

CONCEPTOS BASICOS, FUNCIONAMIENTO Y APLICACIONES DE LOS LASERES

Julio G. Mendoza Alvarez *

Introducción

A partir de su invención en 1960 los láseres han adquirido una enorme importancia en varios campos de la ciencia y la tecnología debido a sus múltiples usos tanto en la investigación básica como en sus aplicaciones tecnológicas.

Históricamente el láser surgió como una extensión natural de las técnicas de amplificación estimulada que inicialmente se desarrollaron para las microondas. Esta emisión estimulada de radiación para frecuencias de microondas fue propuesta independientemente por Townes¹, Weber² y Basov³; y la primera demostración de amplificación de microondas por emisión estimulada de radiación (máser) fue reportada por Gordon *et al*⁴. La primera propuesta para extender el principio del máser para frecuencias ópticas fue hecho por Schawlow y Townes⁵ en 1958; y la primera acción láser fue observada por Maiman⁶ en 1960. Este láser se obtuvo del rubí a temperatura ambiente y fue bombeado ópticamente usando una lámpara de flash similar a las usadas en la fotografía. A partir de este descubrimiento del efecto láser, surgieron una avalancha de trabajos en muchos laboratorios, que pronto condujeron a la demostración del efecto láser en otros sistemas, en otros sólidos, en gases, en semiconductores y en líquidos.

* Departamento de Física del Centro de Investigación y Estudios Avanzados del IPN. Apartado Postal 14-740. México, D.F. 07000



Conceptos básicos sobre la operación del Láser

Comencemos recordando que un sistema atómico se caracteriza por estados discretos de energía y que usualmente el átomo se encuentra en su estado de menor energía al que se conoce como "estado base". Un átomo que se encuentre en su estado base puede ser excitado a estados de mayor energía a través de varios procesos de excitación como son colisiones con otras partículas, o absorción de radiación electromagnética (fotones) de frecuencias apropiadas; este último proceso se conoce como absorción estimulada o simplemente absorción. Por otro lado, cuando el átomo está en un estado excitado, puede ocurrir una transición a un estado de menor energía a través de la emisión de fotones; sin embargo este proceso de emisión puede ocurrir en dos formas: emisión espontánea y emisión estimulada, esto fue primeramente predicho por Einstein en 1917.

Sean N_1 y N_2 el número de átomos por unidad de volumen que se encuentran en los niveles de energías E_1 y E_2 respectivamente. Un átomo en el nivel de menor energía puede absorber radiación y excitarse al nivel E_2 ; este proceso sólo puede ocurrir en presencia de radiación y es el llamado proceso de absorción. La razón de absorción dependerá de la densidad de radiación que hay a la frecuencia que corresponde a la energía de separación de los niveles, esto es (Figura 1),

$$\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (1)$$

o sea que el proceso de absorción dependerá de la densidad de energía de radiación $u(\omega)$ a la frecuencia ω ; la razón de absorción será también proporcional al número de átomos en el nivel E_1 disponibles para ser excitados. Podemos entonces escribir:

$$\frac{\text{No. de absorciones}}{\text{Unidad de tiempo} \times \text{unidad de vol.}} = N_1 B_{12} u(\omega) \quad (2)$$

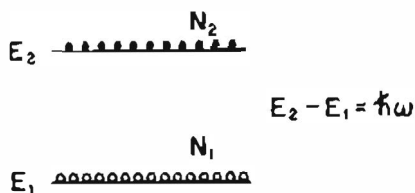


FIGURA 1

donde B_{12} representará la probabilidad de que se realice la transición.

Veamos ahora el proceso inverso; esto es, la emisión de fotones de frecuencia ω cuando el átomo se desexcita del nivel E_2 al E_1 . En la emisión espontánea, la emisión de fotones ocurre en forma espontánea sin que sea necesario que haya un campo de radiación presente. Esta razón de emisión espontánea será proporcional al número de átomos excitados en el nivel E_2 ; si A_{21} representa la probabilidad de que ocurra esta emisión espontánea, podremos escribir:

$$\frac{\text{No. de emisiones espontáneas}}{\text{Unidad de tiempo} \times \text{unidad de vol.}} = N_2 A_{21} \quad (3)$$

Observemos que la razón de emisión espontánea no depende de la densidad de energía de radiación $u(\omega)$, porque no necesita de la presencia de fotones para producirse.

El otro tipo de emisión posible cuando se desexcita un átomo es la llamada emisión estimulada. Como su nombre lo

indica, esta emisión está estimulada por la presencia de un campo de radiación y sólo ocurrirá si un fotón estimula al átomo para que se desexcite del nivel E_2 al nivel E_1 . Para este proceso, la razón de emisión estimulada será proporcional a la densidad de energía de radiación $u(\omega)$ y tendremos que:

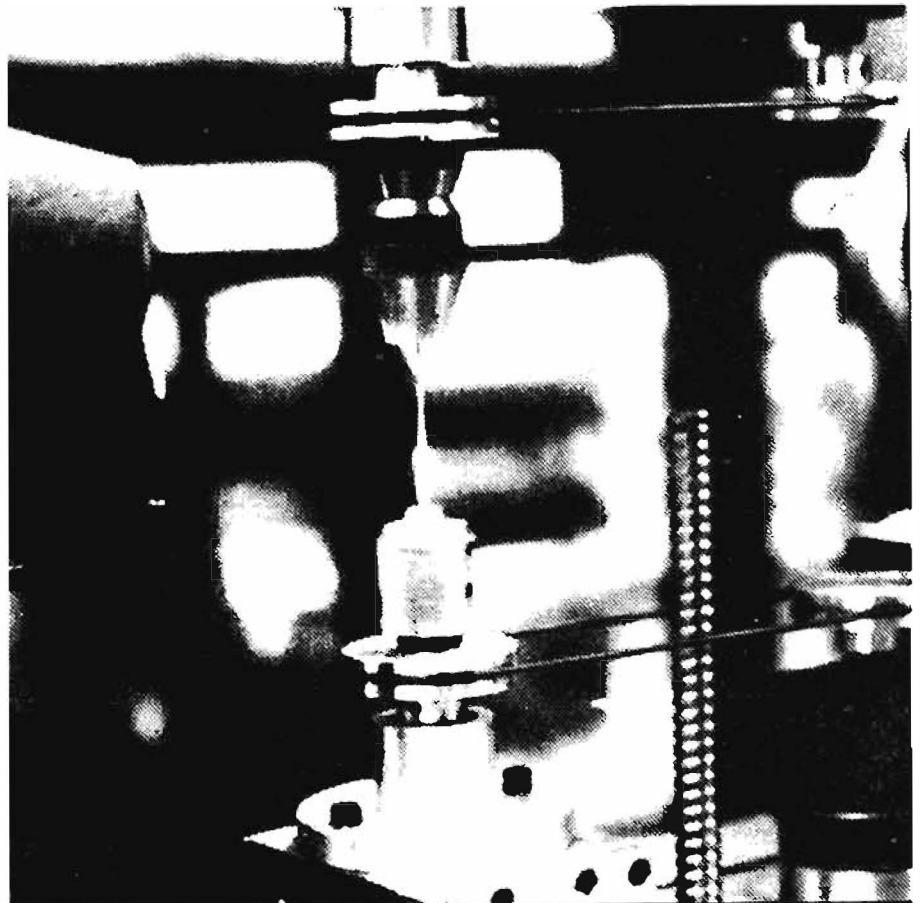
$$\frac{\text{No. de emisiones estimuladas}}{\text{Unidad de tiempo} \times \text{unidad de vol.}} = N_2 B_{21} u(\omega) \quad (4)$$

siendo B_{21} la probabilidad de que ocurra el proceso de emisión estimulada. Si el sistema de átomos está en equilibrio térmico, entonces el número de transiciones del nivel E_1 al E_2 debe ser el mismo que el de transiciones del nivel E_2 al E_1 , o sea que:

$$N_1 B_{12} u(\omega) = N_2 A_{21} + N_2 B_{21} u(\omega) \quad (5)$$

o también:

$$u(\omega) = \frac{A_{21}}{(N_1/N_2) B_{12} - B_{21}} \quad (6)$$



De la ley de Boltzmann podemos obtener una expresión para la razón de las poblaciones de los niveles E_1 y E_2 a la temperatura T :

$$\frac{N_1 \exp(-E_1/KT)}{N_2 \exp(-E_2/KT)} = \exp\left(\frac{E_2-E_1}{KT}\right) = \exp\left(\frac{\hbar\omega}{KT}\right) \quad (7)$$

$$u(\omega) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp(\hbar\omega/KT) - B_{21}} \quad (8)$$

Por otro lado, de la ley de radiación de cuerpo negro conocida como ley de Planck, la densidad de energía de radiación a la temperatura T tiene la expresión:

$$u(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 C^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/KT) - 1} \quad (9)$$

comparando entonces las expresiones para $u(\omega)$ dadas en las ecuaciones (8) y (9), obtendremos:

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (10)$$

y

$$\frac{A_{12}}{B_{21}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 C^3} \quad (11)$$

O sea que las probabilidades de absorción estimulada y emisión estimulada son las mismas, y la razón de los coeficientes A y B estará dada por la ecuación (11). Sustituyendo la ecuación (11) en la ecuación (9), obtendremos que en equilibrio térmico la razón del número de emisiones espontáneas al número de emisiones estimuladas será:

$$\frac{A}{B u(\omega)} = \exp\left(\frac{\hbar\omega}{KT}\right) - 1 \quad (12)$$

De modo que si:

$\omega \ll \frac{KT}{\hbar}$ número de emisiones estimuladas \gg número de emisiones espontáneas; si: $\omega \gg \frac{KT}{\hbar}$ número de emisiones espontáneas \gg número de emisiones estimuladas.

