

# EL LASER

Secretaría General de la  
Organización de los Estados Americanos  
Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico



# **EL LÁSER**

por

**Mario Garavaglia**  
**Departamento de Física**  
**Facultad de Ciencias Exactas**  
**Universidad Nacional de La Plata**  
**La Plata, ARGENTINA**

y

**Consejo Nacional de Investigaciones**  
**Científicas y Técnicas**  
**ARGENTINA**

**Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico**  
**Departamento de Asuntos Científicos**  
**Secretaría General de la**  
**Organización de los Estados Americanos**  
**Washington, D.C. - 1976**

© Copyright 1976 by  
The General Secretariat of the  
Organization of American States  
Washington, D.C.

Derechos Reservados, 1976  
Secretaría General de la  
Organización de los Estados Americanos  
Washington, D.C.

Esta monografía ha sido preparada para su publicación en el  
Departamento de Asuntos Científicos de la Secretaría General  
de la Organización de los Estados Americanos

Editora: Eva V. Chesneau

Revisor Técnico: Dr. Daniel Malacara H.  
Instituto Nacional de Astronomía  
Óptica y Electrónica  
Puebla, México

# A los lectores

El programa de monografías científicas es una faceta de la vasta labor de la Organización de los Estados Americanos, a cargo del Departamento de Asuntos Científicos de la Secretaría General de dicha Organización, a cuyo financiamiento contribuye en forma importante el Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico.

Concebido por los Jefes de Estado Americanos en su Reunión celebrada en Punta del Este, Uruguay, en 1967, y cristalizado en las deliberaciones y mandatos de la Quinta Reunión del Consejo Interamericano Cultural, llevada a cabo en Maracay, Venezuela, en 1968, el Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico es la expresión de las aspiraciones preconizadas por los Jefes de Estado Americanos en el sentido de poner la ciencia y la tecnología al servicio de los pueblos latinoamericanos.

Demostrando gran visión, dichos dignatarios reconocieron que la ciencia y la tecnología están transformando la estructura económica y social de muchas naciones y que, en esta hora, por ser instrumento indispensable de progreso en América Latina, necesitan un impulso sin precedentes.

El Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico es un complemento de los esfuerzos nacionales de los países latinoamericanos y se orienta hacia la adopción de medidas que permitan el fomento de la investigación, la enseñanza y la difusión de la ciencia y la tecnología; la formación y perfeccionamiento de personal científico; el intercambio de informaciones, y la transferencia y adaptación a los países latinoamericanos del conocimiento y las tecnologías generadas en otras regiones.

En el cumplimiento de estas premisas fundamentales, el programa de monografías representa una contribución directa a la enseñanza de las ciencias en niveles educativos que abarcan importantísimos sectores de la población y, al mismo tiempo, propugna la difusión del saber científico.

La colección de monografías científicas consta de cuatro series, en español y portugués, sobre temas de física, química, biología y matemática. Desde sus comienzos, estas obras se destinaron a profesores y alumnos de ciencias de enseñanza secundaria y de los primeros años de la universitaria; de estos se tiene ya testimonio de su buena acogida.

Esta introducción brinda al Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico de la Secretaría General de la Organización de los Estados Americanos la ocasión de agradecer al doctor Mario Garavaglia, autor de esta monografía, y a quienes tengan el interés y buena voluntad de contribuir a su divulgación.



## ÍNDICE

	Página
A los Lectores.....	iii
Prólogo.....	1
CAPÍTULO PRIMERO. BREVE RESEÑA HISTÓRICA.....	3
CAPÍTULO SEGUNDO. MODELO MECÁNICO DEL LÁSER.	7
I. Introducción.....	7
II. El Láser.....	7
III. Modelo Mecánico.....	8
IV. Algo Más Sobre el Modelo Mecánico.....	14
V. Características de la Luz Emitida por Un Láser....	16
VI. Limitaciones del Modelo Mecánico.....	16
CAPÍTULO TERCERO. EL LÁSER.....	19
I. La Emisión Estimulada.....	19
II. La Emisión Estimulada en la Región Óptica.....	31
III. Las Condiciones de Bombeo.....	35
IV. Cavidades Resonantes Ópticas.....	45
V. Nociones de Espectroscopia.....	57
CAPÍTULO CUARTO. TIPOS DE LÁSERES.....	75
I. Introducción.....	75
II. Los Láseres Sólidos. Rubí y Neodimio.....	75
A. Generalidades.....	75
B. El Láser de Rubí.....	75
C. El Láser de Neodimio.....	82
III. Técnicas de $Q$ Variable.....	85
IV. Los Láseres de Semiconductores. GaAs.....	90
V. Los Láseres Líquidos.....	94
VI. Los Láseres Gaseosos.....	96
A. Generalidades.....	96
B. El Láser Helio-Neón.....	97
C. El Láser de Mercurio.....	99
D. El Láser de Nitrógeno.....	100
E. El Láser de Dióxido de Carbono.....	102
VII. Los Láseres Químicos.....	104
CAPÍTULO QUINTO. ALGUNAS APLICACIONES DEL LÁSER	107
Bibliografía.....	109





## PRÓLOGO

Esta monografía está dedicada al estudio del LÁSER, y abarca no sólo sus aspectos físicos y tecnológicos, sino también los didácticos e históricos.

Como se verá, todos los principios básicos de la construcción del láser eran bien conocidos ya en 1916. La cavidad resonante a frecuencias ópticas o interferómetro de Fabry-Perot era conocido desde fines del siglo XIX; la teoría cuántica de Bohr-Sommerfeld daba cuenta razonablemente de los resultados de la observación experimental desde 1913, y A. Einstein, en 1916, había definido los dos conceptos esenciales: el de probabilidad de transición y el de emisión estimulada de radiación. Quizás convenga, aunque como se verá no resultó decisiva, indicar que V. A. Fabrikant formuló en 1940 la noción de inversión de población. En tal caso, el de ser tenida en cuenta la contribución de V. A. Fabrikant, el límite temporal fijado en 1916 debiera desplazarse a 1940. Aun así, cabe preguntarse porqué el láser no se inventa hasta 1960. Desde el primer límite transcurren cuarenta y cuatro años, y desde el segundo, veinte. ¿Por qué? Simplemente porque toda la actividad humana no es lineal y prefijada. A cada paso nos encontramos con inconsistencias históricas que nos asombran. Tal falta de linealidad también se observa en la vida personal de cada uno de nosotros. Con más razón entonces, en aquellos otros casos en que la evolución de las ideas no se corresponde con el desarrollo de los medios materiales para aplicarlas.

La inconsistencia histórica en el caso del láser se rectifica con el invento del máser en 1954. Éste es un producto típico del excepcional progreso logrado en el campo de la electrónica durante la Segunda Guerra Mundial. El significado de la palabra máser procede de la frase "*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*", cuyas primeras letras de sus palabras forman MÁSER. En algunas publicaciones, la palabra "microwave" ha sido reemplazada por "molecular", lo que no cambia su sentido esencial, ya que la amplificación por la emisión estimulada de radiación se obtiene en la región de las microondas del espectro electromagnético excitando moléculas.

La palabra láser es la sigla de "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*". Es decir, amplificación de la luz mediante emisión estimulada de radiación.

El acento ortográfico con el que adorno las palabras láser y máser en castellano, lo empleo también en los plurales. Es decir, escribiré láseres y máseres. Tras una discusión con un colega humanista, en 1965, llegamos a la conclusión de que en castellano suena mejor el plural láseres que el *laseres*, con acento prosódico en la primera e.

Es decir, no se sigue la norma del ejemplo carácter-caracteres, sino la de prócer-próceres. El uso me acostumbró el oído y ahora oigo decir "leiser", al hablar en castellano, o "leisers", según la pronunciación del inglés, me sorprende, ya que las palabras láser y láseres me resuenan mejor.

Dije que la monografía tiene un propósito didáctico. En 1966, al dar una conferencia de divulgación sobre los fundamentos físicos del láser, usé un esquema mecánico que me dio muchos y muy buenos resultados. Tal esquema permitía visualizar fácilmente los procesos que ocurren en un láser tomando hechos de la vida diaria. Fue perfeccionando, ampliando y profundizando ese primitivo esquema y así aparece, sintéticamente expuesto, en el capítulo 1. Se trata, pues, de una investigación para la docencia.

El otro curso didáctico son las figuras que acompañan al texto. En la mayoría de los casos, su dibujo no es pulcro. Compárense, por ejemplo, las figuras 19 y 43. Tratan de imitar los dibujos que se hacen en la pizarra cuando se explica una lección en la clase. La intención en emplear dibujos de tan dispar terminación es la de promover un análisis del asunto para que cada uno obtenga sus propias conclusiones sobre el uso de dibujos bien hechos o de otros realizados rápidamente en la explicación de las lecciones. Sin embargo, hay temas que no se prestan a este tipo de dibujos más esquemáticos, como es el caso de los niveles de energía de átomos o moléculas.

2

Las aplicaciones, descritas brevemente y sólo de palabra en el último capítulo, están pidiendo a gritos una exposición más detallada. En un futuro, quizás cercano, podrán incorporarse a la colección de monografías.

A lo largo del texto se han empleado las unidades del Sistema Internacional (SI). Sólo se conservó, y esto por estar autorizado, la unidad  $\text{cm}^{-1}$  para indicar las energías de los niveles espectrales en átomos y moléculas.

Supongo que el empleo de algunas letras que indistintamente simbolizan dos o más magnitudes, parámetros o números, no provocarán confusiones. Algunos casos son inevitables por el tradicional uso que se hace de ellas, como, por ejemplo, la letra  $e$  para la carga del electrón y para la base de los logaritmos neperianos.

Por último, ¿por qué designar el láser por la misma sigla en castellano que en inglés? ¿Por qué no escribir la sigla íntegramente en castellano, por ejemplo? Pues bien, porque de ser así habría que tener en cuenta que el proceso físico que nos ocupa es el de Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación, y entonces la sigla resultaría ser ALEER. Y esto le caería muy mal a cualquiera, porque parecería que se desea obligarlo a leer la monografía. Hágalo por propia voluntad.

## BREVE RESEÑA HISTÓRICA

El desarrollo del máser, antecesor del láser, no hubiera sido posible antes de 1940. Esto fue así, porque sólo a partir de ese año --y como consecuencia del avance de la electrónica, en general, y de la tecnología del radar, en particular, durante la Segunda Guerra Mundial-- comienzan los laboratorios de investigación a disponer de fuentes de radiación electromagnética de longitudes de onda centimétricas o microondas de buena calidad. Esto permitió la iniciación de investigaciones en un campo nuevo de la física, el denominado espectroscopia molecular en la región de las microondas, que rápidamente brindó datos importantísimos sobre la absorción de dichas radiaciones por la materia. Tales datos, y en especial los relacionados con la molécula de amoníaco, abrieron las puertas a la invención del máser.

Sin embargo, bien podría haberse inventado el láser con mucha antelación, ya que la cavidad resonante a frecuencias ópticas, o interferómetro de Fabry-Perot, se conocía desde fines del siglo pasado; la teoría cuántica de Bohr-Sommerfeld daba cuenta razonablemente bien, desde 1913, de los hechos experimentales conocidos por la espectroscopia óptica; A. Einstein, en 1916, definió el concepto de emisión estimulada de radiación, y, finalmente, la noción de inversión de población fue introducida por V.A. Fabrikant, en su Tesis doctoral, en 1940 y puesta de manifiesto en los famosos experimentos de inducción nuclear realizados por Bloch, Hansen y Packard, en 1946.

Como ha ocurrido en otros campos de la actividad humana, en el caso del láser se produjo una inversión histórica. Se verá, además, que de tal inversión histórica se tuvo conocimiento en 1959, cuando los trabajos del ruso V.A. Fabrikant se dieron a conocer. Dichos trabajos empezaron en 1939 y, como se verá también, no influyeron en el desarrollo del máser y del láser.

Los primeros en proponer la aplicación del fenómeno de emisión estimulada de radiación a la construcción de un oscilador óptico o de un amplificador óptico, fueron V.A. Fabrikant<sup>(1)</sup> y A.L. Schawlow y C.H. Townes.<sup>(2)</sup>

El primer ensayo que tuvo éxito y que inaugura la era del máser-láser fue realizado por C.H. Townes<sup>(3)</sup> y sus dos discípulos, H. J. Zeiger y J.P. Gordon, en la Universidad de Columbia, Estados Unidos de Norteamérica, en 1954. Obtuvieron amplificación por efecto máser empleando amoníaco en la frecuencia de 24 GHz.

Las razones por las que antes se obtuvo un buen resultado en las frecuencias de la región de las microondas, en vez de la región óptica, pudieron haber sido las dos siguientes: primero, las nociones de

oscilación y amplificación están estrechamente ligadas a la electrónica y, segundo, las estructuras ópticas siempre fueron analizadas exclusivamente desde los puntos de vista geométrico u ondulatorio.

Efectivamente, los primeros en analizar un interferómetro Fabry-Perot como un resonador óptico fueron A. L. Schawlow y C. H. Townes<sup>(2)</sup> en 1958.

Y fueron ellos también quienes sentaron las bases de la extensión del efecto amplificador más allá a las frecuencias ópticas, es decir, fueron los primeros en reconocer la posibilidad de construir y operar el láser.

El primero en observar el efecto láser fue T. H. Maiman,<sup>(4)</sup> en 1960, empleando un cristal de rubí excitado por destellos cortos e intensos de luz. El cristal de rubí sintético poseía simetría cilíndrica y sus dos caras se recubrieron con depósitos de plata para incrementar su poder reflector y constituir las así en los extremos de una cavidad resonante. Este primer experimento lo amplió enseguida R. J. Collins y colaboradores,<sup>(5)</sup> quienes probaron la coherencia y direccionalidad de la radiación emitida por el láser. La longitud de onda de la radiación del láser de rubí es 694,3 nm.

En 1960, A. Javan y colaboradores<sup>(6)</sup> construyeron el primer láser gaseoso de operación continua. Emplearon una mezcla de gases nobles, He y Ne, excitada por radiofrecuencia y confinada en un interferómetro Fabry-Perot. Este láser gaseoso emitió radiación en la región espectral del cercano infrarrojo, de alrededor de 1,1  $\mu\text{m}$ .

La monocromaticidad, del orden de una parte en  $10^{14}$ , la direccionalidad del haz de luz y la coherencia de la radiación resultaron ser enormemente superiores a las obtenidas con el láser de rubí. Esto se debe a que el gas a baja presión es un medio óptico prácticamente perfecto, mientras que en el medio sólido hay tensiones internas por calentamiento y no es totalmente homogéneo. En fecha posterior, A. D. White y J. D. Ridgen<sup>(7)</sup> descubrieron efecto láser en la misma mezcla de He-Ne, si bien en la región visible del espectro. Sus trabajos llevaron al desarrollo del famoso y popular láser de He-Ne, que emite en la longitud de onda de 632,8 nm del rojo.

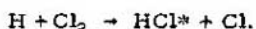
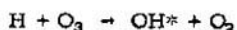
La obtención de amplificación en la región óptica excitando gases moleculares fue lograda por L. E. S. Mathias y J. T. Parker<sup>(8)</sup> en una molécula diatómica, como el  $\text{N}_2$ , en 1963, y por C. K. N. Patel<sup>(9)</sup> en una molécula triatómica, como el  $\text{CO}_2$ , en 1964. El primer láser de nitrógeno molecular emitió en una banda del ultravioleta en la longitud de onda de 337,1 nm, mientras que el de dióxido de carbono lo hizo en una banda del lejano infrarrojo, en la longitud de onda de 10,6  $\mu\text{m}$ . Entre los láseres gaseosos puede clasificarse también el de mercurio. Su importancia reside, en especial, en haber sido el primer láser gaseoso en que la emisión se produce en transiciones entre niveles de energía de su primer ion y de su segundo ion. En efecto, W. E. Bell<sup>(10)</sup> obtuvo amplificación en el  $\text{Hg}^+$  y H. J. Gerritsen y P. V. Goedertier<sup>(11)</sup> en el  $\text{Hg}^{2+}$ . Ambas investigaciones datan de 1964 y

la emisión estimulada se observó en la región visible del espectro.

En 1962 fue descubierta la amplificación láser en diodos de junturas  $p-n$ , por R. N. Hall y colaboradores,<sup>(12)</sup> M. I. Nathan y colaboradores<sup>(13)</sup> y T. M. Quist y colaboradores.<sup>(14)</sup> Aplicando elevadas densidades de corriente en diodos de GaAs ( $p-n$ ), observaron la emisión de radiación fuertemente direccional. El láser de diodo es especialmente simple y compacto, y convierte la corriente eléctrica en luz coherente con una eficiencia cuántica cercana a la unidad. La longitud de onda emitida por el láser de GaAs es de 839 nm.

La posibilidad de observar efecto láser en disoluciones líquidas o sólidas de quelatos de tierras raras fue sugerida en 1963 por M. L. Bhaumik y colaboradores,<sup>(15)</sup> N. E. Wolff y R. J. Pressley<sup>(16)</sup> y E. J. Schimitschek.<sup>(17)</sup> El primer resultado experimental lo obtuvieron A. Lempicki y H. Samelson<sup>(18)</sup> en 1963, empleando benzoilacetato ( $\text{Eu}^{3+}$ ) en disolución de alcohol etílico o metílico congelado, excitado como en el caso del láser de rubí.

La obtención de inversión de poblaciones en niveles vibracionales de moléculas simples a partir de reacciones químicas la sugirió ya en 1959 J. C. Polanyi<sup>(19)</sup> y P. E. Charters y J. C. Polanyi.<sup>(20)</sup> En especial discutieron las reacciones:



La última reacción fue estudiada experimentalmente por J. V. V. Kasper y G. C. Pimentel,<sup>(21)</sup> quienes, en 1965, observaron efecto de amplificación láser, tal como se había predicho.

El último de los adelantos científicos en el campo del láser es la obtención de amplificación en líquidos orgánicos del tipo de los colorantes. Estos líquidos se excitan mediante destellos luminosos como en el láser de rubí, y la característica más importante es que emiten radiación coherente en una anchísima banda de longitudes de onda, desde el ultravioleta hasta el cercano infrarrojo. El primer láser de este tipo fue descubierto en 1965 por P. P. Sorokin y colaboradores,<sup>(22)</sup> al estudiar disoluciones de clorotalocianinaaluminio. Este láser fue excitado con la radiación emitida por un láser de rubí. La emisión estaba centrada alrededor de 756 nm y tenía un ancho espectral de 4 nm. Estos dos parámetros varían ampliamente al variar la concentración de las disoluciones, los solventes y el grado de excitación.



# 2

## MODELO MECÁNICO DEL LÁSER

### I. INTRODUCCIÓN

El propósito del presente capítulo es dar mediante un modelo mecánico una imagen simple del proceso de amplificación producido en un láser y de las características de la luz por él emitida. Los fundamentos del mismo se pueden hallar en simples acciones y en experiencias de la vida diaria.

El esquema mecánico propuesto resulta ser el equivalente del modelo atómico. La equivalencia planteada, a pesar de sus limitaciones, permite visualizar los distintos pasos implícitos en la obtención de una radiación coherente. Por ello, si bien se describirá en detalle el esquema mecánico, se hará constante referencia al modelo microscópico del átomo y a su interacción con la radiación.

### II. EL LÁSER

El láser es un emisor de radiación coherente y consiste básicamente en un medio activo, que puede ser gaseoso, líquido o sólido, excitado convenientemente y confinado en una cavidad resonante. La radiación coherente se obtiene mediante la amplificación de luz debida al proceso de emisión estimulada de radiación. Esta forma de emisión estimulada fue propuesta por A. Einstein<sup>(23)</sup> como un intento genial de interpretar microscópicamente la radiación del cuerpo negro.

"Al excitar un átomo, el electrón exterior, del que depende la actividad fisicoquímica del elemento, absorbe la energía de excitación y pasa de su órbita estacionaria inicial de energía  $E_1$  a otra superior  $E_2$ ; pero un electrón excitado tiende a volver a su estado fundamental, cosa que puede ocurrir radiando el exceso de energía que había adquirido, y entonces se cumple estrictamente la relación de Bohr. La figura 1 ilustra este proceso. Esto es, la diferencia de

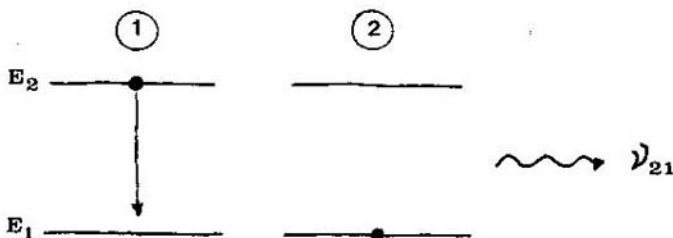


Fig. 1. Emisión espontánea.

energía entre ambos estados estacionarios es igual a la frecuencia de la radiación emitida multiplicada por la constante  $h$  de Planck.

$$E_2 - E_1 = h \nu_{21}$$

La relación entre la frecuencia y la longitud de onda de la radiación se expresa por  $\nu \lambda = C$ , donde  $C$  es la velocidad de la luz. Esta forma de emisión de radiación fue denominada por A. Einstein<sup>(23)</sup> *emisión espontánea*.

"Sin embargo, puede ocurrir que la radiación emitida espontáneamente por un átomo alcance a otro átomo excitado de la misma especie, cuyo electrón periférico se encuentra en el estado de energía  $E_2$ . En tales condiciones, A. Einstein postuló que se produce la emisión de radiación por el segundo átomo por efecto de la interacción de éste con la radiación emitida por el primero, tal como muestra la figura 2.

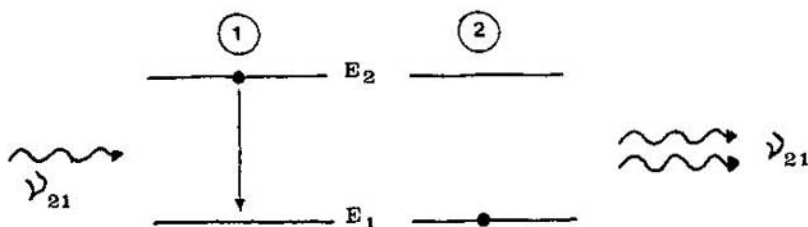


Fig. 2. Emisión estimulada.

Este tipo de emisión de radiación la denominó Einstein *estimulada* o *inducida*. También se cumple en este caso la relación de Bohr, de modo que la frecuencia de la radiación emitida es exactamente igual a la frecuencia de la radiación estimulante. En esta acción radica el efecto llamado *amplificación de la radiación*. El efecto de interacción de la radiación emitida por el primer átomo con el átomo excitado provoca una *amplificación*, en el caso expuesto una *duplicación* de la intensidad de la radiación.

Esta brevísima descripción justifica el nombre *LÁSER*, sigla de la expresión inglesa "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" (*amplificación de la luz mediante la emisión estimulada de radiación*), que describe el proceso físico que se cumple.

### III. MODELO MECÁNICO

El simple hecho de una piedra arrojada a un estanque de agua en el que provoca una perturbación de su tranquila superficie, la cual, a su vez, provoca un movimiento ondulatorio que se propaga con velocidad constante en todas direcciones, ofrece una cierta analogía con el átomo excitado que emite su exceso de energía en forma de radiación. Las figuras 3 y 4 ilustran convenientemente lo expresado.



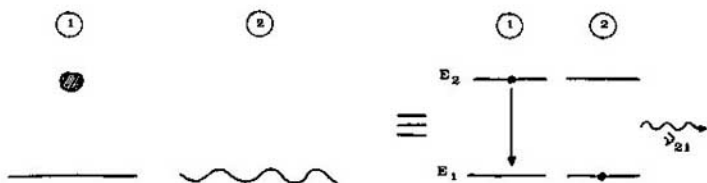


Fig. 3. Similitud entre la caída de una piedra sobre la superficie del agua y la transición de un electrón. Ambos generan un proceso ondulatorio.)

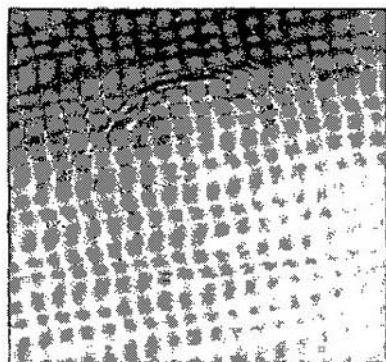


Fig. 4. Onda producida sobre la superficie del agua por una piedra.

Si se arrojan al estanque muchas piedras, cada una de ellas producirá una perturbación independiente y las ondas generadas se superpondrán y se propagarán, como muestra la figura 5. Esto mismo es lo que ocurre en los tubos de los carteles luminosos de anuncios, por ejemplo. Los átomos excitados emiten independientemente la energía que almacenan en forma de radiación espontánea. Tal radiación, como ocurre



Fig. 5. Ondas producidas por muchas piedras al caer sobre el agua.

en el estanque de agua con la multitud de ondas, es desordenada y no tiene dirección preferente de propagación.

Una manera de visualizar el proceso de conjunto de la multitud de átomos excitados en una descarga gaseosa, de interpretar el proceso de emisión estimulada de radiación y de comprender las características de la radiación emitida, la ofrece el esquema mecánico representado en la figura 6. En él, cada átomo está representado por un



Fig. 6. Similitud entre el dispositivo mecánico descrito y los átomos excitados.

balancín, de modo que un extremo está conectado mecánicamente con la superficie del agua del estanque mediante un flotador y el otro extremo sirve para colocar la piedra, que juega el papel del electrón excitado en el nivel de energía  $E_2$ . Si se deja caer una piedra en el estanque, se generará una onda, como indica la figura 3. Esta onda podrá alcanzar la posición del flotador de uno de los balancines. En el caso de que dicho balancín tenga una piedra, al elevarse el flotador por acción de la onda, la dejará caer provocando una nueva onda. La figura 7 muestra con detalle este proceso de estimulación por el cual la onda que llega perturba y estimula el balancín para que ocurra la caída de la piedra. Una vez que ésta golpee la superficie del agua, producirá una nueva perturbación, originando una nueva onda que se superpondrá a la que había arribado al balancín y desencadenará el proceso. La figura 8a) muestra la superposición de las ondas, un cierto lapso de tiempo después de haber caído la piedra.

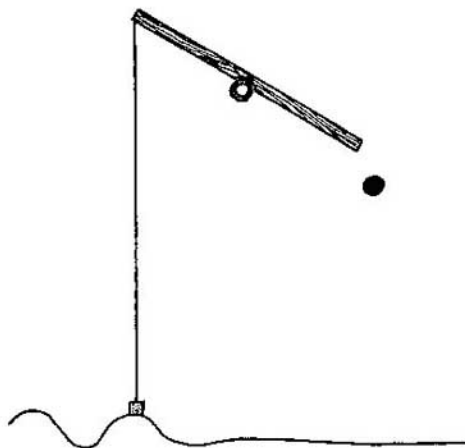


Fig. 7. Detalle de la estimulación mecánica.

Debe indicarse aquí que tal representación gráfica es posible porque se ha considerado que el tiempo que tarda la piedra en caer y formar la primera cresta de la onda es igual al tiempo que tarda el frente de la onda estimulante desde que produce la perturbación del balancín hasta encontrarse e interferir con ella. Esta restricción permite generar ondas en fase, es decir, coherentes. Además, la superposición de las dos ondas da lugar a fenómenos de interferencia, los que también se han representado en la figura 8b). En lugares donde se produce la superposición de los máximos de amplitud de una onda con los máximos de amplitud de la otra, se obtendrá interferencia constructiva, y la amplitud de la perturbación que afecta la superficie del agua será igual a la suma de las amplitudes de las ondas individuales. Por otra parte, en aquellos lugares donde se produce la superposición de los máximos de una onda con los mínimos de la otra, ocurrirá el proceso de interferencia destructiva, y la amplitud de la perturbación que afecta la superficie del agua será igual a la diferencia de las amplitudes de las ondas individuales. El resultado de lo ocurrido está representado en la figura 8c). Es decir, se ha producido como consecuencia de los procesos de interferencia, una onda resultante que avanza según sectores angulares o lóbulos bien determinados y cuyas amplitudes son las sumas de las amplitudes de la onda estimulante y la provocada en el proceso de estimulación.

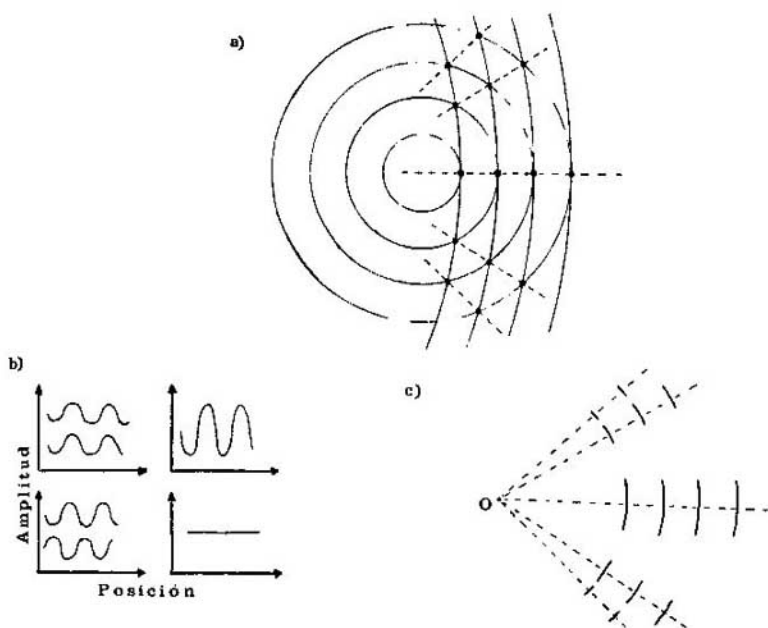


Fig. 8. a) Superposición de dos ondas circulares de distintos centros. b) Interferencia constructiva y destructiva. c) Lóbulos resultantes. Amplificación.

Esta nueva onda al avanzar por la superficie del agua alcanzará un segundo balancín y actuará como onda estimulante. Producido nuevamente el fenómeno descrito previamente, se superpondrán ahora dos ondas de características tales que el resultado final será el que se describe en la figura 9. Como se puede ver en la parte a) de dicha figura, sólo el lóbulo central de la onda estimulante, que progresa como proveniente de  $O$ , se superpone con la onda generada por la caída de la segunda piedra en  $O'$ . Las otras partes no llegan a superponerse y, por lo tanto, no afectan a la onda resultante. En la figura 9b) se ha representado parte de la onda resultante. La generada en  $O'$  refuerza al lóbulo central de la onda estimulante y el resto se desvanecerá al propagarse. Dicholóbulo, ahora de mayor amplitud, podrá llegar hasta otro balancín de manera que reproduce lo ya descrito e incrementa aún más la amplitud de la onda resultante.

Continuando con este proceso se llegará al borde del recipiente. La onda resultante de las sucesivas amplificaciones poseerá, en virtud de las mismas, una curvatura menor. Es decir, cada vez se parece más a una onda de frente plano. Las representaciones gráficas de las figuras 8 y 9 tratan de realzar esta característica esencial. Sin embargo, el frente de la onda seguirá siendo circular.

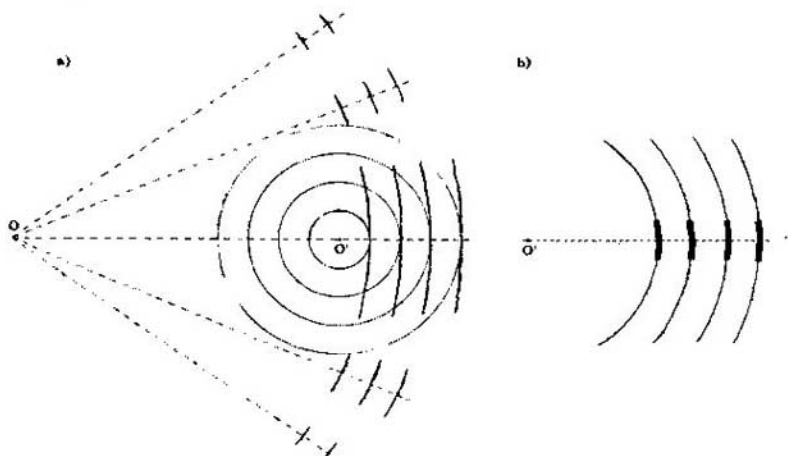


Fig. 9. a) Superposición de los lóbulos con una onda circular. b) Resultado de la superposición.

Para evitar que el lóbulo que forma la onda al avanzar no se ensanche, el borde del recipiente se hace también curvo y del mismo radio que la onda que incide sobre él. La figura 10 muestra el proceso de reflexión en el borde del recipiente.

Esta onda reflejada regresará al medio donde se encuentran los balancines. Si se los volvió a cargar con las piedras, la onda volverá a amplificarse nuevamente en cada interacción. Una vez atravesado el recipiente, la onda llegará al otro extremo, donde será construido

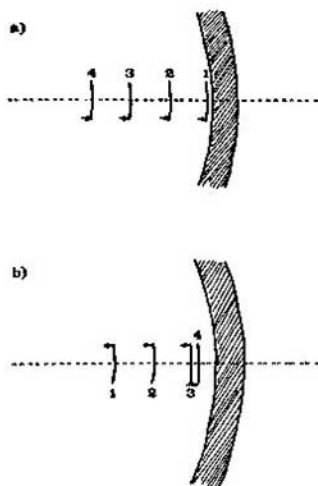


Fig. 10. a) Lóbulo antes de reflejarse. b) Lóbulo reflejándose.

un borde de características similares al anterior. Nuevamente la onda se reflejará, y si los balancines se han vuelto a cargar, continuará el proceso de amplificación.

Una vez que el medio ha alcanzado a sustentar una onda de gran amplitud, al arribar ésta a uno de los bordes, se abre una compuerta que le permite salir al exterior, como indica la secuencia a)-b) de la figura 11, formando un haz direccional.

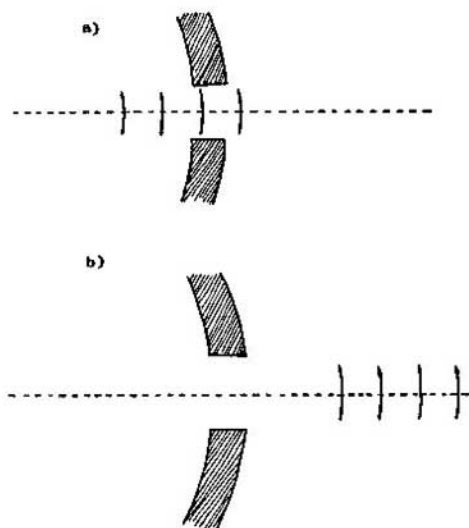


Fig. 11. a) Onda amplificada al atravesar la compuerta o espejo. b) Onda propagándose fuera del recipiente.

#### IV. ALGO MÁS SOBRE EL MODELO MECÁNICO

Los bordes reflectores del recipiente no son más que los espejos del láser. Sirven efectivamente para que la radiación emitida por los átomos y amplificada por el proceso de emisión estimulada y que se propaga a lo largo del eje del medio activo (gas, vapor, líquido o sólido) sea reinyectada en él y el proceso continúe, tal como se lo describió mediante el esquema mecánico. Como los espejos nunca resultan totales, parte de la luz que incide sobre ellos es transmitida. En el caso del esquema mecánico, fue necesario abrir una compuerta en uno de los bordes reflectores para permitir la salida de la radiación amplificada en forma de haz concentrado.

Sin embargo, los espejos juegan, además de éste, otro papel importante que se describirá más adelante.

El modelo mecánico, tal como fue planteado, permitió formarse una idea de dos procesos íntimamente ligados. Por un lado, el de emisión estimulada de radiación, y por el otro, el de amplificación de la radiación. En ningún momento resultaron necesarios los bordes reflectores o espejos para explicar el efecto de amplificación. Es que, si el medio activo, y ahora haciendo referencia no al modelo mecánico, sino a algunos medios activos experimentados en laboratorio, resulta por sus características físicas poseer elevada ganancia, el proceso de amplificación de la radiación puede lograrse en sólo un pasaje de la radiación a través del mismo.

14

Es decir, la luz emitida por los átomos en un extremo del medio activo resulta amplificada en tal grado que al llegar al otro extremo ya posee las características propias de un haz perfectamente definido. Esta emisión producida sin necesidad de espejos se denomina super-radiancia. Hay varios ejemplos notables de casos de super-radiancia. Dos típicos son los siguientes, la emisión del Ne en una longitud de onda de 3,39  $\mu\text{m}$  del infrarrojo y la de la molécula  $\text{N}_2$  en 337,1 nm del ultravioleta.

En la explicación del esquema mecánico del láser se consideró sólo una onda que progresa y que, al reflejarse en los bordes, es reinyectada al medio activo. Sin embargo, muchas ondas pueden propagarse simultáneamente y en sentidos opuestos. Como todas ellas poseen la misma longitud de onda y, por el proceso de amplificación, resultan estar en fase, llegan a sustentarse entre dichos bordes ondas estacionarias. La condición de resonancia que debe cumplirse para ello estipula que la distancia entre los bordes tiene que ser igual a un número entero de medias longitudes de onda. La figura 12 representa este hecho en un caso típico.

