$

donde  $m$  denota el valor del aumento de la lente usada (ver Fig. 18).

Para evaluar la coherencia del láser se toma como referencia el ancho del lóbulo en el punto donde la intensidad ha decrecido a la mitad de su máximo valor. A este valor se le llama ancho total a la mitad del máximo (ATMM). Si correspondientemente se midiera el "ancho" de la fuente virtual  $s$

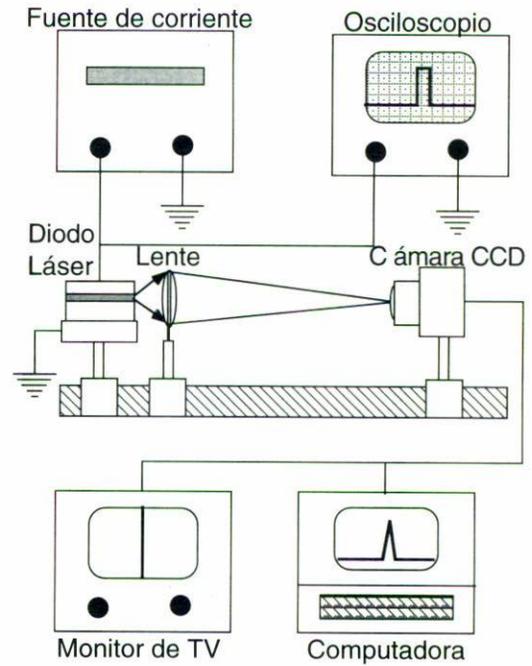


FIGURA 19. Arreglo experimental usado para la caracterización del campo lejano. La radiación emitida por el láser se enfoca sobre una cámara CCD conectada a un monitor de TV y a una computadora para ser analizada. Solamente para redundar, se muestran de nuevo la fuente de corriente y el osciloscopio.

en el mismo punto, este valor sería

$$s' = 0.866 \frac{\lambda z}{S}. \tag{A.17}$$

Esto es asumiendo que  $s$  se comporta idealmente en intensidad como una función  $\text{sinc}^2$ . Entonces este valor se define como el tamaño ideal de la fuente  $s$ , (solamente limitado por difracción). De la misma manera, el ancho total a la mitad del máximo en la distribución de campo lejano, será igual al valor del ancho total a la mitad del máximo de la fuente virtual, por el aumento  $m$  del sistema óptico esto es

$$w' = ms'. \tag{A.18}$$

Luego, entre menos coherente sea la fuente virtual, el lóbulo principal en el campo lejano es más ancho. De esta manera el ancho total a la mitad del máximo de dicho lóbulo, es una buena medida de la coherencia espacial del láser. En cuanto a los ángulos definidos en la Fig. 16, típicamente  $\theta_{\perp}$  varía desde  $30^{\circ}$  hasta  $65^{\circ}$ , mientras que el valor de  $\theta_{\parallel}$  es de aproximadamente  $10^{\circ}$ .

La Fig. 19 muestra un esquema del sistema óptico usado para llevar a cabo la caracterización de campo lejano. Una lente enfoca la luz procedente del láser (fuente virtual) sobre una cámara CCD, la cual está conectada a un monitor de televisión y a una computadora que analiza esta información.

Otro método para evaluar la coherencia espacial consiste en enfocar el campo cercano del láser (esto es, la luz que sale justamente por una de sus caras), sobre una rendija doble y