Para fuentes ópticas normales $T \sim 1000^\circ \text{K}$, se tiene $\frac{KT}{\hbar} \sim 10^{14} \text{ seg}^{-1}$; ya que para la región óptica $\omega \sim 4 \times 10^{15} \text{ seg}^{-1}$, vemos que para frecuencias ópticas estaremos en la condición $\omega \gg \frac{KT}{\hbar}$,

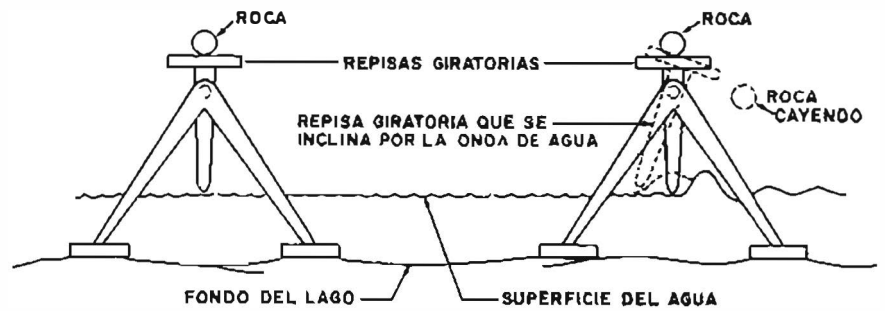


FIGURA 2

y por lo tanto la emisión será predominantemente debida a transiciones espontáneas.

Una diferencia fundamental entre las emisiones espontánea y estimulada es que en el caso de la emisión espontánea los fotones emitidos salen con su vector de onda orientado en una dirección aleatoria lo cual significa que el haz de fotones emitidos es "incoherente". Por otro lado, el fotón emitido en el proceso de emisión estimulada es una réplica del fotón que estimuló la transición, o sea que tiene el mismo vector de onda y es emitido en fase con el fotón incidente; entonces, el haz de fotones emitidos en la emisión estimulada es "coherente" y ésta es una de las características fundamentales de la radiación emitida por un láser.

El proceso de emisión estimulada se puede visualizar usando una analogía con las ondas en el agua.⁷ En la figura 2 se muestra la idea de esta analogía. Supongamos que se tiene una base asentada en el fondo de un lago y que sujeto a la parte superior se encuentra una repisa que tiene libertad de oscilación y cuyo extremo inferior toca la superficie del agua; el proceso de excitar un electrón correspondería a elevar una roca del fondo del lago a la repisa, que constituye un estado excitado metaestable. Las ondas de agua que inclinan la repisa y hacen caer la roca corresponderían a los fotones que estimulan al electrón a caer a su estado de menor energía; cuando la roca cae al agua genera nuevas ondas que se suman a las ondas originales, esto es el equivalente del fotón producido por el electrón al caer a su estado base, este fotón se suma al fotón original que estimuló la transición. La diferencia entre la emisión estimulada y el ejemplo de las ondas es que el fotón emitido al decaer el electrón del estado excitado tiene la misma frecuencia que el fotón que estimuló la transición; en el caso de las on-

das, la onda generada por la roca que cae no tendrá necesariamente la misma frecuencia de la onda que inclinó la repisa para hacer caer la roca.

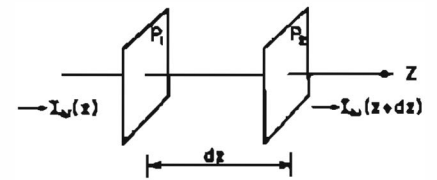


FIGURA 3

Consideremos ahora que se tiene un medio donde hay emisión estimulada y supongamos que un haz monocromático de radiación de frecuencia ω se propaga a lo largo de la dirección Z , como muestra la figura 3. Queremos obtener una expresión para la razón de cambio de la intensidad del haz conforme éste se propaga en ese medio; para esto consideramos 2 planos de área S , perpendiculares a la dirección Z en Z y $Z + dz$. El volumen del medio entre los planos será Sdz y entonces de la ecuación (2):

$$\frac{\text{No. de absorciones}}{\text{Unidad de tiempo}} = N_1 B_{12} u(\omega) S dz \quad (13)$$

Como cada fotón tiene energía $\hbar\omega$ entonces:

$$\frac{\text{energía absorbida}}{\text{unidad de tiempo}} = N_1 B_{21} u(\omega) \hbar\omega S dz \quad (14)$$

De forma similar, la energía emitida por la emisión estimulada al medio será:

$$\frac{\text{energía emitida}}{\text{unidad de tiempo}} = N_2 B_{21} u(\omega) \hbar\omega S dz \quad (15)$$

La emisión espontánea no fue considerada ya que como se propaga en todas direcciones, eventualmente se pierde fuera de la dirección del haz. De las ecuacio-

nes (14) y (15) junto con la ecuación (10), podemos escribir:

$$\frac{\text{Cantidad neta de energía absorbida}}{\text{Unidad de tiempo}} = (N_1 - N_2) B u(\omega) \hbar \omega S dz \quad (16)$$

Sea $I_\omega(z)$ la intensidad del haz en el plano P_1 . La energía que entra al elemento de volumen Sdz por unidad de tiempo será $I_\omega(z)S$; y la energía que abandona ese elemento por unidad de tiempo será:

$$I_\omega(z+dz)S = I_\omega(z)S + \frac{\partial I_\omega}{\partial z} dzS. \text{ Por lo tanto:}$$

$$\frac{\text{Cantidad neta de energía que sale de } Sdz}{\text{Unidad de tiempo}} = \frac{\partial I_\omega}{\partial z} dzS \quad (17)$$

Para tener un equilibrio energético, la cantidad en la ecuación (17) debe ser igual al negativo de la energía neta absorbida por el medio entre z y $z+dz$; esto es,

$$\frac{\partial I_\omega}{\partial z} dzS = -(N_1 - N_2) B u(\omega) \hbar \omega S dz \quad (18)$$

tomando en cuenta la ecuación (11):

$$\frac{\partial I_\omega}{\partial z} = -\frac{\pi^2 C^3}{\omega^2 \tau_{sp}} u(\omega) (N_1 - N_2) \quad (19)$$

donde $\tau_{sp} = 1/A$ corresponde a la vida media espontánea del nivel excitado. Existe una relación entre la densidad de energía $u(\omega)$ y la intensidad

$$I_\omega : I_\omega = v \int u(\omega) d\omega$$

donde la integral sobre la frecuencia se hace para el intervalo de frecuencias existentes en el campo de radiación; si suponemos que este campo tiene una frecuencia central ω con un ancho de línea $\Delta\omega$, podremos aproximar:

$$I_\omega \approx v u(\omega) \Delta\omega = \frac{c}{n_0} u(\omega) \Delta\omega \quad (20)$$