Estas ondas estacionarias también se sustentan entre los espejos de un láser. En tal caso, como la longitud de onda es muy pequeña ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) y la distancia entre los espejos es muy grande ( $\sim 1 \text{ m}$ ), el número de medias longitudes de onda es del orden del millón. Es decir, como  $D = p \frac{\lambda}{2}$ , resulta que  $p = \frac{2D}{\lambda}$ , y reemplazando los valores típicos dados, se encuentra que  $p = 2 \times 10^6$ .

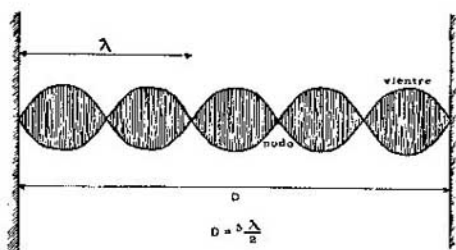


Fig. 12. Onda estacionaria.

La energía de los estados electrónicos de un átomo no está precisamente definida, en razón del Principio de Incertidumbre. Además, debido a la movilidad propia de los átomos en el medio activo, la longitud de onda o la frecuencia de la radiación por ellos emitida no tendrá un valor definido, sino que sólo podrán determinarse su valor medio y el ancho medio de la distribución de los valores individuales. La figura 13 ilustra el caso de la línea espectral del Ne, cuya longitud de onda  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ . El ancho medio de dicha línea espectral es del orden de los  $0,0006 \text{ nm}$ . Para un láser de  $30 \text{ cm}$  de distancia entre espejos, se sustentarán simultáneamente tres ondas estacionarias, cuyas longitudes de onda se encontrarán debajo del perfil de la línea espectral. La diferencia de longitud de onda entre esas tres ondas es aproximadamente de  $0,0006 \text{ nm}$ . En este caso se dice que el láser

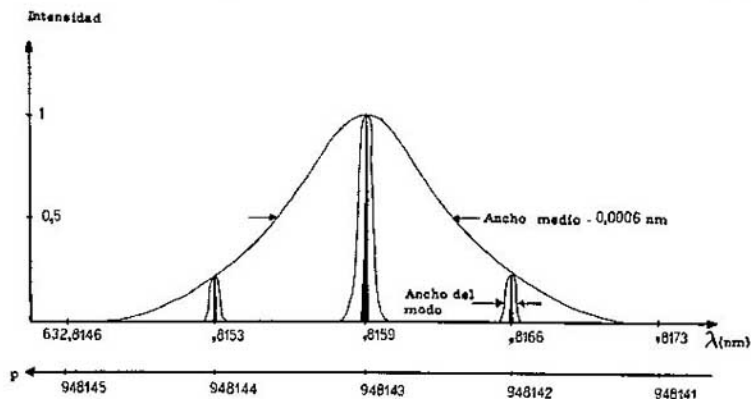


Fig. 13. Modos longitudinales bajo el perfil de línea espectral.

amplifica radiación en sólo tres modos longitudinales y, en efecto, su emisión constará de tres componentes muy cercanas.

Para encontrar que son tres realmente los modos de oscilación de la cavidad resonante en el láser de He-Ne de  $30 \text{ cm}$  de longitud que emite en  $632,8 \text{ nm}$ , debe hacerse el siguiente cálculo. La condición de resonancia es, como se dijo antes,  $p = \frac{2D}{\lambda}$ . Por tanto para el valor central de la longitud de onda, resulta  $\frac{p}{\lambda} = 2 \times 30 \text{ cm} / 632,8160 \text{ nm} = 948142,904$ .

Como la condición resonante se cumple para valores enteros de  $p$ , debe adoptarse el número entero más cercano al calculado, es decir  $p = 948143$ . Para calcular los otros posibles modos, se suma y resta una unidad al modo central y se calculan las longitudes de onda respectivas. Esto lleva a los siguientes valores:  $\lambda_{p-1} = 632,8166 \text{ nm}$  y  $\lambda_{p+1} = 632,8153 \text{ nm}$ . Queda comprobado así que, debajo del perfil de la línea espectral, resultan ser excitados tres modos de oscilación, por cuanto la diferencia entre las longitudes de onda extremas correspondientes a  $p+1$  y  $p-1$  es menor que el ancho total de línea. Para mayor claridad, en la figura 13 se han incluido los modos longitudinales  $p-2$  y  $p+2$ , cuyas longitudes de onda caen fuera del perfil de la línea espectral. Un láser de He-Ne de mayor longitud oscilará en un número mayor de modos longitudinales, mientras que uno de 10 cm de longitud oscilará en uno solo.

## V. CARACTERÍSTICAS DE LA LUZ EMITIDA POR UN LÁSER<sup>(24)</sup>

<sup>1/</sup> Como se dijo al comienzo de la sección II de este capítulo, el láser es un emisor de luz coherente.<sup>1/</sup> El proceso descrito en las secciones III y IV mediante el uso del modelo mecánico, permitió llegar a la conclusión de que (las ondas se amplifican ordenadamente, guardando una estricta relación de fases.)

<sup>1</sup> Este hecho por el cual la onda final resulta de fase bien definida se expresa diciendo que se trata de una radiación coherente. Además, puede explicarse fácilmente la gran direccionalidad del haz de luz emitido por un láser.<sup>1/</sup>

16

La acción concurrente de todos los emisores individuales mediante el proceso de emisión estimulada de radiación permite explicar la elevada intensidad del haz emitido por un láser.

La acción de los espejos, equivalente a una cavidad resonante, permite caracterizar la emisión de un láser como monocromática en alto grado.

Por último, el esquema mecánico permite explicar el hecho de que los láseres constituidos por un medio activo que posea algún grado de simetría, emite luz polarizada. En el caso del modelo mecánico, el plano de polarización es perpendicular al plano de la superficie del agua. En los láseres gaseosos, la emisión puede hacerse polarizada linealmente por la acción de ventanas que cierren los extremos del tubo de descarga y que se orienten según el ángulo de Brewster.

Todas estas características, excepto la de poseer modos, se pueden atribuir, usando el modelo mecánico, a la radiación superradiante. En efecto, la superradiancia es coherente, direccional, monocromática, intensa y polarizada.

2  
2

## VI. LIMITACIONES DEL MODELO MECÁNICO

En la sección III se trata de mostrar, mediante la figura 3, la equivalencia entre dos procesos de conversión de energía. Por un lado, parte de la energía potencial gravitatoria almacenada en la piedra se transforma en energía mecánica bajo el aspecto de una onda que se propa-



ga en la superficie del agua; por el otro, la energía potencial eléctrica que posee el electrón en el nivel  $E_2$  se transforma al producirse su transición al nivel  $E_1$  en una onda de frecuencia  $\nu_{21}$ , definida perfectamente por la relación de Bohr,  $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ . En el caso del modelo, la frecuencia de la onda generada por la caída de la piedra es independiente de la altura desde la cual se la arroja. Dicha frecuencia depende de varios factores entre los que se pueden citar la profundidad del estanque y la viscosidad del líquido.

En la misma sección III, la figura 7 ilustra un instante de la caída de la piedra. Este efecto clásico, es decir, habitual en toda descripción macroscópica, no puede homologarse con ninguna observación microscópica o cuántica de la materia en su interacción con la radiación. Dicha figura ha sido incluida para representar el proceso íntimo que ocurre con cada balancín cargado con una piedra, cuando su flotador es excitado por una onda.

Al final de la misma sección III, al explicar la reinyección de la onda reflejada por el borde del recipiente en el "medio activado", constituido por los balancines cargados con piedras, se continúa la explicación del proceso amplificador, sin indicar que deben darse vuelta los balancines. En realidad, se supone que el número de balancines es muy grande y que sus orientaciones están distribuidas convenientemente para que el final resulte feliz.



## EL LÁSER

## I. LA EMISIÓN ESTIMULADA

En 1916 estaba ya perfectamente establecido que los átomos, moléculas e iones sólo pueden encontrarse en estados energéticos definidos, y que pueden interactuar con el campo electromagnético emitiendo o absorbiendo radiación. Estos dos procesos de interacción se cumplen de acuerdo con la relación de Bohr:  $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ .

Sin embargo, es en 1916, cuando A. Einstein,<sup>(23)</sup> mediante deducciones de índole termodinámica, establecidos conceptos fundamentales: la noción de probabilidad de transición y la de emisión estimulada de radiación.

Para simplificar el análisis, supóngase que un átomo posee sólo dos niveles simples de energía,  $E_1$  y  $E_2$ , donde  $E_2 > E_1$ . Si un conjunto  $N_1$  de dichos átomos, cuyos electrones de valencia se encuentran en el nivel fundamental de energía  $E_1$ , interactúa con el campo de radiación de densidad  $\rho(\nu_{21})$ , se producirá el fenómeno de absorción de radiación, por el cual, según Einstein, un número de átomos igual a  $N_1\rho(\nu_{21})B_{12}$  pasarán al nivel de energía  $E_2$ . El producto  $\rho(\nu_{21})B_{12}$  es la probabilidad de absorción por unidad de tiempo. A su vez, los  $N_2$  átomos cuyos electrones se encuentran en el nivel de energía  $E_2$  podrán emitir radiación según los dos procesos siguientes: emisión espontánea y emisión estimulada. Ambas designaciones se deben a Einstein. La primera se identifica con la única forma de emisión que se conocía con anterioridad y por la cual los átomos emiten radiación en forma totalmente independiente unos de otros. La emisión estimulada de radiación, en cambio, se producirá por la interacción del campo de radiación de densidad  $\rho(\nu_{21})$ , de la misma manera que en el caso de la absorción. Una propiedad importantísima de la radiación estimulada es la de estar en fase con la radiación estimulante.

19

Por los dos procesos de emisión, un número de átomos igual a:

$$N_2 A_{21} + N_2 \rho(\nu_{21}) B_{21}$$

pasarán del nivel excitado de energía  $E_2$  al nivel fundamental de energía  $E_1$ , emitiendo al hacerlo radiación de frecuencia  $\nu_{21}$ .  $A_{21}$  es la probabilidad de transición espontánea y el producto  $\rho(\nu_{21})B_{21}$  es la probabilidad de transición estimulada. En ambos casos, por unidad de tiempo.  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  y  $B_{12}$  se llaman coeficientes de Einstein.

Si el conjunto de átomos se encuentra confinado en equilibrio térmico en un recinto de paredes perfectamente reflectoras y calentadas a la temperatura  $T$ , entonces las poblaciones  $N_2$  y  $N_1$  de los niveles de energía  $E_2$  y  $E_1$  estarán relacionadas de acuerdo con la ley de Boltzmann, y

el campo de radiación que interactúa con los átomos tendrá una densidad  $\rho(\nu_{21})$  correspondiente a la del cuerpo negro calentado a la temperatura  $T$ , según la ley de Planck. Las figuras 14 y 15 representan la densidad de radiación  $\rho(\nu)$  emitida por el cuerpo negro y la distribución de Boltzmann, respectivamente. Luego, si existe equilibrio térmico, la cantidad de energía que los átomos absorben debe ser igual a la que emiten, es decir:

$$N_2 \cdot A_{21} + N_2 \cdot \rho(\nu_{21}) \cdot B_{21} - N_1 \rho(\nu_{21}) B_{12} = 0. \quad [1]$$

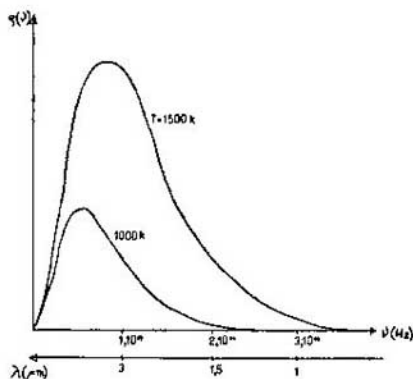


Fig. 14. Densidad de radiación del cuerpo negro.

20

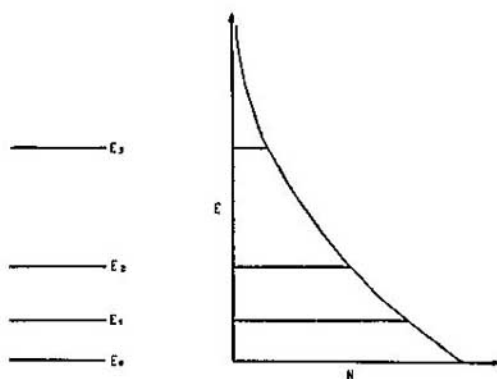


Fig. 15. Distribución de Boltzmann.

Las poblaciones  $N_2$  y  $N_1$ , en este caso, se relacionan según:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT}, \quad [2]$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann.

Combinando las ecuaciones [1] y [2] y recordando que  $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ , se puede encontrar la expresión de la densidad de radiación:

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{A_{21}}{e^{h\nu_{21}/kT} B_{12} - E_{21}} \quad [3]$$

Comparando esta expresión con la de la ley de Planck sobre la radiación de un cuerpo negro en la frecuencia  $\nu_{21}$ , que es:

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu_{21}/kT} - 1} \quad [4]$$

se puede observar su similitud. De ellas, y para evitar incongruencias, Einstein llegó a la conclusión de que los coeficientes  $A_{21}$ ,  $E_{21}$  y  $B_{12}$  deben relacionarse así:

$$\begin{aligned} E_{21} &= B_{12} \\ A_{21} &= \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot E_{21} \end{aligned} \quad [5]$$

La introducción formulada por Einstein del proceso de emisión estimulada de radiación permite interpretar correctamente la interacción entre la materia y el campo de radiación. De no ser tenido en cuenta dicho proceso, y con la sola contribución de la emisión espontánea y de la absorción de radiación, se llegaría a incongruencias reñidas con los resultados experimentales.

Sin embargo, como la emisión estimulada de radiación es un concepto precuántico, no se la podía relacionar con ningún fenómeno experimental para comprobar directamente su existencia, debido al modelo de oscilador armónico empleado para describir el átomo.

Recién en 1924, H.A. Kramers,<sup>(26)</sup> y en 1928, R. Ladenburg,<sup>(28)</sup> mostraron que la emisión estimulada de radiación puede relacionarse, mediante el modelo cuántico del átomo, con las expresiones del índice de refracción o del coeficiente de absorción de un gas. La posibilidad de hacer experimentos de dispersión o de absorción con medios ópticos ideales, como los gases a bajas presiones, donde pueden desprejarse las interacciones entre los átomos, y en los que se podía variar la población de los niveles mediante la aplicación de una excitación conveniente, hizo que rápidamente se empezase a trabajar para poner de manifiesto la emisión estimulada.

En el caso de la dispersión, R. Ladenburg<sup>(28)</sup> y H. Kopferman<sup>(27)</sup> hicieron uso de la expresión:

$$n^2 - 1 = \frac{e^2}{4\pi m} \cdot \frac{(N_1 f_{21} - N_2 f_{12})}{\nu_{21}^2 - \nu^2} \quad [6]$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio óptico en las cercanías de la transición  $2 \rightarrow 1$  entre los niveles de energía  $E_2$  y  $E_1$ , cuyas poblaciones son, respectivamente,  $N_2$  y  $N_1$ . En la misma fórmula,  $e$  es la carga del electrón y  $m$  su masa, y  $f_{21}$  mide la efectividad de la transición  $2 \rightarrow 1$ . Como se dijo, el coeficiente  $f$  mide la efectividad de la transición electrónica y por lo mismo está íntimamente relacionado con los coeficientes de Einstein que expresan las probabilidades de la misma transición mediante los procesos de absorción, de emisión espontánea y de emisión estimulada. El coeficiente  $f$  fue introducido por los es-

pectroscopistas antes del desarrollo de la mecánica cuántica. La importancia y trascendencia del coeficiente  $f$  aparece realmente a partir de la regla de la suma de los  $f$ , formulada independientemente por W. Kuhn<sup>(28)</sup> y W. Thomas.<sup>(29)</sup> Esta regla de la suma, de origen empírico, establece que si se suman los valores de  $f$  correspondientes a todas las posibles transiciones electrónicas entre un dado nivel inicial y todos los posibles niveles finales de energía, y considerando las transiciones de emisión como las de absorción de radiación, el resultado será igual al número total de los electrones que posee el átomo cuyo espectro se estudia. A partir de la validez de esta regla, bien establecida por la espectroscopia, W. Heisenberg<sup>(30)</sup> en su primer trabajo sobre la mecánica de las matrices establece la regla de conmutación entre la coordenada y el impulso del electrón, como postulado fundamental.

La relación entre los coeficientes  $f$  y  $B$  correspondiente a la transición electrónica  $2 - 1$  es:

$$E_{21} = \frac{\pi e^2}{\hbar \nu_{21} m} \cdot f_{21} \cdot$$

Volviendo a la expresión [6] de la dispersión, si  $N_2$  es mayor que  $N_1$ , el signo de la dispersión cambia y se podrá obtener dispersión negativa, concepto ignorado en la física clásica. En la ecuación [6] el término  $N_2 f_{21}$ , causante de la dispersión negativa, es proporcional a la población del nivel de energía superior  $N_2$ .

22

El campo de radiación en el entorno de la frecuencia  $\nu_{21}$  provocará una interacción con los átomos, la que puede forzar la transición  $2 - 1$ , y como  $E_2 > E_1$ , el resultado será la emisión de radiación estimulada. Si este efecto resulta ser preponderante, debe observarse en las medidas de dispersión.

El término negativo  $N_2 f_{21}$  significa pérdida de energía por la emisión estimulada que los átomos excitados ceden al campo de radiación. La frecuencia de la radiación emitida será igual a la del campo que produce la perturbación sobre los átomos excitados.

En la expresión [6] de la dispersión no aparece ningún factor relacionado con las fases de las radiaciones estimulante y estimulada. Lo que equivale a afirmar que la radiación estimulada está en fase con la estimulante, o sea que el campo de radiación resultante será coherente. Si así no fuera, no habría contribución en la fórmula de la dispersión y su observación resultaría imposible.

Los experimentos de Ladenburg y Kopfermann, basados en la ecuación [6], consisten esencialmente en la medida del índice de refracción de un gas en el entorno de una línea espectral. El instrumento por ellos empleado fue el interferómetro de Jamin, y el montaje del experimento se muestra en la figura 16. La luz producida por una lámpara de filamento intensa pasaba por dos tubos de iguales dimensiones, y tras ser recombinada, entraba a un espectrógrafo. La figura de interferencia formada en la recombinación de los haces luminosos y analizada respecto a cada longitud de onda mediante el espectrógrafo, consiste de un sistema de franjas paralelas. Cualquier variación relativa de las

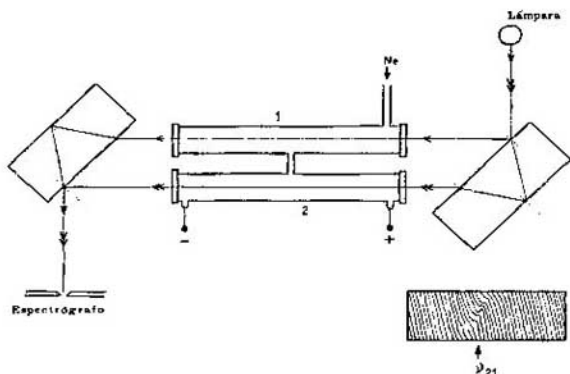


Fig. 16. Experiencia de dispersión anómala para detectar la influencia de la emisión estimulada.

longitudes de los caminos ópticos 1 y 2, se verá reflejada con precisión en la variación de la forma y disposición de las franjas. En este sentido, el interferómetro de Jamin actúa como un refractómetro diferencial. En los dos tubos se hizo el vacío convenientemente y se llenaron de neón a baja presión. Ambos estaban conectados, de modo que la presión del gas era la misma. Sin embargo, en uno de ellos el gas fue excitado mediante el paso de una corriente eléctrica susceptible de variación. De este modo, en los entornos de las líneas espectrales se pudo medir la diferencia de índices de refracción y obtener, a partir de la ecuación [6] el valor del factor  $f_{21}(N_1 - N_2)$ . Si la excitación es débil,  $N_1$  disminuirá con respecto a su valor cuando la excitación es nula, pero siempre se mantendrá  $N_2 \ll N_1$ , con lo cual se puede medir  $f_{21}N_1$ . Al incrementar la corriente de la descarga excitante, los niveles de energía bajos se pueblan más rápidamente y crece  $N_2$  mucho más que  $N_1$  y, por lo tanto, decrece la dispersión en el entorno de la línea espectral  $\nu_{21}$  correspondiente a la transición entre los niveles 2 - 1.

El resultado completo del experimento se ha representado en la figura 17a). El producto  $f_{21}(N_1 - N_2)$  en función de la corriente de excitación, crece al principio y tras alcanzar un máximo decrece lentamente. La merma de la dispersión  $\sigma$ , lo que es lo mismo, la del valor del factor  $f_{21}(N_1 - N_2)$ , puede deberse a un aumento relativo de  $N_2$  respecto de  $N_1$ , o también a una disminución de  $N_1$ . Para decidir entre estas dos posibilidades, los mencionados investigadores estudiaron la variación de la dispersión en los entornos de las cuatro líneas espectrales del neón que tienen el mismo nivel de energía terminal  $E_1$ , como muestra la figura 17b). En tal caso, si la variación de la dispersión se debiera a la disminución de la población del nivel 1 y no al aumento relativo de  $N_2$  respecto de  $N_1$ , se observaría idéntico cambio en la dispersión en todas las líneas espectrales consideradas.

Sin embargo, notaron en las cuatro líneas espectrales distinta relación funcional entre la variación de la dispersión y la excitación, aunque siempre aquélla aumentaba rápidamente al comienzo y después de alcanzar el máximo decrecía lentamente, según muestra la figura 17a).

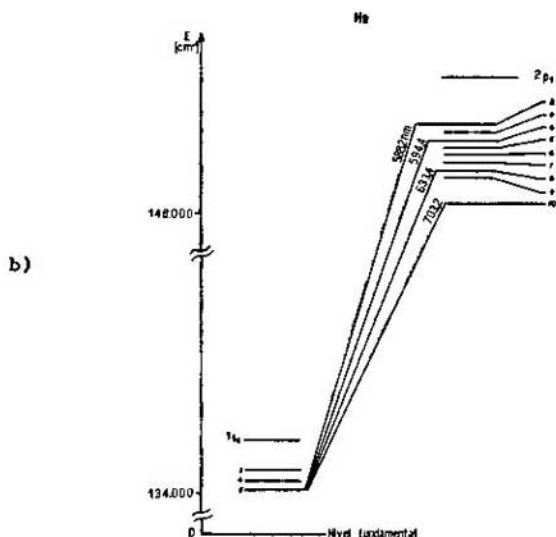
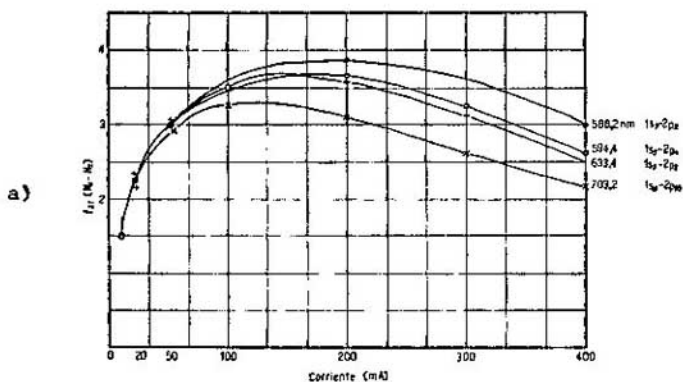


Fig. 17. a) Efecto de la emisión estimulada en cuatro transiciones del neón. b) Las cuatro transiciones del neón.

Quedó comprobada así la existencia de la dispersión negativa y, por lo tanto, se evidenció por primera vez la emisión estimulada de radiación.

Con respecto a las investigaciones tendientes a evidenciar la emisión estimulada, basadas en la determinación del coeficiente de absorción, se deben mencionar a los primeros en abordar el problema: C. Füchtbauer y R. Ladenburg.<sup>(21)</sup> En los primeros años de la década del 20, ellos y sus respectivos colaboradores hallaron, por separado, una relación entre el coeficiente de absorción  $\alpha_v$  de un material y los coeficientes de Einstein para las transiciones entre niveles de energía de los átomos o moléculas que constituyen dicho material y con la distribución de tales átomos o moléculas en sus diferentes niveles de energía.



El coeficiente de absorción  $\alpha_\nu$  se define teniendo en cuenta la variación de la intensidad de un haz de luz de frecuencia  $\nu$  que atraviesa un dado espesor de material. La ley que rige este proceso es la siguiente:

$$I(x) = I(0)e^{-\alpha_\nu x}, \quad [7]$$

es decir que, si incide una onda de intensidad  $I(0)$ , después de atravesar un espesor  $x$  de un material de coeficiente de absorción  $\alpha_\nu$ , la intensidad observada será  $I(x)$ .

Füchtbauer y Ladenburg combinaron esta ley con los coeficientes de Einstein en el entorno de una línea espectral de frecuencia  $\nu$ . Como las líneas espectrales poseen, como se verá más adelante, un cierto ancho natural y, además, pueden verse ensanchadas por efectos térmicos, de presión o de influencia de campos eléctricos o magnéticos, definieron la absorción integral así:

$$\int \alpha_\nu d\nu = \frac{h\nu}{c} E_{12}(N_1 - N_2). \quad [8]$$

Cuando el material está en equilibrio térmico a la temperatura  $T$ , la distribución de los átomos que lo constituyen entre los diferentes niveles de energía sigue, como ya se dijo antes, la ley de Boltzmann. En el caso particular de los niveles 1 y 2, en los cuales  $E_2 > E_1$ , las poblaciones se repartirán de acuerdo con:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \quad [9]$$

25

De esta manera, el término de la derecha de la ecuación [8] resulta siempre positivo, es decir, que un material en equilibrio térmico atenúa siempre por absorción la intensidad de un haz de luz que lo atraviese. Aunque no puede descartarse que no ocurran procesos locales de emisión estimulada de radiación en el interior del material, la absorción será dominante y el resultado neto será la atenuación del haz.

Se hicieron muchos experimentos tratando de invertir el signo de la absorción en busca de una absorción negativa. Sin embargo, la absorción siempre se mantuvo positiva en todos ellos, a pesar de que la relación entre  $N_2$  y  $N_1$  difirió del valor correspondiente al equilibrio térmico.

Hasta aquí se han considerado los niveles de energía electrónicos como simples. Sin embargo, son en general niveles degenerados, o sea compuestos de subniveles susceptibles de observación experimental si se somete a los átomos a campos magnéticos intensos, como en el efecto Zeeman. La energía de cada uno de los subniveles difiere muy poco de la de los demás, por lo que los factores de Boltzmann  $e^{-E/kT}$  son prácticamente iguales. Sin embargo, como cada subnivel tiene distinta probabilidad de ser ocupado por el electrón excitado, se definen en cada uno de ellos el grado de degeneración o multiplicidad, o bien el peso estadístico de ocupación. Por razones históricas se emplea la letra  $g$  para indicar el grado de degeneración de un nivel energético. La introducción de la multiplicidad de cada uno de los niveles 1 y 2, lleva a reescribir la expresión de la ley de Boltzmann así:

$$\frac{Q_2}{Q_1} \cdot \frac{N_2}{N_1} = e^{-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT}. \quad [10]$$

Como consecuencia, las expresiones previas de la dispersión [6] y la absorción [8] pueden completarse en los casos de considerar niveles de multiplicidad mayor que la unidad. Más adelante, al tratar el láser de rubí, se discutirá cómo influye el grado de degeneración en las condiciones de excitación.

Una vez introducida la noción de multiplicidad o grado de degeneración de los niveles de energía, conviene recordar las observaciones hechas por V. A. Fabrikant<sup>(1)</sup> en su tesis doctoral en 1940. Escribía Fabrikant: "Para lograr amplificación molecular (atómica) es necesario que  $N_2/N_1$  sea mayor que  $Q_2/Q_1$ . Tal situación no ha sido observada hasta ahora en una descarga, a pesar de que una relación de poblaciones como la señalada es en principio alcanzable". . . . "Bajo dichas condiciones obtendríamos una salida de radiación mayor que la incidente y, por lo tanto, podríamos hablar de una demostración experimental directa de la existencia de absorción negativa".

Actualmente, la condición puntualizada por Fabrikant catorce años antes de la invención del máser, referente a la distribución de las poblaciones electrónicas entre los niveles de energía atómicas o moleculares y, por extensión, entre las bandas de conducción y de valencia de semiconductores, de tal modo que se cumpla que  $N_2/N_1$  sea mayor que  $Q_2/Q_1$  se denomina superpoblación o inversión de población de un nivel o banda de energía, con respecto de otro u otra.

El estudio realizado por Fabrikant y los estudiantes que colaboraban con él pone de manifiesto la importancia que le asignaban al método de establecer en el seno de la materia la inversión de población requerida para obtener absorción negativa, así como también las conclusiones especulativas sobre la transformación de un material en el cual se produjo absorción negativa en un amplificador de luz. En esas especulaciones se consideraba también la importancia del empleo de una estructura resonante y se anticipaba la posibilidad de modular la radiación producida por el amplificador. Estas novedades puramente teóricas, porque los experimentos hechos por ellos nunca les permitieron obtener resultados definitivos, fueron patentadas en 1951. La Oficina de Patentes Soviética no dio a conocer el título de la invención hasta 1959. Se trataba del "Método para amplificar radiación electromagnética (ultravioleta, visible, infrarroja y ondas de radio)".

A pesar de que los trabajos de Fabrikant no representaron un aporte decisivo en el desarrollo de las ideas y de las realizaciones del láser, conviene tenerlos en cuenta porque resultan ser el único intento conocido de construir un láser sin pasar por la etapa del máser, como históricamente ocurrió.

Entre los experimentos tendientes a obtener absorción negativa en un material, se describirá aquel en el que se excitaban selectivamente átomos de cesio por bombeo óptico empleando la radiación emitida por átomos de helio en la longitud de onda 388,8648 nm. (En general, todo proceso de excitación selectiva de niveles de energía se denomina

bombeo. En el caso de la excitación de los vapores de Cs, el bombeo es de tipo óptico por cuanto la radiación emitida por el He en  $\lambda = 388,8648 \text{ nm}$  es absorbida por el Cs en una transición que se inicia en el nivel fundamental y que corresponde a una longitud de onda de  $388,8610 \text{ nm}$ . A la temperatura de vaporización del Cs, la totalidad de los átomos tienen sus electrones en el nivel fundamental de energía, por lo que la absorción de radiación adquiere gran eficiencia. Dicha eficiencia se realiza notablemente por el hecho de que ambas transiciones, la de emisión del He y la de absorción del Cs, tienen casi la misma longitud de onda, de modo que se produce un fenómeno de resonancia. La figura 18 muestra, en sus dos partes, los niveles de energía del He y del Cs que intervienen en el proceso y, en forma esquemática, el experimento de Fabrikant.

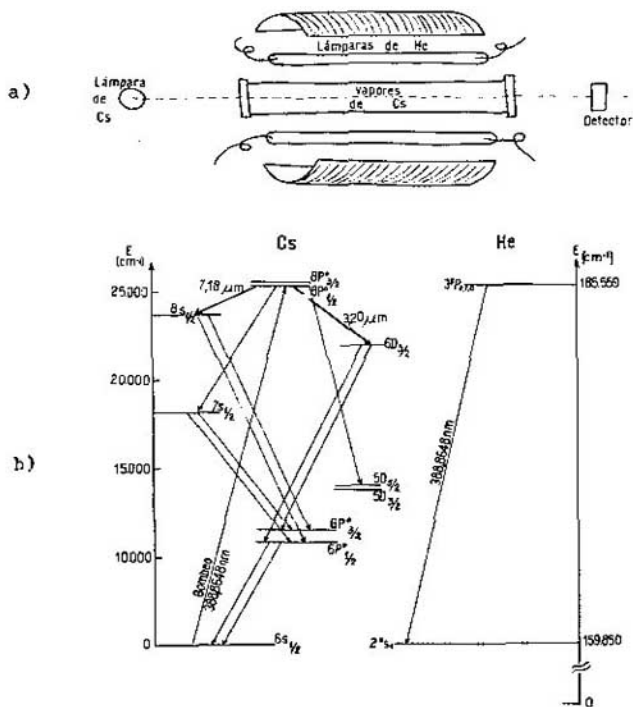


Fig. 18. a) Experiencia para amplificar radiación. b) Excitación del cesio por bombeo óptico con radiación del helio.

El propósito del experimento era, mediante el empleo de las lámparas de He laterales, lograr que los vapores de Cs alcanzaran la condición de absorción negativa. En tal situación, la lámpara de Cs, situada en el eje del tubo que contiene Cs a una temperatura de  $175^\circ\text{C}$ , se encendería y generaría un haz que, al atravesar el medio activado, se amplificaría. De este modo, el detector recibiría una intensidad mayor que la emitida por la lámpara sola. Como ya se dijo antes, los resultados nunca fueron decisivos.

Las razones pueden encontrarse en los trabajos de Townes y sus discípulos<sup>(32)</sup> llevados a cabo en la Universidad de Columbia, Estados Unidos, en 1960. Las conclusiones de los mismos pueden sintetizarse así: La compleja estructura de la fluorescencia del Cs provocada por la radiación emitida por el He hace que, en vez de generar una inversión de población entre el nivel  $8P_{3/2}^o$  y el nivel fundamental  $6S_{1/2}$ , más bien se produzca entre dicho nivel superior  $8P_{3/2}^o$  y los niveles  $8S_{1/2}$  y  $6D_{3/2}$ . En efecto, en 1962, G. Gould y colaboradores<sup>(33)</sup> trabajando en las condiciones experimentales previstas, observaron efecto de amplificación láser en las transiciones sugeridas por C.H. Townes y colaboradores,<sup>(32)</sup> las que corresponden a las longitudes de onda de 3,20 y 7,18  $\mu\text{m}$ .

El láser de Cs es el único láser gaseoso que ha funcionado por bombeo óptico, a pesar de otras sugerencias investigadas y que pueden consultarse en la revisión de C.K.N. Patel.<sup>(34)</sup> Aparte del láser de Cs de G. Gould y colaboradores, no hay información de que se haya intentado construir otro del mismo tipo. Las dificultades experimentales que se presentan son muy grandes y se deben, fundamentalmente, a que los vapores de Cs son reactivos en alto grado y atacan a casi todos los materiales.

El intento de Fabrikant de construir un amplificador óptico sin pasar por la etapa del máser se frustra, en principio, por la relación desigual que existe entre las probabilidades de transición estimulada y espontánea en la región óptica ( $\lambda = 500 \text{ nm}$ ) y en la región de las microondas ( $\lambda = 1 \text{ mm}$ ). Dicha relación entre los coeficientes  $A$  y  $B$  de Einstein es, respecto a las longitudes de onda indicadas, de  $10^{13}$  a favor de la región del espectro de las microondas. El posterior desarrollo de una tecnología, compleja al principio y de uso exclusivo en laboratorios de investigación, permitió, sin embargo, la obtención sistemática de amplificación en la región óptica.

El primer intento con resultado positivo de obtener amplificación de radiación por el proceso de emisión estimulada se debe a C.H. Townes y a dos de los estudiantes que colaboraban con él en 1954, J.P. Gordon y H.J. Zeiger.<sup>(3)</sup> La figura 19 muestra esquemáticamente el efecto de inversión de población en la molécula de amoníaco así como el montaje experimental del primer máser. Un haz de moléculas de amoníaco excitadas por la acción de una descarga eléctrica posee moléculas en las que el átomo de nitrógeno ha saltado la barrera de potencial que forman los tres átomos de hidrógeno.

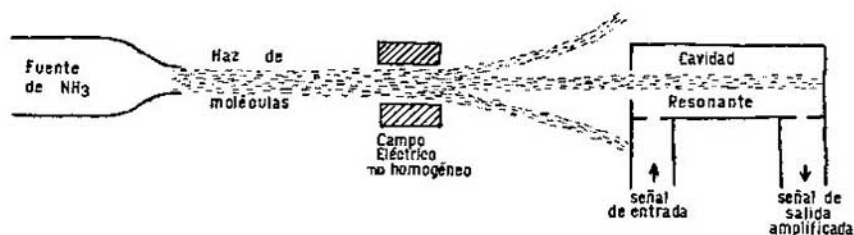


Fig. 19. a) Máser de amoníaco.

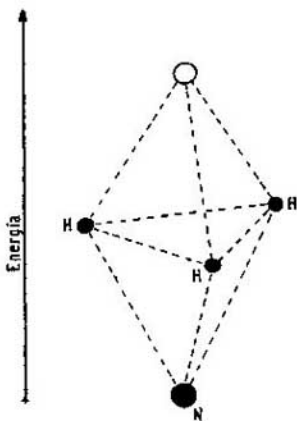


Fig. 19. b) La molécula de amoníaco.