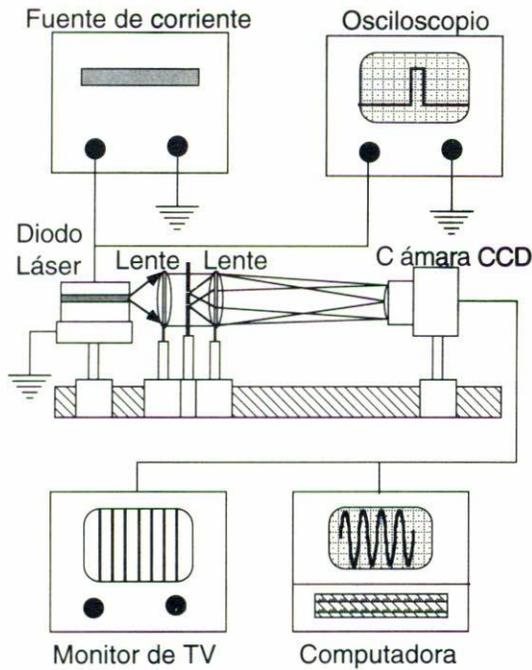


FIGURA 20. Esquema del arreglo óptico usado para medir la coherencia espacial de un diodo láser mediante la visibilidad de franjas de interferencia. Una lente, forma la imagen del área emisora sobre un par de rendijas. Otra, hace que los frentes que salen de ambas aberturas interfieran sobre una cámara CCD conectada a un monitor de TV y a una computadora, donde las franjas de interferencia son analizadas y graficadas.

y midiendo luego la visibilidad de las franjas del patrón de interferencia que se forma, como se muestra en la Fig. 20.

La visibilidad de las franjas de interferencia está definida como

$$V = \frac{I_{\text{Max}} - I_{\text{Min}}}{I_{\text{Max}} + I_{\text{Min}}}, \quad (\text{A.19})$$

donde  $I_{\text{Max}}$  e  $I_{\text{Min}}$  son las intensidades máxima y mínima en el patrón de franjas.

La visibilidad de las franjas así definida es igual al módulo de la función compleja de coherencia entre los frentes de onda que producen la interferencia [52]. Si estos frentes de onda tienen una fuente común, la visibilidad de las franjas es una medida directa del grado de coherencia de la fuente. Entre más alta sea la coherencia del láser mayor será la visibilidad de las franjas. Sin embargo debe tenerse cuidado cuando se aplique este procedimiento, ya que una cara dañada en el láser puede dar franjas con baja visibilidad, aun cuando el láser tenga buena coherencia.

## Agradecimientos

Una parte de este trabajo fue escrita cuando uno de los autores (SGS) estaba en el Center for High Technology Materials (CHTM) de la University of New Mexico; también agradece al Dr. Alfonso Lastras Martínez, del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO), por la lectura crítica del mismo y a un árbitro anónimo por mejoras sugeridas.

1. R.N. Hall *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 366.
2. M.I. Nathan *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **1** (1962) 62.
3. T.M. Quist *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **1** (1962) 91.
4. N. Holonyak Jr. and S.F. Bevacqua, *Appl. Phys. Lett.* **1** (1962) 82.
5. L. Figueroa Ed., "High Power Laser Diodes and Applications," *Proc. of SPIE* 893 (1988).
6. H.C. Casey Jr., and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, (Academic Press, New York, 1978), part A Chap. 2.
7. A. Siegman, *Lasers*, (University Science Books, Mill Valley CA, 1984), Chap. 14.
8. I. Hayashi, M.B. Panish, P.W. Foy, and S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.* **17** (1970) 109.
9. R.D. Dupuis and P.D. Dapkus, *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 473.
10. R.D. Dupuis, P.D. Dapkus, N. Holonyak Jr., and R.M. Kolbas, *Appl. Phys. Lett.* **35** (1979) 487.
11. W.T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* **39** (1981) 134.
12. S. Hersee *et al.*, *Electron Lett.* **18** (1982) 618.
13. D.R. Scifres, R.D. Burnham, and W. Streifer, *Appl. Phys. Lett.* **33** (1978) 1015.
14. D.R. Scifres, W. Streifer, and R.D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* **34** (1979) 259.
15. D.R. Scifres, R.D. Burnham, and W. Streifer, *Appl. Phys. Lett.* **41** (1982) 118.
16. D.R. Scifres, R.D. Burnham, and W. Streifer, *Appl. Phys. Lett.* **41** (1982) 1030.
17. D.E. Ackley and R.W.H. Engelmann, *Appl. Phys. Lett.* **39** (1981) 27.
18. D.E. Hackley, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18** (1982) 1910.
19. D. Botez *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988) 464.
20. L.J. Mawst *et al.*, *Proc. of SPIE* **1634** (1992) 2.
21. D. Botez, *IEE Proc.-J* **139** (1992) 14.
22. T.S. Shiau *et al.*, *IEEE Phot. Tech. Lett.* **2** (1990) 534.
23. D. Mehuys, J. Major Jr., and D.F. Welch, *Proc. of SPIE* **1850** (1993) 2.
24. A.A. Golubentsev, V.V. Likhanskii, and A.P. Napartovich, *Sov. Phys. JETP* **66** (1987) 676.
25. C. Roychoudhuri *et al.*, *LEOS '88 Annual Meeting Proc.* Paper FE.4 (1988) 447.
26. L.J. Mawst *et al.*, *Electron. Lett.* **25** (1989) 365.
27. D. Botez *et al.*, *Diode Laser Technology Program (DLTP)*, Sixth Annual Conference, 20-22 April 1993, Albuquerque, NM.