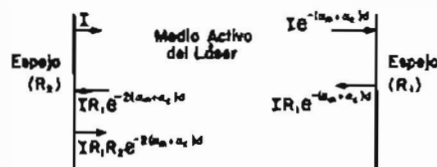


FIGURA 4

6 elementos

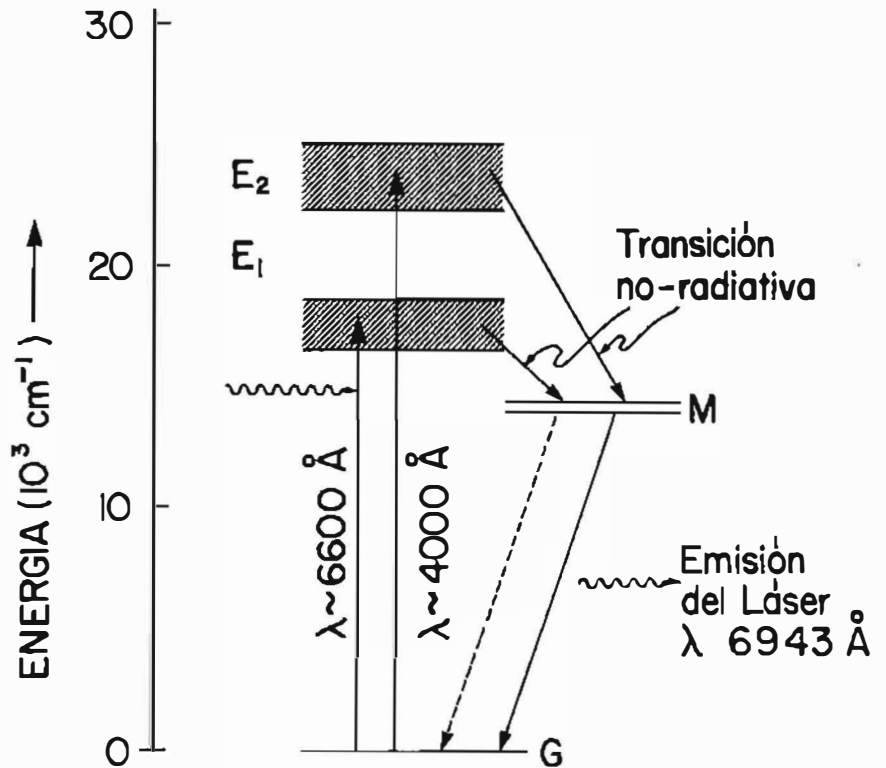


FIGURA 5

siendo v la velocidad del campo de radiación en el medio y n_0 su índice de refracción. Entonces la ecuación (19) se reduce a:

$$\frac{1}{I_\omega} \frac{dI_\omega}{dz} = -\alpha_\omega \quad (21)$$

$$\text{donde: } \alpha_\omega = \frac{\omega^2 C^2 n_0}{\omega^2 \Delta\omega \tau_{sp}} (N_1 - N_2) \quad (22)$$

integrando la ecuación (21):

$$I_\omega(z) = I_\omega(0) \exp(-\alpha_\omega z) \quad (23)$$

Vemos entonces que si $N_1 > N_2$ y $\alpha_\omega > 0$, la intensidad del haz decrece exponencialmente al viajar dentro del medio. Por lo tanto en equilibrio térmico, como el número de átomos en el estado base es mayor que el de átomos en el estado excitado, la energía del haz es absorbida en el medio.

En el caso opuesto, cuando hay más átomos en el estado excitado que en el estado base (situación que se conoce como "inversión de población"), entonces

$N_2 > N_1$, $\alpha_\omega < 0$ y de la ecuación (23) vemos que la intensidad del haz aumenta conforme se propaga en el medio, o sea que hay una *amplificación* de la radiación en el medio, a la que también se conoce como *ganancia*.

Esta inversión de población que da origen a la amplificación de la radiación es uno de los mecanismos fundamentales para el sistema láser; el otro lo constituye la formación de la cavidad resonante que pueda mantener las oscilaciones de la radiación. Esta cavidad se forma colocando el medio activo entre un par de espejos. Para poder mantener estas oscilaciones es esencial que las pérdidas netas que sufre el haz sean compensadas por la ganancia que experimenta el haz en el medio. La condición umbral se obtendrá cuando las pérdidas totales sean exactamente iguales a la ganancia.

Para obtener dicha condición umbral haremos lo siguiente: sea d la longitud del medio activo, sean R_1 y R_2 las reflectividades de los espejos colocados en los extremos de la cavidad resonante y sea I la intensidad del haz en la posición correspondiente a uno de los espejos.

Cuando el haz viaja una longitud d a través del medio activo, experimenta una amplificación por un factor $\exp(-\alpha_m d)$ y se disminuye por un factor $\exp(-\alpha_c d)$ debido a las pérdidas causadas por absorción, dispersión, etcétera, en el medio del láser. Al reflejarse el haz en el espejo de reflectancia R_1 , la intensidad se reduce a $R_1 \exp(-\alpha_m d - \alpha_c d)$. Un segundo viaje de regreso a través del medio de longitud d y una reflexión en el espejo con reflectividad R_2 nos darán un haz cuya intensidad al volver al punto de partida es $R_1 R_2 \exp[-2d(\alpha_m + \alpha_c)]$. Por lo tanto la condición umbral se podrá establecer como:

$$R_1 R_2 \exp[-2d(\alpha_m + \alpha_c)] = 1 \quad (24)$$

(véase figura 4) o también:

$$\alpha_m = \frac{1}{2d} \ln(R_1 R_2) - \alpha_c \quad (25)$$

Substituyendo a α_m por la expresión dada en la ecuación (22), obtendremos que la condición umbral para la inversión de población necesaria para tener oscilación de láser será:

$$N_2 - N_1 = \frac{\omega^2 I_{sp} \Delta\omega}{\pi^2 c^2 n_o} \left[\alpha_r - \frac{1}{2d} \ln(R_1 R_2) \right] \quad (26)$$

Hasta aquí hemos obtenido las condiciones que son necesarias para tener amplificación en el medio activo del láser y para llegar a la condición umbral en lo que respecta a cuántos electrones debemos "bombear" al nivel excitado del átomo, para que la amplificación debida a la emisión estimulada compense a las pérdidas totales que sufre la radiación dentro de la cavidad del láser. Con estos conceptos básicos sobre cómo se origina el efecto láser en un sistema atómico en presencia de un campo de radiación, pasaremos ahora a describir brevemente los diferentes tipos de láser de uso actual.

Tipos de láseres

1) El láser de rubí

Como se mencionó al inicio, el láser de rubí fue el primer láser que funcionó con éxito en 1960. Consiste esencialmente de un cristal de rubí cuyos extremos son planos, uno de los cuales está completamente plateado y el otro essemiplateado; estos dos extremos forman la cavidad resonante de este láser. El rubí es un cristal de óxido de aluminio con impurezas de cromo que son las que le dan el tono rosado-rojizo característico de esta piedra preciosa. Para obtener un

buen desempeño del láser se necesita una concentración de cromo del orden del 0.05% de los átomos. En la figura 5 se muestran los niveles de energía de los átomos de cromo en el cristal; los iones de cromo absorben la radiación emitida por una lámpara de flash de xenón (figura 6) y se excitan a los niveles E_1 y E_2 desde donde sufren una rápida recombinación no-radiativa (que no emite fotones) hacia el nivel metaestable M_0 . La inversión de población entre M y G da origen a una emisión láser en $\lambda \sim 6943$ Å. Como se ve en la figura 6 la lámpara de flash que excita al cristal de rubí está conectada a un capacitor que descarga algunos miles de joules de energía en unos pocos milisegundos; esto da una potencia de la lámpara de algunos megawatts. Esta operación de la lámpara da origen a una salida pulsada del láser; en el momento que la lámpara se apaga, la población en el nivel superior (M) se agota rápidamente y la acción del láser se para hasta que venga otro flash de la lámpara.

2) El láser de helio-neón

Este fue el primer láser de gas que funcionó con éxito. Fue fabricado por Ali Javan y colaboradores en Bell Labs en 1961. En los láseres sólidos el mecanismo de bombeo es usualmente el bombeo óptico como es el caso de la lámpara de flash o una lámpara continua de alta potencia; sin embargo, para los láseres de gas el bombeo óptico es muy ineficiente ya que los átomos en un gas se caracterizan por niveles de energía muy estrechos a diferencia de los sólidos que tienen bandas de energía en vez de niveles. Por esto, para los láseres de gas se usa una descarga eléctrica como un método eficiente para producir la inversión de población.

El láser de He-Ne está compuesto de un tubo de descarga largo y estrecho de un diámetro de 1 cm y de 80 cm de largo que se llena con una mezcla de alrededor de 1 torr de He y 0.1 torr de Ne. La mezcla de gases forma el medio activo del láser y esta mezcla está encerrada entre un par de espejos que forman la cavidad resonante (ver figura 7).