El comportamiento de estas moléculas en que se produjo la inversión de población con respecto de las moléculas en las que el átomo de nitrógeno se mantuvo en su posición normal, es diferente si las moléculas se hallan en presencia de un campo eléctrico no homogéneo. La consecuencia de que el haz molecular atraviese un campo eléctrico no homogéneo es la formación de un haz divergente de moléculas de amoníaco, cuyo átomo de nitrógeno ocupa el nivel energético inferior, y de un haz convergente en que todas sus moléculas tienen su átomo de nitrógeno en su nivel de energía superior. Una vez separadas del haz molecular, las moléculas que están en el nivel superior se recogen en una cavidad resonante a la frecuencia correspondiente a la transición entre ambos niveles de energía. La frecuencia correspondiente es de 23.870 MHz y su longitud de onda es de 1,25 cm. La cavidad resonante a estas frecuencias es relativamente fácil de construir y operar, porque sus dimensiones físicas son apenas algunos múltiplos más grandes que la longitud de onda. Ya dentro de la cavidad las moléculas comienzan a emitir en forma espontánea su exceso de energía. Sin embargo, como se aclaró ya, el proceso de emisión estimulada se ve favorecido a estas frecuencias y así es como al penetrar en la cavidad una señal electromagnética proveniente de un generador del tipo Klystron, en la frecuencia de 23.870 MHz, se amplifica notablemente, de modo que a la salida de la cavidad se obtiene una señal varios órdenes de magnitud mayor que la de entrada. Además, el ancho de línea a la salida resultó ser de unos 6 kHz.

Así pues, las características más importantes del máser son, en cuanto oscilador, un excelente generador de radiación monocromática en extremo estable, y en cuanto amplificador, un dispositivo cuya relación señal-ruido es incomparablemente mejor que la de cualquier otro dispositivo electrónico.

El grado de monocromatismo del máser fue investigado cuidadosamente por C.H. Townes, quien obtuvo el siguiente resultado: El ancho medio  $\delta\nu$  de la línea espectral amplificada por el máser es proporcional al ruido térmico  $kT$ , como en todos los amplificadores, e inversamente proporcional a la potencia de salida  $P$  del máser. Es decir que:

$$\delta\nu = 4\pi kT(\Delta\nu)^2/P, \quad [11]$$

donde  $\Delta\nu$  es el ancho medio de la línea espectral espontánea. Cuando un máser opera a temperaturas muy bajas, como las del He líquido, el ancho medio de la línea espectral emitida por acción de la emisión estimulada es varios órdenes de magnitud ( $10^2$ - $10^3$ ) menor que el ancho medio de la línea espectral emitida espontáneamente.

La ubicación de la descripción del máser de amoníaco en este lugar cumple dos propósitos. Uno, mostrar que las investigaciones de Fabrikant y de Townes son en el fondo equivalentes. Las ideas formuladas por el primero se cumplen exactamente en los estudios teóricos y experimentales del segundo. El otro propósito es indicar cómo las ideas de Fabrikant no influyeron en absoluto en los trabajos de los iniciadores de la física de la generación de radiación en extremo coherente y monocromática.

Después de la invención del máser de amoníaco, se propusieron otros medios para lograr la inversión de población entre niveles de energía de diversos materiales. En menos de un año, a partir de 1954, se echaron las bases teóricas de los esquemas de inversión de población entre dos, tres y cuatro niveles de energía. En una sección posterior se discutirán más detalladamente estos esquemas.

30

La influencia de tales estudios permitió la construcción de másers en los que el medio activo es una sustancia cristalina. Los iones triplemente positivos de gadolinio y de cromo implantados en distintas estructuras cristalinas y excitados convenientemente fueron empleados por H. E. D. Scovil y colaboradores,<sup>(36)</sup> A. L. McWhorter y J. W. Meyer<sup>(38)</sup> y G. Makhov y colaboradores<sup>(37)</sup> en másers operados a distinta frecuencia dentro del espectro de las microondas. Esto ocurrió entre 1956 y 1958. En especial, el uso del ion  $\text{Cr}^{3+}$  implantado en la red cristalina del óxido de aluminio, llamado comúnmente rubí, en varias concentraciones, hizo posible la construcción de amplificadores de microondas de muy bajo ruido, con variación de la frecuencia de sintonía, de gran estabilidad de dicha frecuencia y ancho de banda variable. El costo de cada tipo de amplificador máser dependía de las exigencias impuestas por las características. Su aplicación principal tuvo lugar en los campos de la radiastronomía y en el del radar.

Al llegar la técnica del máser a su más alto grado de perfección y al disponer de equipos de laboratorio sumamente delicados, varios investigadores creyeron llegada la hora de iniciar la búsqueda de materiales y técnicas apropiados para obtener radiación coherente y monocromática en la región óptica del espectro electromagnético. El comienzo de tal búsqueda estaba supeditado, por lo menos, a la solución de los cuatro problemas decisivos siguientes:

1. Si fuera necesario emplear alguna estructura resonante, como en el caso del máser, para contener al medio activo, dicha estructura tendría que ser capaz de sustentar una gran cantidad de modos de resonancia. Como se explicó ya, una cavidad resonante en la región de las microondas mide unos pocos centímetros, o a lo más unas decenas de centímetros. Una estructura resonante que permita sustentar ondas estacionarias

narias de longitud de onda de 0,5 a 10  $\mu\text{m}$  y que se preste por sus dimensiones al manejo experimental, debe ser concebida de modo que sea compatible con el requerimiento de compensar la reducida absorción negativa en dicha región del espectro con las dimensiones del medio activo. En efecto, tales dimensiones tendrían que ser del alrededor de un metro y, en tal caso, el número de modos resonantes variaría entre  $10^6$  y  $10^7$ , según la longitud de onda de la radiación que se quisiera amplificar.

2. La baja absorción negativa  $\alpha_v$  en la región óptica del espectro se debe a la desfavorable relación entre los coeficientes  $A$  y  $B$  de Einstein. La influencia del factor  $\nu^3$  haría muy difícil obtener amplificación en la región óptica, y aunque se la obtuviera, la radiación coherente tendría que distribuirse en tan gran número de modos resonantes que, seguramente, no se la podría observar a causa del enmascaramiento provocado por la radiación que el medio activo emitiría espontáneamente.

3. Las diferencias de energía entre niveles atómicos o moleculares puestas en juego son mayores en grado sustancial en la región óptica que en la de las microondas. Esto trae aparejado requerimientos energéticos de otra magnitud en caso de querer desarrollar una fuente coherente óptica.

4. La posibilidad de excitación del medio activo mediante radiación electromagnética producida por otras fuentes de banda ancha, como el cuerpo negro, o monocromáticas, como las descargas gaseosas, es remota a causa de la baja intensidad de todas ellas.

## II. LA EMISIÓN ESTIMULADA EN LA REGIÓN ÓPTICA

La contribución decisiva hecha por A.L. Schawlow y C. H. Townes<sup>(2)</sup> en 1958, permitió abrigar esperanzas de que el salto de la región de las microondas a la región óptica se produjese en corto plazo. Su labor consistió esencialmente en esclarecer la manera en que una cavidad resonante a frecuencias ópticas sólo puede sustentar unos pocos modos de resonancia. Esto es esencial porque si la emisión estimulada se canalizara en todos los modos resonantes posibles su intensidad no se distinguiría de la producida por efecto de la emisión espontánea. En este sentido, relacionan, como ya lo habían hecho en el caso del máser, la exigencia instrumental de obtención de radiación estrictamente monocromática con las características de los osciladores atómicos individuales. Así plantean la relación entre el ancho de línea  $\delta\nu$  producido en la amplificación de radiación por la acción de la emisión estimulada, caracterizándolo como ancho de línea de la señal, y el ancho de línea de la emisión espontánea  $\Delta\nu$ , al que por contraposición lo señalan como el ancho de línea del ruido. La fórmula a la que llegaron es:

$$\delta\nu = 4\pi h\nu(\Delta\nu)^2/P \quad [12]$$

Efectivamente, el ruido térmico  $kT$  que tiene validez en el caso del máser, fue reemplazado aquí por  $h\nu$ , que es el ruido cuántico producido por la emisión espontánea de radiación.

Esta expresión es válida cuando la inversión de población entre los dos estados de energía en los que se produciría la amplificación de radiación es casi despreciable, esto es, cuando sus poblaciones respectivas apenas comienzan a distinguirse de la forma normal de población de Boltzmann. Por ello, resulta que el ancho de línea  $\delta\nu$  es inversamente proporcional a la potencia  $P$  emitida por el láser.

El ancho de línea del ruido  $\Delta\nu$  al parecer se refiere al ancho de la línea espectral emitida en forma espontánea. Sin embargo, este ancho de línea corresponde al ancho del modo resonante, que es muchísimo más angosto que el de la línea espectral, como puede apreciarse en la figura 13.

Para evitar la amplificación de radiación en modos resonantes inconvenientes, Schawlow y Townes proponen el empleo de una cavidad abierta. Y así, llegan a la conclusión que un interferómetro de Fabry-Perot puede comportarse como una cavidad resonante abierta y emplearse, en consecuencia, para alojar el medio material donde debe producirse la inversión de población. Luego, el ancho del modo resonante  $\Delta\nu$  señalado anteriormente, depende drásticamente de las condiciones de reflectividad y de absorción del material de que se fabrican los espejos del interferómetro.

La descripción hecha por ellos de los materiales que convenga emplear como medio amplificador es breve, aunque hacen mención, además de los gases, de los sólidos cristalinos. En el caso de los gases, comentan los resultados que podrían obtenerse usando potasio. Proponen un experimento semejante al ya comentado del cesio. En cambio, en el caso de los sólidos cristalinos, se encuentran ante la imposibilidad natural de emplear una lámpara para irradiar el cristal y lograr que los electrones sean bombeados al nivel superior de energía para provocar la inversión de población con respecto de algún nivel inferior.

Sin embargo, advierten que tal situación se podría lograr por medio de procesos no radiativos (como las vibraciones de la red cristalina) que permitiesen que los electrones bombeados ópticamente hasta niveles elevados de energía, decayeran hasta acumularse en alguno en forma privilegiada.

Schawlow y Townes, antes de enviar sus conclusiones a la revista científica *"The Physical Review"*, donde se publicaron, solicitaron y obtuvieron en 1958 la Patente No. 2929922<sup>(39)</sup> de Estados Unidos, de su invento, que consiste en "un medio material en el que se obtiene temperatura absoluta negativa, dispuesto entre dos placas reflectoras paralelas, de modo que dicho medio pueda ser bombeado por fuentes luminosas accesibles y donde pueda ser efectivamente aislado un modo resonante correspondiente a la emisión estimulada de radiación". Este texto se parece más a una aspiración o expresión de deseos, que a la descripción de un invento. En particular, es interesante analizar la forma estereotipada y rimbombante con que señalan cómo el medio excitado puede comportarse a la manera de un amplificador de radiación.



Si se lograran en dicho medio excitado temperaturas absolutas  $T$  de signo negativo, la relación de poblaciones  $N_i$  entre los niveles de energía  $E_i$ , sería la correspondiente a la inversión, de acuerdo con la expresión [9]. Sin embargo, no tiene sentido físico enunciar la posible existencia de tal medio material en el que se produjesen temperaturas absolutas negativas, por cuanto lo único real es que, por acción de algún mecanismo, se obtendría inversión de población entre algunos niveles de energía y, por lo tanto, dentro del esquema de referencia de Boltzmann representado por la fórmula [9], dicho medio no se encontraría ya en equilibrio térmico. En tal caso, o sea, fuera del equilibrio térmico, no tiene sentido referirse a la temperatura.

De todos modos, el contenido de la patente en cuestión muestra que A. L. Schawlow y C. H. Townes prácticamente vislumbraron hasta los detalles de cómo sería un máser óptico, es decir un máser que emitiera radiación coherente en la región de las frecuencias ópticas. Llegan incluso a describir un aparato para comunicaciones consistente en un generador máser de radiación sumamente estable, un amplificador máser y un modulador de las señales basado en el efecto Zeeman.

También G. Gould<sup>(39)</sup> patentó en 1959, en Inglaterra, un aparato semejante al de Schawlow y Townes, aunque nunca publicó sus estudios y conclusiones. Es interesante comentar otros tipos de mecanismos mediante los cuales Gould vaticina que debe producirse inversión de población en un medio material. Además de la excitación óptica de vapores de un metal alcalino --Gould elige sodio en vez del potasio de Schawlow y Townes y, anteriormente, Fabrikant trató con cesio-- lograda por la radiación emitida por una intensísima lámpara del mismo metal, Gould introduce la excitación por transferencia resonante producida en colisiones entre átomos excitados de una especie y átomos sin excitar de otra. Introdujo también la excitación de átomos y moléculas por impacto electrónico directo, como en las descargas eléctricas, así como la excitación óptica por coincidencia de las líneas espectrales de átomos de distinta especie. En efecto, según las investigaciones posteriores, el láser de He-Ne funciona debido a la excitación por transferencia resonante producida en la colisión de átomos de He excitados en niveles de energía metastables con átomos de Ne en el nivel fundamental; una gran variedad de láseres gaseosos o de vapores, como el de A y Hg, funcionan por colisión electrónica directa y, tal como lo había intentado Fabrikant sin ningún éxito, el láser de He-Cs funciona por excitación óptica por coincidencia de la línea espectral de  $\lambda = 388,8648$  nm emitida por el He y que es absorbida por el Cs en la transición de  $\lambda = 388,8610$  nm.

La propuesta de Gould de obtener inversión de población por transferencia resonante en colisiones entre átomos de distintos elementos, fue analizada en detalle por A. Javan, en 1959, en el par de átomos de He y Ne.<sup>(40)</sup> Llegó a la conclusión de que la inversión de población puede lograrse en una mezcla excitada de He-Ne, como consecuencia de la acción combinada y competitiva de varios mecanismos de excitación y de pérdida de energía producida a diferentes presiones, porcentajes de mezcla gaseosa y densidad electrónica en la descarga.

Por otra parte, T. Maiman consideró la posibilidad de obtener inversión de población entre niveles de energía del ion triple de cromo embebido en la estructura cristalina del óxido de aluminio.

Maiman, que había dedicado varios años a la construcción y perfeccionamiento de máseres de rubí, estudió en detalle el fenómeno de absorción de luz por el rubí; esta absorción tiene lugar en dos anchas bandas del azul y verde y da lugar, tras un proceso de decaimiento en el que la red cristalina juega un papel fundamental, a la acumulación de los iones de cromo en dos niveles de energía muy cercanos. Ambos niveles de energía se conectan con el nivel fundamental mediante un lento proceso de emisión espontánea, debido a que la probabilidad de transición espontánea es en extremo pequeña. Estos niveles de energía se comportan como si fuesen metastables. El proceso de emisión se produce en la cercanía de la longitud de onda 694,3 nm.

Esta longitud de onda depende del tipo de rubí, esto es, de la concentración de iones de cromo en óxido de aluminio.

De acuerdo con lo dicho, el rubí actúa absorbiendo radiación en dos anchas bandas del azul y del verde, de modo que, después de un cierto tiempo, canaliza esa energía dentro de una estrechísima banda fluorescente de emisión en el rojo. De ahí que el rubí era en potencia un excelente candidato a láser.

34

En 1959 este hecho experimental fue reconocido como definitivo. Sin embargo, la sola idea de obtener inversión de población entre un nivel excitado cualquiera y el nivel fundamental provocaba recelos porque, dada la distribución normal de Boltzmann de las poblaciones, se requeriría que por lo menos la mitad de los iones fueran excitados y desplazados del nivel fundamental a los niveles superiores de interés. En tal sentido, también se reconocía la facilidad con que debería obtenerse inversión de población entre niveles de energía excitados, en particular en gases.

Por esto, durante la primera mitad del año 1960, todos los intentos de obtener amplificación en la región óptica del espectro electromagnético se basaban en la excitación privilegiada de algunos niveles de energía de gases, en especial de los vapores de metales alcalinos bombeados ópticamente, y de los gases nobles excitados por descargas eléctricas. Por la misma razón, el descubrimiento de T. Maiman de la acción amplificadora generada en el rubí fue recibida con gran sorpresa y hasta con incredulidad. Sin embargo, tal como se ha comentado ya, el descubrimiento de Maiman no fue casual. Sus predicciones resultaron ciertas y el desarrollo experimental por él realizado perfectamente ajustado a ellas. El anuncio periodístico de la invención del láser se hizo el 7 de julio de 1960, y enseguida Maiman envió el resultado de sus estudios y observaciones al editor de "*Physical Review Letters*", para su publicación. La revista citada rehusó la publicación del artículo de Maiman aduciendo que lo sabido ya sobre el máser era tal que no había razones para insistir sobre el tema. Por fortuna, la revista inglesa "*Nature*"<sup>(4)</sup> dio al artículo su merecido lugar y la invención del láser quedó así registrada oficialmente.

El vuelco provocado en el desarrollo de las investigaciones sobre el máser óptico por el éxito de Maiman, se refleja en que prácticamente todos los laboratorios que intentaban construir un amplificador óptico gaseoso pasaron de inmediato a intentarlo con el rubí. Así es como en un mes el láser de rubí fue construido siguiendo las ideas de Maiman en varios laboratorios de los Estados Unidos. Efectivamente, a fines de agosto de 1960, "Physical Review Letters" publica la confirmación de que el rubí funciona como un amplificador y emisor de luz coherente basado en la emisión estimulada de radiación.<sup>(6)</sup>

Hubo que esperar hasta fines del año 1960 por la noticia de que el tan esperado láser gaseoso era una realidad.<sup>(6)</sup> Este láser era del tipo de mezcla de gases nobles, He-Ne, y actuaba según una secuencia de procesos físicos, entre ellos la excitación preferencial de niveles metastables del He por colisiones electrónicas y la transferencia resonante de la energía acumulada por los átomos de He a los de Ne por medio de colisiones atómicas. El primer láser de He-Ne emitía radiación coherente en varias longitudes de onda alrededor de  $1, \mu\text{m}$ .

El resto de esta historia se halla resumido en el capítulo 1. Quizás convenga anotar aquí algunos datos estadísticos sobre la producción científica y técnica en los años que siguieron al descubrimiento de la acción amplificadora de radiación en la región óptica y a la invención de diferentes tipos de dispositivos que se denominaron láseres. Durante el año 1960 el número de publicaciones científicas que atañen al láser alcanzó la decena. Al año siguiente dicho número se sextuplicó por lo menos y aparecieron los primeros artículos de divulgación, algunos serios y muchos otros ficticios. Los que por fin encontraban en el láser el emisor de luz soñado desde que el hombre estudia óptica, enseñanza comprendieron las enormes posibilidades de su aplicación. Otros, en cambio, continuaron con la tarea de popularizar el láser mediante aplicaciones descabelladas, de modo que los personajes de ficción que desde mucho tiempo atrás se hallaban provistos de "pistolas de rayos", ahora pudieron serlo de "pistolas láser". Y aún más, los hipotéticos habitantes de hipotéticos planetas que se trasladan y llegan hasta nosotros en platos voladores encontraron también justificación gracias al láser, de la misma manera que en la década anterior la habían encontrado en la energía nuclear.

Sin embargo, y a despecho de la ficción, los avances conceptuales permitieron una multitud de conquistas tanto o más increíbles que las imaginarias. El láser abrió las compuertas de la imaginación humana y permitió ensanchar las fronteras de la ciencia. Por otra parte, a pesar de que el haz de luz emitido por el láser se había designado "rayo de la muerte" desde su misma aparición, ocurrió, como en tantos otros descubrimientos e invenciones, que sus primeras aplicaciones justificaron más bien que se lo llamara "rayo de la vida".

### III. LAS CONDICIONES DE BOMBEO

En las secciones I y II se citaron algunas técnicas cuyo objeto es producir la superpoblación de ciertos niveles de energía con respecto a la indicación de la ley de Boltzmann, y de esta manera obtener la inversión de población entre ellos y otros niveles de energía para provocar

la emisión estimulada de radiación. El empleo de dichas técnicas depende en alto grado del material de que se ha de construir un láser. Obviamente, un láser de He-Ne, como ya se adelantó, funciona gracias a una serie de mecanismos que favorecen la inversión de población entre los niveles de energía de los átomos de Ne entre los que se producirá de preferencia la emisión estimulada y con ello la amplificación de la radiación. La serie de mecanismos a que se debe en último término que el láser opere en forma conveniente debe ser conocida íntimamente para poder controlarla durante los experimentos. Más aún, tal conocimiento y control deben ser perfeccionados de continuo para lograr, como se ha hecho en ciertos casos, la fabricación de láseres empleando métodos seriados de elevada eficiencia como si se tratara de la producción de lámparas de iluminación o de tubos de televisión.

Así pues, las técnicas de bombeo dependen de los materiales, pero las condiciones en que el bombeo debe producirse son generales y por lo mismo sujetas a sistematización. El análisis que sigue sólo pretende ser una introducción al tema. No obstante, por abarcar todos los elementos básicos que atañen al bombeo, se llegará a la enunciación de una serie de conclusiones esenciales para el funcionamiento de todo láser.

Como se vio ya, el planteo de Einstein sobre las condiciones de equilibrio dinámico entre los niveles de energía 1 y 2, se expresa por:

36

$$N_1 \rho(\nu_{21}) B_{12} = N_2 A_{21} + N_2 \rho(\nu_{21}) B_{21}. \quad [13]$$

Esta igualdad indica que la energía transferida desde el nivel 1 al 2 por absorción de radiación es igual a la energía transferida desde el nivel 2 al 1 por los procesos de emisión espontánea y de emisión estimulada, cuando las poblaciones  $N_1$  y  $N_2$  están sujetas a la ley de Boltzmann.

Como se vio ya, los coeficientes  $B_{12}$  y  $B_{21}$  son iguales, por lo que, en adelante, se los designará como el coeficiente  $B$ . Además, siempre se hará referencia a las transiciones de absorción o de emisión entre los niveles 1 y 2, por lo que también se eliminarán los subíndices en la expresión de la frecuencia respectiva. De este modo,  $\nu$  reemplazará a  $\nu_{21}$ . Por las mismas razones se seguirá indicando la probabilidad de emisión espontánea por  $A$ , en vez de  $A_{21}$ .

Designando

$$W_1 = \rho(\nu) B, \quad [14]$$

la expresión [13] resulta:

$$N_1 W_1 = N_2 A + N_2 W_1, \quad [15]$$

de modo que se puede definir  $W_1$  como la probabilidad de transición inducida, asumiendo un papel equivalente al de  $A$ , por haber incorporado en su expresión la densidad de radiación  $\rho(\nu)$ .

Teniendo en cuenta la relación mutua entre los coeficientes de Einstein  $A$  y  $B$ , expresada según [5], se puede a su vez relacionar  $A$  y  $W_1$ , y queda:

$$\frac{W_1}{A} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho(\nu). \quad [16]$$

Las transiciones de absorción o de emisión tienen una banda de frecuencia tan estrecha que puede suponerse que el valor de la densidad de radiación  $\rho(\nu)$  en toda ella apenas varía, de modo que dicho valor podría suponerse constante. Sin embargo, como el ancho de línea emitida por el láser es mucho menor que el de la línea correspondiente a la misma transición emitida espontáneamente o absorbida, será imprescindible considerar la manera de comportarse de  $\rho(\nu)$  en tal intervalo de frecuencias.

Como todo tratamiento teórico del láser debe considerar que la radiación emitida mediante el proceso de emisión inducida por los átomos, moléculas o iones posee una elevadísima pureza espectral, para obtener una expresión cuantitativa de  $W_1$  es necesario considerar el perfil de distribución de la energía emitida espontáneamente. Los caminos para introducir este perfil de línea espectral en el tratamiento teórico sobre el láser son variados y dependen básicamente de la economía de trabajo que producen en los cálculos. Uno de ellos indica que si se expresa el perfil de línea como la función  $g(\nu)$ , el producto  $g(\nu)d\nu$  es igual a la probabilidad de que los átomos, moléculas o iones emitan o absorban, en la transición correspondiente, un fotón de energía comprendida entre  $h\nu$  y  $h(\nu + d\nu)$ . De esta definición se obtiene inmediatamente la condición de normalización:

$$\int_0^{\infty} g(\nu)d\nu = 1, \quad [17]$$

37

la cual señala que hay una probabilidad total, es decir igual a uno, de que en todo el intervalo de frecuencias del espectro de radiación, desde cero hasta infinito, sea emitida o absorbida energía con una distribución espectral  $g(\nu)$ . Con esto, la representación gráfica de  $g(\nu)$  en función de la frecuencia  $\nu$  es idéntica a la que puede registrarse de la intensidad de la línea espectral emitida o absorbida en función de  $\nu$ , utilizando un aparato apropiado.

El origen de la distribución de intensidad o perfil de línea espectral puede ser diverso y en general concurren simultáneamente varios efectos. En el caso de los gases excitados a baja presión, el ancho del perfil de línea se debe de modo principal al efecto de corrimiento Doppler. En cambio, en los sólidos, tal ensanchamiento es causado por los corrimientos de los niveles de energía de los iones embebidos en la red cristalina desde sus posiciones de equilibrio, como consecuencia de las perturbaciones provocadas sobre ellos por la misma acción de la red. El primer mecanismo, efecto Doppler, es la causa de la aparición de una función  $g(\nu)$  particular en los láseres gaseosos; mientras que el segundo, interacción de la red cristalina con los iones causantes de la absorción o emisión de radiación, resulta predominante en los láseres sólidos.

La introducción de la función perfil de línea espectral  $g(\nu)$  en la expresión [16], lleva a la siguiente fórmula:

$$\frac{W_1 g(\nu)d\nu}{A g(\nu)d\nu} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho(\nu). \quad [18]$$

En el primer miembro, los productos  $A\rho(\nu)d\nu$  y  $W_1\rho(\nu)d\nu$  son las probabilidades de que ocurra la emisión de un fotón de manera espontánea o estimulada en el intervalo de frecuencias comprendido entre  $\nu$  y  $\nu+d\nu$ .

Luego, la probabilidad de emisión estimulada de radiación entre  $\nu$  y  $\nu+d\nu$  se puede expresar por:

$$W_1\rho(\nu)d\nu = \frac{c^3 A}{8\pi h^3 \nu^3} \rho(\nu) \rho(\nu) d\nu. \quad [19]$$

Recordando ahora que el flujo de energía en el intervalo de frecuencias comprendido entre  $\nu$  y  $\nu+d\nu$  se define como:

$$I(\nu)d\nu = c\rho(\nu)d\nu, \quad [20]$$

la expresión anterior se puede escribir:

$$W_1\rho(\nu)d\nu = \frac{c^2 A}{8\pi h^3 \nu^3} \rho(\nu) I(\nu) d\nu. \quad [21]$$

Al considerar las señales luminosas emitidas por el láser como estrictamente monocromáticas, o al menos muchísimo más monocromáticas que las líneas espectrales emitidas espontáneamente, de acuerdo con las expresiones [11] y [12] encontradas por A. L. Schawlow y C. H. Townes, puede expresarse el flujo de energía que transporta de un modo adecuado adoptando la función Delta, de Dirac. Entonces, por las propiedades de la función Delta, el flujo de energía de una señal de ancho espectral despreciable se puede escribir como:

$$I(\nu) = I_\nu \delta(\nu' - \nu). \quad [22]$$

Reemplazando esta expresión del flujo energético en la ecuación [21] e integrando sobre todo el intervalo de frecuencias, resulta

$$W_1 = \frac{c^2 A}{8\pi h^3 \nu^3} \rho(\nu) I_\nu, \quad [23]$$

que es la fórmula más usada en el estudio de las condiciones bajo las cuales un medio material puede comportarse como amplificador de radiación, es decir, como un láser.

Un láser consta de un medio material que actúa como generador y amplificador de radiación, y que ocupa una parte o todo el volumen de un resonador óptico o cavidad resonante del tipo Fabry-Perot. Por lo general, en los láseres gaseosos el medio material o activo ocupa sólo una parte del volumen definido por la cavidad resonante abierta; en cambio, el medio activo en los láseres sólidos ocupa con frecuencia todo el volumen mencionado.

La misión del resonador, como se verá más adelante en detalle, es doble. Por un lado, los espejos que constituyen el resonador favorecen la reinyección de la luz emitida en el sentido del eje de la cavidad por el medio material excitado al mismo medio, por lo que, tales espejos generan por las leyes de la reflexión, una serie teóricamente interminable de imágenes del medio activado. En tal sentido, los espejos actúan como un multiplicador de la longitud del medio material. Por el otro, el resonador debe sustentar ondas estacionarias de luz, es decir, debe mantener una configuración estable del campo de radiación

y, de preferencia, la que se corresponde con el menor número posible de modos resonantes.

Se dice que el láser entra en oscilación o comienza a oscilar cuando las pérdidas de todo el sistema son compensadas por la emisión estimulada. Este efecto consiste en la producción de ondas estacionarias en aquellas frecuencias a las cuales resuena la cavidad. Tales ondas estacionarias son generadas por las ondas de radiación emitidas por los átomos, moléculas o iones excitados que forman el medio activo, y que se propagan por sucesivas reflexiones en los espejos, atravesándolo un gran número de veces. A su vez, el láser amplifica cuando la contribución de la emisión estimulada es tan decisiva que supera las pérdidas del sistema. En esta circunstancia, a través de los espejos, que nunca reflejan toda la radiación que incide en ellos sino que transmiten una pequeñísima porción, emerge un haz luminoso estrecho, perfectamente definido y en extremo direccional.

Entre los distintos factores causantes de pérdidas en el sistema pueden enumerarse la trasmisión, la absorción, la difracción y las imperfecciones de los espejos y la absorción y la dispersión debidas a la falta de homogeneidad del medio activo. Desde el punto de vista matemático, todos estos factores se pueden caracterizar por un solo parámetro, al que se designa  $\alpha$  y se define como la pérdida total por el paso de la radiación dentro de la cavidad. Por lo dicho sobre los tipos de pérdidas que condicionan el funcionamiento del laser, debe notarse que el parámetro  $\alpha$  abarca al coeficiente de absorción  $\alpha_v$  del medio material, introducido ya en la ecuación [7].

39

Tal como se definió anteriormente, para alcanzar el régimen de oscilación del láser es necesario que la energía emitida por el medio activado por acción de la emisión estimulada de radiación compense la energía perdida. Y para lograr el mantenimiento de dicho régimen deben cumplirse estrictamente las condiciones de bombeo, de modo que las poblaciones de los niveles de energía que intervienen,  $N_1$  y  $N_2$ , guarden una relación que asegure la inversión de población. Tales condiciones de bombeo se denominan de umbral. Si el medio activo es excitado por encima del umbral, el dispositivo pasará del régimen de oscilación al de amplificación.

El parámetro  $\alpha$  permite definir el factor de calidad,  $Q$ , de la cavidad resonante. Si la distancia que separa los espejos es  $D$  y la frecuencia de la radiación emitida por el medio activo que se desea amplificar es  $\nu$ , resulta válida la siguiente igualdad:

$$\frac{D}{\alpha c} = \frac{Q}{2\pi\nu}, \quad [24]$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Como  $\alpha$  es siempre muchísimo menor que la unidad, el cociente  $D/\alpha c$  es siempre mayor que la unidad. Dicho cociente denota que, como consecuencia de las pérdidas indicadas por  $\alpha$ , la luz necesitará más tiempo para recorrer la distancia  $D$  de cada pasaje, a través del medio activo, que el que hubiera requerido en el vacío. Por esto, se suele indicar que los cocientes de la igualdad [24], son iguales a:

$$t_{rotón} = \frac{D}{\alpha c} = \frac{Q}{2\pi\nu}. \quad [25]$$

En ese tiempo ficticio  $t_{rotón}$ , durante el que parece que la intensidad de la radiación dentro de la cavidad decrece, la relación de las poblaciones  $N_2$  y  $N_1$ , desequilibrada por la emisión de radiación, debe volver, por efecto del bombeo, al valor mínimo que asegure la inversión de población. Tal condición, se expresa por:

$$N_2 = N_1 t_{rotón} \quad [26]$$

y, si se cumple, el láser se mantendrá en operación.

La variación temporal del flujo de energía o intensidad de radiación dentro de la cavidad resonante debida a la acción de la emisión estimulada, se expresa por:

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_1 = \hbar\nu(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}) c W_1 / V. \quad [27]$$

donde  $\hbar\nu$  es la energía del fotón irradiado al producirse la transición  $2 \rightarrow 1$  en un átomo. Esta energía debe multiplicarse por el número de todas las transiciones estimuladas probables, que es:

$$(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}) W_1,$$

para obtener la energía total emitida. Además, estos procesos ocurren en el volumen  $V$  ocupado por el medio activo.

Por otra parte, la variación temporal del flujo de energía por su paso dentro de la cavidad resonante debida a las pérdidas del sistema, se expresa:

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_2 = - \frac{I\nu}{t_{rotón}}. \quad [28]$$

Luego, la condición de umbral, esto es, la condición para que el dispositivo entre en oscilación o para que amplifique, es la siguiente:

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_1 + \left(\frac{dI}{dt}\right)_2 \geq 0. \quad [29]$$

Si en la ecuación [29] el término de la izquierda es nulo, el láser entrará en oscilación y mantendrá indefinidamente ese régimen si no se producen variaciones de otros parámetros experimentales no tenidos en cuenta en la discusión. Si, en cambio, el término de la izquierda crece y llega a ser mayor que cero, el láser entrará decididamente en el régimen de amplificación.

Introduciendo en la ecuación [29] los valores respectivos y reagrupando términos, se encuentra la condición siguiente para que el láser comience a oscilar en la frecuencia central  $\nu_0$  de la línea espectral correspondiente a la transición  $2 \rightarrow 1$ :

$$N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} = \frac{8\pi\nu_0^3}{Ac^3 Q(\nu_0) t_{rotón}} \cdot V = \Delta N_c. \quad [30]$$

$\Delta N_c$  se denomina inversión crítica de población. Habitualmente se emplea en las discusiones la densidad de inversión crítica de población, esto es, el cociente  $\Delta N_c / V$ . La densidad de inversión crítica depende solamente del parámetro  $t_{rotón}$ .



Una vez obtenido en el medio material el grado de inversión  $\Delta N_0$ , el dispositivo entrará en el régimen de oscilación. Si los mecanismos de bombeo acrecientan el grado de inversión de manera que supere el valor  $\Delta N_0$ , el dispositivo se transforma en un láser.

La ecuación [30] puede escribirse particularmente para los casos de ensanchamiento de línea que generan perfiles del tipo de Lorentz o de Gauss. La figura 20 compara ambos perfiles suponiendo que el ancho medio  $\Delta\nu$  es el mismo.

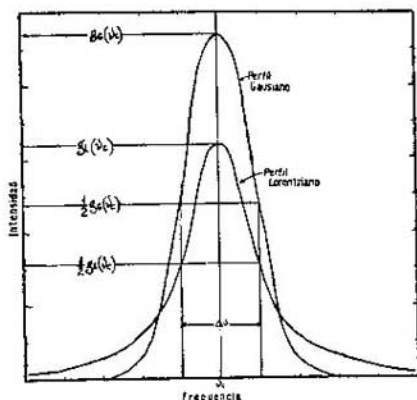


Fig. 20. Comparación de los perfiles de línea espectral gaussiano y lorentziano de iguales anchos medios.

Si el perfil de la línea espectral emitida espontáneamente es lorentziano, su descripción se hace mediante la fórmula siguiente:

$$g_L(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left[ (\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2 \right]}$$

Si, como se supuso al establecer la expresión [30], se desea amplificar la línea espectral justamente en su frecuencia central  $\nu_0$ , deberá emplearse para calcular la inversión crítica el valor de  $g_L(\nu_0)$ . Esta operación permite arribar al siguiente resultado:

$$g_L(\nu_0) = \frac{2}{\pi\Delta\nu},$$

que, reemplazado en la ecuación [30], permite obtener

$$\Delta N_0 = \frac{4\pi^2 \nu_0^2 \Delta\nu}{A\sigma^3 t_{rotón}} \nu. \quad [31]$$

En cambio, si el perfil de línea espontáneo es gaussiano resulta:

$$g_G(\nu_0) = \frac{2(\pi \ln 2)^{1/2}}{\pi\Delta\nu},$$

con lo que la inversión crítica valdrá:

$$\Delta N_0 = \frac{4\pi^2 v_c^2 \Delta v}{(\pi \ln 2)^{1/2} A C^3 t_{\text{rotón}}} V. \quad [32]$$

Hasta aquí, todos los planteos se han iniciado suponiendo que la transición 2 - 1 ocurre entre niveles de energía atómicos, moleculares o iónicos, pero sin relacionarlos efectivamente a los esquemas completos de niveles de energía de dichas especies. La observación experimental ha provisto abundante material informativo para permitir agrupar los láseres en dos grandes categorías: láseres de tres y láseres de cuatro niveles. La figura 21 muestra un esquema general de los niveles de energía que entran en juego en cada caso. Como puede apreciarse, la idea de Fabrikant, expuesta previamente, queda excluida de estos dos modelos de láseres, ya que propone la excitación preferencial de un nivel energético a fin de lograr inversión de población entre dicho nivel excitado y el nivel fundamental.

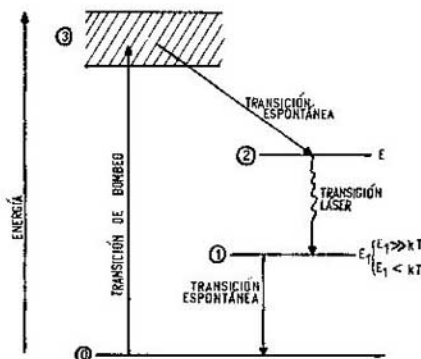


Fig. 21. Esquema de tres y cuatro niveles.