28. R. Waarts *et al.*, *Diode Laser Technology Program (DLTP)*, Sixth Annual Conference, 20–22 April 1993, Albuquerque, NM.
29. A.E. Siegman, *Appl. Opt.* **13** (1974) 353.
30. A.E. Siegman, *Lasers*, (University Science Books, Mill Valley CA, 1986).
31. H. Kogelnik and T. Li, *Proc. of the IEEE* **54** (1966) 1312.
32. A.P. Bogatov *et al.*, *Sov. J. Quantum Electron.* **10** (1980) 620.
33. R.R. Craig *et al.*, *Electron. Lett.* **21** (1985) 62.
34. J. Salzman *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985) 218.
35. C. Largent *et al.*, *Proc. of SPIE* **1418** (1991) 40.
36. M.L. Tilton *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1991) 2098.
37. R. K. DeFrez *et al.*, *Proc. of the SPIE* **1850** (1993) 75.
38. S. T. Srinivasan *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992) 1272.
39. S. Guel Sandoval, Ph.D. thesis, University of New Mexico, 1994.
40. S. Guel Sandoval *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 2048.
41. D. Mehuys, D.F. Welch, and L. Goldberg, *Electron. Lett.* **28** (1992) 1944.
42. R. Parke *et al.*, *IEEE Phot. Tech. Lett.* **5** (1993) 297.
43. R.J. Lang, S. O'Brien, D. Mehuys, and D.F. Welch, *Diode Laser Technology Program (DLTP)*, Sixth Annual Conference, 20–22 April 1993, Albuquerque, NM.
44. S. Nakamura, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Elect.* **3** (1997) 435.
45. S.P. Denbaars, *Proc. of the IEEE* **85** No. 11, (1998) 1740.
46. J.N. Walpole, *Opt. and Quantum Electro.* **28** (1996) 623.
47. K.J. Linden Ed., *Proc. of SPIE* **3000** (1997).
48. M. Fallahi and S.C. Wang Eds., *Fabrication, Proc. of SPIE* **3004** (1997)
49. G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986), Chap. 2.
50. B.E.A. Saleh and M.C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, (Wiley & Sons, New York, 1991), Chap. 16.
51. H.C. Casey Jr. and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, (Academic Press, New York, 1978), part A Chap. 2.
52. G.O. Reynolds, J.B. DeVelis, G.B. Parrent Jr., and B.J. Thompson, *Physical Optics Notebook: Tutorials in Fourier Optics*, (SPIE Optical Engineering Press, 1989), Chaps. 10 and 11.