Cuando se pasa la descarga eléctrica a través de la mezcla de gases, se aceleran electrones en el tubo los que chocan con los átomos de helio excitándolos a niveles superiores de energía. En la

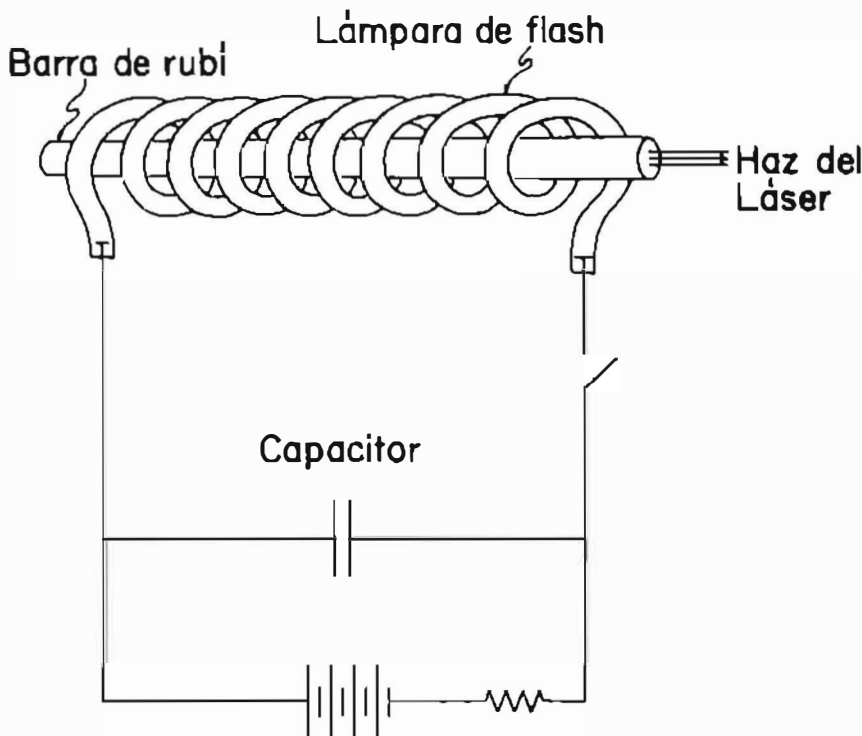


FIGURA 6

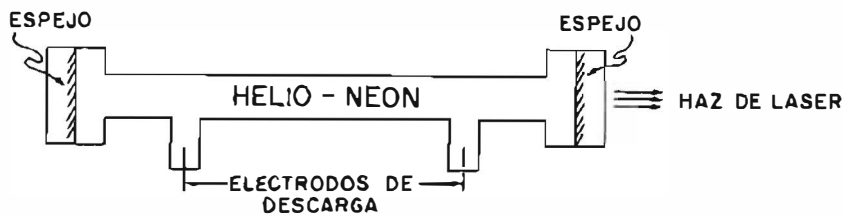


FIGURA 7

figura 8 se muestran los niveles de energía de interés para el helio y el neón. Los átomos de helio se excitan eficientemente a los niveles F_2 y F_3 ; como se ve en la figura 8, los niveles E_4 y E_6 del neón están aproximadamente a la misma energía que los niveles F_2 y F_3 de helio. Así, cuando los átomos excitados de helio en los niveles F_2 y F_3 chocan con átomos de neón en el estado E_1 , se da un intercambio de energía provocando que los átomos de neón se exciten a los niveles E_4 y E_6 , mientras que los átomos de helio se desexcitan al estado base F_1 . De esta forma la descarga eléctrica en el gas estará poblando continuamente los niveles excitados E_4 y E_6 del neón, lo cual va a producir un estado de inversión de población entre estos niveles y los niveles de menor energía E_5 y E_3 . Las transiciones entre estos niveles de energía dará origen a la emisión de radiación en las longitudes de onda:

- i) $3.39 \mu\text{m}$ y $1.15 \mu\text{m}$. Región infrarroja.
- ii) 6328 \AA . Emisión en el rojo.

En principio estas tres líneas de emisión estarán presentes en el láser de he-

lio-neón; sin embargo, se puede hacer una selección de la frecuencia específica de emisión empleando espejos que reflejan solamente una pequeña banda de frecuencias alrededor de la frecuencia de interés.

Las presiones de los dos gases en la mezcla se escogen de tal forma que haya una transferencia eficiente de energía de los átomos de helio a los átomos de neón. Potencias típicas de salida en láseres de helio-neón están entre 1 y 50 mW de emisión continua para potencias de entrada 5 y 10 W.

La luz emitida por los láseres de gas es más direccional y monocromática que la emitida por los láseres de estado sólido; esto se debe principalmente a las imperfecciones siempre presentes en los sólidos y también al calentamiento causado por las lámparas de flash.

3) El láser de dióxido de carbono

En una molécula se tienen dos o más átomos que se enlazan; de este modo, además de los movimientos electrónicos, los átomos en la molécula pueden vibrar en modos diferentes o rotar alrededor

de varios ejes. En la figura 9 se muestran tres diferentes modos de vibración de la molécula de dióxido de carbono (CO_2). Como consecuencia de esto la molécula se caracteriza no sólo por sus niveles electrónicos, sino por niveles vibracionales y rotacionales; cada nivel electrónico se rompe en varios subniveles vibracionales (debido a los movimientos vibracionales) y a su vez cada nivel vibracional se rompe en varios subniveles rotacionales. Las diferencias de energía entre los diferentes niveles corresponden a:

- i) ΔE (electrónica) —región visible y ultravioleta.
- ii) ΔE (vibracional) —región infrarroja.
- iii) ΔE (rotacional) —región del lejano infrarrojo.

En el láser de CO_2 se emplean las transiciones entre el subnivel rotacional de un nivel vibracional y un subnivel rotacional de un nivel vibracional de menor energía. La inversión de población se produce por medio de una descarga eléctrica y la acción láser da una emisión de radiación para longitudes de onda de $10.6 \mu\text{m}$ y $9.6 \mu\text{m}$. La eficiencia del láser de CO_2 aumenta si se mezcla N_2 con el CO_2 . En este caso, las moléculas de N_2 se excitan al nivel vibracional superior y resulta que la energía de este nivel respecto al nivel base vibracional de la molécula de N_2 coincide con la energía que se requiere para excitar la molécula de CO_2 al nivel de donde se hará la transición láser como se ve en la figura 10. Resulta así una transferencia eficiente de energía entre la molécula de N_2 y la de CO_2 , incrementando la eficiencia de este tipo de láser.

Los láseres de CO_2 son mucho más eficientes que otros láseres de gas porque la diferencia de energía entre el nivel inferior de la transición láser y el nivel base es menor que en los otros tipo de láseres, lo cual significa que un mayor porcentaje de la energía que se da para la excitación se convierte en energía de salida del láser, produciendo así eficiencias mayores.

En los láseres de CO_2 se pueden obtener potencias de salida de hasta varios cientos de watts.

4) Láseres de tinta

Las tintas usadas en este tipo de láseres son sustancias orgánicas que tienen la propiedad de absorber la radiación

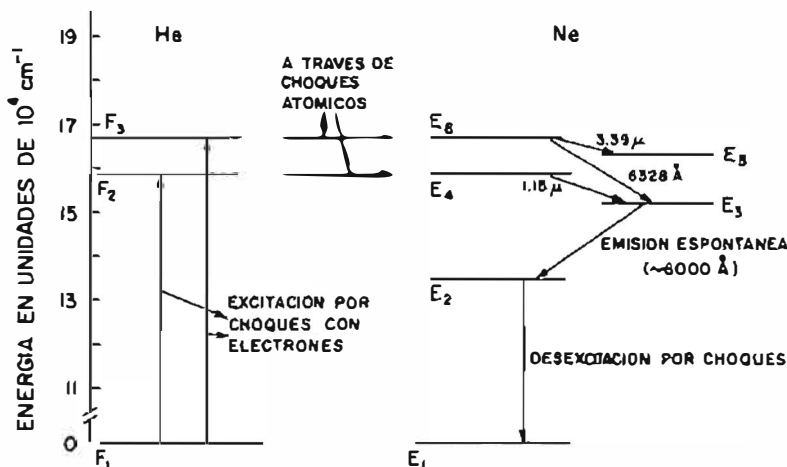
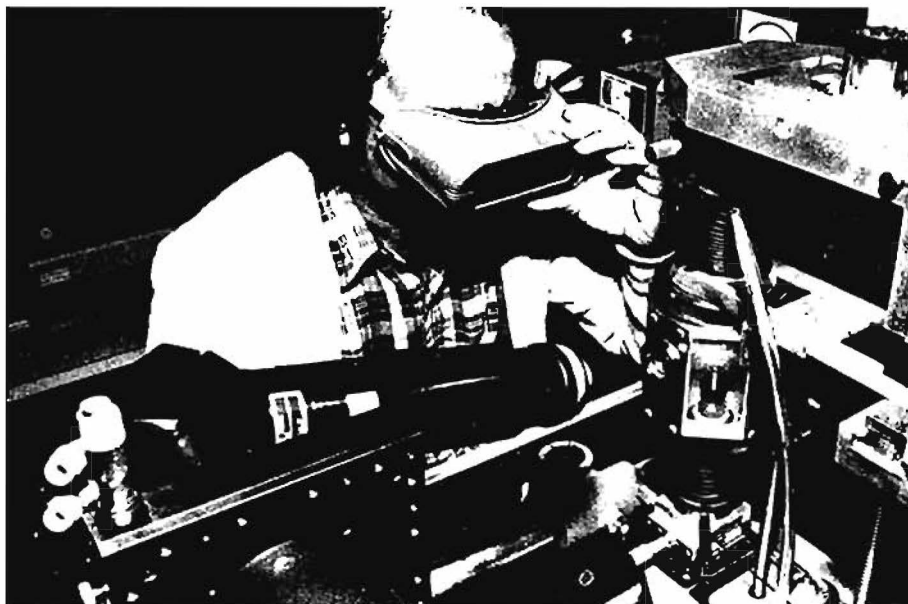


FIGURA 8



ce el efecto láser es un semiconductor, que es un sólido cristalino de propiedades especiales.