Sin embargo, el análisis del láser de rubí --que, como se recordará, fue el primero-- así como el de algunos láseres gaseosos -- $H_2$ ,  $N_2$  y  $ON^{(41)}$ -- de reciente invención, mostrará que es en efecto posible suscitar inversión de población entre algunos niveles excitados y el nivel fundamental.

El láser de cuatro niveles se caracteriza por tener en su nivel terminal 1 una población  $N_1$  en equilibrio térmico despreciable comparada con la inversión crítica  $\Delta N_0$ . Por lo tanto, la condición para que se inicien las oscilaciones en el sistema será, de acuerdo con la ecuación [30], expresada por:

$$N_2 \approx \Delta N_0. \quad [33]$$

Ahora bien, para que el nivel 1 se despueble lo suficiente a medida que se suceden las transiciones electrónicas desde el nivel 2, es necesario que su diferencia de energía  $E_1$  con respecto a la del nivel fundamental sea mucho mayor que  $kT$ . En los láseres sólidos se verifica perfectamente esta condición ya que  $E_1 \geq 8kT$ .

La condición recién impuesta para definir un láser de cuatro niveles garantiza que cualquier elevación de la temperatura del medio

activo del láser no provoque un incremento puramente térmico de la población electrónica  $N_1$ .

Para mantener constantemente o por breves períodos la población del nivel 2, de modo que se cumpla la condición de inversión crítica [33], hay que proporcionar al sistema una potencia igual a:

$$P = h\nu A \Delta N_c. \quad [34]$$

En esta fórmula  $h\nu$  representa la energía de un fotón emitido espontáneamente en virtud de la transición  $2 \rightarrow 1$ . Al multiplicar  $h\nu$  por  $\Delta N_c$  se obtiene la energía total emitida y, a su vez, al multiplicar este producto por la probabilidad de emisión espontánea por unidad de tiempo  $A$ , resulta la potencia emitida en la transición  $2 \rightarrow 1$ . Por lo tanto, para conservar la población  $N_2 \approx \Delta N_c$  se requerirá que el sistema reciba por lo menos una potencia igual a la emitida. Es claro que, reemplazando en la ecuación [34] la expresión de  $A \Delta N_c$  despojada de la [31], y suponiendo que el perfil de línea sea lorentziano, se obtiene:

$$P = \frac{4\pi^2 h \nu^3 \Delta \nu}{c^3 t_{rotón}} V. \quad [35]$$

El láser de tres niveles se caracteriza, en cambio, porque el nivel de energía terminal 1 se encuentra a una altura energética  $E_1$  con respecto del nivel fundamental, que es menor que  $kT$ . Por ello, la potencia requerida para que se inicien oscilaciones en el sistema tendrá que ser mayor en un factor  $\Delta N_c/N_2$  que la requerida por el láser de cuatro niveles. Este factor aparece porque la población  $N_1$  del nivel terminal de la posible transición láser se incrementa por el simple hecho de que la temperatura del medio material se aproxima al valor  $T$  o lo alcanza. Luego, para compensar la falta de eficiencia del bombeo desde el nivel fundamental hasta el nivel 2, es necesario incrementar la potencia proporcionada al sistema.

Todas las exigencias referidas hasta aquí permiten enumerar los requerimientos que debe cumplir un medio material para que en él se produzca efecto de amplificación de radiación. Tales requerimientos son los siguientes:

1. De acuerdo con la expresión [35], la potencia  $P$  requerida para el bombeo depende en grado sumo de la frecuencia  $\nu$ . Tal como se afirmó antes, se confirma aquí porqué los primeros láseres que se construyeron amplificaban las señales en la región de frecuencias cercana al infrarrojo, es decir a frecuencias bajas.

2. De acuerdo con la expresión [35], el ancho espectral espontáneo  $\Delta \nu$  debe ser lo menor posible a fin de que se reduzca la potencia  $P$  necesaria para el bombeo.

3. El medio material debe tener un coeficiente de absorción  $\alpha$  lo más bajo posible en la frecuencia correspondiente a la transición  $2 \rightarrow 1$ . Esto se justifica así. La potencia  $P$  de bombeo es inversamente proporcional a  $t_{rotón}$ , según la ecuación [35], y como, a su vez,  $t_{rotón}$  es inversamente proporcional a  $\alpha$ , según la ecuación [25], resulta que, a mayor absorción  $\alpha$ , más potencia  $P$  será necesaria para que el medio material actúe como amplificador.

4. La densidad de inversión crítica  $\Delta N_c/V$  sólo depende del parámetro  $t_{\text{rotom}}$  o, lo que es lo mismo, de las pérdidas por pasaje  $\alpha$ . A mayor valor de inversión crítica  $\Delta N_c/N_2$  resulta mayor que  $N_1 g_2/g_1$ , de acuerdo con la ecuación [30], y, por la relación expresada por la fórmula [8], el coeficiente de absorción  $\alpha$ , adquiere valor negativo, con lo que el medio se convierte en un amplificador de radiación. La ecuación [7] sigue teniendo valor en estas condiciones.

5. Es preferible que el nivel de energía terminal 1 esté lo más alejado posible del nivel fundamental a fin de permitir la operación del dispositivo según el esquema de cuatro niveles. Esto producirá un considerable ahorro de potencia de bombeo.

6. Conviene que la probabilidad de transición del nivel de energía metastable 2 sea lo más cercana posible a la unidad para que sea elevada la eficiencia de la conexión óptica entre el nivel 2 y el 1. A esta conclusión se llega a partir de la ecuación [34].

7. Por último, el nivel terminal 1 debe poseer una probabilidad de transición con el nivel fundamental mayor que la del nivel inicial 2 con el 1. De este modo, el nivel terminal 1 se despoblará más rápidamente de lo que se llena, y asegura así que la inversión crítica  $\Delta N_c$  sea elevada.

En caso de que el nivel terminal 1 coincida con el nivel fundamental del átomo, molécula o ion, se obtiene el esquema básico de acuerdo con el cual se interpreta el funcionamiento del láser de rubí y de algunos láseres gaseosos, como se dijo ya. Estos láseres funcionan según un régimen pulsante. Es decir, la excitación que provoca el bombeo desde el nivel fundamental hasta el nivel superior 2 de la transición láser se inicia e interrumpe de modo abrupto. Así, la población almacenada en el nivel fundamental es transferida al nivel 2 en una proporción tal que inmediatamente se establece la inversión crítica  $\Delta N_c$  con respecto del nivel terminal 1 o fundamental, en este caso. La eficiencia de funcionamiento mostrada por estos láseres depende de cuan abrupta sea la iniciación de la excitación, así como también de su duración. En condiciones experimentales muy especiales ha sido posible hacer que el láser de rubí funcione en régimen continuo. Una de las condiciones esenciales para conseguirlo es la refrigeración efectiva de la barra de rubí a bajísimas temperaturas.

Sólo algunos láseres que se pueden interpretar como funcionando de acuerdo con los esquemas de tres o cuatro niveles emiten radiación de esa manera dual. El láser de He-Ne, por ejemplo, puede ser excitado de modo que su emisión sea continua o sea intermitente.

La posibilidad teórica de generar emisión estimulada provocando la excitación de niveles de energía de moléculas y logrando la consiguiente inversión crítica entre dichos niveles y el nivel fundamental fue enunciada, en 1965, por P. A. Bazhulin y colaboradores.<sup>(41)</sup> La prueba experimental se obtuvo unos años después merced a los trabajos de R. T. Hodgson,<sup>(42)</sup> R. W. Waynant y colaboradores,<sup>(43)</sup> R. W. Waynant<sup>(44)</sup> y R. T. Hodgson y R. W. Dreyfus<sup>(45)</sup>, utilizando H<sub>2</sub>, y A. A. Tagliaferri y colaboradores,<sup>(46)</sup> utilizando N<sub>2</sub> y NO. La figura 22 muestra la excitación de la molécula de hidrógeno y la emisión estimulada en las bandas de Werner y de Lyman.

Generalmente se admite que el impacto electrónico directo sobre el nivel fundamental de la molécula es la causa de la producción de la inversión crítica entre los niveles excitados y el nivel fundamental. Sin embargo, recientemente M. Gallardo y asociados<sup>(47)</sup> enunciaron la hipótesis de que el láser de  $H_2$  resulta excitado mediante un mecanismo rápido en extremo y que ya se había sugerido para el caso de la molécula de nitrógeno.<sup>(48)</sup> Dicho mecanismo podría tener la siguiente secuencia: Los electrones de la descarga eléctrica que poseen una energía definida actúan más fácilmente con el  $H_2$  mediante un proceso resonante en virtud del cual un electrón de la descarga queda en una órbita transitoria alrededor de la molécula. El tiempo en que el electrón queda atrapado se estima en  $10^{-16}$  de segundo. Durante este tiempo se forma un ion negativo del  $H_2$ , el  $H_2^-$ , y una vez pasado dicho tiempo, el electrón es expulsado con energía casi nula, y por lo tanto, la molécula  $H_2$  queda con el exceso. Este exceso de energía incorporado a la molécula provoca un rápido reordenamiento de sus propios electrones. En caso de que tal exceso coincida con la energía de un nivel excitado, el electrón del nivel fundamental pasará a ocuparlo y de este modo resultará superpoblado con respecto a lo que indica la distribución de Boltzmann.

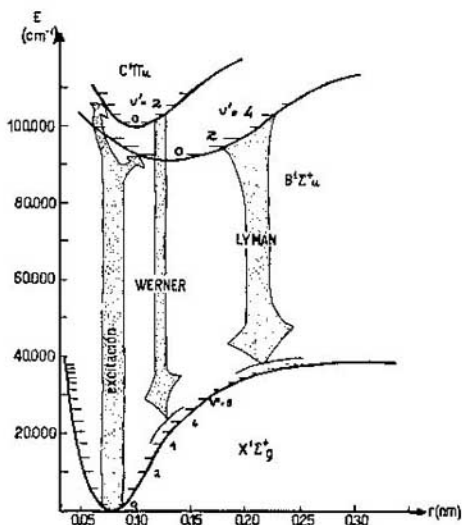


Fig. 22. Excitación y emisión del láser de hidrógeno molecular.

#### IV. CAVIDADES RESONANTES ÓPTICAS

A. L. Schawlow y C. H. Townes,<sup>(49)</sup> tomando como modelo una cavidad resonante rectangular de paredes altamente reflectoras, como las empleadas en los máseres, sugirieron en 1958 el empleo del interferómetro de Fabry-Perot de placas planoparalelas como resonador multimodal con el fin de extender el efecto de amplificación máser a la región óptica del espectro electromagnético. La misma posibilidad fue señalada por A. M. Prokhorov<sup>(48)</sup> y R. H. Dicke,<sup>(50)</sup> aunque sólo Schawlow

y Townes analizaron la forma en que podía reducirse el número de modos resonantes y calcularon la perturbación introducida por la emisión espontánea.

El interferómetro de Fabry-Perot consta de dos espejos planos y perfectamente paralelos entre sí. La normal a los espejos se denomina eje del interferómetro. De este modo, todo rayo de luz que penetre en la cavidad formada por ambos espejos en la dirección de su eje se propagará indefinidamente entre ellos por sucesivas reflexiones. Es decir, que los rayos de luz paralelos al eje de la cavidad se propagarán sin poder salir de ella, en tanto que si aquellos forman un cierto ángulo con dicho eje terminarán por abandonar la cavidad. Esta capacidad de mantener la radiación luminosa entre los espejos del interferómetro de Fabry-Perot, se emplea para disponer dentro de la cavidad el tubo de descarga gaseosa o la barra de rubí, por ejemplo, que constituyen el material activo de algunos láseres. Así, por las sucesivas reflexiones se simula una longitud virtual del material activo igual al producto de su longitud real por el número de reflexiones. Este número de reflexiones, aun en el caso de rayos luminosos que se propagan paralelamente al eje del interferómetro, no es demasiado grande. Ocurre que no hay espejos perfectos y en cada reflexión parte de la intensidad lumínica se pierde por absorción del material que constituye el reflector o por transmisión a su través. Estas pérdidas son las que hacen tan difícil la investigación que implique el uso de interferómetros. Sin embargo, en el caso que nos ocupa, esto es el empleo del interferómetro de Fabry-Perot como cavidad resonante de un láser, las pérdidas pueden controlarse casi a voluntad, de modo que la amplificación generada en el medio activo por la emisión estimulada de radiación las compense siempre, en cuyo caso el dispositivo empieza a oscilar, o las supere, y entonces el dispositivo amplifica. A estas causas que provocan pérdidas deben añadirse otras ya enumeradas en la sección III de este mismo capítulo. Todas ellas, según se vio, pueden agruparse en un coeficiente de pérdidas por paso a través del medio activo. Cuando el medio alcanza las condiciones experimentales de inversión crítica, entonces el coeficiente de absorción  $\alpha_v$  adquiere valores negativos y el dispositivo se vuelve amplificador. La expresión [7] que relaciona la intensidad  $I(x)$  de la radiación de frecuencia  $\nu$ , medida después de haber recorrido el camino  $x$  en el medio material con la intensidad incidente  $I(0)$ , sigue siendo válida en este caso en que el coeficiente  $\alpha_v$  es negativo. La expresión [7] señala claramente ahora que la intensidad  $I(x)$  de la radiación, después de recorrer el camino  $x$  a través del medio invertido, resultará ser mayor que la  $I(0)$  de la incidente.

En este sentido dicha expresión [7] permite comprender porqué algunos láseres deben ser construidos de modo que la longitud del medio activo sea grande y la reflectividad de los espejos prácticamente total a fin de obtener amplificación, como es el caso del láser visible de He-Ne, mientras que otros, con una longitud reducidísima del medio activo y empleando un trozo de papel brillante, a modo de un solo espejo, alcanzan las condiciones de amplificación, como es el caso del láser de  $N_2$  que emite radiación ultravioleta. Es decir, si el coeficiente de absorción negativa  $\alpha_v$  resulta pequeño, para obtener amplificación se requerirá un larguísimo camino a través del medio activo. En ge-

neral, esto último puede obtenerse con un elevado número de pasajes de la radiación por un medio activo de corta longitud. Por el contrario, si la absorción negativa alcanza valores elevados puede llegarse a la situación experimental en la que, sin necesidad de espejos, o quizás empleando sólo uno, el medio amplifique la radiación de modo que el dispositivo emita el característico haz direccional y coherente. En este último caso, el dispositivo se denomina emisor superradiante para distinguirlo del láser. Nótese, sin embargo, que el sentido de la palabra láser no implica en absoluto el empleo de cavidades formadas por espejos. La introducción teórica de tales cavidades por A. L. Schawlow y C. H. Townes tiene por sola justificación el hecho que los máseres funcionaban gracias a ellas. Recientes observaciones astrofísicas mediante radiotelescopios han llevado a los expertos a no descartar la posibilidad de interpretar los resultados obtenidos basándose en la consideración de que la emisión estimulada tiene un papel importante en la génesis de la radiación proveniente tanto de galaxias como de nubes lejanas de gases. Como no es concebible que en el espacio cósmico haya cavidades resonantes, el resultado de las observaciones confirman que el efecto de amplificación superradiante está presente en los procesos de emisión de radiación que ocurren en el Universo. Por lo dicho hasta aquí, los espejos que forman la cavidad que aloja al medio activo se asemejan a los bordes del recipiente del modelo mecánico del láser descrito en el capítulo 2.

Ahora bien, la cavidad tiene otro papel además del detallado, el cual se ilustró también en el capítulo 2 y hace referencia a que la cavidad debe comportarse como resonador y sustentar ondas estacionarias. Ya se hizo mención a que el coeficiente de pérdidas por pasaje  $\alpha$ , permite definir el factor de calidad  $Q$  de la cavidad resonante. La expresión [24] define este factor en cavidades resonantes ópticas.  $Q$  puede ser constante o variable; en este último caso, las técnicas para hacer que  $Q$  varíe desde cero hasta su valor máximo son diversas y su grado de complejidad depende del tiempo en que se desea realizar dicha variación. De todos modos, aun en los láseres cuyo funcionamiento requiere alguna técnica de  $Q$  variable, importa siempre saber cuál es el máximo valor de  $Q$  que puede lograrse al construir una cavidad resonante.

Un factor de calidad  $Q$  elevado se obtiene si se cumplen los criterios enunciados por A. Yariv y J. P. Gordon<sup>(61)</sup> en 1962. Dice el primero: Debe existir una familia de rayos luminosos que sufra un número razonable de reflexiones en los espejos que constituyen la cavidad, antes de que se pierda saliendo de ella, de modo que el número de pasajes a través del medio activo baste para lograr el efecto de amplificación. Este número de pasajes se ha estimado entre 20 y 300. Y el segundo criterio indica: Las dimensiones de los espejos reflectores de sección circular deben satisfacer la siguiente relación:

$$\frac{L_1 L_2}{\lambda D} \geq 1, \quad [36]$$

donde  $L_1$  y  $L_2$  son los radios de los reflectores,  $D$  la distancia que los separa y  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación confinada en la cavidad. La ecuación [36] se deduce del tratamiento de la difracción de Fresnel.

Ambos criterios coinciden aunque sus enunciados adopten formas distintas. La primera, surge de la óptica geométrica en tanto que la segunda

proviene de la óptica ondulatoria. Tales formas tienen a su vez diferentes posibilidades de aplicación. En ciertos casos el criterio geométrico basta para resolver el problema planteado con una dada configuración de la cavidad resonante. Sin embargo, el criterio ondulatorio resulta siempre más poderoso por cuanto puede asociarse a la teoría electromagnética de las cavidades, y en este caso, se pueden obtener ciertos resultados que con el anterior criterio resultan imposibles. Como ejemplo pueden darse los siguientes resultados fundamentales obtenidos empleando el criterio ondulatorio: Determinación de  $Q$ , determinación de la variación de las pérdidas por pasaje  $\alpha$  en función de la frecuencia  $\nu$ , y variaciones de la fase sobre el frente de onda emitido por el láser.

En caso de ser el radio de los espejos igual a  $L$ , la expresión [36] resulta:

$$N = L^2/\lambda D \geq 1, \quad [37]$$

que es la definición del número de Fresnel  $N$ . Este número desempeña un importante papel en la teoría de los resonadores ópticos y es igual al número de zonas de Fresnel de la figura de difracción que se observa desde el centro de uno de los espejos sobre el otro. La difracción se produce por la incidencia de una onda, cuyo frente tiene fase constante sobre uno de los reflectores. El área del frente de onda se considera para este propósito igual al área del reflector.

Al iniciar la discusión de estructuras o cavidades resonantes a frecuencias ópticas se mencionó al interferómetro de Fabry-Perot. Por supuesto, hay una gran variedad de estructuras que permiten sustentar ondas estacionarias a frecuencias ópticas, y sin embargo, no resulta trivial encontrar la que posea elevado factor de calidad  $Q$  para sólo unas pocas frecuencias comprendidas dentro del perfil de la línea espectral que se desea amplificar. Estas frecuencias privilegiadas corresponden a la oscilación o amplificación de los respectivos modos en que resuena la cavidad. Para ejemplificar estas posibilidades basta mencionar sólo dos antecedentes. C. G. B. Garret y colaboradores<sup>(52)</sup> obtuvieron efecto de amplificación láser dentro de esferas de dieléctricos que constituían a la vez el material activo y la cavidad resonante. El efecto de reflexión total en las paredes de la esfera las hacía excelentes espejos. Sin embargo, no pudieron reducir el número de modos resonantes. Es decir, que el factor  $Q$  era aproximadamente de la misma magnitud para todos ellos. Por otro lado, E. Snitzer y H. Osterberg<sup>(53)</sup> lograron obtener efecto láser en fibras cuyo diámetro medía unas pocas longitudes de onda. La radiación correspondía a la amplificación en un solo modo. Sin embargo, como el volumen de material activo de la fibra resultaba ser ínfimo, la intensidad luminosa que obtuvieron fue despreciable.

Por tanto, la exposición que sigue se iniciará en el interferómetro de Fabry-Perot, tal como ocurrió históricamente, y luego se harán referencias generales a otras estructuras resonantes de empleo frecuente.

La figura 12 muestra la onda estacionaria sustentada entre los espejos reflectores cuando la condición de resonancia es  $D = 5\lambda/2$ . Es obvio que en la región óptica del espectro electromagnético, al igual que en el campo mecánico, para sustentar ondas estacionarias es in-



dispensable tener en cuenta el defasaje y la pérdida de intensidad en cada reflexión. En el caso de las cavidades resonantes ópticas estos factores pueden describirse de la siguiente manera. La onda luminosa --para simplificar puede suponerse plana y de longitud de onda  $\lambda$ -- que incide en un espejo, es reflejada por éste, se propaga hasta el opuesto, vuelve a ser reflejada en el mismo sentido que al comienzo y alcanza la posición inicial, al mismo tiempo que ocurren los siguientes cambios: Su amplitud será ahora menor porque los espejos no son perfectos y parte de la luz se pierde por transmisión y por absorción, y su posición en el espacio no coincidirá con la inicial exactamente en el instante  $t = 2D/c$  a contar de la iniciación del proceso, por cuanto en las reflexiones se produce un defasaje de las ondas debido a la absorción, que puede interpretarse como si la distancia  $D$  entre los espejos fuese  $D'$ . Los efectos de estos fenómenos pueden controlarse así: Para que las ondas vuelvan a estar en fase bastará desplazar uno de los reflectores hasta que se cumpla la condición de resonancia, y las pérdidas de amplitud se compensarán introduciendo en la cavidad un medio activado convenientemente que sólo amplifique la luz de longitud de onda  $\lambda$ . En pocas palabras, debe construirse un láser.

La comparación de las dos ondas puede hacerse analizando la configuración de los respectivos campos electromagnéticos siguiendo dos caminos. Uno, resolviendo las ecuaciones de Maxwell correspondientes a un rayo de luz estrecho haciendo que las superficies reflectoras lo intercepten perpendicularmente, según un frente de fase constante, para lograr que el rayo se refleje sobre sí mismo. El otro, adoptado por A. G. Fox y T. Li,<sup>(64)</sup> utiliza la formulación escalar del principio de Huygens para calcular el campo electromagnético sobre un espejo después de que la onda recorrió el camino de ida y vuelta dentro de la cavidad, y lo compara con el campo inicial.

Ambos métodos conducen a resultados comparables. Nótese que estas dos formas de abordar el problema provienen de la óptica ondulatoria.

La configuración más simple del campo electromagnético en relación con la capacidad de las cavidades resonantes de sustentar ondas estacionarias es aquella en que los cambios de fase son múltiplos enteros de  $2\pi$ . A este modo de resonar la onda electromagnética con la cavidad resonante se lo denomina longitudinal o axial. Los modos longitudinales se identifican por la expresión:

$$p = \frac{2D'}{\lambda}, \quad [38]$$

de la misma manera que, en la teoría del interferómetro de Fabry-Perot, se expresan las diferentes condiciones de interferencia constructiva. Como ya se vio en el ejemplo de la figura 12, los únicos posibles valores que adopta  $p$  son enteros. Anteriormente se discutió el significado de la distancia  $D'$  entre los espejos, al comentar el efecto de la absorción del material de los reflectores. Ahora conviene agregar el efecto del índice de refracción del medio material. En caso de que el medio material no ocupe totalmente la cavidad, como ocurre con los láseres gaseosos, la longitud del camino que la luz debe recorrer para ir de un espejo a otro se puede expresar así:

$$D'' = \int_0^{D'} n(z) dz, \quad [39]$$

donde  $n$  es el índice de refracción en función de la posición  $z$  a lo largo de la trayectoria. De aquí en adelante, y recordando la definición general implícita en [39], en todas las expresiones se escribirá solamente  $D$ , en vez de  $D''$ .

Como en la teoría de Fabry-Perot, la separación entre dos modos longitudinales debida a la variación  $\Delta p = \pm 1$ , que corresponde a un cambio en  $D$  igual a media longitud de onda, se puede calcular diferenciando la ecuación [38] como sigue:

$$dp = -\frac{2D}{\lambda} d\lambda.$$

Despejando  $d\lambda$  y expresándola en función de  $dp = \Delta p = -1$ , resulta:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2D}, \quad [40]$$

o lo que es lo mismo:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{p}. \quad [40']$$

A veces se expresa la variación de frecuencia entre dos modos consecutivos en vez de la separación en longitud de onda. Para esto se debe tener en cuenta la relación  $\lambda\nu = c$ . Haciendo el cálculo a partir de la expresión [40], resulta:

$$\Delta \nu = \frac{c}{2D}. \quad [40'']$$

En la sección IV del capítulo 2 se hizo el cálculo numérico de las longitudes de onda correspondientes a los modos longitudinales de un láser visible de He-Ne de 30 cm de longitud de cavidad. El lector puede repetirlo empleando el cálculo diferencial; el resultado será el mismo. En la misma sección IV se encuentra la discusión completa del significado de la emisión de un láser en sólo tres modos longitudinales de oscilación, los correspondientes a los siguientes valores de  $p$ : 948142, 948143 y 948144. Los modos longitudinales con valores de  $p$  por debajo y por encima de aquellos no son posibles por cuanto la condición de resonancia no se satisface debido a que no hay radiación de las longitudes de onda respectivas confinada dentro de la cavidad. Obsérvese que la condición resonante expresada por la ecuación [38] se satisface formalmente desde el punto de vista matemático para estos modos también. Es decir, puede calcularse la longitud de onda que les correspondería. Sin embargo, desde el punto de vista físico es imposible su existencia.

Generalmente todos los láseres elevan su temperatura desde el momento en que comienzan a funcionar hasta alcanzar la temperatura de régimen estable. Los láseres de emisión continua se diferencian en este aspecto de los de emisión intermitente o pulsados, por cuanto en aquellos el tiempo que tardan en alcanzar la estabilidad térmica puede ser mayor de una hora. Los láseres pulsados alcanzando dicho estado térmico de equilibrio en el transcurso de un pulso, las más de las veces cortísimo.

En algunos láseres pulsados de repetición altísima aparece, además, un efecto acumulativo de calentamiento, que los asemeja a los

continuos. Este fenómeno de calentamiento produce variaciones de  $D$ , en algunos casos notables. Estas variaciones pueden deberse a la dilatación de los soportes de los espejos, a la del medio material o al cambio del índice de refracción.

Independientemente de su origen, toda variación de  $D$  afecta en alto grado la composición modal de la radiación dentro de la cavidad y produce un cambio en la longitud de onda emitida por el láser, de acuerdo con la ecuación [38]. Es decir que dentro de la cavidad resonarán otros modos siempre que la longitud de onda que les corresponda esté debajo del perfil de línea espectral.

Los llamados láseres estabilizados emiten siempre radiación de longitud de onda constante. Un sistema detector apropiado controla cualquier variación en la longitud de onda emitida y, en forma proporcional, gobierna mediante un cristal piezoeléctrico la posición de uno de los espejos de la cavidad de manera que se reestablezca el valor de la longitud de onda inicial.

Además de los modos longitudinales, toda cavidad resonante puede sustentar modos transversales. Estos proceden de cambios de fase menores o mayores que  $2\pi$ . El tratamiento matemático hecho por A.G. Fox y T. Li, <sup>(54)</sup> les permitió expresar el valor de la componente eléctrica del campo electromagnético de una dada polarización, por ejemplo la correspondiente al eje  $x$ , sobre la superficie de uno de los reflectores como:

$$E_{x,m,n}^{(x)} = E_0 \cdot H_{m+1} \left[ \left( \frac{2\pi}{\lambda D} \right)^{1/2} x \right] \cdot H_{n+1} \left[ \left( \frac{2\pi}{\lambda D} \right)^{1/2} y \right] \cdot e^{-\pi \cdot \frac{x^2+y^2}{\lambda D^2}}, \quad [41]$$

donde  $E_0$  es el campo eléctrico sobre el eje  $Z$ , y  $H_{m+1}$  y  $H_{n+1}$  son los polinomios de Hermite de orden  $m+1$  y  $n+1$ , respectivamente. La condición resonante general para los modos longitudinales y modos transversales es la siguiente:

$$\left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 = \left( \frac{L}{D} \right)^2 + \left( \frac{m^2 + n^2}{4L^2} \right). \quad [42]$$

Si sólo se excita el modo transversal más bajo dentro de la cavidad resultan  $m = 0$  y  $n = 0$ , con lo que la expresión [42] se reduce a la [38] que gobierna las condiciones relativas a los modos longitudinales. En este caso, la ecuación [41] se reduce a la parte exponencial, con lo que se obtiene un resultado verificado perfectamente por las determinaciones experimentales, en el sentido de que el modo transversal más bajo,  $m = 0$  y  $n = 0$ , tiene una distribución de intensidad gaussiana. La excitación de otros modos transversales en los cuales  $m$  y  $n$  son siempre números enteros positivos, da lugar a toda una serie de longitudes de onda emitidas por el láser. Sin embargo, como la distancia óptica  $D$  entre los espejos es muchísimo mayor que las dimensiones  $L$  de estos, resulta que  $p$  es, en general, un número centenares de miles de veces mayor que  $m$  y  $n$ . En el caso típico ya comentado del láser de He-Ne, de emisión en  $\lambda = 632,8$  nm y distancia entre los espejos  $D = 30$  cm,  $p$  asciende a  $10^6$  en tanto que  $m$  y  $n$  superan apenas el valor de 10. Esto hace que los modos transversales emitan longitudes de onda muy cercanas y a ambos lados de las que corresponden a los modos longitudinales. La siguiente expresión, derivada de la [42], permite calcular

la diferencia en longitud de onda entre los modos transversales excitados en un láser:

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2D}\left[\Delta p + \frac{1}{8}\frac{2\Delta}{L^2}(m \cdot \Delta m + n \cdot \Delta n)\right]. \quad [43]$$

En el caso de ser  $m = 0$  y  $n = 0$ , se obtiene la ecuación [39] para los modos longitudinales.

A pesar de todo, éstas no son las únicas conclusiones que se pueden extraer del análisis de las ecuaciones [41] y [42].

La expresión [41] indica que si se excita el modo transversal más bajo,  $m = 0$  y  $n = 0$ , la radiación emitida por el láser se confina en un estrechísimo haz de escasísima divergencia. En el láser de He-Ne ya mencionado, la divergencia del haz alcanza a 1 mrad, es decir que, tras propagarse 1000 m, el círculo que iluminará tendrá un diámetro de 1 m. Si se excitan otros modos transversales elevados,  $m > 0$  y  $n > 0$ , el haz emitido por el láser pierde definición espacial y se convierte en un manojo de haces de distinta longitud de onda.

La forma de caracterizar estos modos es la siguiente: Como se trata de modos electromagnéticos transversales de resonancia, se emplea la sigla TEM, del inglés "T ransverse E lectromagnetic Modes", seguida de tres subíndices que expresan los valores de  $m$ ,  $n$  y  $p$ , por ejemplo, TEM<sub>mp</sub>. La emisión del modo TEM<sub>00p</sub>, el más bajo de los transversales, lleva varios modos longitudinales  $p$ . Es decir, existe una degeneración, ya que no se puede catalogar con cuántos modos longitudinales y con qué índices  $p$  está emitiendo el láser. La determinación de estos datos requiere la aplicación de delicadas técnicas interferométricas y electrónicas. La pérdida de definición espacial permite de manera sencilla distinguir el modo TEM<sub>00p</sub> del TEM<sub>10p</sub>, del TEM<sub>21p</sub>, o del TEM<sub>00p</sub>, a pesar de que las diferencias de longitudes de onda son ínfimas, empleando la observación directa sobre una pantalla donde se proyecta el haz luminoso procedente del láser. La figura 23 muestra los cuatro casos señalados. Las fotografías se han tomado a unos 5 m del láser. Para simplificar la escritura, se suele suprimir el subíndice  $p$ , escribiendo TEM<sub>00</sub> en vez de TEM<sub>00p</sub>. Estos modos transversales fueron observados por vez primera por H. Kogelnik y W. W. Rigrod<sup>(55)</sup> en 1961. Claramente se distinguen los modos unos de otros porque la sección del haz luminoso emitido por el láser se compone, como se dijo, de un manojo de haces distinto en cada configuración. Otro resultado valioso por su índole didáctica y que puede comprobarse cuando un láser emite en régimen modal elevado con componentes en  $x$  e  $y$ , por ejemplo en el TEM<sub>21</sub>, es el de la ortogonalidad de la solución expresada por la ecuación [41]. Si en la cavidad resonante se introduce una tarjeta con mucha delicadeza de modo que uno de sus bordes corte el haz impidiendo que se amplifique su componente superior derecha, por ejemplo, entonces resultará anulada simultáneamente la amplificación en la componente inferior izquierda.

La radiación, en su trayectoria de vaivén dentro de la cavidad, a causa de la falta de uniformidad de los reflectores y de la acción del medio material, va sufriendo difracciones que deforman el frente de

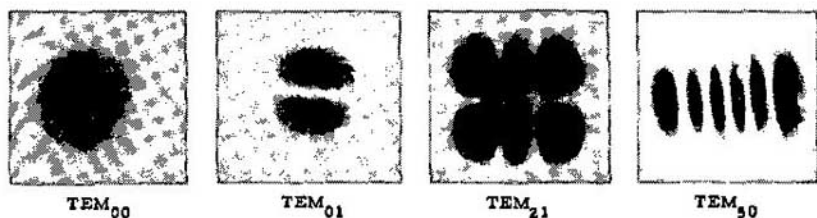


Fig. 23. Modos transversales.

onda. Luego, si se ha supuesto que el frente de onda era inicialmente plano, las sucesivas difracciones lo convertirán en un frente esférico. Si el frente de onda plano se sitúa en  $z = 0$  al comienzo del proceso, se propagará, convirtiéndose en esférico, según líneas hiperbólicas hasta alcanzar uno de los reflectores colocados en  $z = \pm D/2$ . Es posible calcular el radio de la sección del haz para el modo  $TEM_{00}$  en el centro de la cavidad,  $z = 0$ , y sobre los reflectores,  $z = \pm D/2$ . Como la distribución de la intensidad del haz es gaussiana, se adopta calcular su radio para el valor  $e^{-1}$  del máximo de intensidad. De esta manera, resulta el radio del haz para  $z = 0$ :

$$W_0 = \left(\frac{D\lambda}{\pi}\right)^{1/2}, \quad [44]$$

y para  $z = \pm D/2$ :

$$W = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{D}\right)^2\right]^{1/2}. \quad [45]$$

Al valor  $W_0$  se denomina cintura del haz. Nótese que  $W_0$  y  $W$  no dependen de las dimensiones de los espejos  $L$ . La figura 24 ilustra convenientemente lo aquí expuesto.

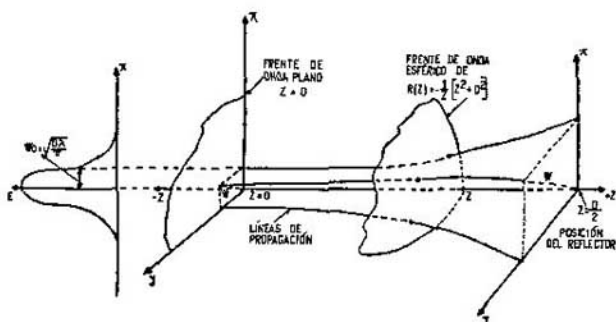


Fig. 24. Parámetros de la cavidad resonante.

Considerando que las líneas de propagación son hiperbólicas, para que haya reflexión normal en los espejos es conveniente que la superficie de los mismos sea esférica. De este modo, el frente de onda de un cierto radio de curvatura que arriba a un espejo conviene que encuentre que tal espejo tenga su mismo radio de curvatura. El radio de curvatura del frente de onda a medida que se propaga entre los espejos separados una distancia  $D$ , vale:

$$R(z) = -\frac{1}{2}(z^2 + D^2). \quad [46]$$

Por lo expuesto, se sigue la conveniencia de que los espejos de las cavidades resonantes sean esféricos. Estas cavidades eran bien conocidas antes de la invención del láser. P. Connes<sup>(66)</sup> las había utilizado ya en 1955 en trabajos de interferometría de muy alta resolución. Se las suele llamar interferómetro de Fabry-Perot esférico. El interferómetro de Connes es mucho más fácil de alinear que el de Fabry-Perot, y presenta notables ventajas cuando la separación de los espejos es mayor de 10 cm.