Cuando un conjunto de átomos ($\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) se juntan para formar un cristal, los niveles de energía electrónicos que se tenían para un átomo aislado se transforman en bandas de energía permitida separadas por bandas de energía prohibida para el caso del cristal. Estas bandas de energía permitida están formadas por un casi continuo de niveles electrónicos de energía que puede ser ocupados por los electrones de los átomos del cristal. A la banda de mayor energía totalmente ocupada por electrones se le denomina banda de valencia, y a la banda que le sigue en energía se le conoce como banda de conducción; a la región de energías que separa a estas dos bandas se le denomina "la energía prohi-

que se encuentra en las regiones del cercano ultravioleta, del visible y del cercano infrarrojo del espectro. El interés en este tipo de láseres se debe a que las tintas usadas tienen unos espectros anchos de absorción y fluorescencia y esto da la posibilidad de obtener un láser sintonizable que sea simple y económico.

En estos láseres se emplea el bombeo óptico para excitar a la tinta, para lo cual se usan lámparas de flash o láseres pulsados de gas. Los niveles involucrados en la transición láser son los diferentes subniveles vibracionales de los diferentes estados electrónicos de la molécula de tinta. En la figura 11 se muestra un diagrama típico de niveles de energía de una molécula de tinta: S_0 es el nivel base electrónico el cual contiene un gran número de subniveles que corresponden a los estados vibracionales y rotacionales de la molécula. La colección densa de los subniveles rotacionales se puede ver como un casi continuo de niveles de energía. Cada estado electrónico se caracteriza por este tipo de banda continua de estados; esto es lo que produce el espectro ancho de absorción y emisión característico de una molécula de tinta.

Debido a la absorción de luz, las moléculas de tinta se excitan del estado base S_0 a niveles vibracionales-rotacionales superiores del siguiente estado electrónico S_1 . La redistribución térmica en S_1 hace que la mayoría de las moléculas de tinta decaigan al menor nivel vibracional B de S_1 . La emisión de radiación acontece cuando las moléculas decaen del nivel B a algún subnivel vibracional

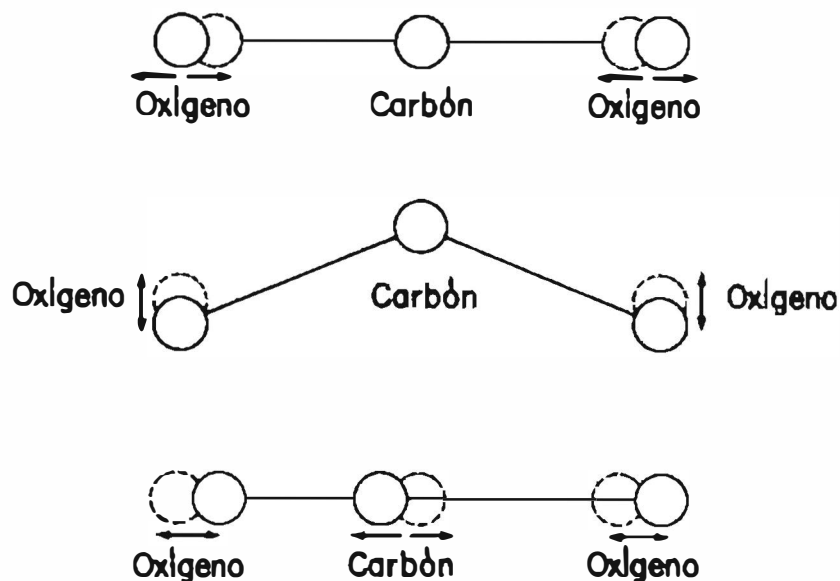


FIGURA 9

rotacional de S_0 . La vida media de las moléculas en el nivel B es del orden de 10^{-9} seg.

Una ventaja en estos láseres de tinta es que se pueden escoger diferentes rangos de emisión en el espectro visible, escogiendo la tinta adecuada según su espectro de fluorescencia. Ejemplos de tintas usadas para este tipo de láseres son: Oxazina I, Cresyl-violeta, Carb 165 y DaTTetra C.

5) Láseres semiconductores

Este es un tipo de láser de estado sólido en el cual el medio donde se produ-

bida del sólido cristalino": E_g (ver figura 12). Un semiconductor es un cristal para el cual E_g tiene valores del orden de 1-3 eV. Para temperatura $T = 0^\circ\text{K}$ la banda de valencia (BV) está totalmente ocupada por electrones y la banda de conducción (BC) con todos sus estados desocupados; para $T \neq 0^\circ\text{K}$ algunos electrones pueden ser excitados térmicamente de la BV a la BC, los electrones en la BC se comportan como casi-libres ya que se pueden mover dentro del cristal y contribuir a la conducción de corriente eléctrica, es por esta razón que en un semiconductor la conductividad del mismo se va a incrementar con la tempera-

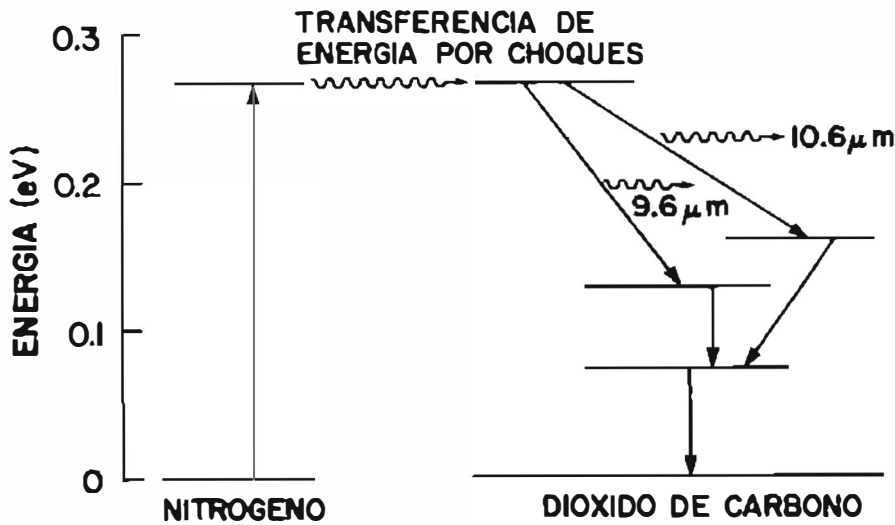


FIGURA 10

tura, ya que a mayor temperatura, mayor densidad de electrones excitados.

Ejemplos de semiconductores son el silicio ($E_g = 1.1 \text{ eV}$), el germanio ($E_g = 0.76 \text{ eV}$), el arsenuro de galio ($E_g = 1.42 \text{ eV}$) y el telurio de cadmio ($E_g = 1.5 \text{ eV}$).

La forma más directa de cambiar la conductividad en un semiconductor es a través de un proceso de impurificación selectiva el cual consiste en introducir átomos "extraños" a los que forman el semiconductor. Tomemos por ejemplo al silicio; si se impurifica con átomos de fósforo (P), que en su capa más externa tienen un electrón más que el Si, este electrón extra queda muy débilmente ligado al P y fácilmente (a temperatura ambiente) el átomo de P puede ser ionizado, contribuyendo así con un electrón que se puede mover dentro del cristal y aumentando en esta forma la conductividad del mismo. Este tipo de impurezas se conocen como *átomos donadores* y al semiconductor impurificado con estos se le denomina *semiconductor tipo n*. Si en vez del fósforo, se impurifica al Si con átomos de boro (B), este átomo tendrá un electrón de menos en su última capa comparado con el átomo de Si; esto quiere decir que habrá una ausencia de electrón conocido como "hoyo". Este hoyo se comporta como una partícula de carga positiva y como también queda muy débilmente ligada al B, fácilmente se ioniza y se produce un hoyo casi-libre que se puede mover dentro del cristal y contribuir a la conducción de corriente aumentando así la conductividad del semiconductor. Estas impurezas como la del B se conocen como *átomos*

aceptores, y a los semiconductores que los contienen se denominan *semiconductores tipo p*.

Supongamos ahora que tenemos un semiconductor tipo n y un semiconductor tipo p y que se juntan para ponerlos en contacto íntimo. Como en el lado n hay una mayor concentración de electrones libres que en el lado p, entonces se producirá una corriente de electrones del lado n hacia el p. De la misma forma, como hay más hoyos en el lado p que en el lado n, se forma una corriente de hoyos del lado p hacia el n. Estas corrientes cesan hasta que se alcanza el equilibrio y como resultado se obtiene una región de carga positiva en el lado n y una región de carga negativa en el lado p (ver figura 13). Esto es lo que se conoce como *unión p-n*. Resulta entonces que en una

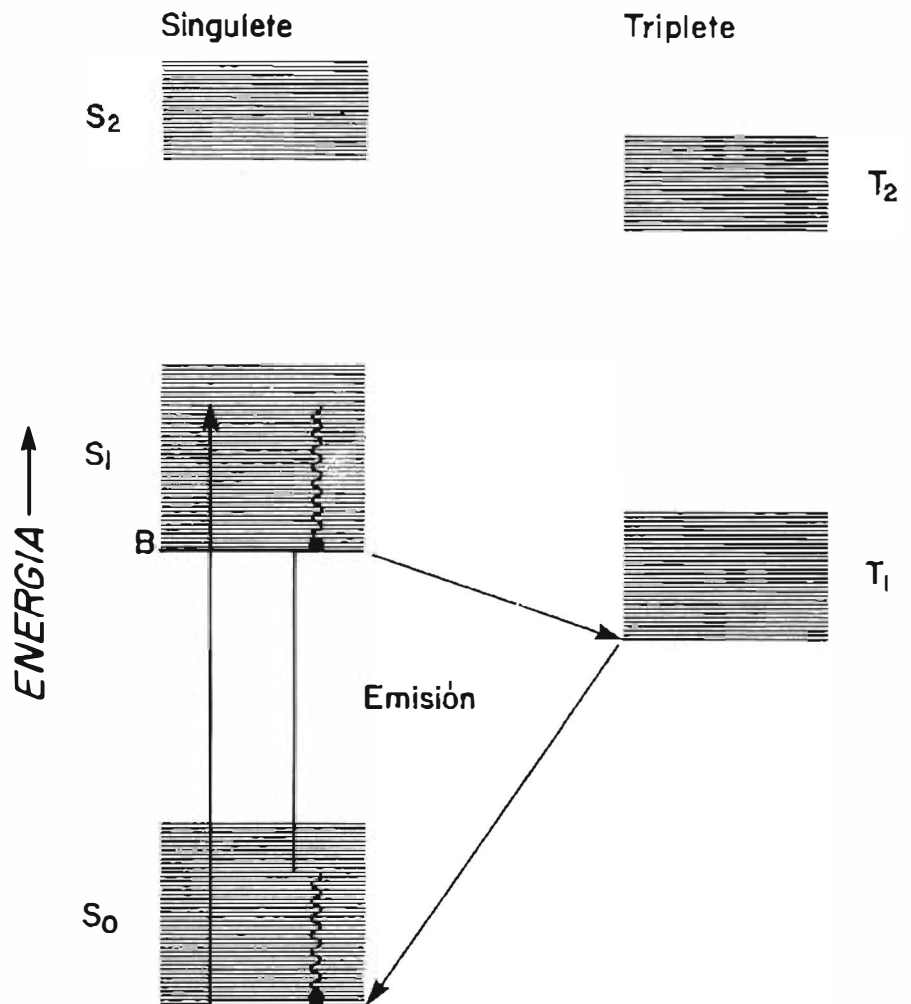


FIGURA 11

unión p-n se forma un campo eléctrico intrínseco que va de la región n hacia la p. Como la región de la unión p-n, que es donde está el campo eléctrico, es sumamente pequeña (del orden de una micra), los campos que se obtienen son muy altos: del orden de 10000 V/cm.

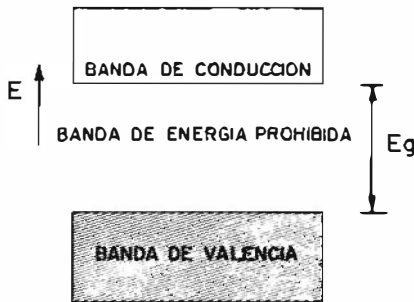


FIGURA 12

Ahora viene la pregunta, ¿cómo poder fabricar un láser de semiconductor?

Podemos pensar que si por algún método podemos excitar una población de electrones en la BC del semiconductor y una correspondiente población de hoyos en la BV, entonces, si incide un fotón con energía mayor o del orden de E_g , este fotón podrá estimular un gran número de transiciones de electrones de la BC a la BV, dando como resultado una amplificación coherente de la radiación. Nótese que la presencia de hoyos en la BV es necesaria para que los electrones de la BC puedan decaer del nivel excitado en la BC al nivel de menor energía en la BV. Este proceso se conoce como *recombinación electrón-hoyo*. Si el medio donde se amplifica la radiación se encierra entre dos espejos, se podrá tener un láser.

Ahora bien, la forma de obtener las poblaciones de electrones y hoyos antes mencionadas es a través de la unión p-n. Si la región p se conecta a la terminal positiva de una fuente de corriente directa y la región n a la terminal negativa de esa fuente (polarización directa), entonces se producirá un flujo de electrones (de la región n) y un flujo de hoyos (de la región p) hacia la región de la unión p-n (en donde está presente el fuerte campo eléctrico intrínseco). En la región de la unión los electrones en la BC y los hoyos en la BV se recombinarán produciendo la radiación (figura 14). Si las densidades de electrones y hoyos son lo suficientemente altas; esto es, si la corriente que se aplica a la unión p-n

es suficiente, se producirá la acción láser. La cavidad resonante se va a formar simplemente clivando los extremos del cristal donde se formó la unión p-n; este proceso de clivaje forma directamente los espejos que necesita la cavidad. Como el índice de refracción del semiconductor es grande (~ 3.6), la reflectividad de la interfase cristal-aire será de un 32%.

La emisión láser se restringe a la región de la unión p-n que como ya se mencionó es muy pequeña, del orden de $1 \mu\text{m}$; por lo tanto el haz del láser emerge del semiconductor con un ángulo grande (figura 15). Además, como en este caso la emisión láser se da entre dos bandas anchas de energía (la BV y la BC) y no entre niveles estrechos, la emisión del láser semiconductor es menos monocromática que para los láseres de gas.

El semiconductor que típicamente se usa para la formación de la unión p-n es el arsenuro de galio (GaAs), el cual es tipo n si se impurifica con estaño (Sn), silicio (Si) o telurio (Te); y es tipo p si se impurifica con zinc (Zn) o germanio (Ge). Un avance en estos láseres semiconductores ha sido el fabricar las uniones p-n usando dos semiconductores diferentes, como por ejemplo usar GaAs tipo n junto con el semiconductor ternario arsenuro de galio-aluminio GaAlAs tipo p. Estas uniones conocidas como heterouniones, han mejorado el confinamiento de los electrones y de la radiación en la región de la unión p-n y consecuentemente, se han obtenido láseres con menor corriente umbral para el efecto láser.

El láser semiconductor es de dimensiones físicas muy pequeñas. Típicamente sus medidas son de $500 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$. Debido a que hay una conver-

sión directa de energía eléctrica en luz, su eficiencia es muy alta. Además permite el uso de esquemas de modulación directa; por ejemplo, modificando la corriente aplicada a la unión, se puede modular el haz de salida del láser.