De la expresión [46] se sigue como corolario una regla simple para seleccionar los radios de curvatura de los espejos y la separación necesaria entre ellos a fin de que las pérdidas sean mínimas, porque los rayos serán reinyectados en la cavidad después de cada reflexión. Según dicha regla, el centro de curvatura de un espejo o el espejo mismo, pero no ambos, deben encontrarse entre el otro espejo y su respectivo centro de curvatura. Los casos límites que se dan son los tres siguientes: Cuando  $R \rightarrow \infty$  (interferómetro de Fabry-Perot plano), cuando los focos de los espejos coinciden (cavidad confocal) y cuando los centros de curvatura coinciden (cavidad concéntrica). Esta regla para determinar cuándo una cavidad resonante es o no estable, se la puede reducir, a partir de la expresión [46], a la siguiente:

$$0 \leq \left(1 - \frac{D}{R_1}\right) \left(1 - \frac{D}{R_2}\right) \leq 1 \quad [47]$$

54

Si los espejos tienen distintos radios de curvatura, cuando  $R_1$ , o bien  $R_2$ , sea igual a  $D$  se tendrá el caso límite de igualación a cero de la fórmula [47]. En el otro caso límite, el de igualación a la unidad, debe descartarse la solución trivial que implicaría aceptar que la distancia  $D$  fuera nula, porque no tiene sentido físico. La figura 25 ilustra, con varios ejemplos, las configuraciones de cavidades resonantes incluso dos de elevada pérdida o inestables porque no cumplen la ecuación [47]. La figura 26 representa la regla enunciada e indica cuándo la correcta selección de los radios de curvatura  $R_1$  y  $R_2$  de los dos espejos configuran cavidades estables o inestables.

Una cavidad sumamente estable, derivada de la confocal, es la denominada hemifocal. Se construye colocando un espejo plano en el foco del espejo cóncavo. El espejo plano produce una imagen simétrica del espejo cóncavo y constituye así una cavidad confocal. La cavidad hemifocal es tan estable como la confocal y además tiene las ventajas de la cavidad plano-paralela, ya que, a través del espejo plano, el haz de luz emitido por el láser tiene un frente de onda plano. La figura 24 ayuda en esta discusión si se considera que en  $Z = D/2$  se coloca el espejo cóncavo de radio  $R = D$  y en  $Z = 0$  se ubica el espejo plano.

Si el radio  $W$  del haz de luz es mayor que el radio  $L$  de los espejos, las pérdidas por difracción serán tan elevadas que la cavidad así constituida no podrá sustentar modos resonantes.

En cambio si  $L \gg W$ , el campo electromagnético será despreciable en los bordes de los espejos y la cavidad resultará estable y sustentará modos resonantes. Es decir, cuando el número de Fresnel aumenta, las pérdidas por difracción disminuyen y favorecen sólo a un ínfimo número de modos transversales de oscilación. Las pérdidas por pasaje

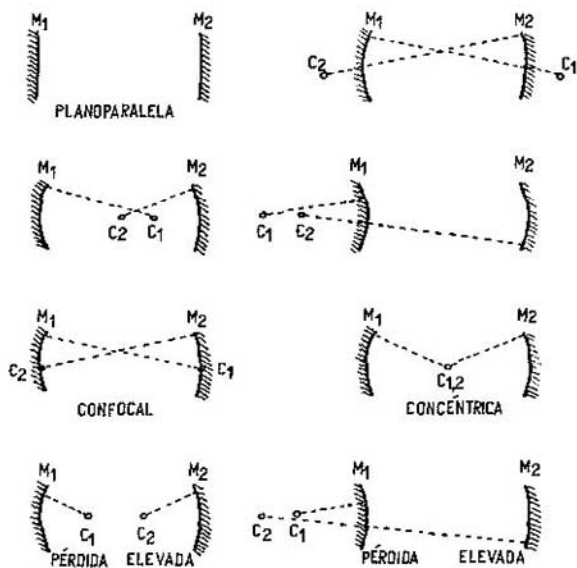


Fig. 25. Configuraciones de cavidades resonantes.

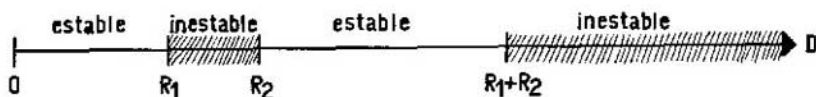


Fig. 26. Configuraciones estables e inestables.

de la radiación dentro de las cavidades pueden estudiarse en función del número de Fresnel. G. D. Boyd y J. P. Gordon<sup>(67)</sup> calcularon estas relaciones para distintos tipos de cavidades. Algunos resultados aparecen representados en la figura 27. La observación de la misma muestra claramente que la cavidad confocal es la mejor.

En la sección III del capítulo 3 se definió el factor de calidad \$Q\$ y se lo relacionó con las pérdidas por pasaje \$\alpha\$, de acuerdo con la expresión [24]. E. I. Gordon<sup>(68)</sup> relacionó el factor de calidad \$Q\$ con los parámetros de la cavidad por medio de la siguiente fórmula:

$$Q = \frac{|r_1 r_2 e^{-2\alpha_0}|^{1/3}}{1 - |r_1 r_2 e^{-2\alpha_0}|} \cdot \frac{2\pi D}{\lambda_0} \cdot \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^3, \quad [48]$$

donde \$r\_1\$ y \$r\_2\$ son los coeficientes de reflexión de los espejos, \$\lambda\_0\$ la longitud de onda de la radiación dentro de la cavidad y \$\lambda\$ la longitud de onda fuera de ella. Ya se mencionó que el medio material activado dentro de la cavidad resonante cambia su índice de refracción \$n\$ y por ello aparece una diferencia entre \$\lambda\_0\$ y \$\lambda\$. En general, los coeficientes \$r\$ de

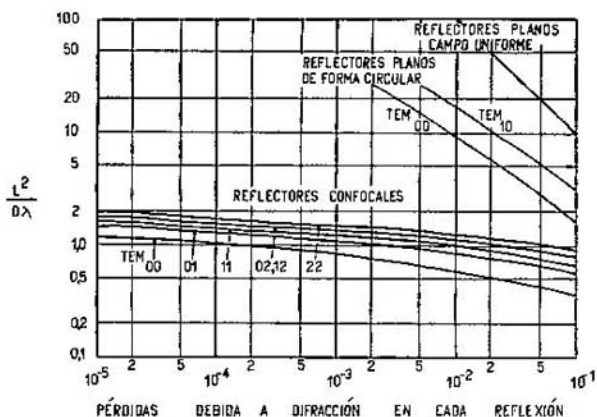


Fig. 27. Pérdidas en las cavidades resonantes.

reflexión indican que el resto de la luz no reflejada se pierde por la absorción, transmisión, difusión y difracción. La expresión [48] puede simplificarse en grado razonable si se considera la cavidad llena con un medio material poco dispersivo, el coeficiente de absorción despreciable y los espejos idénticos. En esas condiciones, resultan ser  $\lambda_c = \lambda$ ,  $\alpha \approx 0$  y  $r_1 = r_2 = r$ , con lo que la ecuación [48] se reduce a la:

$$Q = \frac{|r^2|^{1/2}}{1 - |r^2|} \cdot \frac{2\pi D}{\lambda} \quad [49]$$

Los espejos de revestimiento de aluminio, plata, oro o platino pueden fabricarse mediante deposición en vacío y alcanzar excelente calidad. Sin embargo por su elevada absorción en la región visible, su empleo se limita a las regiones espectrales de longitud de onda por encima de 800 nm y por debajo de 400 nm. El valor del coeficiente de reflexión de estos espejos es del orden de 0,9. Con espejos recubiertos de multicapas de sustancias dieléctricas la situación mejora notablemente, ya que se obtienen superficies exentas de absorción, de excelente calidad óptica, de reflectividad fácilmente controlable y con valores de hasta 0,997. Estos espejos se fabrican por deposición de vapores en el vacío formando capas alternadas de materiales dieléctricos de índice de refracción distinto, uno mayor y otro menor que el índice de refracción del sustrato de vidrio o cuarzo. Las capas sucesivas tienen un espesor igual a múltiplos de  $\lambda/4$ . Por efecto de interferencias constructivas entre las ondas reflejadas en cada capa, el balance de la reflexión favorece la región espectral del entorno de  $\lambda$ . De este modo se obtienen espejos de alta selectividad; reflejan la radiación del entorno de  $\lambda$  y transmiten la restante. En general, se seleccionan materiales dieléctricos de muy escasa absorción en la región visible y con ellos se fabrican juegos de espejos que abarcan el intervalo entre 400 y 800 nm, en el que, como se dijo ya, no pueden emplearse los metálicos.

Con los datos sobre los espejos y considerando una cavidad tipo Fabry-Perot o confocal de  $D = 30$  cm que resuena para  $\lambda = 500$  nm, se obtiene, empleando la ecuación [49], un valor de  $Q$  del orden de  $2 \times 10^9$ .



Este cálculo confirma que las cavidades resonantes ópticas poseen factores de calidad sumamente elevados.

Este valor de  $Q$  permite hacerse una idea más cabal de la cuantía de la inversión crítica  $\Delta N_c$  necesaria para que un medio excitado amplifique. Combinando las expresiones [31] ó [32] con la [25] puede calcularse la inversión crítica correspondiente a perfiles de línea espectral lorentziano o gaussiano, respectivamente. Se sigue del cálculo que  $\Delta N_c$  debe ser del orden de  $10^9$  en la región espectral de longitud de onda  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .

## V. NOCIONES DE ESPECTROSCOPIA

Según las referencias hechas hasta aquí sobre la emisión o absorción de radiación por átomos, moléculas o iones, el electrón cumple una transición siguiendo lo especificado por la relación de Bohr entre energía de la transición electrónica y frecuencia de la radiación. Esto es, si bien se indicó que se produce un reordenamiento de la estructura electrónica con motivo de la absorción o emisión de radiación, en ningún momento se lo caracterizó. El propósito de esta sección es dar algunas nociones de espectroscopia. La espectroscopia se ocupa de los espectros. Aquí sólo se hará referencia a los espectros ópticos, es decir a los que se observan mediante técnicas ópticas. Otras formas de espectroscopia son, por ejemplo, las de radiofrecuencia, microondas, rayos X, rayos  $\gamma$ , dentro del espectro electromagnético, y las de partículas  $\alpha$ , protones, neutrones, electrones y subpartículas, dentro del espectro de las partículas. Todas ellas, sin embargo, tienen en común el estudio del reordenamiento de sistemas energéticos causado por las transiciones o decaimientos respectivos. Las técnicas de observación son totalmente diversas a causa de las formas e intensidades de la energía puesta en acción en los respectivos procesos. Los cambios energéticos varían entre los  $\mu\text{eV}$  y los  $\text{GeV}$ . La energía de la región óptica del espectro electromagnético está comprendida entre  $1 \text{ meV}$  y  $200 \text{ eV}$ . Expresada en longitudes de onda, se halla entre los  $5 \text{ nm}$  y  $1 \text{ mm}$ , y en frecuencias, entre los  $3 \cdot 10^{11}$  y  $6 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$ .

Dentro de este intervalo espectral los procesos de reordenamiento de la estructura electrónica obedecen a las transiciones de los electrones exteriores de los átomos, moléculas e iones, producidas entre niveles de energía excitados así como también entre tales niveles y el fundamental.

Estos niveles de energía o estados estacionarios son descritos, desde el punto de vista de la mecánica cuántica, por las respectivas funciones de onda  $\Psi$ . Las funciones de onda están caracterizadas, a su vez, por los números cuánticos asociados a cada estado estacionario. Desde el punto de vista espectroscópico, son estos números cuánticos los que se emplean para identificar los niveles de energía. Las tabulaciones de los niveles de energía de especies atómicas o moleculares contienen todos aquellos datos que permiten identificarlos claramente: la energía de los niveles y sus números cuánticos. Sin embargo, en algunas especies atómicas, especialmente en las altamente ionizadas, los niveles de energía se identifican indudablemente por su energía. Toda referencia a números cuánticos aislados es difícil en estos casos

porque tales niveles provienen de configuraciones electrónicas complejas, donde la interacción entre configuraciones electrónicas vecinas resulta fortísima. Aquí, y sólo recientemente, se ha podido establecer, a base de modelos teóricos adecuados, la caracterización de los niveles de energía, indicándola en porcentajes de mezcla de configuraciones. Salvo estos casos, lo que sigue se mantendrá dentro del marco de las nociones espectroscópicas útiles en el manejo de los datos referidos a los láseres y que se describen con algún detalle en el capítulo 4.

La energía de los niveles electrónicos difícilmente se expresa en las unidades del Sistema Internacional (SI). Más aún, nunca se expresó en unidades de ningún sistema. La espectroscopia empleó siempre un lenguaje propio. Sólo en fecha reciente comenzaron los investigadores a dejar de lado la unidad Angström ( $10^{-8}$  cm) en favor del nanometro ( $10^{-9}$  m), por ejemplo. Por esta razón en los esquemas de niveles de energía se siguen empleando las unidades de "frecuencia de espectroscopistas" en  $\text{cm}^{-1}$  y, en algunos casos, las de electrónvoltio o voltio. Las dos últimas formas son expresión de la energía que adquiriría un electrón acelerado desde el reposo por el potencial eléctrico expresado en voltios. La primera forma procede de la relación de Bohr,  $E_2 - E_1 = h\nu$ . A partir de ella es muy simple escribir el inverso de la longitud de onda,  $1/\lambda$ , de la radiación producida en la transición  $E_2 - E_1$ , que resulta ser:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_2 - E_1}{hc}, \quad [50]$$

y su dimensión es la recíproca de la longitud. En realidad no es una energía, sino que, correctamente, debe llamársele "número de onda". El uso impuso su interpretación como energía por el mayor peso asignado al numerador,  $E_2 - E_1$ , del segundo miembro de la ecuación [50]. Obsérvese que, para que  $1/\lambda$  pueda relacionarse con la energía de la transición  $E_2 - E_1$ , debe expresarse el valor de la longitud de onda en el vacío. Esto requiere realizar las correcciones respectivas, ya que, en general, las determinaciones de longitudes de onda de cierta calidad se hacen empleando espectrógrafos en aire. Se ha adoptado en general como válida la expresión de B. Edén<sup>(59)</sup> para reducir los valores de las longitudes de onda determinados en aire en longitudes de onda en vacío.

La estructura atómica más simple es la del átomo de hidrógeno. Su único electrón puede ocupar los niveles de energía excitados de modo que al producirse el paso de un nivel a otro resulta un espectro de líneas que pueden agruparse en series. La figura 28 muestra, en su parte izquierda, el esquema de niveles de energía del H o diagrama de W. Grotrian<sup>(60)</sup> con las series conocidas. En cada una de ellas se ha señalado la longitud de onda de la primera componente. Así, la serie de Lyman comienza con la línea de 121,5670 nm. La regularidad observada en las series espectrales del hidrógeno fue formulada por J. J. Balmer como sigue

$$\lambda = \frac{n_1^2}{n_2^2 - 4} \cdot G,$$

donde  $n_2 = 3, 4, 5, \dots$  y  $G$  es una constante. Los valores adoptados por  $n_1$  son los que aparecen en la figura 28. Esta ecuación se escribe actualmente de modo que exprese los números de onda,

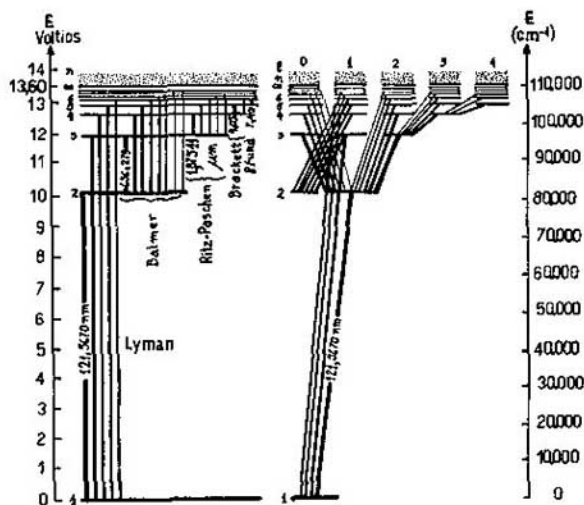


Fig. 28. Diagrama de Grotrian del H.

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad [51]$$

donde  $R$  es la constante de J.R. Rydberg, cuyo valor aceptado es  $R = 109737,3177 \text{ cm}^{-1}$ .

Si el potencial de excitación aplicado a la fuente espectral que contiene hidrógeno se eleva demasiado puede ocurrir la ionización del hidrógeno. En el diagrama de la figura 28 se representa tal posibilidad indicando que  $n_1$  tiende a hacerse infinito. El valor exacto en dicho caso del potencial de excitación es de 13,605804 V.

El descubrimiento de las otras series espectrales del hidrógeno llevó a escribir la ecuación [50] de la manera general siguiente:

$$\nu = R \left( \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right), \quad [52]$$

en la que  $n_2$  adopta los valores posibles  $n_2 = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ , mientras que  $n_1$  puede tomar, a su vez, los valores  $n_1 = 2, 3, 4, 5, \dots$ ;  $n_1 = 3, 4, 5, 6, \dots$ ;  $n_1 = 4, 5, 6, 7, \dots$ ;  $n_1 = 5, 6, 7, \dots$ ;  $n_1 = 6, 7, \dots$ , respectivamente. La serie representada por  $n_2 = 1$  fue descubierta por Lyman, la que sigue por Balmer, como ya se dijo, y las indicadas por  $n_2 = 3, 4$  y 5, por Ritz y Paschen, Brackett y Pfund, respectivamente. Cada una de estas series espectrales tienen un límite perfectamente determinado y que corresponde al caso en que el electrón excitado se acerca al límite de ionización, cuando  $n_1 \rightarrow \infty$ . Esos valores de  $\nu$  indican los límites de las series respectivas. La Tabla I resume las observaciones experimentales de las series espectrales del hidrógeno.

Tabla I. Series del H ( $\lambda$  en nm). Componentes Observadas

	$n_1 = 1$	2	3	4	5
	Lyman	Balmer	Ritz-Paschen	Brackett	Pfund
$n_2 = 2$	121,5670				
3	102,5722	656,2849			
		1725			
4	97,2537	486,1332	1875,11		
5	94,9743	434,0468	1281,805	4051,14	
6	93,7804	410,1737	1093,809	2625,13	7457,76
7	93,0748	397,0074	1004,938	2165,52	4652,47
8	92,6226	388,9051	954,5974	-----	-----
9	92,3150	383,5386	922,9017		
10	92,0963	379,7900	901,4911		
11	91,9351	377,0632	886,2787		
	-----	-----	-----		
19	91,4286	368,6833	841,3321		
	-----	-----	-----		
32		366,0279	827,6310		
	-----	-----	-----		
$\infty$	91,1753	364,5981	820,3572	1458,60	2296,00

60

Esta manera de representar el espectro del átomo de hidrógeno sugirió la idea de adoptar el número cuántico  $n$ . El electrón suele ocupar el nivel fundamental  $n = 1$ ; si se lo excita puede ocupar cualquiera otro nivel representado por el número cuántico  $n > 1$ . Las transiciones entre niveles excitados o entre cualquiera de ellos y el fundamental, causan las emisiones de las diversas series espectrales. Esta base netamente experimental sirvió a N. Bohr<sup>(61)</sup> para formular la denominada teoría cuántica. El fue el primero en reconocer la relación entre las series espectrales del hidrógeno y la estructura del átomo. Los dos postulados en que sustentó su teoría son: 1) El electrón sólo puede ocupar ciertas órbitas circulares determinadas por el número cuántico  $n$ , y 2) la radiación emitida o absorbida por el átomo es consecuencia de la transición del electrón de una órbita o estado cuántico a otro. La diferencia de energía entre los estados inicial y final es igual a la energía emitida o absorbida en forma de radiación. La relación de M. Planck le permitió a N. Bohr determinar los números de onda de la radiación. A partir de la ecuación [50], escribió:

$$\nu = \frac{E_2}{hc} - \frac{E_1}{hc} \quad [53]$$

Nótese la similitud entre las expresiones [52] y [53], y sin dificultad se advertirá la relación entre la energía de cada estado cuántico  $E_n$  y el valor del número cuántico  $n$  que lo caracteriza.

El descubrimiento de regularidades en el espectro de absorción de los elementos alcalinos, el sodio por ejemplo, permitió verificar que la fórmula de Balmer, en general, sigue siendo válida en elementos distintos del hidrógeno. Sin embargo, pudo emplearse dicha fórmula aplicando, en cada caso, una corrección específica. La regularidad

observada en la absorción se denominó serie principal. Los elementos alcalinos excitados emiten, además de la serie principal, otras tres series que parcialmente se superponen, aunque una de ellas, la de Bergmann, se presenta, en general, en la región infrarroja. La serie de Bergmann se denomina también serie fundamental. Las otras dos, cuyas características esenciales son el tener generalmente todas sus líneas espectrales bien perfiladas una y difusas la otra, se denominan serie nítida y serie difusa, respectivamente. El nombre dado a estas cuatro series conviene escribirlo en idioma inglés por la consecuencia que trae aparejada. Así, se denominan series "sharp", "principal", "diffuse" y "fundamental". En realidad, importa la designación de la primera de ellas, ya que las otras tienen las mismas iniciales que en castellano.

El tratamiento matemático intentado para expresar las cuatro series, permitió establecer las siguientes fórmulas:

$$\text{"Principal": } \nu = \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(m+p)^2}, \quad (m = 2, 3, 4, \dots)$$

$$\text{"Sharp": } \nu = \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(m+s)^2}, \quad (m = 2, 3, 4, \dots)$$

$$\text{"Diffuse": } \nu = \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(m+d)^2}, \quad (m = 3, 4, 5, \dots)$$

$$\text{"Fundamental": } \nu = \frac{R}{(3+d)^2} - \frac{R}{(m+f)^2}, \quad (m = 4, 5, 6, \dots).$$

Los parámetros  $s$ ,  $p$ ,  $d$  y  $f$  caracterizan de modo inequívoco las series de cada uno de los elementos alcalinos, mientras que  $m$  representa el mismo papel que  $n$  respecto de las series del hidrógeno. Para simplificar la escritura e indicar precisamente cada una de las transiciones que componen las series, se adoptaron los símbolos siguientes:  $mP$  para representar al término  $R/(m+p)^2$ ,  $mS$  para  $R/(m+s)^2$  y así sucesivamente. De este modo, resultan:

$$\text{"Principal": } \nu = 1S - mP, \quad (m = 2, 3, 4, \dots)$$

$$\text{"Sharp": } \nu = 2F - mS, \quad (m = 2, 3, 4, \dots)$$

$$\text{"Diffuse": } \nu = 2P - mD, \quad (m = 3, 4, 5, \dots)$$

$$\text{"Fundamental": } \nu = 3D - mF, \quad (m = 4, 5, 6, \dots).$$

Siguiendo con las ideas de Bohr, es fácil identificar el origen de las cuatro series espectrales en cuatro grupos de niveles de energía. Estos niveles se denominaron:  $S$ ,  $P$ ,  $D$  y  $F$ .

Todas las transiciones observadas se asignan, de este modo, a los saltos cuánticos del electrón externo. Ahora bien, como las componentes de las series se superponen, resulta que las variaciones energéticas entre las componentes de una misma serie son mayores que las variaciones entre componentes equivalentes de dos series, por ejemplo, las iniciadas por los niveles  $mS$  y  $mD$  que terminan en el  $2P$ . Este hecho permitió sospechar que habían otras órbitas además de las circulares. A. Sommerfeld adoptó entonces las órbitas electrónicas elípticas y las caracterizó con otro número cuántico. De este modo, el

número cuántico  $n$  pasó a denominarse número cuántico principal y, el entonces admitido, se designó número cuántico azimutal y se lo representó por la letra  $l$ . Los valores que toma el número cuántico azimutal son  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  y el electrón respectivo se designa  $s, p, d$  y  $f, \dots$ . Si el valor de  $l$  es mayor, la designación del electrón sigue el orden alfabético; así  $l = 5$  indica un electrón  $h$ .

Volviendo al caso del hidrógeno, la parte derecha de la figura 28 muestra la estructura de los niveles de energía correspondientes a los diferentes valores de  $n$  determinada por el número cuántico azimutal  $l$ . Los valores posibles de  $l$  son, en cada caso,  $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ .

Todas estas órbitas señaladas por  $n$  y  $l$  tienen la posibilidad de ocupar distintas posiciones en el espacio. Sin embargo, tales posiciones no son arbitrarias, sino que están también cuantificadas. El número cuántico azimutal  $l$  determina el momentum\* angular orbital del electrón y el valor máximo posible de dicho momentum es  $l\hbar/2\pi$ , donde  $\hbar$  es la constante de Planck. Este vector, que es el momentum angular, puede adoptar sólo las orientaciones con respecto de un campo magnético exterior, de tal modo que la componente según la dirección del campo varíe desde  $l$  a  $-l$ . Esta cuantificación se expresa por el número cuántico  $m$  que adopta los valores  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ , es decir, que los posibles valores de  $m$  para un valor dado de  $l$  son  $2l + 1$ .

Si no se aplica el campo magnético exterior, el nivel se llama degenerado, porque hay  $2l + 1$  componentes que poseen el mismo valor de energía. Al aplicar un campo exterior tal degeneración se rompe y pueden observarse las  $2l + 1$  componentes por separado, ya que la diferencia de energía entre ellas es proporcional al producto de la intensidad del campo por  $m$ .

Los tres números cuánticos hasta aquí señalados,  $n$ ,  $l$  y  $m$ , caracterizan la órbita electrónica y por ello se los denomina números cuánticos orbitales. El electrón posee, además, un número cuántico intrínseco representado por  $s$ . A diferencia de los orbitales, este número cuántico asume los dos únicos valores  $s = \pm \frac{1}{2}$ . La asignación de cuantificación al momentum angular intrínseco  $s$  del electrón fue propuesta por G. E. Uhlenbeck y S. A. Goudsmit<sup>(52)</sup> como un intento de resolver el enigma de la multiplicidad de los niveles de energía. Esta propiedad de los electrones de poseer intrínsecamente momentum angular se denomina espín.

En los átomos que poseen un solo electrón en órbita fuera del núcleo, como el hidrógeno, o bien tienen las capas electrónicas interiores completamente llenas, como el litio, el momentum angular orbital se acopla con el espín y da lugar al momentum angular total  $j$ . La figura 29a) ilustra los dos posibles resultados del acoplamiento. Como consecuencia, se observarán dos niveles de energía extremadamente cercanos uno de otro caracterizados por  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , dando así lugar a la estructura de dobletes.

En cambio, en los átomos e iones que poseen dos o más electrones exteriores, el momentum angular total se puede obtener sumando vec-

\* N. B. El término preferido por el autor es momento. No obstante, debido a que se trata de uniformar la terminología científica y técnica, se optó por el uso de momentum.

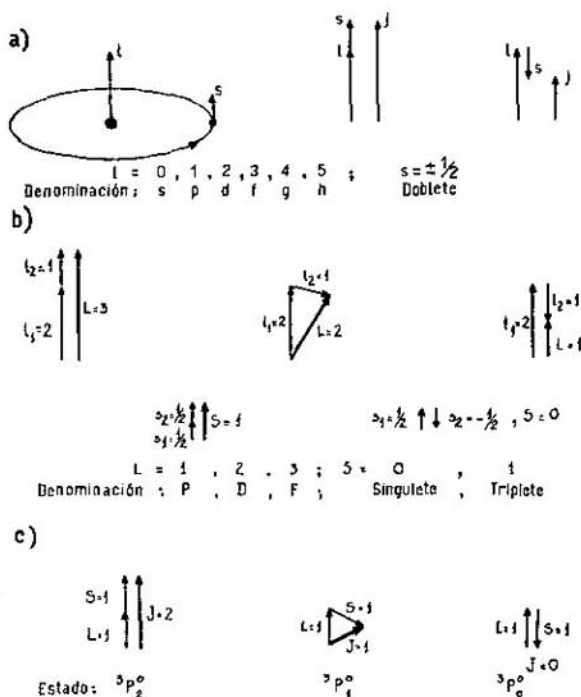


Fig. 29. a) Acoplamiento  $l-s$  para un electrón. b) Acoplamiento  $L-S$  para dos electrones. c) El vector  $J$  y cómo se simbolizan los estados electrónicos.

torialmente los momenta orbitales y los espines, por separado, y luego combinando sus resultantes. La resultante de los momenta orbitales se denota por  $L$  y la de los espines por  $S$ . La magnitud de  $L$  siempre resultará ser un número entero, en tanto que la de  $S$  puede ser un número entero o semientero de acuerdo con el número de electrones presentes. La figura 29b) ilustra el acoplamiento de dos electrones según lo expuesto. Físicamente esta modalidad de acoplamiento significa que las resultantes de los momenta angulares orbitales  $L$  e intrínsecos  $S$  son constantes de movimientos y, por lo tanto,  $L$  y  $S$  son "buenos" números cuánticos que describen el acoplamiento. Este acoplamiento se llama  $L-S$  o de Russell-Saunders. De modo análogo al caso de un electrón, las configuraciones electrónicas con  $L = 0, 1, 2, 3, \dots$  se representan por  $S, P, D, F, \dots$ . En la ilustración propuesta en la figura 29b) los tres estados posibles son  $P, D$  y  $F$ , mientras que la multiplicidad de los mismos puede darse como singletes o tripletes. La multiplicidad se define como  $2S + 1$ ; para un solo electrón orbital la multiplicidad es  $2s + 1$ . La figura 29c) ilustra el acoplamiento  $L-S$  cuando  $L = 1$  y  $S = 1$ . Las tres componentes del triplete difieren en su momentum angular total  $J = 0, 1, 2$ .

Al símbolo que representa cada uno de los estados  $P$  se añadió el utilísimo concepto de paridad. La paridad de un estado electrónico se define como par o impar según que el resultado de la suma escalar de

los números cuánticos  $l$  de todos los electrones del átomo sea par o impar. Se representa sólo cuando el estado es impar ("odd", en inglés) por una "o" minúscula colocada en la parte superior derecha del símbolo del estado. El caso ilustrado permite indicar de qué manera se describe un estado electrónico. El símbolo del estado es de la forma:

$$2s+1L_J$$

El acoplamiento más simple de dos electrones ocurre en el helio. La figura 30 ilustra por separado los niveles singuletes y triplete. Algunas transiciones permitidas han sido marcadas y en algunas de ellas se ha anotado su longitud de onda. La única transición indicada entre los tripletes es la  $3^3P_{2,1,0} - 2^3S_1$  de longitud de onda  $\lambda = 388,9 \text{ nm}$  empleada en los experimentos de V. Fabrikant<sup>(4)</sup> y P. Rabinowitz y colaboradores.<sup>(23)</sup> Llamará la atención que los estados  $2^1S$  y  $2^3S$  no puedan despoblarse generando transiciones radiativas hacia el nivel fundamental  $1^1S$ . En efecto, tales transiciones son imposibles por lo que los niveles  $2^1S$  y  $2^3S$  se denominan metastables. La única vía de escape que les queda a los electrones atrapados en ambos niveles es la transición no radiativa, es decir, aquella provocada por colisiones con otros átomos, como en el láser de He-Ne, donde juega un papel esencial, o contra las paredes del recipiente.

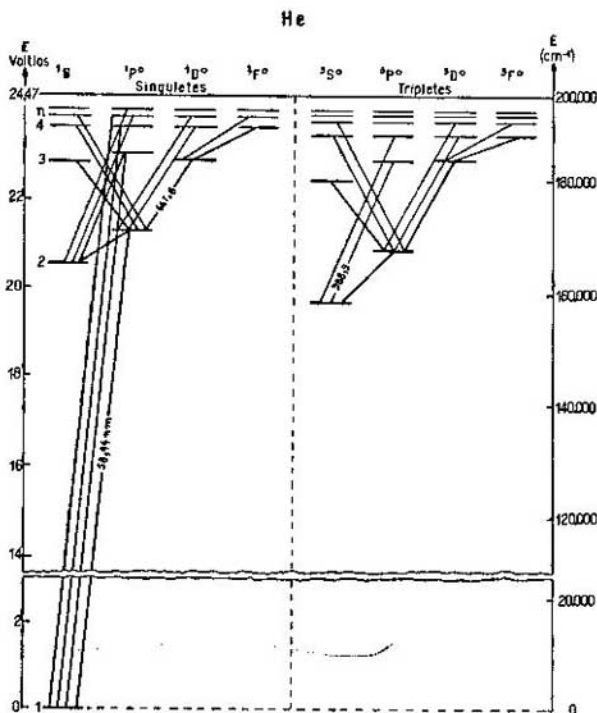


Fig. 30. Diagrama de Grotrian del He.



El momentum angular total de los estados  $n^2S$  del helio es  $J = 1$ , porque cuando  $L = 0$  y  $S = 1$ , la única posibilidad que resulta para su suma vectorial es que  $J$  sea igual a la unidad. A pesar de todo, estos estados se llaman triplete.

El esquema de acoplamiento descrito es válido cuando la interacción espín-órbita es menor comparada con las interacciones espín-espín y órbita-órbita, lo que a su vez permite, como se dijo ya, sumar vectorialmente y por separado los  $s_1$  y los  $l_1$ , para obtener  $S$  y  $L$ . Si la interacción espín-órbita prevalece sobre las otras dos, lo que ocurre muy pocas veces, entonces el proceso se inicia con la obtención del momentum angular total  $J_1$  de cada electrón que entra en juego. Luego se obtendrá el momentum angular total  $J$  de todos los electrones al sumar vectorialmente los  $J_1$ . Este acoplamiento se llama  $j-j$  y se reconoce porque el efecto Zeeman observado en las líneas espectrales generadas por transiciones entre estados  $j-j$  es completamente diferente del observado en transiciones entre estados  $L-S$ . Lo referido previamente sobre la orientación del momentum angular orbital  $l$  del electrón en un campo externo, se repite íntegramente para el momentum angular total  $J$ . La figura 31a) ilustra la interacción con un campo magnético externo de intensidad  $\mathcal{H}$ . El vector  $J$  comienza un movimiento de precesión alrededor de la dirección del campo magnético, y define su componente  $M$ . El estudio del efecto Zeeman muestra que la frecuencia de precesión o frecuencia de Larmor, es:

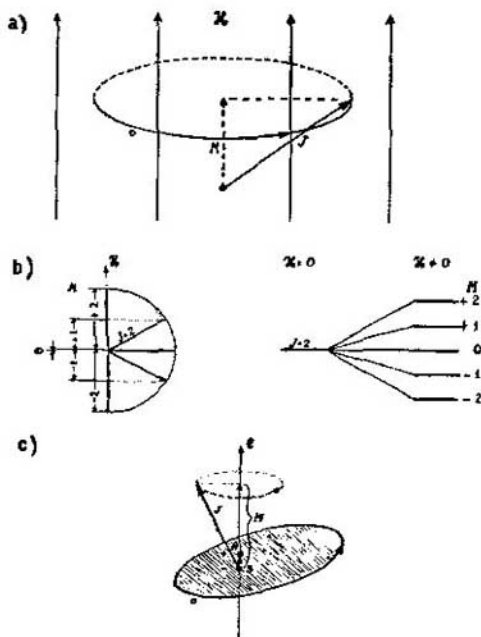


Fig. 31. a) Interacción de  $J$  con el campo magnético. Aparición de  $M$ . b) Desdoblamiento Zeeman. c) Efecto Stark.

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e\mathcal{H}}{2mc}$$

La figura 31b) muestra el desdoblamiento por efecto de un campo magnético sobre un nivel de energía caracterizado por  $J = 2$ . El número final de componentes es  $2J + 1$  y los valores posibles de  $M = 0, \pm 1$  y  $\pm 2$ . Si la energía del nivel en ausencia de campo magnético es  $E_0$ , la energía de las componentes en presencia del campo  $\mathcal{H}$ , es:

$$E = E_0 + h f M,$$

en el caso del efecto Zeeman normal.

Quando el átomo de momentum angular total  $J$  se somete a un campo eléctrico de intensidad  $\mathcal{E}$  aparece el efecto de orientación cuantificada de  $J$  con respecto a la dirección del campo exterior. Este fenómeno se llama efecto Stark. También puede definirse  $M$ , la componente de  $J$  según el campo, y la separación energética entre las componentes depende de  $\mathcal{E}$ . La acción del campo eléctrico produce una polarización del átomo, como muestra esquemáticamente la figura 31c). La carga positiva del núcleo  $N$  se separa del centro de gravedad  $S$  de las cargas negativas. El resultado es la aparición de un momento dipolar eléctrico proporcional a  $\mathcal{E}$  y cuya magnitud depende de la orientación de la órbita o de  $J$  con respecto a la dirección del campo. El átomo tiende a repliegarse hacia los estados de menor energía, pero las fuerzas giroscópicas producen la precesión de  $J$  alrededor de la dirección del campo y la consiguiente aparición de la componente  $M$ . Obviamente, el momentum dipolar no distingue el signo de  $M$  y, por lo tanto, el desplazamiento energético será igual para  $+M$  y para  $-M$ . Ésta es la diferencia cualitativa fundamental entre el efecto Zeeman y el efecto Stark.

66

Las transiciones que hasta ahora se han mencionado son todas dipolares eléctricas. Para ellas se cumplen las siguientes reglas generales de transición:

1. Sólo pueden ocurrir transiciones entre niveles de diferente paridad.

2. La diferencia de  $J$  entre los niveles que intervienen en la transición debe ser tal que se cumpla  $\Delta J = 0, \pm 1$ , excluyendo la posibilidad de transición desde  $J = 0$  a  $J = 0$ .

Si el acoplamiento Russell-Saunders prevalece, deben agregarse las siguientes reglas de transición:

3.  $\Delta L = 0, \pm 1$ .

4.  $\Delta S = 0$ .