Aplicaciones

Finalmente, mencionaremos unas pocas de las aplicaciones que los diferentes tipos de láseres están teniendo en los campos de la investigación básica, de los procesos industriales, de la medicina y de las tecnologías de punta en el área de la informática y de los materiales.

i) El láser en la fusión nuclear

Las reacciones nucleares en las cuales dos núcleos leves producen un núcleo más pesado, se conocen como reacciones de fusión. Un ejemplo de este tipo de reacción es la unión de dos deuterones para formar un núcleo de tritio más un protón:



Una de las dificultades con la reacción de fusión es que se necesitan muy altas temperaturas para que esta reacción pueda ocurrir. Esto es debido a que si la energía cinética de los núcleos no es muy grande, la repulsión coulombiana impedirá que los núcleos lleguen lo suficientemente cerca para que ocurra la reacción de fusión. Las temperaturas necesarias son del orden de 100 millones de grados Kelvin; y a estas temperaturas la materia se encuentra en un estado totalmente ionizado que se conoce como plasma.

Con la disponibilidad de láseres de pulsos intensos, ha surgido una nueva

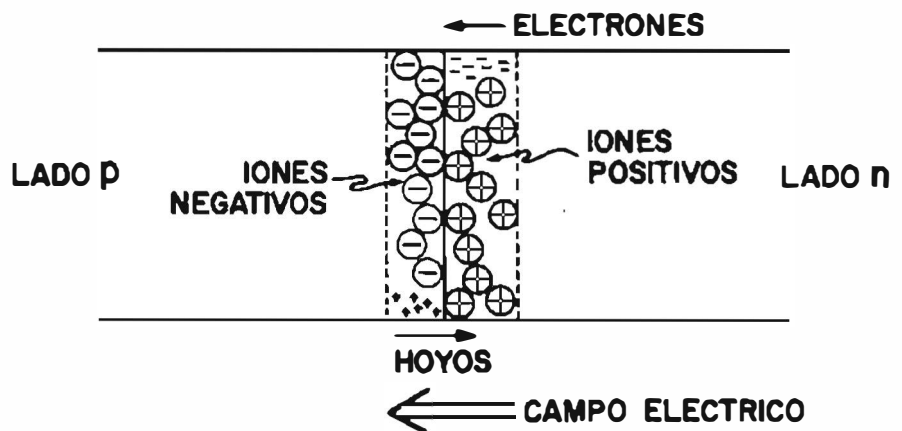


FIGURA 13

idea de sistema de fusión que es la de comprimir, calentar y confinar el material termonuclear con las fuerzas inerciales que se generan cuando un pulso intenso del láser interactúa con el material que usualmente se encuentra en la forma de gránulos sólidos.

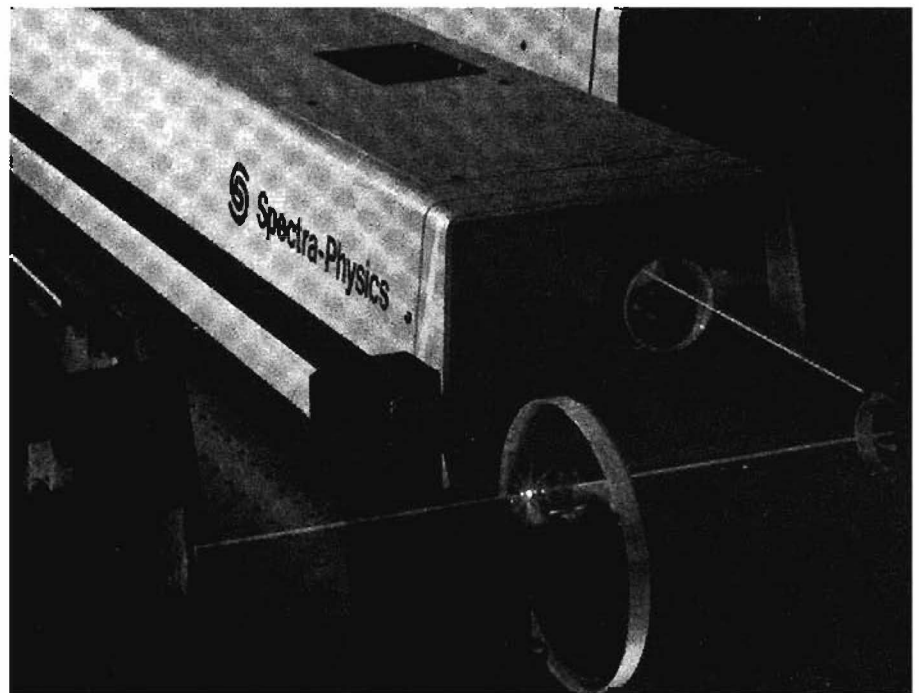
En un reactor de fusión inducida por láser, los gránulos se iluminan con el láser en todas direcciones. En un intervalo de tiempo muy corto la superficie externa del gránulo se calienta y se convierte en un plasma a temperaturas del orden de 100 millones de grados Kelvin. Esta capa calentada se expande en el vacío y como reacción un frente de implosión viaja hacia el centro del gránulo. Para un plasma de deuterio-tritio, con una intensidad incidente de 10^{17} W/cm^2 , se obtienen presiones hacia adentro de 10^{12} atmósferas.

Para el caso de los gránulos de deuterio-tritio la longitud de onda más adecuada para obtener un mejor calentamiento es de alrededor de $1 \mu\text{m}$, o sea un láser como el de Neodimio. En estos láseres se han logrado energías de ~ 200 Joules en tiempos de 10^{-10} seg.

ii) El láser en las comunicaciones ópticas

Una de las aplicaciones más importantes de los láseres es en el campo de las comunicaciones. Ya que las frecuencias ópticas ($\sim 10^{15}$ Hz) son mucho mayores que las ondas de radio ($\sim 10^6$ Hz) y las microondas ($\sim 10^9$ Hz), un haz de luz puede transportar mucho más información que las ondas de radio o las microondas.

Inicialmente se experimentó con la transmisión de información usando lá-



seres de gas en la atmósfera abierta, pero las perturbaciones atmosféricas plantearon problemas muy complejos para que este tipo de comunicaciones pudiera tener éxito.

Con el advenimiento de los láseres semiconductores y con la fabricación de fibras ópticas se hizo realidad el diseño de sistemas de comunicación ópticas. Como las fibras ópticas presentan sus mínimos de pérdidas de transmisión para las longitudes de onda $0.85 \mu\text{m}$ y $1.35 \mu\text{m}$, se han buscado láseres semiconductores cuya E_g esté en torno de las longitudes de onda mencionadas. Estos son los semiconductores: GaAs y el cuater-

nario InGaAsP. La potencia promedio emitida por estos láseres es de algunos miliwatts, y pueden operar ya sea en un régimen continuo o pulsado.

Debido a sus reducidas dimensiones físicas, el láser semiconductor resulta ideal para acoplarlo con las fibras ópticas cuyo centro, donde se transmite la onda electromagnética, es de algunas micras de diámetro.

Como ya se mencionó, este tipo de láseres se pueden modular en una forma directa modulando la corriente que se aplica al dispositivo; se han logrado láseres que se han modulado hasta frecuencias de algunos Gigahertz.

La velocidad de respuesta de estos dispositivos es tan elevada que se estima que en una línea de transmisión que use como fuente a un láser semiconductor se pueden transmitir del orden de 100000 canales de comunicación. De aquí la importancia económica de los sistemas de comunicación óptica, pues el costo por canal es considerablemente menor que en los sistemas normales de telefonía.

iii) El láser en la acústica

Debido a las muy altas temperaturas que se pueden obtener en el foco del haz del láser, éste se ha convertido en una excelente herramienta para el estudio de reacciones fotoquímicas. En el foco del haz se obtienen campos del orden de

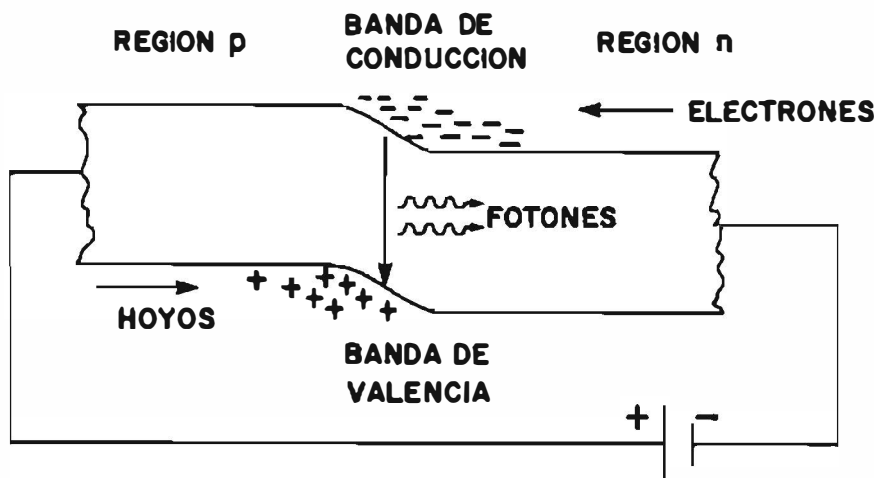


FIGURA 14

10^9 V/cm y estos campos son mayores que los campos que ligan los electrones de valencia a los átomos.