Si se producen transiciones entre niveles de energía afectados por campos magnéticos, la regla de selección para  $M$  estipula que:  $\Delta M = 0, \pm 1$  con la prohibición de transición entre  $M = 0$  y  $M = 0$  para  $\Delta J = 0$ .

Quando una transición es prohibida dentro del esquema enunciado, hay otros procesos que la permiten, pero su efectividad es varios órdenes de magnitud menor que las dipolares eléctricas; se trata de los

procesos radiativos por transiciones dipolares magnéticas o cuadrupolares eléctricas.

Las reglas de selección tienen toda su validez en los elementos livianos, pero a medida que se avanza en la Tabla Periódica, pierden su eficacia.

Al observar los espectros de emisión o de absorción de asociaciones de especies atómicas idénticas o diferentes, se agregan otras complejidades a las ya relatadas. Estas asociaciones se denominan moléculas y algunas son estables en tanto que otras tienen una existencia muy fugaz. En ciertos casos, cuando la energía de excitación de la molécula es menor que la energía de unión de sus átomos, puede observarse el espectro de emisión. En otros, y por la razón opuesta, sólo puede observarse el espectro de absorción. Moléculas estables son, por ejemplo, las de nitrógeno ( $N_2$ ) y las de oxígeno ( $O_2$ ), mientras que las especies moleculares, neutras o ionizadas, como  $AlO$ ,  $CH$ ,  $OH$  y  $N_2^+$  son inestables por cuanto, si bien se observan en el transcurso de reacciones químicas o en descargas eléctricas es imposible obtener el compuesto químico respectivo en forma de gas, en condiciones ordinarias.

La energía de asociación de los átomos de una molécula depende de la distancia a que se encuentren. La curva que representa la energía potencial de la molécula en función de las coordenadas de los átomos o de la distancia que los separa es del tipo que muestra la figura 22, y suele llamarse pozo de potencial. La curva más baja representa el estado fundamental de la molécula. En él, a la temperatura ambiente en la mayoría de los casos, las moléculas adoptan la configuración electrónica de menor energía. Por convención, el nivel fundamental de las moléculas se representa por  $X$ .

En la figura 22 se representan dos estados electrónicos excitados,  $B$  y  $C$ , además del estado fundamental  $X$ . No resulta simple interpretar el espectro de una molécula, bien sea de emisión o de absorción, a partir de las ideas básicas de la estructura del átomo. A partir de esta estructura se explicó plenamente la observación del espectro de líneas. Al tratar de moléculas, el espectro observado es totalmente diferente. Si el espectroscopio empleado es de escasa dispersión, no se observarán líneas bien definidas como las correspondientes a los átomos, sino que sus bordes aparecerán difusos. Al parecer, el espectro de las moléculas más simples puede reducirse a expresiones matemáticas sencillas, como ocurre con las series espectrales de los átomos. Sin embargo, una primera y gran diferencia surge en este sentido, y se trata de la más lenta reducción de la distancia entre componentes de una secuencia o sistema de líneas espectrales moleculares, comparada con la de una serie atómica. La Tabla II representa tal diferencia al comparar la serie de Balmer del hidrógeno atómico con la secuencia de Swan de la molécula de carbono.

Tabla II

Serie de Balmer del H	Secuencia de Swan del C <sub>2</sub>	
{ 656, 2849 nm	667, 73 nm	$\nu' = 2, \nu'' = 5$
{ 656, 2725	659, 92	3 6
486, 1332	653, 37	4 7
434, 0468	648, 05	5 8
410, 1737	644, 23	6 9
397, 0074	619, 12	0 2
388, 9051	612, 21	1 3
383, 5386	605, 97	2 4
379, 7900	600, 49	3 5
377, 0632	595, 87	4 6
375, 0154	592, 34	5 7
373, 4370	563, 55	0 1
372, 1940	558, 55	1 2
371, 1974	554, 07	2 3
370, 3855	550, 19	3 4
369, 7154	547, 03	4 5
369, 1557	516, 52	0 0
368, 6833	512, 93	1 1
368, 2810	509, 77	2 2
367, 9355	473, 71	1 0
367, 6365	471, 52	2 1
367, 3761	469, 76	3 2
367, 1478	468, 48	4 3
366, 9466	467, 86	5 4
366, 7684	466, 87	6 5
366, 6097	438, 25	2 0
366, 4679	437, 14	3 1
366, 3406	436, 52	4 2

Si la dispersión del espectroscopio llega a ser notable, entonces las hasta ahora líneas de bordes difusos emitidas por las moléculas se convierten en una sucesión de líneas de intensidad decreciente hacia las longitudes de onda mayores o menores, de tal modo que el conjunto se denomina banda espectral. Ésta es la segunda gran diferencia con respecto a un espectro atómico. La Tabla III enumera las longitudes de onda observadas en la emisión estimulada<sup>(4a)</sup> en una sola banda del segundo sistema positivo de la molécula de nitrógeno. En una banda de menos de 0,2 nm se han detectado y medido cuarenta y dos líneas.

Este complicado espectro de bandas resulta de las transiciones de los electrones orbitales entre los estados electrónicos, como las  $C-X$  y  $B-X$  de la figura 22, si bien atendiendo a la estructura de los mismos. Los átomos que componen la molécula pueden vibrar a ambos lados de la posición de equilibrio y pueden girar en torno a un eje de simetría. Estas vibraciones y rotaciones consumen energía cuantificada y en una cantidad prácticamente despreciable si se compara con la de los saltos entre niveles electrónicos. Una comprobación de lo dichoso

obtiene al observar que la diferencia de energía entre los mínimos de los pozos de potencial de los estados electrónicos  $B$  y  $X$ , en la figura 22, es aproximadamente de  $92.000 \text{ cm}^{-1}$ , mientras que la diferencia entre dos niveles vibracionales consecutivos,  $v'' = 0$  y  $v'' = 1$  del estado fundamental, por ejemplo, no alcanza a  $4.500 \text{ cm}^{-1}$ . La diferencia entre dos niveles rotacionales consecutivos es entre 10 y 100 veces menor que la diferencia entre niveles vibracionales.

Tabla III. Líneas Láser del Segundo Sistema Positivo-Banda 0-0

$\lambda$ aire (nm)	Clasificación	$\lambda$ aire (nm)	Clasificación
337, 1429	$P_3^1-8$	337, 0758	$P_2^1-5$
337, 1421	$P_3^1-9$	337, 0749	$P_1^1-12$
337, 1392	$P_3^1-7$	337, 0726	$P_1^1-8$
337, 1366	$P_3^1-10$	337, 0714	$P_1^1-8$
337, 1307	$P_3^1-6$	337, 0677	$P_1^1-13$
337, 1266	$P_3^1-11$	337, 0619	$P_1^1-7$
337, 1172	$P_3^1-5$	337, 0608	$P_1^1-7$
337, 1143	$P_2^1-9$	337, 0562	$P_2^1-4$
337, 1135	$P_2^1-10$	337, 0555	$P_2^1-14$
337, 1121	$P_3^1-12$	337, 0474	$P_1^1-6$
337, 1113	$P_2^1-8$	337, 0466	$P_1^1-6$
337, 1082	$P_2^1-11$	337, 0312	$P_2^1-3$
337, 1075	$P_2^1-11$	337, 0295	$P_2^1-5$
337, 1037	$P_2^1-7$	337, 0288	$P_1^1-5$
337, 0986	$P_3^1-4$	337, 0081	$P_1^1-4$
	$P_2^1-12$	337, 0075	$P_1^1-4$
337, 0919	$P_2^1-6$	337, 0027	$P_2^1-2$
337, 0826	$P_1^1-10$	336, 9835	$P_1^1-3$
337, 0816	$P_1^1-11$	336, 9823	$P_3^1-3$
337, 0812	$P_1^1-10$	336, 9552	$P_1^1-2$
337, 0797	$P_1^1-9$	336, 9541	$Q_2^1-2$
337, 0782	$P_1^1-9$		

La caracterización de los estados electrónicos excitados se ha venido haciendo con letras del alfabeto latino siguiendo el orden de su descubrimiento. Si se descubre otro estado posterior al último caracterizado, se recurre al artificio de emplear la misma letra del estado energético inmediato y se le agrega una tilde. La figura 41 ilustra el caso de los estados  $\alpha$  y  $\alpha'$  del  $N_2$ . Si la molécula presenta dos grupos de estados electrónicos de diferente multiplicidad, singuletes y tripletes, por ejemplo, se emplean para uno letras minúsculas y para otro mayúsculas. La misma figura 41 ejemplifica lo dicho. De todos modos, esta caracterización es arbitraria y en muchos casos habrá que rectificarla para evitar confusiones.

Desde el punto de vista cuántico cada estado electrónico se identifica por sus números cuánticos. El acoplamiento de los momentos angulares orbitales  $l_i$  de los electrones de los átomos asociados permite definir el momentum angular orbital total  $L$ . Para distinguir los estados

moleculares de los atómicos, se emplean las letras griegas respectivas; así  $L$  se reemplaza por  $\Lambda$ . Los valores de  $\Lambda$  son 0, 1, 2, 3, 4, ... y a los estados electrónicos se los indica por las letras griegas  $\Sigma$ ,  $\pi$ ,  $\Delta$ ,  $\Phi$ ,  $\Gamma$ ..., siguiendo la misma sucesión que para los átomos.

Dependiendo del valor del espín total, los estados poseerán la multiplicidad definida por  $2S+1$ , como en los estados atómicos. Los niveles vibracionales se indican por el número cuántico vibracional  $v$ , mientras que los rotacionales se indican por el número cuántico rotacional  $J$ . En cuanto a la paridad de los estados surge necesariamente una distinción con respecto a lo que ocurre en los átomos; los grados de simetría que se presentan en las moléculas dependen del número de átomos asociados y de la estructura que integran. Aun en las más simples de las moléculas, las diatómicas, deben distinguirse los dos casos siguientes: cuando se asocian átomos iguales, como  $N_2$ , o diferentes, como  $CO$ , ya que el centro de gravedad de la molécula estará simétricamente situado con respecto a los átomos individuales o no, respectivamente. Los momentos angulares orbitales totales de los dos átomos,  $L_1$  y  $L_2$ , se orientarán al acercarse los núcleos por influencia de los mutuos campos eléctricos. De tal modo resultan desdoblados en sus componentes según el eje internuclear y sus acoplamientos definen a  $\Lambda$ . La figura 32 ilustra los estados resultantes del acoplamiento de  $L_1 = 1$  y  $L_2 = 1$ . Cuando se considera una molécula diatómica homonuclear,  $N_2$  por ejemplo, puede observarse que las componentes de  $L_1$  y  $L_2$  según el eje internuclear valen +1, 0 y -1, respectivamente. Combinando dichos valores resultan nueve estados diferentes, que son,  $\Lambda = +2, +1, 0, +1, 0, -1, 0, -1$  y  $-2$ , o sea un  $\Delta$  ( $\pm 2$ ), dos  $\pi$  ( $\pm 1$  y  $\pm 1$ ) y tres  $\Sigma$  (0, 0 y 0). La distinción entre los tres estados  $\Sigma$  se hace mediante la noción de simetría con respecto del centro de gravedad, y refiriendo cada uno de ellos mediante símbolos especiales. Así surgen los estados  $\Sigma$ ,  $\Sigma^+$  y  $\Sigma^-$ . Esta noción de simetría par (+) e impar (-) también se aplica a las moléculas heteronucleares,  $CO$  por ejemplo. Sin embargo, en el caso de las moléculas homonucleares se distingue otra forma de simetría que es la representada por la posibilidad de intercambiar los núcleos. Esta simetría resulta de la reflexión en un plano perpendicular al eje internuclear y que pasa por el centro de gravedad. Si al producirse dicho intercambio la configuración electrónica de un estado no se altera, se dice que es un estado par. Si se produce alteración se lo llama impar. Para distinguirla de la anterior se utilizan las palabras alemanas "gerade" y "ungerade", y los subíndices  $g$  y  $u$  en los símbolos de los estados. Así se escribirán  $\Sigma_g^+$ ,  $\pi_u$  o  $\Phi_g$ , por ejemplo.

Las formas en que pueden ocurrir las transiciones entre los estados electrónicos, vibracionales y rotacionales, dependen de las reglas de selección. Como en los átomos, las reglas que gobiernan el cambio de paridad son estrictas. Sólo pueden combinarse estados de diferente paridad para dar lugar a transiciones electrónicas de emisión o de absorción.

En algunos casos, estas reglas de selección referidas al cambio de la paridad de los estados electrónicos no se cumplen. En la figura 41 se muestra la transición  $a^1\pi_g \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ , por ejemplo, observada en emisión estimulada recientemente<sup>(46)</sup> y que no se ajusta a la regla de la

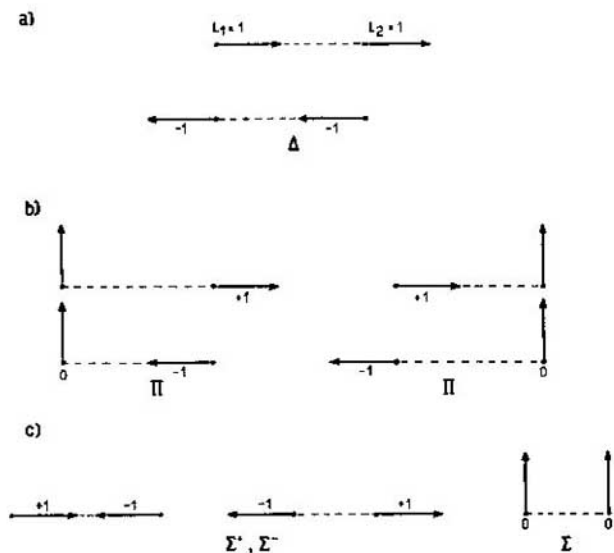


Fig. 32. Acoplamiento de  $L$  en una molécula diatómica y formación de  $\Lambda$ . a)  $\Lambda = \pm 2$ , b)  $\Lambda = \pm 1$  y c)  $\Lambda = 0$ .

paridad. Sin embargo, como se dijo ya, la emisión de radiación en estas transiciones es provocada por otros procesos que no incluyen a las transiciones dipolares eléctricas.

71

La figura 33 muestra un esquema de los niveles vibracionales y rotacionales de dos estados electrónicos  $A$  y  $B$  de una molécula. Los niveles vibracionales y rotacionales superiores se señalan con  $v'$  y  $J'$ , mientras que los inferiores se designan por  $v''$  y  $J''$ . Puede verse cómo la sucesión de niveles rotacionales correspondientes a un nivel vibracional se entremezcla, para valores de  $J$  elevados, con los de otros niveles vibracionales. Las restantes reglas de selección que gobiernan el cambio de los números cuánticos que caracterizan los niveles son las siguientes:

1. El número cuántico  $\Lambda$  puede variar de modo que  $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$ . Luego, son permitidas las transiciones  $\Sigma-\Sigma$ ,  $\Sigma-\pi$  o  $\Delta-\pi$ , por ejemplo, y están prohibidas las transiciones  $\Sigma-\Delta$  o  $\Sigma-\phi$ .

2. El número vibracional  $v$  puede adoptar cualquier valor. Esto es, un sistema de bandas está integrado por todas las transiciones vibracionales posibles provocadas al sustituir los valores de  $v'$  y  $v''$ .

3. El número cuántico rotacional  $J$  sólo puede variar de modo que  $\Delta J = 0, \pm 1$ , con la prohibición de la transición  $J = 0 \rightarrow J = 0$ .

4. El espín total  $S$  no puede variar al producirse la transición. Es decir que  $\Delta S = 0$ . En la figura 41 se muestran ejemplos de combinaciones entre estados singuletes y tripletes, pero no intercombinaciones entre ellos. Esta regla, al igual que en el caso de los átomos, no es rigurosa.

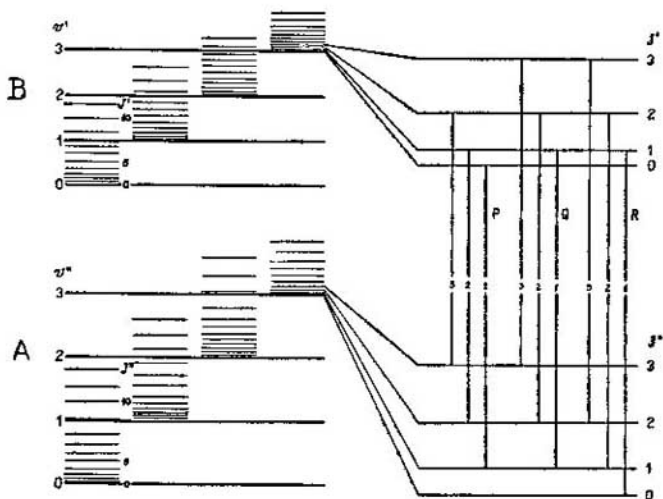


Fig. 33. Componentes vibracionales y rotacionales de los estados electrónicos. Formación de las ramas  $P$ ,  $Q$  y  $R$ .

Cada una de las bandas  $v' - v''$  está integrada por tres ramas asociadas a la diferente manera de variar el número cuántico  $J$ . Cuando  $\Delta J = +1$ , la rama se llama  $P$ , para  $\Delta J = 0$ , se denomina  $Q$ , y para  $\Delta J = -1$ , se la designa  $R$ . Dentro de cada rama, las líneas espectrales se individualizan señalando el número cuántico  $J''$  entre paréntesis o seguido de un guión. Por ejemplo, se escribirá  $P-11$  o  $P(11)$  para indicar la línea de la rama  $P$  que termina en el nivel vibracional  $J'' = 11$ .

La descripción hecha hasta aquí ha tratado fundamentalmente las moléculas más simples, las diatómicas, aunque los conceptos son fácilmente extrapolables a otras más complejas. Un tipo de molécula de interés sustancial en el ámbito de los láseres gaseosos es la triatómica debido a la existencia del láser de dióxido de carbono,  $\text{CO}_2$ .

La molécula  $\text{CO}_2$  es del tipo lineal, es decir que los tres átomos están alineados en condiciones de equilibrio y ocupa el centro el átomo de carbono.

Cuando se excita esta molécula puede vibrar de manera más compleja que una molécula diatómica. El primer modo de vibración se visualiza considerando fijo el átomo de carbono y los dos átomos de oxígeno vibrando en la dirección del eje de la molécula y en sentido contrario, respectivamente. De esta manera el centro de masa del sistema conserva su posición inalterada y el plano perpendicular al eje molecular que pasa por dicho centro es un plano de simetría. Otro modo de vibrar la molécula  $\text{CO}_2$ , es aquel en que los átomos oscilan perpendicularmente al eje de la molécula, de manera que cuando el átomo de carbono baja los dos átomos de oxígeno suben. Este modo de vibrar hace perder a la molécula su condición de lineal. Además, este modo de vibración es doblemente degenerado, ya que no se puede distinguir



el proceso vibratorio descrito del que ocurre cuando el átomo de carbono oscila avanzando mientras los de oxígeno oscilan retrocediendo.

De todas maneras, el centro de masa y el plano de simetría de la molécula no pierden su condición de privilegio. El cuarto modo de vibración implica la oscilación de los tres átomos respecto del eje molecular sin que varíe el centro de masa, aunque perdiendo privilegio el plano de simetría. Para esto, el átomo de carbono se desplaza de su posición de equilibrio, mientras que los dos átomos de oxígeno lo hacen al unísono en sentido contrario. Los cuatro números cuánticos que caracterizan las respectivas vibraciones se indican con  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $l$  y  $\nu_3$ ; al número cuántico  $l$  que indica a la manera de un exponente el grado de degeneración. Así se escribe, por ejemplo, el estado vibracional del que arrancan las transiciones láser en el dióxido de carbono ( $00^01$ ).

Si bien las moléculas más complejas, incluso otras triatómicas, como la  $H_2O$  que no es lineal, no pueden describirse con los elementos brindados aquí, al menos quedará la idea básica de que toda transición producida en una molécula ocurre de forma tal que se asocian a ella variaciones de las energías electrónica, de vibración y de rotación. En este sentido, y de un modo general, se puede expresar el número de onda de una transición molecular como:

$$\nu = \frac{E' - E''}{hc} + \frac{V' - V''}{hc} + \frac{R' - R''}{hc} \quad [52]$$

donde  $E$ ,  $V$  y  $R$  representan la energía de los estados electrónicos, de vibración y de rotación, respectivamente.

En el láser de nitrógeno molecular tienen lugar transiciones que afectan a los tres términos, mientras que en el de dióxido de carbono las transiciones de vibración-rotación tienen lugar dentro del estado electrónico fundamental de la molécula, por lo que  $E' - E'' = 0$ . Sólo en este caso puede el número cuántico vibracional variar de modo que  $\Delta\nu = 0, \pm 1$ . Las variaciones en  $+1$  ó  $-1$  producen los espectros de absorción o de emisión, respectivamente, constituidos por líneas de vibración-rotación, mientras que para  $\Delta\nu = 0$  se obtiene el espectro puramente de rotación.

Cuando las transiciones ocurren entre estados electrónicos, el cambio del número cuántico vibracional  $\nu$  no sufre ninguna restricción. Sin embargo, no todas las transiciones vibracionales son igualmente probables. Las de mayor probabilidad son aquellas en que se cumple lo establecido por el principio de Franck-Condon: Las bandas espectrales son más probables cuando el cambio en la distancia interatómica es menor. La figura 22 ilustra este aspecto relativo a la excitación de la molécula de hidrógeno.



## TIPOS DE LÁSERES

## I. INTRODUCCIÓN

En las secciones que integran este capítulo se describen algunos tipos de láseres. En ciertos casos la descripción es minuciosa, atendiendo a las aplicaciones que se han sucedido desde la creación del original, como ha ocurrido con los láseres de varias etapas amplificadoras de rubí o neodimio.

Los láseres de gases y de vapores están representados por el popular de He-Ne, como ejemplo de los gases nobles; el láser de  $N_2$ , por los de moléculas diatómicas; el láser de  $CO_2$ , por los de moléculas triatómicas, y el de Hg, por dos razones: por ser el primer láser iónico y por ser un láser de vapores.

Los láseres de semiconductores se describen basándose en el de GaAs.

Los láseres de sustancias líquidas están representados por los de colorantes.

Finalmente, los láseres excitados por reacciones químicas, llamados láseres químicos, se comentan de acuerdo con el que ha recibido más atención: el de HF.

## II. LOS LÁSERES SÓLIDOS. RUBÍ Y NEODIMIO

## A. Generalidades

Como prototipo de los láseres sólidos se describirán en esta sección los de rubí y neodimio. Hay entre ambos una diferencia esencial aunque se reconocerán un sinnúmero de semejanzas. El primero es un láser que integra el grupo de los de tres niveles, mientras que el segundo se incluye entre los láseres de cuatro niveles.

## B. El Láser de Rubí

El elemento activo del láser de rubí está constituido por una barra cilíndrica de rubí rosado, cuyas dimensiones varían desde 0,5 a 2,5 cm de diámetro y desde 2 a 20 cm de longitud.

La composición del rubí rosado es  $Al_2O_3$  (alúmina en polvo), con 0,05% en peso de  $Cr_2O_3$  (óxido de cromo). Si carece de  $Cr_2O_3$ , el cristal se conoce con el nombre de zafiro. Las propiedades físicas de ambos cristales son semejantes, aunque las espectroscópicas difieren notablemente. El rubí rosado contiene  $1,58 \times 10^{19}$  iones de cromo por  $cm^3$ .

En algunos experimentos se ha empleado el rubí rojo. Éste difiere del anterior en que la proporción de  $Cr_2O_3$  es diez veces mayor. Es decir, 0,5% en peso de  $Cr_2O_3$  constituye impurezas del  $Al_2O_3$ . Sus ca-

racterísticas espectroscópicas difieren de las del rubí rosa, y esto se advierte en las emisiones fluorescentes y láser.

La estructura cristalina del rubí tiene simetría octaédrica y como consecuencia el cristal es uniaxial.

Las barritas cilíndricas de rubí se obtienen a partir de cristales crecidos artificialmente. Los primeros cristales de rubí para uso en láseres se obtuvieron por el método de Verneuil de fusión de  $Al_2O_3$ , a la que se agrega la proporción elegida de  $Cr_2O_3$ . La fusión de pequeñas cantidades del polvo mediante una llama oxhídrica se produce a  $2050^\circ C$  y la gota formada se deposita sobre un cristal microscópico que hace las veces de "semilla". Sucesivos depósitos de gotas permiten obtener cristales de gran tamaño. Sin embargo, la calidad final de las barritas obtenidas por este método no era buena, por lo que fue reemplazado por el método Czochralski. Este método parte del material del rubí fundido. Al sumergir en la superficie libre de la masa fundida un cristal microscópico de rubí, a modo de "semilla", el material se precipita en torno a él y al alejarlo lenta y regularmente, se obtienen cristales de creciente tamaño. Una vez obtenidos estos cristales se los corta y pule hasta que alcanzan la forma y dimensiones requeridas.

Las caras opuestas o bases del cilindro se pulen finamente, mientras que la superficie restante se esmerila.

La calidad del pulimento de las caras y la precisión de su paralelismo, así como la calidad óptica del cristal, se ajustan mediante técnicas interferométricas. Por lo general se escoge para el pulimentado del cristal aquella dirección en que el eje del cilindro forma un ángulo de  $60$  ó  $90^\circ$  con el eje óptico del cristal.

La calidad del pulimento de las bases del rubí y de la superficie restante cumple con funciones específicas. En las caras se deposita directamente el material reflector a fin de constituir los espejos que forman la cavidad resonante. La superficie cilíndrica de la barra del rubí se esmerila para acrecentar la absorción superficial de la radiación que excitará al cristal.

En el rubí, el medio activo lo constituyen los átomos de cromo triplemente ionizados,  $Cr^{3+}$ . La red cristalina de zafiro sirve de sostén del medio activo, y la interacción entre ambos, es decir entre la red y los iones, es esencial para alcanzar las condiciones de inversión crítica.

La estructura electrónica del triple ion de cromo la definen los tres electrones  $d$  de su capa externa. El acoplamiento de estos electrones genera un nivel fundamental  ${}^4F$ , lo que indica que  $L = 3$  y  $S = \frac{3}{2}$ . La multiplicidad total del estado  ${}^4F$  es  $(2S + 1) \cdot (2L + 1) = 28$ .

Inmediatamente encima del nivel fundamental se halla el estado  ${}^2G$ , caracterizado por  $L = 4$  y  $S = \frac{1}{2}$ , con lo que la multiplicidad total es de 18.

Cuando la estructura precipitada es afectada por el campo cristalino de simetría octaédrica que rodea a cada uno de los iones de cromo, los estados se desdoblan en subniveles. Este efecto, depende de la simetría del cristal y de la intensidad del campo cristalino.

La aplicación de la teoría de grupos a la interacción de los iones de cromo y la red cristalina permite demostrar que el nivel fundamental  ${}^4F$  se separa en tres componentes simbolizadas por  ${}^4A_2$ ,  ${}^4F_2$  y  ${}^4F_1$ , en orden creciente de su energía, y sus respectivas multiplicidades son 4, 12 y 12. Los símbolos  $A_2$ ,  $F_2$  y  $F_1$  provienen de la designación que, según la teoría de grupos, se da a la simetría octaédrica. El 4 que se pone como superíndice en los tres casos indica que los niveles provienen de un estado cuartete, como es el  ${}^4F$ . El siguiente estado  ${}^2G$  se separa en cuatro niveles designados por  ${}^2E$ ,  ${}^2F_2$ ,  ${}^2F_1$  y  ${}^2A_1$  de multiplicidades 4, 6, 6 y 2, respectivamente. La figura 34 muestra el esquema de niveles que interesa a los efectos de la explicación del proceso de excitación del láser de rubí. La figura 34 representa también el desdoblamiento

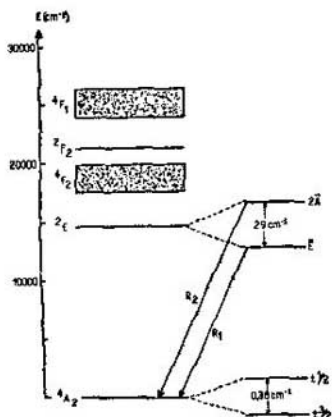


Fig. 34. Esquema de niveles del láser de rubí.

77

de los niveles  ${}^2E$  y  ${}^4A_2$  producido porque, en realidad, la simetría del cristal no es perfectamente octaédrica, sino que tiende a la simetría romboédrica. La separación de los niveles  $2\bar{A}$  y  $\bar{E}$  es de  $29 \text{ cm}^{-1}$ , mientras que las dos componentes del nivel fundamental del  $\text{Cr}^{3+}$  inmersas en la estructura del rubí distan sólo  $0,38 \text{ cm}^{-1}$ . En la descripción que sigue el nivel fundamental se considerará único.

Los niveles  ${}^4F_2$  y  ${}^4F_1$  muestran una clara estructura de banda, mientras que los restantes niveles están perfectamente definidos. Estas características se deben a que los últimos no son afectados por las pequeñas fluctuaciones del campo cristalino debidas a las vibraciones térmicas de la red que hacen variar todas las distancias interatómicas, en tanto que los niveles  ${}^4F_2$  y  ${}^4F_1$  son en extremo sensibles a ellas, según descubrieron S. Sugano e Y. Tanabe.<sup>(83)</sup>

Son precisamente estas dos anchas bandas las que absorben radiación entre 360 y 450 nm y entre 510 y 600 nm y provocan la excitación de los electrones del nivel fundamental de los iones de cromo desplazándolos a los niveles  ${}^4F_1$  y  ${}^4F_2$ .

La observación de la fluorescencia emitida por el rubí excitado prueba que ésta es consecuencia de las transiciones  $R_1$  y  $R_2$  entre las

componentes del nivel  ${}^2E$  y el nivel fundamental  ${}^4A_2$ . La población electrónica establecida en las bandas de absorción  ${}^4F_1$  y  ${}^4F_2$  se traslada al nivel  ${}^2E$  mediante transiciones no radiativas extremadamente rápidas. La probabilidad de transición entre ambas componentes del nivel  ${}^2E$  y el nivel fundamental hace que su relación sea 7 a 5 a favor de  $R_1$  con respecto de  $R_2$ . De este modo, el nivel  ${}^2E$  se despuebla más rápidamente que el  ${}^2A$  y la población electrónica de éste pasa a aquél, manteniéndolo en situación privilegiada.

Cuando las condiciones de excitación permiten alcanzar la densidad de inversión necesaria para obtener emisión estimulada entre los niveles  ${}^2E$  y el nivel fundamental, la fluorescencia emitida, que es emisión espontánea, pierde intensidad y un haz de luz estrecho y de gran intensidad emerge en la dirección del eje del rubí. Es el haz del láser descubierto por T. H. Maiman.<sup>(4)</sup> En general la emisión estimulada se produce en la transición  $R_1$ , cuya longitud de onda a la temperatura de 20°C es de 694,3 nm. En ciertas condiciones experimentales puede también amplificarse la transición  $R_2$ . Su longitud de onda a la temperatura de 20°C es de 692,6 nm.

Las condiciones de excitación del cristal a temperatura ambiente requieren que el bombeo óptico se haga por pulsos intensísimos y relativamente cortos. La acción de estos pulsos luminosos espectralmente abundantes en luz violeta, azul y verde, que son los colores de las bandas de absorción del rubí, producen la superpoblación del nivel  ${}^2E$  con respecto del nivel fundamental  ${}^4A_2$ . En este sentido el láser de rubí actúa dentro del esquema de tres niveles de la figura 21.

Los niveles  ${}^2E$  y  ${}^4A_2$  tienen, como se dijo ya, multiplicidad o grado de degeneración 4. Cada una de las componentes del nivel  ${}^2E$ ,  ${}^2A$  y  ${}^2E$ , tiene una multiplicidad 2. Aplicando el criterio de Fabrikant que, tal como se enunció, establece que para lograr amplificación debe ser:

$$\frac{N_2}{N_1} > \frac{g_2}{g_1},$$

se verifica que, para el láser de rubí, debe alcanzarse la relación  $N_2 > \frac{1}{2} N_1$ . Luego, y gracias a la diferencia de degeneración entre los niveles inicial y terminal de las transiciones láser, sólo se requiere que algo más de la mitad de la población del nivel fundamental se bombeada al nivel superior.

Los pulsos luminosos de excitación se obtienen descargando un banco de condensadores a través de una lámpara de destello ("flash"). Las lámparas empleadas por lo general están cargadas con gas xenón a la presión de entre 300 y 600 torr. En los láseres de rubí pequeños, el banco de condensadores transfiere a la lámpara unos 1000 J de energía eléctrica a la tensión de hasta 3 kV. Es necesario obtener a través de la lámpara una densidad de corriente del orden de los 20.000 A/cm<sup>2</sup> para que la luminosidad emitida por el xenón se aproxime a la del cuerpo negro. Las lámparas convierten entre el 5 y el 10% de la energía eléctrica en energía lumínica en la región visible del espectro. La duración de los destellos es de 1 a 5 ms, dependiendo del circuito empleado en la descarga del banco de condensadores sobre la lámpara. Por lo general el destello debe iniciarse mediante otro circuito electrónico que produce pulsos cortísimos de hasta 15 kV. La figura

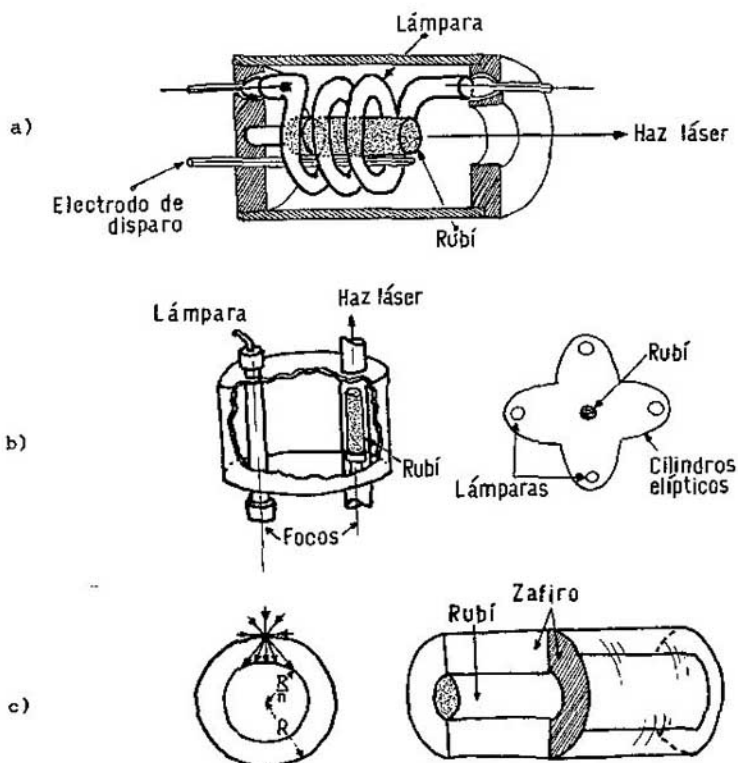


Fig. 35. a) Láser de rubí con lámpara helicoidal. b) Geometrías elípticas simple y compuesta. c) Mayor eficiencia con zafiro recubriendo el rubí.

35a) muestra esquemáticamente el montaje del cristal de rubí rodeado por una lámpara helicoidal, el electrodo de disparo y la cavidad cilíndrica de paredes interiores altamente reflectoras para elevar la eficiencia del acoplamiento entre la lámpara y el rubí. En este montaje el rubí está sujeto por un extremo. En él, el depósito reflector es de 100% de reflectividad, en tanto que la otra base del cristal cilíndrico se recubre con un depósito reflector de mucho menor reflectividad. A veces se usan reflectividades de sólo un 20%.

Otras formas más efectivas de acoplamiento entre la lámpara y el rubí se ilustran en la figura 35b). En el primer caso, la lámpara lineal se coloca en uno de los focos del espejo cilíndrico de sección elíptica, y el cristal se alinea con el otro foco. De este modo y por una simple relación geométrica, se consigue que todos los rayos emitidos por la lámpara incidan sobre el rubí. En el segundo caso, se muestra el corte de cuatro cilindros elípticos que poseen un foco común; cuatro lámparas lineales situadas en sus respectivos focos y desfiladas simultáneamente excitan el rubí instalado en el foco común.

La figura 35c) muestra el artificio para hacer que todos los rayos de luz procedentes de la lámpara en efecto lleguen al rubí. Ocurre que ni la lámpara ni el rubí tienen sección transversal nula y por lo tanto resulta una idealización el supuesto de que todos los rayos que la lámpara emite llegan al rubí por un camino directo o bien previa reflexión en el espejo elíptico. Por tanto, muchos rayos se pierden y al rubí no llegará la energía requerida para invertir las poblaciones de los iones de cromo. Para resolver este inconveniente se reviste la barra de rubí con una capa de zafiro. El índice de refracción, calor específico, punto de fusión y conductividad térmica son iguales a los correspondientes del rubí y del zafiro. De tal modo que, si como se muestra en la figura 35c), el radio del cilindro de rubí mide  $R/n_2$ , donde  $R$  es el radio exterior del conjunto rubí-zafiro y  $n_2 = 1,76$  el índice de refracción de ambas sustancias, los rayos que incidan rasantes sobre la superficie de zafiro llegarán al rubí. Como las demás constantes físicas son iguales, queda asegurada la estabilidad del conjunto, a pesar de los efectos térmicos a que está sometido. El empleo de este artificio permite obtener resultados idénticos a los que se obtienen con un cristal de rubí de las mismas dimensiones que el recubierto de zafiro y ahorrar algo más del 35% de la energía de excitación.