Los láseres han sido usados también en técnicas de microanálisis. En esta técnica se usa un haz muy intenso de láser para vaporizar un área preseleccionada del material a analizar. En el vapor producido se puede hacer pasar una descarga para producir un espectro característico de emisión cuyo análisis revelaría la presencia de varios elementos.

Se ha demostrado que las moléculas que se excitan por un láser de infrarrojo reaccionan más rápido que las moléculas que se encuentran en su estado base. La monocromaticidad tan elevada del láser permite entonces excitar selectivamente diferentes bandas de una molécula y así se tiene la posibilidad de producir algunos productos químicos nuevos.

iv) El láser en la industria

Los láseres de alta potencia se han aplicado en las técnicas de soldadura. Por ejemplo la soldadura de una placa de acero inoxidable de 1/4" de ancho se puede soldar con un láser de CO₂ de 3.5 kW de potencia. En la microelectrónica el soldado con láser ha sido también muy importante cuando se necesita soldar por ejemplo alambres de 10 μ m de espesor; además, como la soldadura se puede hacer con pulsos muy cortos (en tiempo) de láser, se pueden soldar



FIGURA 16

regiones que estén muy cerca de áreas sensibles al calor sin afectarlas. En la figura 16 se muestra una soldadura hecha con láser en un transistor.

Otra aplicación interesante es la perforación precisa de hoyos de diferentes ma-

teriales. Con un láser de ancho de pulso de 0.001 seg y energía de 0.05 Joules se puede hacer un hoyo de ~ 0.1 mm de radio en una placa de acero de 1mm de ancho. Con láseres que pueden perforar hoyos tan pequeños como 10 μ m a través de los materiales más duros. La industria Suiza de relojes ha usado láseres de Neodimio-YAG para perforar piedras de rubí usadas en los relojes.

El corte de materiales ha sido hecho también con láseres, principalmente con el láser de CO₂. Por ejemplo, una placa de acero inoxidable de 0.13 cm de espesor se puede cortar a razón de 0.8m/min con un láser de CO₂ de 190w de potencia.

v) El láser en la medicina

Uno de los usos del láser ha sido en la cirugía de los ojos. Esta aplicación se debe primordialmente a que las regiones transparentes exteriores del ojo permiten el paso de luz de ciertas longitudes de onda para que pueda ser absorbida por los tejidos en el fondo del ojo.

Causado por alguna enfermedad o un fuerte impacto, la retina se puede desprender del tejido subyacente, provocando la ceguera parcial en el área afectada. Para soldar la porción desprendida de la retina se han usado pulsos de un láser de rubí de 300 μ seg de duración y de energías del orden de 1 Joule.

Los láseres se están probando también en el tratamiento del cáncer. En un experimento hecho en la URSS se inculcó en nueve animales melanoma amelanótica proveniente de seres humanos. A estos animales se les sometió a irradiación con un láser de rubí de unos 100 MW con energía total de 200 Joules y se vio que en el lapso de un mes los tumores desaparecieron completamente. Se trabaja también con el uso de láseres para el tratamiento del cáncer en la piel.

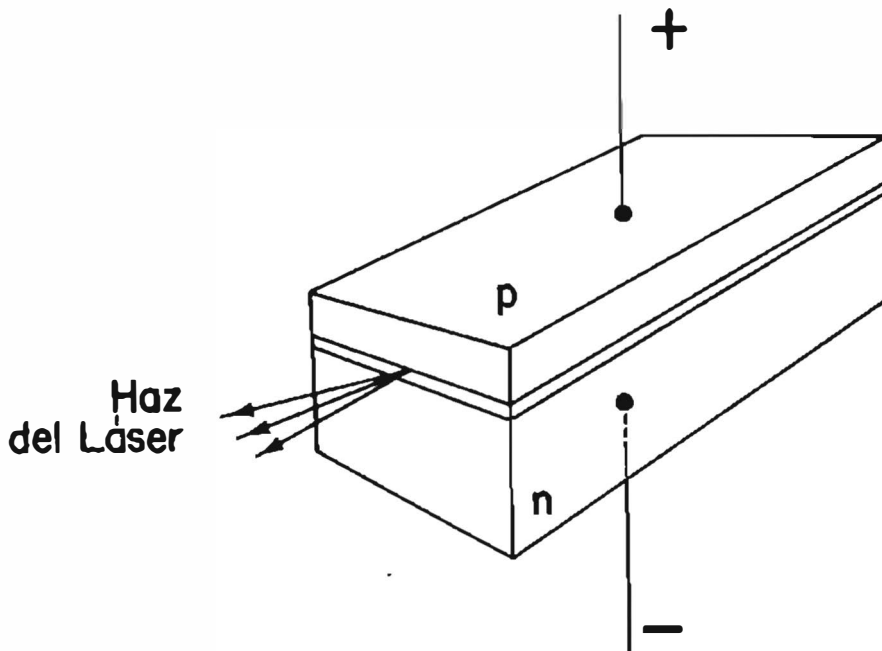


FIGURA 15

Referencias

- 1) Propuesta no publicada de un láser de haz molecular usando un selectorelectrostático.
- 2) J. Weber, IEEE Trans. Electron Devices No. 3, p. 1 (1953).
- 3) N.G. Basov and A. M. Prochorov, J. Exp. Theor. Phys. URSS No. 27, p. 431, (1954).
- 4) Gordon, Zeiger, and Townes, Phys. Rev. No. 95, p. 282, (1954).
- 5) A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. No. 112, p. 1940 (1958).
- 6) T. H. Malman, Nature No. 187, 493 (1960).
- 7) Winston E. Kock, Lasers and holography, Dover Publications, Inc. New York, (1981).



I. PROBLEMATICA UNIVERSITARIA

1. Hacia un nuevo enfoque de las relaciones Universidad-Sociedad	Alfonso Vélez Pliego Humberto Sotelo Mendoza	5
2. Ideología y clase social	Enrique Cárpena Diana Cernotto Cruz	15
3. La situación de la izquierda en la Universidad de Guadalajara	Alejandro Ramírez	22
4. Las nuevas relaciones Estado-Universidad-Sociedad Civil (período 1970 en adelante)	Diana Cernotto Cruz	26
5. Gabino Barrera y la Escuela Nacional Preparatoria	Rafael Campos	33
6. Notas sobre la desaparición del proyecto Universidad-Pueblo	José E. González Ruiz	41
7. Declaración de Guayaquil de las universidades latinoamericanas	Documento	45
8. Por la creación de un centro de bienestar universitario	Salvador Rosales de Gante Jesús Morfín Farías	47

II. ANALISIS ECONOMICO POLITICO

1. La inflación que nos amenaza	Carlos Perzabal	55
2. Las vicisitudes de la centaurización estatal en Guatemala	Carlos Figueroa Ibarra	62
3. México: cosechas y fumigaciones	Idolina Velázquez	77
4. Notas sobre la economía norteamericana (1984-85)	Miguel Angel Rodríguez	85
5. El caso de William Morales y el Derecho Internacional Público	Horacio Gaspar Lima	90
6. Pensamiento y acción antiimperialista de Salvador Allende	Alejandro Witker	95
7. 40 mil millones de estrellas	Carlos A. Castañeda	101
8. En homenaje a Carlos A. Castañeda	Humberto Sotelo Mendoza	102

III. POLITICA Y CULTURA

1. Los medios de comunicación colectiva en la frontera norte	Sergio Gómez Montero	105
2. Conocimiento y cambio social en América Latina	Jaime Massardo	111
3. La teología de la liberación y la liberación de las mujeres	María Susana Percaz	114
4. Una historia general de la iglesia en América Latina	Enrique Marroquín	117
5. Sociedad y medio ambiente	Jaime Ornelas	123
6. El espejo de la producción	Alejandro Fonseca	131
7. Conversación con Delfina Aguilar Gómez, una mujer tojolabal	Armando Pinto	135

IV. NOTAS, COMENTARIOS Y RESEÑAS

1. Banana Republic: teatro popular nicaragüense	Pedro Bravo Elizondo	143
2. Mesa redonda sobre la teología de Leonardo Boff	Rodolfo Fernández y Díaz	146
3. Georg Lukács: vida y obra	George Lichtem	149
4. Notas biográficas sobre Gabino Barrera	Blanca Hortencia Morales	157
5. Paula Kolonitz: un viaje a México en 1864	Fernando Torre	158