La emisión estimulada, como se dijo ya, origina un intensísimo y estrecho haz luminoso de longitud de onda 694,3 nm, empleando cristales de rubí rosado. La interacción entre la red cristalina del rubí rojo y los iones  $\text{Cr}^{3+}$  produce tal desplazamiento de los niveles de energía de estos últimos que, con el empleo de los mismos dispositivos experimentales hasta aquí descritos, la emisión se obtiene en las denominadas líneas satélites  $N_1$  y  $N_2$  de longitudes de onda 704,1 y 700,9 nm, respectivamente. Estas dos transiciones del rubí rojo se observan simultáneamente,<sup>(64)</sup> lo que supone así una diferencia con respecto de la observación de las líneas  $R_1$  y  $R_2$  del rubí rosa. Sin embargo, la emisión en las líneas  $N_1$  y  $N_2$  ocurre cuando la refrigeración del cristal de rubí rojo es intensa; se emplean técnicas de refrigeración basadas en nitrógeno líquido con el fin de despoblar de manera efectiva el nivel terminal, que se encuentra a unos  $35 \text{ cm}^{-1}$  del fundamental. En este sentido el láser de rubí rojo actúa según el esquema de cuatro niveles. Esta misma técnica de refrigeración empleada en el láser de rubí rosa permitió observar emisión estimulada en forma continua en lugar del régimen pulsado citado anteriormente.

El análisis detallado de la emisión pulsada del láser de rubí rosa en la línea  $R_1$  muestra que no se trata de un solo pulso, sino de una sucesión de ellos de intensidad y regularidad completamente al azar. Esto se debe a que las condiciones de inversión crítica se logran muchísimas veces a lo largo del destello de bombeo óptico. Cuando dichas condiciones se alcanzan, después del destello de la lámpara cuya duración es de 1 a 5 ms, se emite un primer pulso de luz láser de una duración de menos de 1  $\mu\text{s}$ . Esta primera emisión láser suele ocurrir cuando la intensidad del destello de excitación no alcanzó todavía su máximo. Es decir que, inmediatamente después de aquel primer pulso de luz láser, volverán a obtenerse las condiciones de inversión y se emitirá un segundo pulso de luz láser. Este proceso alternativo continuará hasta que la intensidad del



destello de excitación no alcance a producir las condiciones de inversión en el rubí y entonces la emisión estimulada cesa. La observación del régimen de emisión descrito requiere técnicas electrónicas de detección rápida. La potencia que entra al rubí en calidad de bombeo produce enormes perturbaciones en el medio óptico. Los gradientes térmicos desarrollados radialmente a lo largo del cristal producen variaciones del índice de refracción y deformaciones mecánicas de la barrita de rubí. Estas pérdidas de homogeneidad del medio necesariamente se reflejan en la emisión láser. En efecto, la técnica interferométrica de fotografía ultrarrápida reveló que la longitud de onda de cada uno de los pulsos que constituyen la emisión de un láser de rubí es distinta de la de los demás, por lo que la emisión es de tipo multimodal, en el sentido de que una gran cantidad de modos resonantes son excitados simultáneamente o entran en competencia unos con otros; aquellos que mejor se adaptan a las condiciones del medio son los privilegiados que emiten radiación. Otra consecuencia es la observación de anchos de línea variable entre 0,01 y 0,1 nm. Todos estos procesos y sus efectos tienen lugar en el lapso de 1  $\mu$ s.

La polarización de la radiación emitida por un láser de rubí depende del ángulo que forma el eje óptico del cristal con el eje de la barrita cilíndrica. Si ambos ejes son paralelos, la radiación es completamente despolarizada, mientras que será linealmente polarizada si el ángulo entre los referidos ejes es de 60 ó 90°.

La divergencia del haz láser emitido es mucho mayor que el previsto por la teoría de la difracción. Si se supone que la radiación que incide sobre una de las caras especulares del cristal lo hace como una onda de fase e intensidad constantes, la teoría permite calcular el ángulo  $\alpha$  en que se encontrará el primer cero de la figura de difracción mediante la expresión

$$\alpha = 1,22 \lambda/d,$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación y  $d$  el diámetro de la abertura. Para un rubí de 1 cm de diámetro y  $\lambda = 694,3$  nm, resulta  $\alpha = 0,085$  mrad. La divergencia medida en rubíes de gran calidad nunca ha sido menor de 1 mrad. Este resultado debe ser cotejado con el ángulo formado por la radiación espontánea o fluorescencia emitida por el mismo rubí cuando la excitación de bombeo no alcanza la intensidad suficiente para provocar la inversión crítica. Las mediciones muestran que la divergencia nunca ha sido menor que 0,5 rad.

Es evidente que la divergencia está íntimamente relacionada con la coherencia de la radiación. Una manera simple de probar que ésta es coherente consiste en la repetición del experimento de difracción por dos ranuras, llamado de Young. Para ello se grabaron en el mismo depósito especular de una de las caras del rubí las dos ranuras de difracción. El ancho de las ranuras empleadas por D. F. Nelson y R. J. Collins<sup>(68)</sup> fue de 7,5  $\mu$ m y su separación de 54  $\mu$ m. El estudio de la figura de difracción observada cuando el láser emite radiación estimulada, permite verificar que ésta es coherente por cuanto se aproxima muy bien a la figura prevista por la teoría de la difracción.

Por último, en ese estrecho haz de luz se canaliza una gran potencia. Con rubíes de buena calidad de 1 cm de diámetro y 4 cm de largo es posible obtener pulsos de radiación coherente de hasta 30 kW. La energía promedio llega a alcanzar el valor de 1,5 J. Estos rubíes suelen requerir una energía eléctrica de unos kJ, para destellar convenientemente la lámpara excitadora, por lo cual su eficiencia para convertirla en energía luminosa coherente no alcanza al 1%.

### C. El Láser de Neodimio

El láser de neodimio, como ya se enunció, puede interpretarse según el esquema de cuatro niveles. El neodimio es uno de los elementos de la serie de las llamadas tierras raras. Estos elementos se caracterizan por la gran complejidad de su estructura electrónica. Esta complejidad se debe a que la compensación de la carga nuclear que se incrementa al pasar de un elemento al siguiente, por ejemplo del  $^{60}\text{Nd}$  al  $^{81}\text{Pm}$ , se hace incorporando un electrón en el subnivel  $4f$ , ya que los exteriores están completos. Los elementos de la serie de las tierras raras tienen la estructura electrónica básica del xenón, último elemento del quinto período de la Tabla de Mendeleiev. La estructura del xenón se muestra en la Tabla IV, y la forma simbólica simplificada usada en espectroscopia es:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$ , donde los exponentes indican el número de electrones. A esta estructura, las tierras raras incorporan electrones  $4f$ ,  $5d$  y  $6s$ . En particular, la estructura del neodimio incorpora cuatro electrones  $4f$  y dos electrones  $6s$ , de modo que en notación simbólica espectroscópica resulta:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^4 5s^2 5p^6 6s^2$ .

82

Tabla IV. Estructura Electrónica del Xenón-54

$n \backslash l$	1	2	3	4	5	Electrón
0	2	2	2	2	2	s
1		6	6	6	6	p
2			10	10		d
No. de Electrones	2	8	18	18	8	54

El neodimio, al igual que el cromo en el rubí, se implanta en redes cristalinas en forma de ion triple, perdiendo, como consecuencia de ello, los dos electrones  $6s$  y un electrón  $4f$ . Este ion posee pues tres electrones desacoplados en el subnivel  $4f$ , causantes de su comportamiento físico. En el estado fundamental, los tres electrones dan por resultado niveles con momentum orbital total  $L = 6$  y con espín total  $S = 3/2$ , es decir, de multiplicidad  $2S + 1 = 4$ ; el símbolo que lo indica es  $^4I$ . Cada uno de los niveles del cuartete tiene los siguientes valores de momentum angular total  $J = 9/2, 11/2, 13/2$  y  $15/2$ . El primero de ellos es el de menor energía y por lo tanto juega el papel de nivel fundamental dentro de la configuración del estado fundamental. La figura 36 muestra parte de la configuración del estado fundamental que se

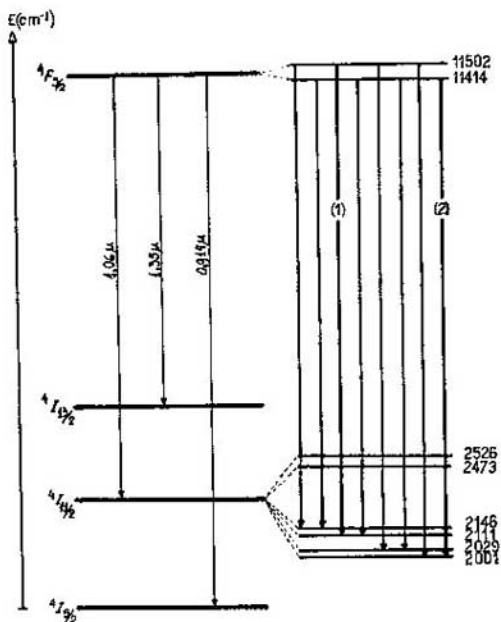


Fig. 36. Esquema de niveles del láser de neodimio.

relaciona con la acción láser en el neodimio. Los niveles representados a la izquierda de la figura 36 corresponden al ion  $\text{Nd}^{3+}$  en estado libre, en tanto que a la derecha se indican los desdoblamientos que afectan a los niveles cuando dichos iones se implantan en la red cristalina del  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ . El desdoblamiento de los niveles varía en grado sustancial con las características de la red cristalina y, por ello, el espectro observado es diferente en cada caso. Cuando se iluminan los cristales que contienen impurezas de neodimio, aparece una fuerte absorción en niveles de energía elevados, los que decaen rápidamente poblando el nivel  ${}^4F_{3/2}$ . Luego se observa la fluorescencia alrededor de 0,914, 1,05 y 1,35  $\mu\text{m}$ . Como en el rubí, se pueden alcanzar condiciones de inversión crítica entre estos niveles y producir emisión estimulada en dichas transiciones. Las condiciones de amplificación se obtuvieron implantando neodimio en concentraciones de 0,5 a 2%, en diferentes cristales, como por ejemplo,  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$ ,  $\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{Ca}(\text{NbO}_3)_2$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  y  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ . Sin embargo, dependiendo del cristal que hace de base de los iones triples de neodimio, se observa emisión láser en una u otra de las transiciones. Además, puede producirse un corrimiento de los niveles tal que la emisión en la misma transición resulte de diferente longitud de onda. Como ejemplo de esto, puede referirse a la transición láser  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{1/2}$  que en  $\text{CaF}_2$  y  $\text{SrF}_2$  tiene una longitud de onda de 1,044  $\mu\text{m}$  mientras que en los otros cristales mencionados es de 1,060  $\mu\text{m}$ .

El dispositivo experimental de montaje y excitación del láser de neodimio es semejante al del láser de rubí. Sin embargo, con energía

de 1 a 7 J es posible bombearlo, por lo que puede funcionar en régimen de excitación continua porque no hay peligro de que se produzca una elevación de la temperatura que resulte inconveniente para los cristales. Por otra parte, esta característica permite excitarlos con una lámpara de filamento y a temperatura ambiente.

Desde el descubrimiento del láser de neodimio se ha experimentado con distintos cristales. Al comienzo los mejores resultados se obtuvieron implantando el neodimio en  $\text{CaWO}_4$ . Si el cristal se refrigera con nitrógeno líquido (77 K) la longitud de onda láser observada es de 1,065  $\mu\text{m}$ , en tanto que si se lo opera a temperatura ambiente disminuye a 1,058  $\mu\text{m}$ . Esta línea pertenece a la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ .

La transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  también se puede interpretar dentro del esquema del láser de cuatro niveles. El nivel  ${}^4I_{9/2}$  se desdobra y el subnivel terminal de la transición láser está a sólo 471  $\text{cm}^{-1}$  por encima del verdadero nivel fundamental del ion de neodimio en el cristal. La longitud de onda que se observa es de 0,914  $\mu\text{m}$ . Como el nivel terminal de la transición láser está tan cerca del nivel fundamental, resulta parcialmente poblado a la temperatura ambiente. De aquí que dicha línea láser sea fácil de obtener cuando el cristal se refrigera intensamente.

G. E. Geusic y colaboradores<sup>(66)</sup> investigaron el empleo del  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  como cristal de base de los iones  $\text{Nd}^{3+}$ . Inmediatamente se comprobó que resultaba ser superior a los empleados hasta entonces, ya que el ancho medio de la fluorescencia era el menor de todos, la gran absorción era la que producía mayor economía en la excitación y las cualidades ópticas y mecánicas eran las mejores.

Gracias a estas propiedades se puede obtener amplificación continua mediante un cristal de 3 cm de largo a temperatura ambiente, con un consumo de sólo 360 W en la lámpara de filamento de excitación. Los subniveles provocados por la perturbación de la red cristalina de  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  en el ion  $\text{Nd}^{3+}$  aparecen representados en la parte derecha de la figura 36, juntamente con las transiciones observadas en el proceso fluorescente en la región de 1,06  $\mu\text{m}$ . Al obtenerse las condiciones de inversión crítica, las líneas espectrales amplificadas resultan ser solamente las señaladas como (1) en 1,0648  $\mu\text{m}$  y (2) en 1,0612  $\mu\text{m}$  a la temperatura ambiente y a la de nitrógeno líquido, respectivamente.

La facilidad con que opera el láser de neodimio y su escaso consumo de energía indujeron investigaciones tendientes a la obtención de gran cantidad de energía en forma de radiación coherente.

Los trabajos de E. Snitzer<sup>(67)</sup> permitieron concretar este último aspecto. Construyó el láser de neodimio reemplazando los cristales por vidrios. Los vidrios empleados son del tipo crown al bario, y se les incorpora entre el 2 y el 6% de neodimio. Las primeras barras de vidrio para láser eran de escasas dimensiones; en una vaina de vidrio sin neodimio se encapsuló un ramillete de fibras de 300  $\mu\text{m}$  de diámetro y de una longitud máxima de 8 cm. Sin embargo, la técnica ha permitido fabricar estas barras de hasta varios metros de largo y de 0,5 m de diámetro. Estos vidrios sólo irradian energía en régimen

pulsado debido a la limitación que impone su baja conductividad térmica. En un solo pulso fue posible obtener hasta 100 J de energía emitida en forma de radiación estimulada con una barra de unos 10 cm<sup>3</sup> de volumen.<sup>(68)</sup>

La emisión del láser de vidrio con neodimio difiere de la observada en los cristales con neodimio. El ancho de la radiación emitida por los vidrios depende de su composición y de la excitación. En láseres fuertemente excitados se han registrado anchos de más de 10 nm. La transición que se suele amplificar en condiciones de temperatura ambiente es de 1,06  $\mu\text{m}$ .

Una última semejanza entre el láser de vidrio con neodimio y el láser de rubí se presenta en la estructura del pulso de luz emitida. Aquí también cada pulso está constituido en realidad por una serie de pulsos de intensidad y longitud de onda variables.

### III. TÉCNICAS DE $Q$ VARIABLE

Para tratar de resolver el problema planteado por la aparición de pulsaciones en la salida de los láseres de rubí y neodimio que impiden algunas aplicaciones muy específicas, se idearon diversas técnicas que permiten variar de manera controlada el factor de calidad  $Q$  de la cavidad resonante.

Teniendo como antecedente lo dicho en las secciones III y IV del capítulo 3 sobre la definición de  $Q$  y de su relación con la inversión crítica, se puede definir el propósito de las técnicas de  $Q$  variable de la siguiente manera: Diferir el comienzo de la emisión estimulada hasta que el medio haya alcanzado el nivel máximo de inversión crítica posible, manteniendo  $Q$  en un valor nulo o tan pequeño como sea posible e, inmediatamente después, incrementar el valor de  $Q$  hasta su máximo, de modo que toda la energía almacenada se libere en un solo pulso. Las diversas técnicas mecánicas, electrónicas, ópticas, etc. utilizadas con este objeto se distinguen en esencia por la velocidad con que permiten la variación de  $Q$  de la cavidad resonante. Cuanto más corto sea el tiempo de transición del valor mínimo al máximo de  $Q$ , mayor potencia podrá alcanzarse a la salida del láser. El éxito logrado con el empleo de estas técnicas en los láseres de rubí y neodimio se explica porque el lapso obtenido de variación de  $Q$  es menor que el lapso durante el cual puede mantenerse sin decaer la inversión crítica establecida entre los niveles de energía del medio activo. Esto no puede ocurrir nunca en los láseres atómicos o iónicos, porque la probabilidad de transición espontánea entre los niveles invertidos es tan enorme que la inversión crítica no puede mantenerse durante un lapso mayor que 1  $\mu\text{s}$ . En algunos casos este lapso puede ser mucho menor aun. Este hecho puede revertirse a favor en algunos láseres moleculares, como el de  $\text{CO}_2$ . A todo láser de  $\text{CO}_2$  que opera en forma continua puede aplicarse algún método de  $Q$  variable. Sin embargo, las técnicas de  $Q$  variable han sido siempre motivadas por y aplicadas en los láseres sólidos de rubí y neodimio.

Todo método para variar lenta o rápidamente el  $Q$  de la cavidad del láser implica necesariamente independizar el cristal de los espejos.

En general, los dos espejos se disponen en montajes separados y el cristal se sitúa con el eje que aquellos definen. Sin embargo, hay métodos que sólo requieren el uso de un espejo separado del cristal, por lo que el otro se deposita de la manera convencional sobre su cara libre. Un método relativamente simple de producir la variación del  $Q$  de la cavidad resonante consiste en introducir un modulador mecánico en el camino del haz. Este modulador comenzó siendo una rueda provista de una pequeña ventana que giraba a altísima velocidad. Una vez destellada la lámpara de excitación, se esperaba que el cristal alcanzara su máxima inversión, entonces se le permitía emitir radiación coherente cuanto la ventana de la rueda pasaba por el eje de la cavidad y así dejaba libre el camino a la luz. Los siguientes modelos de moduladores mecánicos actuaban de tal modo que uno de los espejos que forman la cavidad giraba velozmente. Una mejora de este diseño consistió en reemplazar el espejo por un prisma rotatorio de reflexión total. Un mecanismo electrónico establece el sincronismo necesario entre el destello de la lámpara y el paso oportuno del elemento modulador. A pesar de que la velocidad de rotación es elevadísima, 10.000 rpm, esta técnica adolece de una dificultad insuperable que es su lentitud. (69)

La figura 37a) muestra el montaje del primer dispositivo electroóp-

tico que permite variar rápidamente el factor  $Q$  de la cavidad. El láser de rubí permite variar linealmente polarizada. Una célula Kerr se introduce en la cavidad de modo que el campo eléctrico se aplique a  $45^\circ$  con respecto al eje cristallino  $c$  del rubí.

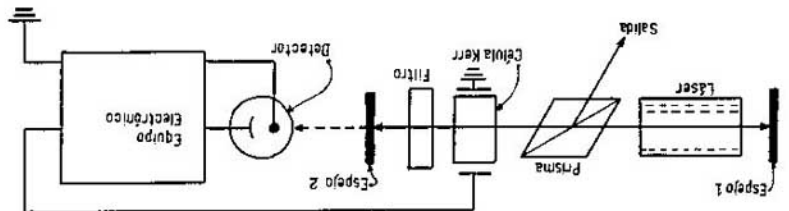
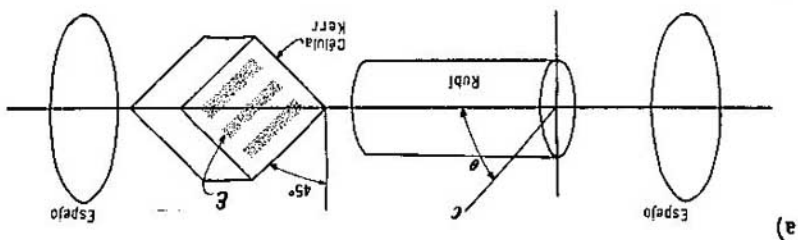


Fig. 37. a)  $Q$  variable activo con célula Kerr. b)  $Q$  variable pasivo con filtro saturable y activo con célula Kerr.

Si a la célula Kerr se le aplica el campo eléctrico que produce una rotación de  $45^\circ$  del plano de polarización, la luz emitida por el rubí en el sentido del eje de la cavidad atravesará la célula, se reflejará en el

espejo y al volver a atravesar la célula por segunda vez, su plano de polarización habrá girado  $90^\circ$ , por lo que no podrá penetrar y propagarse a través del rubí para llegar al otro espejo. El dispositivo basado en la explicación anterior funciona así: La célula Kerr es activada al aplicarle el campo eléctrico apropiado; inmediatamente se dispara el destello de la lámpara excitadora y unos  $500 \mu\text{s}$  después se corta la activación de la célula. En ese momento la inversión crítica en el rubí ha llegado a su valor máximo y se encuentra en libertad para generar un pulso de luz de enorme intensidad. F. J. McClung y R. W. Hellwarth<sup>(70)</sup> obtuvieron en los primeros experimentos una potencia de pico de  $600 \text{ kW}$  empleando un rubí de  $3 \text{ cm}$  de largo y  $0,9 \text{ cm}$  de diámetro. En las mismas condiciones de excitación, pero en régimen de  $Q$  constante, la potencia emitida por dicho rubí puede alcanzar un máximo de  $6 \text{ kW}$ . Estos experimentos se hicieron a fines de 1961, y antes de terminar el año 1963, la potencia de pico había llegado ya a los  $100 \text{ MW}$ . El lapso en que el factor  $Q$  varía por la desactivación de la célula Kerr es de unos  $5 \text{ ns}$ .

Los dos dispositivos mencionados hasta ahora para variar el factor  $Q$  se denominan activos debido a que su funcionamiento depende de una serie de elementos que lo sincronizan. A continuación se describirá un dispositivo denominado pasivo porque su manera de actuar no requiere que otros elementos auxiliares lo sincronicen para controlar el factor  $Q$  de la cavidad.

Hay disoluciones de sustancias colorantes del tipo de las ftalocianinas, criptocianinas o carbocianinas, que poseen bandas de absorción pronunciadas y que, en algunos casos, pueden coincidir con la emisión del láser. Estas disoluciones se colocan en celdas transparentes de un espesor de unos pocos milímetros. La celda se instala dentro de la cavidad del láser, entre el cristal y uno de los espejos. Al producirse el destello de la lámpara excitadora, el cristal comienza a emitir radiación fluorescente cuya intensidad crece a medida que se alcanza la condición de inversión crítica. Sin embargo, el circuito resonante no puede cerrarse por estar interrumpido por la celda absorbente. En este caso  $Q$  es nulo. Entonces, cuando la radiación alcanza un nivel de intensidad que depende de la sustancia y del grado de disolución, el filtro, hasta ese momento opaco, se satura y se convierte, en un lapso insignificante, en transparente. En tales condiciones  $Q$  alcanza su valor máximo y se sigue el proceso de amplificación de la radiación.<sup>(71)</sup> El tiempo de paso del estado de opacidad al de transparencia es de  $5 \text{ ns}$  en el caso de las ftalocianinas y alcanza los  $0,1 \text{ ns}$  en el de las carbocianinas.

Un dispositivo en que se combinan el uso sucesivo de filtros saturables y célula Kerr fue propuesto por A. A. Vuyksteke,<sup>(72)</sup> y se ilustra esquemáticamente en la figura 37b). Los espejos que forman la cavidad resonante son de una reflectividad casi total. Se observa la introducción de un prisma entre el cristal y la célula Kerr. Es del tipo de Glan-Thompson, el que a su vez es una versión mejorada del bien conocido prisma de Nicol. El prisma de Glan-Thompson permite el paso, sin desviaciones, de luz linealmente polarizada según un plano, mientras que la luz cuyo plano de polarización es perpendicular a aquel, se refleja en la interfase y se desvía afuera.

El funcionamiento de este tipo de láser es como sigue. La célula Kerr se mantiene desactivada, de manera que la generación de un pulso de enorme intensidad se produce por la acción pasiva del filtro saturable. Sin embargo, como los espejos son prácticamente totales, la energía concentrada en forma de radiación alcanza niveles superiores a los de los láseres anteriormente descritos. La misión del detector es descubrir algún aumento de la intensidad de la radiación que escapa a través del espejo 2. Cuando la señal detectada llega a su máximo, el equipo electrónico activa la célula Kerr de modo que haga girar  $90^\circ$  al plano de polarización de la radiación. Una vez operada esta acción, el prisma de Glan-Thompson desvía el haz fuera de la cavidad.

Otra manera de obtener elevadas potencias de pico consiste en asociar un láser de potencia con un amplificador. El láser asume el papel de oscilador que genera una señal y el amplificador la acrecienta. La figura 38a) ilustra este dispositivo. El oscilador es un láser de potencia al que se le varía el factor  $Q$  de su cavidad mediante la técnica del prisma rotatorio. Las flechas de ida y vuelta entre el prisma y el

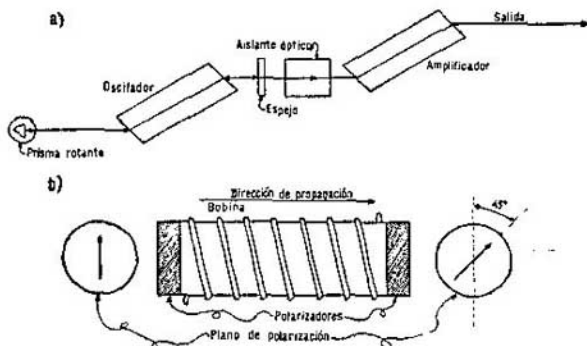


Fig. 38. a) Sistema amplificador. b) Aislante óptico.

espejo indican la existencia de una cavidad resonante. El intenso pulso emitido se inyecta en el amplificador. Obsérvese que para evitar reflexiones espúreas en la superficie de los cristales de rubí o vidrios de neodimio que mermen la eficiencia del sistema, todas las caras donde incide luz se han tallado según el ángulo de Brewster. El amplificador es un láser de potencia que se ha excitado y está listo para iniciar la amplificación del pulso que le llega del oscilador. Un sistema de sincronización electrónica gobierna los retrasos necesarios entre la excitación del oscilador y la del amplificador, de manera que la secuencia del proceso sea perfecta.

Sin embargo, parte de la luz que se propaga resulta siempre dispersada en las pequeñísimas irregularidades de las superficies ópticas y puede volver en sentido opuesto. Para evitar los efectos indeseables de esta señal luminosa, cada etapa se aísla de la anterior mediante un aislador óptico. La figura 38b) muestra el diseño esquemático de un aislador óptico basado en el efecto Faraday. El campo magnético creado por el paso de una corriente constante por la bobina se aplica a ciertas sustancias que presentan el efecto Faraday. En



virtud de este efecto, el plano de polarización de la radiación que las atraviesan gira un ángulo proporcional a la intensidad del campo y a la longitud y composición del material. De este modo, si entra al aislador una señal cuyo plano de polarización es vertical y lo abandona formando con él un ángulo de  $45^\circ$ , toda reflexión de esta señal podrá regresar nuevamente al aislador, pero al llegar a su otro extremo, su plano de polarización será ahora horizontal y su paso resultará bloqueado por el polarizador allí instalado. Estos sistemas amplificadores se han construido de varias etapas, con lo que los problemas electrónicos de sincronismo se multiplican.

Los pulsos de radiación coherente emitidos por los dispositivos descritos hasta aquí tienen una duración comprendida entre 10 y 200 ns. Con los mismos elementos utilizados anteriormente es posible obtener pulsos de una duración de 0,1 ns. Para ello debe contarse con un láser que genere muchos modos longitudinales de oscilación. En el caso del láser de neodimio, aquel en el que el ion  $\text{Nd}^{3+}$  está implantado en el cristal de  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , fue detectado un mínimo de 40 modos longitudinales. Estos modos oscilan con su propia frecuencia y tienen distinta intensidad de acuerdo con el perfil espontáneo de la fluorescencia, como muestra la figura 13. Cada uno de los modos, como se describió ya, forma una onda estacionaria similar a la de la figura 12, y cada uno tiene un plano modal particular --el que pasa por un modo y es perpendicular al eje de la cavidad.

Si todos los modos pudieran ser de igual intensidad y fase constante, es decir si todos los planos modales individuales coincidieran, la intensidad total resultaría igual al cuadrado de la suma de las amplitudes parciales. Suponiendo que todos los modos que se sustentan, pueden expresarse por una onda plana de la forma:  $e^{2\pi i \nu (t-x/c)}$ , donde  $\nu = \nu_0 + j\Delta\nu$  es la frecuencia de cada modo expresada en función de la frecuencia central  $\nu_0$  y de la diferencia  $\Delta\nu$  entre modos, la amplitud total sería igual a:

$$S = \sum_{i=-n}^n e^{2\pi i (\nu_0 + j\Delta\nu) t}$$

El resultado de la suma  $S$  es la conocida expresión de la función de difracción multiplicada por  $e^{2\pi i \nu_0 t}$

$$S = e^{2\pi i \nu_0 t} \cdot \frac{\text{sen } 2\pi(n + \frac{1}{2})\nu\tau}{\text{sen } \pi\nu\tau}$$

La intensidad de la onda total es igual al cuadrado de  $S$ . La figura 39a) ilustra la expresión de la distribución de la intensidad parametrizada en forma conveniente; se ha representado la función  $y = (\text{sen } 4,5 x / \text{sen } 0,5 x)^2$ .

Los picos de intensidad alcanzan un valor proporcional a  $(2n + 1)^2$ , de manera que si el número de modos es 40, los picos de intensidad son proporcionales a  $(2 \times 40 + 1)^2 = 6561$ , es decir 80 veces más que la suma de las intensidades de cada modo. La duración de estos pulsos ultracortos es de 0,04 ns, o sea que se hallan en el intervalo llamado del subnanosegundo o picosegundo ( $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$ ).

La observación experimental de estos pulsos ultracortos e intensísimos se realiza mediante la inclusión dentro de la cavidad de una

celda que contiene alguna disolución de colorantes que actúa como filtro saturable.<sup>(7a)</sup> La figura 39b) muestra el esquema experimental. Una vez iniciado el proceso de amplificación, el filtro recorta la intensidad de los modos centrales, de tal manera que, al volverse transparente, prácticamente todos los modos tienen la misma intensidad. En tales circunstancias resulta además que todos los modos se encuentran en fase. Así se cumplen las condiciones teóricamente necesarias, aunque lo sean sólo en medida aproximada, y se pueden obtener pulsos de radiación coherente de las características ya comentadas.

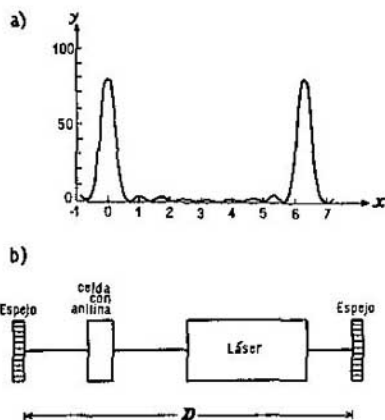


Fig. 39. a) La función difracción  $y = (\text{sen } 4,5 x / \text{sen } 0,5 x)^2$ .  
b) Láser generador de pulsos ultracortos.

#### IV. LOS LÁSERES DE SEMICONDUCTORES. GaAs

En la sección II de este capítulo se analizaron dos láseres sólidos típicos, el de rubí y el de neodimio. Aquí se hará mención de otro tipo de láser sólido, aquel cuyo medio activo está constituido por un semiconductor. En algunos de los láseres de semiconductores se logra la conversión directa de energía eléctrica en energía radiante coherente: son los denominados láseres de inyección. Esta forma de conversión de energía difiere de la ya analizada del rubí o del neodimio u otros láseres.

Los semiconductores son sólidos cristalinos representados en la Tabla Periódica de los Elementos por el silicio y el germanio, y por ciertos compuestos como el GaAs. La estructura de los niveles de energía de los semiconductores difiere esencialmente de la estructura de los cristales del tipo iónico, como el  $\text{Cr}^{3+}$  en zafiro. Recuérdese que los niveles del  $\text{Cr}^{3+}$  dentro del cristal, si bien son perturbados por la red cristalina, conservan su identidad. En los semiconductores, los átomos individuales sólo retienen los electrones de las capas interiores, en tanto que los electrones de la capa exterior forman una estructura de niveles o bandas anchas que caracteriza la acción colectiva de todos ellos. Los bordes superior de la banda de valencia e inferior

de la banda de conducción están representados por los puntos  $M$  y  $m$  de las líneas 2 y 1, respectivamente, en la figura 40. La banda prohibida o región donde no puede haber electrones, que separa a las bandas de valencia y de conducción, tiene un ancho  $E_g$  de energía.

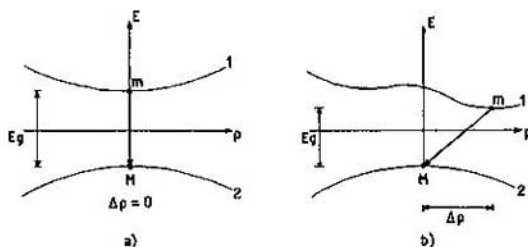


Fig. 40. Esquema de bandas de un semiconductor. a) Semiconductor directo, b) indirecto.

La distribución de electrones en las bandas de valencia o de conducción sigue la ley de Fermi-Dirac, cuya expresión es la siguiente:

$$f = [1 + e^{(E-F)/kT}]^{-1},$$

donde  $E$  es la energía de los estados electrónicos,  $F$  es la energía del nivel de Fermi y  $T$  es la temperatura absoluta. Cuando la temperatura  $T$  es nula, los electrones sólo ocupan la banda de valencia, y el material se comporta como un aislador. Por encima de  $T = 0K$  algunos electrones ocupan la banda de conducción y el material se comporta como un conductor eléctrico, aunque la conductividad sea entre  $10^7$  y  $10^{24}$  veces menor que la de los metales.

Sin embargo, el paso de electricidad a través de un semiconductor se explica por el movimiento de los electrones promovidos a la banda de conducción y por los agujeros o vacancias creados en la banda de valencia con motivo de dicha promoción. Estos agujeros se comportan como portadores de cargas positivas. En un semiconductor ideal el número de electrones en la banda de conducción debe ser igual al número de agujeros en la banda de valencia.

Como la energía de toda partícula es una función de su cantidad de movimiento  $p$ , en la figura 40 se ha representado mediante las curvas 1 y 2 la variación de la energía  $E$  de los estados que pueden ser ocupados por los electrones en función de  $p$ . Cuando el máximo de energía  $M$  de la banda de valencia y el mínimo  $m$  de la banda de conducción ocurren para el mismo valor de  $p$ , el semiconductor se denomina directo. Y si esta propiedad no se cumple, los semiconductores se llaman indirectos. Las partes a) y b) de la figura 40 ilustran respectivamente ambos casos. Por ejemplo, al primero de ellos pertenece el GaAs y al segundo el Ge.

Además de las bandas de valencia y de conducción, aparecen algunos niveles de energía que pueden ser ocupados por electrones en la región prohibida. Estos niveles son consecuencia de las impurezas del cristal o añadidas adrede durante el proceso de su fabricación.

Las impurezas que crean niveles en la cercanía de la banda de conducción se denominan donadoras y las que las crean cerca de la banda de valencia, aceptoras. Si se añaden en dosis convenientes la cantidad y el tipo de las impurezas, se pueden obtener a voluntad semiconductores con niveles donadores o semiconductores tipo  $n$  y con niveles aceptores o de tipo  $p$ . Más aún, cuando un mismo cristal se contamina en dos zonas distintas con impurezas que crean niveles donadores en una y aceptores en la otra, se obtendrán regiones tipo  $p$  y tipo  $n$  adyacentes. La región de transición que las separa se llama juntura  $p-n$ . La función de un nivel donador es la entrega del electrón que se establece en él a la banda de conducción, en tanto que un nivel aceptor arranca un electrón de la banda de valencia y lo fija creando en ella un agujero.

La aplicación de una diferencia de potencial a la juntura  $p-n$ , conectando la región  $p$  con el polo positivo de la batería y la región  $n$  con el negativo, forzará el movimiento de los electrones de la región  $n$  a la  $p$  y de los agujeros de la región  $p$  a la  $n$ . La recombinación de los electrones y agujeros recuerda la transición de electrones entre niveles de energía atómicos. Como consecuencia de dicha recombinación se produce la emisión de radiación. En los semiconductores directos, las transiciones de electrones y agujeros entre las bandas de conducción y valencia, producirán exclusivamente radiación porque no varía la cantidad de movimiento  $p$ . En cambio en los semiconductores indirectos dichas transiciones convertirán la energía de electrones y agujeros en radiación y vibraciones de la red cristalina. La fórmula de Bohr, simplemente enunciada aquí para transiciones atómicas, deberá escribirse:

$$h\nu = E_2 - E_1,$$

en el caso de los semiconductores directos, y  $h\nu' + \phi = E_2 - E_1$ , en el de los indirectos. Las frecuencias respectivas de la radiación emitida son  $\nu$  y  $\nu'$ , y  $\phi$  es la energía que se transfiere a la red cristalina en forma de vibración. Esta vibración transporta no sólo la energía  $\phi$ , sino, además, la diferencia de cantidad de movimiento  $\Delta p$  propia de los semiconductores indirectos. Como hay entonces un transporte real de energía y de cantidad de movimiento --característico de las partículas-- a través de la red cristalina, al producirse la transición 1  $\rightarrow$  2 en un semiconductor del tipo indirecto se dice que se ha creado un fonón.

Como las bandas de conducción y de valencia son anchas, la radiación emitida por un semiconductor tendrá un perfil de ancho notable, cuyo borde del lado de las frecuencias menores será igual a:

$$\nu = \frac{E_v - E_m}{h}.$$

En el caso del GaAs a la temperatura de nitrógeno líquido (77 K) la radiación emitida se extiende en una banda de 10 nm alrededor del pico de longitud de onda de 845 nm. Esta radiación de ancho de línea notable y baja intensidad se observa cuando es baja la densidad de corriente que circula a través de la juntura  $p-n$ ; por tales características se la denomina emisión espontánea. A medida que la densidad de

corriente crece, el ancho de la banda espectral se estrecha, la intensidad de la radiación se eleva vertiginosamente y la juntura irradia un haz espacialmente mejor definido; a esta radiación se la llama emisión estimulada.

La figura 41 muestra en forma esquemática un láser de inyección de GaAs. El diodo de GaAs se fabrica a partir de un semiconductor crecido artificialmente y se lo convierte en un semiconductor tipo *n* mediante la adición de impurezas de telurio o selenio, de modo que el número de donadores sea de  $10^{17}$  a  $10^{18}$  por centímetro cúbico. Una parte del diodo se vuelve del tipo *p* por medio de la difusión de átomos de cinc como elemento aceptor. La concentración de aceptores suele alcanzar entre  $10^{18}$  a  $5 \times 10^{18}$  por centímetro cúbico. La juntura *p-n* queda automáticamente definida después de estas adiciones de impurezas.

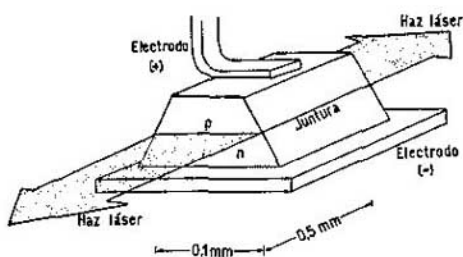


Fig. 41. Láser semiconductor.

Los cristales se cortan según un plano de clivaje para obtener diodos de las dimensiones señaladas en la figura 45. Los planos de clivaje son naturalmente paralelos y se los emplea como las caras del interferómetro de Fabry-Perot para constituir la cavidad resonante. A veces, se pulen las otras dos caras opuestas para evitar la formación de dos cavidades resonantes cruzadas. En la figura 41 se muestra el resultado del pulimento de las caras laterales del diodo, que ya no son paralelas entre sí. Como el índice de refracción del GaAs es 3,6, las caras libres del diodo tienen una reflectividad elevada, de más del 30%, por lo que no se requieren recubrimientos especulares en las mismas ni el empleo de espejos externos para formar la cavidad.

Mediante electrodos conectados en forma conveniente, la juntura se polariza y se inyecta la corriente eléctrica a su través. Desde la aplicación del potencial y hasta que la densidad de corriente adquiere valores del orden de  $5000 \text{ A/cm}^2$ , la intensidad luminosa emitida por la juntura crece proporcionalmente y el ancho de la banda de radiación puede ser mayor de 10 nm. A partir de  $8500 \text{ A/cm}^2$  la intensidad crece vertiginosamente y el ancho de la banda de radiación se reduce drásticamente. En tales condiciones se ha alcanzado la inversión de población y tiene lugar la emisión estimulada de radiación.

La longitud de onda emitida y el ancho de la banda de radiación dependen muy directamente del grado de las impurezas, de la densidad de corriente y de la temperatura. El diodo de GaAs, refrigerado con nitrógeno líquido, emite radiación en 840 nm y el ancho medio del

perfil de línea es menor que 1,5 nm. En régimen pulsado pueden obtenerse centenares de vatios de potencia luminosa de radiación coherente, mientras que a la temperatura ambiente la potencia alcanza a lo sumo algunas decenas de vatios.

## V. LOS LÁSERES LÍQUIDOS

Los primeros láseres líquidos datan de 1963.<sup>(1a)</sup> Su semejanza con los láseres de rubí o, mejor aún, neodimio, es grande. El medio activo lo constituyen compuestos organometálicos o quelatos, bombeados ópticamente. Un tubo que contiene una disolución del quelato en alcohol etílico o alcohol metílico y refrigerado fuertemente tiene el papel de la barra cristalina en los láseres sólidos.

La asociación de tres iones de benzoilacetato con un ion triple metálico genera una estructura donde los dos átomos de oxígeno de los iones orgánicos forman un octaedro que encierra al ion metálico. En general, este ion triple es el  $\text{Eu}^{3+}$  de la serie de las tierras raras. Los electrones 4f del triple ion de europio se comportan como en el láser de neodimio, provocando un sistema de niveles de energía que se puede asociar al esquema de funcionamiento del láser de cuatro niveles. Sin embargo, la radiación de bombeo no es absorbida directamente por el  $\text{Eu}^{3+}$ , como lo es en los casos del  $\text{Cr}^{3+}$  y del  $\text{Nd}^{3+}$ . El bombeo óptico se produce a niveles de energía elevados de los iones de benzoilacetato, desde los que, mediante transiciones no radiativas, se produce la superpoblación de los niveles superiores del ion triple de europio con respecto a otros niveles más bajos. Con concentraciones del ion metálico que varían desde  $10^{18}$  hasta  $10^{19}$  por centímetro cúbico en benzoilacetato, el bombeo óptico resulta efectivo en la banda del violeta y ultravioleta cercano, comprendida entre 350 y 400 nm. Este compuesto disuelto en alcohol y a la temperatura de 130 K se parece más a un sólido cristalino que a un líquido. En tales condiciones, el ancho del perfil de línea espectral emitido se reduce en grado notable porque el efecto Doppler debido a la agitación térmica es casi nulo. Esto trae aparejado una considerable reducción de la energía requerida para la excitación. El láser de quelato de europio emite en una longitud de onda de 613 nm, correspondiente a una transición entre los niveles del  $\text{Eu}^{3+}$ ,  ${}^5D_0$  y  ${}^7F_2$ . Este último se encuentra a unos  $950 \text{ cm}^{-1}$  por encima del nivel fundamental del ion.

El desarrollo de estos láseres de compuestos organometálicos comenzó a detenerse a medida en que progresaron los experimentos con materiales orgánicos fluorescentes o colorantes. En 1965, P. P. Sorokin y colaboradores<sup>(2a)</sup> descubrieron el primer láser de colorantes en el curso de sus investigaciones sobre la aplicación de diversas sustancias en dispositivos de  $Q$  variable pasivo. La emisión estimulada fue obtenida por ellos en una disolución de cloroflualcianaaluminio bombeada por la emisión de un láser de rubí de gran potencia.

La figura 42 muestra de manera esquemática dos niveles electrónicos de energía  $A$  y  $B$  de un compuesto como el indicado anteriormente. Como se trata de moléculas complejas, la energía de los estados está representada en función de una coordenada estructural que varía de

la misma manera que la distancia internuclear en una molécula diatómica. Cada nivel vibracional ( $v'' = 0, 1, 2, \dots$  y  $v' = 0, 1, 2, \dots$ ) está representado por una banda continua a causa de la existencia de anchas bandas de absorción o emisión sin estructura resuelta.

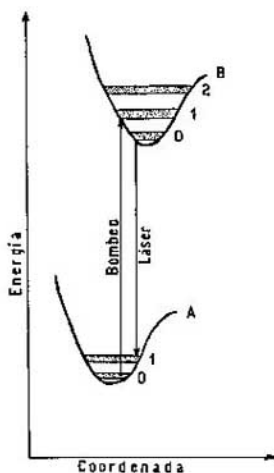


Fig. 42. Esquema de niveles de energía de un colorante.

El bombeo óptico de estos láseres de colorantes tiene lugar siempre desde la banda vibracional más baja ( $v'' = 0$ ) del estado electrónico fundamental A. Dependiendo de la frecuencia de la radiación de bombeo, se produce la excitación selectiva de bandas vibracionales del estado electrónico B. La radiación de emisión estimulada tiene lugar entre la banda vibracional  $v' = 0$  de B y cualesquiera de las bandas vibracionales de A, con  $v'' > 0$ . De este modo, los láseres de colorante funcionan según el esquema de cuatro niveles. Las transiciones entre bandas vibracionales producen la emisión del láser de colorante en anchísimas bandas espectrales. En los experimentos de P. P. Sorokin y colaboradores<sup>(20)</sup> se empleó una concentración del colorante de  $10^{-6}$  mol por litro de diferentes solventes, como etanol, propanol y glicol. La radiación láser emitida por el colorante cubría una banda de más de 4 nm de ancho centrada alrededor de la longitud de onda 756 nm.

La longitud de onda emitida y el ancho espectral de la banda láser dependen del compuesto empleado, de la concentración, del solvente, de la temperatura y de las características espectrales de la radiación de bombeo.

La figura 43 muestra un esquema óptico empleado para excitar un láser de colorante. La fuente luminosa puede ser una lámpara, como las de los láseres de rubí, o bien un láser de rubí, de neodimio o de nitrógeno molecular. Este último emite en el ultravioleta, alrededor de la longitud de onda de 337 nm. Este montaje experimental permite la emisión láser en la ancha banda correspondiente a las transiciones entre las bandas vibracionales de los estados electrónicos B y A. Sin embargo, el reemplazo de uno de los espejos que forman la cavidad por una red de difracción permite la selección de componentes dentro de la

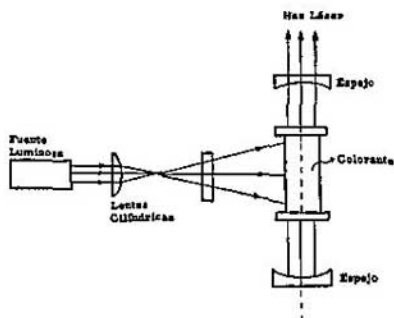


Fig. 43. Excitación transversal de un láser de colorante.

banda láser por el simple expediente de girar la red. La figura 44 ilustra el dispositivo empleado con este propósito. La radiación de bombeo entra en el láser paralela al eje de la cavidad. La red de difracción ha girado un cierto ángulo de modo que sintoniza, por ejemplo, la longitud de onda correspondiente en el primer orden de difracción. La ecuación de la red de difracción en el montaje aludido es la siguiente:

$$n\lambda = 2d \operatorname{sen} \theta$$

donde  $n$  es el orden de difracción,  $\lambda$  la longitud de onda,  $d$  la constante de la red y  $\theta$  el ángulo de incidencia con respecto a la normal. La salida del haz láser emitido por el dispositivo tiene lugar por otro orden de difracción de la red.

96

Este tipo de láser se denomina, a veces, amplificador paramétrico, por cuanto recibe la radiación de bombeo en una frecuencia y la emite en otra u otras muy distintas.

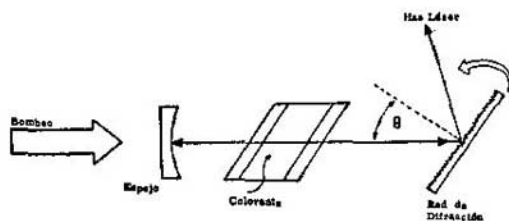


Fig. 44. Sistema de selección de la longitud de onda emitida por un láser de colorante excitado axialmente.

## VI. LOS LÁSERES GASEOSOS

### A. Generalidades

La figura 45 muestra en forma esquemática el montaje típico de los láseres gaseosos o de vapores.

Los extremos del tubo, de longitud y diámetro variables, suelen sellarse con ventanas orientadas de acuerdo con el ángulo de Brewster. La excitación de los láseres gaseosos es eléctrica, excepto el láser de



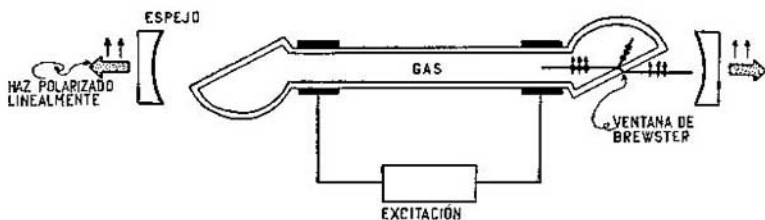


Fig. 45. Montaje típico de los láseres gaseosos.

cesio, que es bombeado ópticamente; un modelo de láser de dióxido de carbono, que se excita térmicamente, y los láseres químicos de que se tratará en la sección VII. La excitación eléctrica del tubo puede hacerse, según los casos, con electrodos externos para aplicar una tensión radiofrecuente, o con electrodos internos, para aplicar una tensión continua, alterna o intermitente. El primer láser gaseoso, el de He-Ne, de emisión en el infrarrojo, tenía los espejos de la cavidad montados en el interior del tubo de descarga. Una vez divulgados los primeros detalles del funcionamiento del láser, los espejos pasaron a ocupar una posición externa en los extremos del tubo.

El tubo se evacúa mediante un sistema de vacío adecuado y se carga de gas a la presión óptima para el funcionamiento del láser. El sistema de vacío y carga de gases del láser de He-Ne es muy simple, mientras que este sistema en el láser de dióxido de carbono es más complejo porque hay que hacer circular a través del tubo una mezcla de gases a distintas presiones parciales.

El tubo de algunos láseres requiere una eficiente refrigeración. En casi todos ellos el tubo tiene un papel importante en el mecanismo de funcionamiento y por ello sus dimensiones y temperatura requieren un análisis cuidadoso. Ciertos láseres pueden refrigerarse con agua fría, como el de dióxido de carbono, mientras que otros funcionan con más eficiencia si se los refrigera con nitrógeno líquido, como el de nitrógeno molecular. Por supuesto, el tubo de los láseres de vapor debe estar a la temperatura adecuada para que su presión sea óptima a los efectos de su funcionamiento. En estos casos, un descenso de la temperatura va acompañado de una pérdida de eficiencia por la reversión del medio activo a su estado líquido o sólido, como ocurre en los láseres de mercurio o de plomo, respectivamente.

## B. El Láser de Helio-Neón

El láser de He-Ne, el primero inventado, funciona en régimen de emisión continua en tres grupos de longitudes de onda. La figura 46 muestra los niveles de energía que intervienen en este láser. El medio activo está constituido por el neón, en tanto que al helio incumbe transferir selectivamente la excitación a los niveles de energía del neón. La configuración electrónica del neón es la siguiente:  $1s^2 2s^2 2p^6$  y la excitación de un electrón  $2p$  hacia los niveles de número cuántico total  $n = 3, 4, 5 \dots$  permite observar las transiciones señaladas en la figura 46, en emisión espontánea. Las transiciones entre los niveles  $3s-3p$ ,  $3s-2p$ ,  $3p-2s$ ,  $2s-2p$  y  $2p-1s$ , según la notación de Paschen, están constituidas por un gran número de líneas espectrales debido a que

los niveles  $1s$ ,  $2s$  y  $3s$  tienen cuatro componentes y los  $2p$  y  $3p$  tienen diez. El helio revela toda su configuración mediante la excitación de los dos electrones  $1s$ . Los dos niveles situados inmediatamente encima del nivel fundamental son metastables. Se trata de los niveles  $2^1S$  y  $2^3S$ . Estos se encuentran, como ilustra la figura 46, en posición privilegiada en comparación con los niveles del neón  $2s$  y  $3s$ . La mezcla de los dos gases en una descarga eléctrica provoca la excitación y la superpoblación de los niveles  $2s$  y  $3s$  del neón respecto de los restantes niveles. El proceso ocurre de la siguiente manera. La excitación por impacto electrónico de los átomos de helio o neón produce la emisión espontánea en las diferentes transiciones de ambos átomos. Sin embargo, como pueden ocurrir colisiones entre átomos de distinta especie, es posible la excitación selectiva de los niveles  $2s$  y  $3s$  del neón, debida a la transferencia de energía en la colisión producida entre átomos de helio excitados en los niveles  $2^3S$  o  $2^1S$  y átomos de neón en el nivel fundamental, respectivamente. De esta manera se creará en el medio activado una inversión crítica entre los pares de niveles  $2s - 2p$ ,  $3s - 2p$  y  $3s - 3p$  del neón, lo que causa emisión estimulada en las transiciones señaladas con  $a$ ,  $b$ , y  $c$  en la figura 46. Las transiciones más

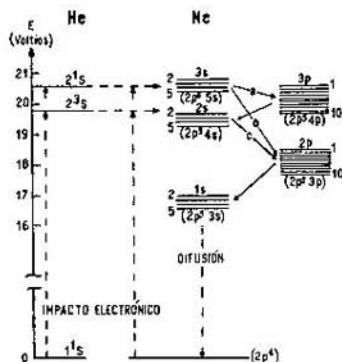


Fig. 46. Esquema de los niveles de energía que intervienen en el láser de He-Ne.

probables en dichos grupos y, por ende, las líneas láser más intensas que las caracterizan, son las siguientes:

$$3s_2 - 3p_4 (\lambda = 3,3913 \mu\text{m}), \quad 3s_2 - 2p_4 (632,8 \text{ nm}) \text{ y } 2s_2 - 2p_4 (1,1523 \mu\text{m}).$$

Con un mismo tubo de una longitud de 100 cm y un diámetro de 6 mm, cargado con una mezcla de helio y neón en la relación de las presiones parciales de 5 a 1 ó 7 a 1, y con una presión total de 1 torr, es posible obtener todas las transiciones láser señaladas anteriormente. La cavidad resonante debe estar constituida por espejos adecuados a cada una de las regiones espectrales: de recubrimiento de multicapas de dieléctricos en el visible, y de oro, plata o aluminio en el infrarrojo. Una excitación por corriente continua de hasta 3000 V y que brinde una intensidad de corriente de hasta 30 mA basta para mantener el funcionamiento del láser de He-Ne. Sin embargo, en dichas condiciones, la línea láser  $3,3913 \mu\text{m}$  se amplifica sin necesidad de cavidad resonante, se comporta como una línea superradiante. Este hecho indica claramente

que la transición  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  es la más probable de todas y por lo mismo acarrea serios inconvenientes cuando se pretende amplificar la transición  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  del visible. Por un lado, la transición infrarroja resta población al nivel  $3s_2$  desde donde arranca también la transición visible y por el otro, genera una inversión crítica entre su nivel terminal  $3p_4$  y el grupo de niveles  $2s$ , en cuyas transiciones se observa en ocasiones amplificación.

Un modo de eliminar la línea láser  $3,3913 \mu\text{m}$  consiste en introducir metano en la cavidad resonante a la presión atmosférica. El metano absorbe drásticamente la línea  $3,3913 \mu\text{m}$  en tanto que es transparente a la línea  $632,8 \text{ nm}$ .

En los láseres comerciales y aún en los de laboratorio, se aplican eficientemente imanes cerámicos al tubo del láser, los que, por producir un campo magnético no homogéneo, afectan en grado notable las condiciones de inversión en la transición  $3,3913 \mu\text{m}$  y la hacen desaparecer. El campo magnético produce un desdoblamiento Zeeman de los niveles de energía, ensanchando notablemente las líneas espectrales de las transiciones  $3s - 3p$  y  $3s - 2p$ . Sin embargo, como el ensanchamiento Zeeman es independiente de la frecuencia de la línea espectral, las líneas de ambas transiciones se ensancharán lo mismo, pero las líneas de menor frecuencia aparecerán relativamente más anchas que las de mayor frecuencia. Este es el caso de las transiciones del neón ya citadas. De aquí que el ancho de línea de las transiciones visibles sea compatible con la obtención de las condiciones de inversión y se amplifiquen; no así las líneas del infrarrojo, que resultan tan ensanchadas, que sería necesario elevar en grado sumo la excitación para amplificarlas.

99

De no ser bloqueada la amplificación de la línea láser  $3,3913 \mu\text{m}$ , se formaría una cascada a lo largo de las transiciones sucesivas  $3s - 3p$ ,  $3p - 2s$  y  $2s - 2p$ .

El diámetro del tubo del láser tiene un papel importante por favorecer la desactivación rápida y efectiva de los niveles  $1s$  mediante el impacto de los átomos de neón con las paredes del tubo.

Es posible, además, obtener amplificación en todas las transiciones mencionadas en descargas pulsadas de neón puro. En estas condiciones se produce la inversión crítica entre los niveles por impacto electrónico directo en el nivel fundamental del Ne, como también muestra la figura 46.

### C. El Láser de Mercurio

El láser de vapor de mercurio fue el primero en emitir líneas correspondientes a transiciones del átomo ionizado. Algunas de esas transiciones están representadas en el esquema parcial de niveles de energía del  $\text{Hg}^+$  de la figura 47. Todas ellas han sido observadas en régimen pulsado. La ionización y excitación del mercurio se obtiene mediante la descarga de un banco de condensadores de no más de  $5 \text{ nF}$  cargado hasta  $15 \text{ kV}$ . En algunos casos, conviene agregar al tubo algún gas noble, como helio o argón, para favorecer la descarga. Los vapores de mercurio en cantidad suficiente se obtienen calentando el tubo hasta  $120^\circ\text{C}$ , previamente cargado con unas pocas gotas del metal líquido.



Tabla V. Identificación de la Línea Láser 1118 nm Observada en Descargas de Vapores de Mercurio

Observación	Observada	Error	Calculada	Transición	Referencia
Detección espectro-fotoelectrónica	1118, 1 nm	$\pm 0, 4$ nm	1117, 9 nm	$Hg^+(7g-6f)$	(76)
Detección espectral fotográfica	1117, 682 nm	$\pm 0, 01$ nm	1117, 686 nm	$Hg(7p^3P_1 - 7s^3S_1)$	(77)

Figura 48 muestra los estados tripletes y singletes que entran en juego en las transiciones láser. En general el dispositivo experimental empleado es del tipo que se muestra en la figura 45. La variación de los espejos empleados al formar la cavidad resonante permite la amplificación de señales desde el ultravioleta hasta el infrarrojo. En todos los casos la descarga eléctrica pulsada debe ser de corta duración y de mucha intensidad. En ciertos experimentos se han empleado pulsos de una intensidad aproximada a los 1000 A y de un tiempo de duración de menos de 100 ns.<sup>(24)</sup>

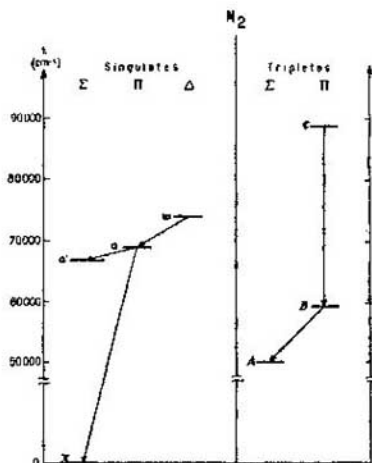


Fig. 48. Estados electrónicos de interés en el láser de  $N_2$ .

La detección de líneas láser producidas en transiciones electrónicas de nitrógeno molecular que abarcaban los estados tripletes data de 1962,<sup>(9)</sup> mientras que las transiciones láser del infrarrojo entre estados singletes fueron observadas en 1965.<sup>(78)</sup> Los sistemas de bandas producidos por las transiciones electrónicas  $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$  y  $B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$  se denominan segundo sistema positivo, y primero positivo, respectivamente.

En 1973 se detectó amplificación en la transición  $\alpha^1 \pi_g \rightarrow X^1 \Sigma_g^+$  del ultravioleta.<sup>(46)</sup>

Esta transición que tiene el estado fundamental de la molécula como terminal, a diferencia de las anteriores, --que se explican dentro del marco habitual de transiciones dipolares eléctricas-- es una de las pocas transiciones que deben justificarse como debidas a procesos de radiación dipolares magnéticos o cuadrupolares eléctricos. Además, esta transición fue observada en experimentos hechos con un emisor superradiante excitado mediante la aplicación de campos eléctricos intensísimos, perpendiculares a la dirección de propagación de la luz.

El aparato experimental de la figura 45 se denomina, a veces, láser excitado por campo eléctrico axial o, más brevemente, láser de campo axial. Por oposición a esta denominación, al emisor superradiante citado antes se le llama láser de campo cruzado. El campo eléctrico pulsado se aplica a dos electrodos localizados a lo largo del tubo y diametralmente opuestos. Mediante dispositivos especiales de retardo se logra que la descarga eléctrica entre los electrodos ocurra en forma sucesiva y punto a punto desde un extremo del tubo al otro. De este modo, la primera descarga en un extremo del tubo excita las moléculas de nitrógeno, las que emiten radiación espontáneamente. Cuando esta radiación llega al punto donde ocurre la siguiente descarga entre los electrodos, encontrará a las moléculas excitadas convenientemente y se producirá la amplificación de radiación por emisión estimulada. El proceso continúa hasta el otro extremo, y emerge un haz perfectamente definido de luz superradiante generada por emisión estimulada. A veces se requiere el empleo de un solo espejo para inyectar en el tubo la emisión estimulada que inicialmente se propaga en sentido contrario. Lo descrito hasta aquí no difiere demasiado de lo dicho en la sección III del capítulo 2.

102

La superpoblación de los niveles superiores de las transiciones láser en nitrógeno molecular puede interpretarse de otra manera. Mientras los estados singuletes pueden ser poblados por impacto electrónico directo sobre el estado fundamental, los datos experimentales<sup>(48)</sup> señalan claramente que el estado  $O^3 \pi_u$  puede ser poblado por la contribución de una resonancia electrónica como la descrita en el caso del láser de hidrógeno molecular en la sección III del capítulo 3. El estado  $B^3 \pi_g$  sería poblado por impacto electrónico directo, descartándose la posibilidad de formación de cascadas entre los sistemas segundo positivo y primero positivo.<sup>(79)</sup>

La potencia emitida en la banda 0-0 del segundo sistema positivo por un emisor superradiante de campo cruzado es mayor que 2 MW. Como la emisión ocurre en régimen pulsado y los pulsos son cortísimos, el ancho es del orden de 10 ns, la energía irradiada no supera los 0,02 J.

#### E. El Láser de Dióxido de Carbono

La intensidad de la emisión estimulada en descargas eléctricas continuas o pulsadas a través de dióxido de carbono puro puede acrecentarse notablemente agregando nitrógeno molecular y helio o vapor de agua. El nitrógeno molecular favorece la excitación selectiva del nivel

donde se inician las transiciones láser, mientras que el helio o el vapor de agua aceleran el desdoblamiento de los niveles terminales. La figura 49 ilustra parte del esquema de niveles del  $\text{CO}_2$  y la relación que guardan con el primer nivel vibracional del estado electrónico fundamental del  $\text{N}_2$ . La emisión láser ocurre en las componentes rotacionales de las transiciones vibracionales  $00^0 1 \rightarrow 10^0 0$  y  $00^0 1 \rightarrow 02^0 0$ . Sus longitudes de onda son 10,6 y 9,6  $\mu\text{m}$  respectivamente.

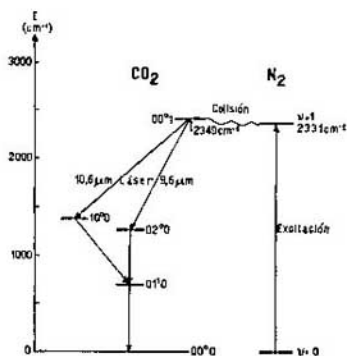


Fig. 49. Niveles vibracionales del dióxido de carbono.

El nivel vibracional  $v = 1$  del estado fundamental de la molécula de nitrógeno se comporta como metastable, por lo que la manera normal de decaer al nivel  $v = 0$  tiene lugar a través de transiciones no radiativas producidas en colisiones. En efecto, la coincidencia entre este nivel vibracional y el nivel  $00^0 1$  del  $\text{CO}_2$  permite la excitación selectiva del último, a semejanza de lo que ocurre en el láser de He-Ne. Una vez producidas las transiciones láser, los niveles  $10^0 0$  y  $02^0 0$  decaen por medio de rápidas transiciones espontáneas al nivel  $01^1 0$ , el que, a su vez, muy lentamente se despuebla por transiciones espontáneas hasta el nivel fundamental o por colisiones. Son estos lentos mecanismos los que impedirían el funcionamiento del láser de dióxido de carbono porque provocarían el cese de la inversión crítica entre los niveles láser por acumulación de población en los niveles terminales. La incorporación a la descarga gaseosa de helio o vapor de agua y la refrigeración activa del tubo del láser produce el desdoblamiento rápido del nivel  $01^1 0$ .

La excitación eléctrica de una mezcla típica de gases compuesta por 3 torr de  $\text{CO}_2$ , 5 torr de  $\text{N}_2$  y 14 torr de He, se consigue aplicando a los electrodos un potencial de 5 a 8 kV a fin de que circule una corriente de 8 a 25 mA. En tales condiciones pueden obtenerse potencias de hasta 50 W, usando un tubo de unos 2 m de largo y 5 cm de diámetro.

El carácter de metastable del nivel vibracional  $v = 1$  del estado electrónico fundamental del nitrógeno molecular y su baja energía de excitación permiten poblarlo eficientemente con sólo elevar la temperatura del gas. Inyectando este gas caliente en la corriente de dióxido

de carbono que fluye por el tubo del láser, se ha obtenido inversión crítica entre los niveles láser de la misma manera que si se excitara la mezcla con descargas eléctricas. Sin embargo, la intensidad de la emisión es mucho menor.

## VII. LOS LÁSERES QUÍMICOS

Estos láseres encuentran en la reacción química de ciertos compuestos la energía necesaria para provocar la inversión crítica entre niveles de energía de alguno de los compuestos resultantes de la reacción. Todos los conocidos hasta la fecha son del tipo gaseoso; sin embargo, no se los incluyó en la sección precedente por esa manera peculiar de excitación que los distingue de los demás láseres gaseosos excitados eléctricamente.

En el capítulo I se mencionaron las primeras sugerencias y los resultados concretos obtenidos con los láseres químicos. Las reacciones estudiadas fueron:



Las moléculas diatómicas obtenidas en los productos de reacción,  $\text{OH}^*$  y  $\text{HCl}^*$ , estaban excitadas en niveles privilegiadamente poblados, de tal modo, que se producía la amplificación de la radiación emitida a partir de dichos niveles. Las instalaciones experimentales eran simples y semejaban las empleadas para los láseres gaseosos.

104

El láser químico al que se viene dedicando mayor esfuerzo de investigación y perfeccionamiento es el de H-F. Las transiciones láser en la molécula HF son de dos tipos: de rotación-vibración y rotacionales puras.<sup>(74)</sup> Las primeras ocurren en el intervalo de longitud de onda 10-22  $\mu\text{m}$ , y las últimas, entre 2,6-3  $\mu\text{m}$ . Estos intervalos de longitud de onda varían apreciablemente si entre los compuestos que generan la reacción hay algunos deuterados. En tal caso se producirá amplificación en la molécula DF.

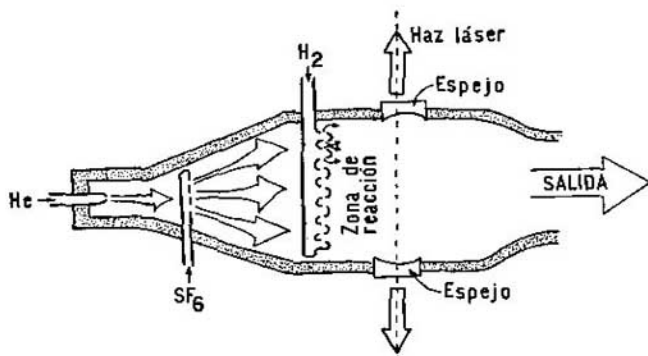


Fig. 50. Dispositivo experimental del láser químico de HF.



Un esquema del dispositivo experimental se muestra en la figura 50. La inyección de hexafluoruro de azufre e hidrógeno mediante toberas especiales que regulan el flujo de los gases en la cámara de reacción, constituye una de las técnicas para iniciar el láser de HF. El agregado de átomos de helio excitados previamente por una descarga eléctrica estabiliza la reacción y acrecienta el rendimiento del aparato.



## ALGUNAS APLICACIONES DEL LÁSER

Las características de la luz emitida por el láser son varias: gran direccionalidad, perfecta definición de la frecuencia o longitud de onda, elevadísima coherencia espacial y temporal, notable intensidad y excelente grado de polarización. Por supuesto, estas características no podrán encontrarse reunidas en la emisión luminosa de un solo láser. En general, se aplican láseres de distintos tipos, con sus inherentes propiedades, a distintas finalidades.

En este breve capítulo se mencionarán algunas aplicaciones del láser a modo de conclusión de la monografía.

La direccionalidad del láser se aplica en la alineación de componentes de un sistema durante su instalación. Así, pueden alinearse con gran precisión y facilidad cojinetes de grandes motores, soportes de tuberías, rieles de ferrocarril, mamparos de buques, sectores de un túnel subacuático, etc. En estas aplicaciones se emplean por lo general láseres de He-Ne.

La impecable exactitud de la longitud de onda o la frecuencia de la radiación emitida por el láser permite establecer una unidad de medida que pronto servirá, con seguridad, para reemplazar la definición vigente del metro patrón. Para ello se emplean láseres de He-Ne de complejo funcionamiento.

La posibilidad de variar la longitud de onda emitida por los láseres de colorante ha hecho de estos una herramienta irremplazable en los experimentos de absorción selectiva por niveles de energía en extremo cercanos unos de otros. Uno de los adelantos recientes es el empleo de un láser de colorante que, emitiendo en la longitud de onda 591,54 nm, fue sintonizado con la precisión de una parte por millón para producir la absorción selectiva en líneas espectrales del  $^{235}\text{U}$  o del  $^{238}\text{U}$ , separadamente. La separación entre las respectivas líneas espectrales de ambos isótopos de uranio es de 0,0096 nm.

La coherencia de la radiación de láseres de He-Ne, de argón y de algunos de rubí permite la fascinante aplicación de la holografía. El significado de esta palabra (*holos* = todo, *grafos* = registro) alude a la propiedad de almacenar toda la información proveniente de un objeto iluminado. La luz dispersada por el objeto es recogida por una placa fotográfica sobre la cual incide, al mismo tiempo, un haz de luz de referencia proveniente del mismo láser. La interferencia entre ambos haces produce una figura de interferencia característica del objeto, que resulta registrada por la placa fotográfica. Una vez revelada la placa fotográfica, y si se la ilumina adecuadamente con el haz del láser, se observará una imagen reconstruida del objeto que posee la

peculiaridad de ser tridimensional. Todo movimiento del observador durante la visión de la imagen reconstruida del objeto dará lugar a un cambio de perspectiva, tal como ocurre con la visión que tiene un observador que se mueve mientras mira a través de una ventana.

Algunos láseres de baja potencia, fácilmente controlables, como el de argón, tienen aplicaciones médicas en el tratamiento de retinopatías agudas. Otros láseres de gran potencia, el de rubí por ejemplo, han sido empleados en mediciones astronómicas. La determinación de la distancia Tierra-Luna con una precisión asombrosa, nunca antes lograda, se hizo después que astronautas depositaron sobre la superficie de la Luna un sistema reflector adecuado.

Estos láseres de gran potencia se utilizan para estudiar fenómenos no lineales. Ciertas sustancias cristalinas, el cuarzo por ejemplo, al ser iluminadas con radiación muy intensa duplican la frecuencia de la radiación incidente. En el caso citado como ejemplo, al incidir radiación del láser de rubí de 694,3 nm se produce la duplicación de frecuencia y se observa radiación de 347,1 nm.

El hecho de que el láser emita luz linealmente polarizada permite su empleo en fotoelasticimetría para determinar el estado y distribución de tensiones provocadas por deformaciones aplicadas a modelos de sustancias plásticas o vítreas apropiadas. En estos experimentos se usan los láseres de He-Ne y de rubí.

El láser de  $\text{CO}_2$  se ha empleado con notable eficacia en procesos de maquinado de piezas de distintos materiales, como plásticos, caucho, vidrios, cerámicos, madera y metales.

La forma sencilla en que los láseres de semiconductores, por ejemplo, convierten la energía eléctrica con que se los excita en radiación coherente, ha permitido una rápida aplicación a las comunicaciones. En efecto, conectando en serie con la batería de polarización de la juntura una fuente de tensión variable modulada con señales que contengan información, se observa dicha modulación en los cambios de intensidad del haz luminoso emitido por el láser. Este haz de luz puede, en principio, enviarse a distancia para proceder así a la trasmisión de mensajes.

## BIBLIOGRAFÍA

- (1) FABRIKANT, V.A. Tesis Doctoral, Universidad de Moscú, U. R. S. S. (1940).
- (2) SCHAWLOW, A.L. y TOWNES, C.H. *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
- (3) GORDON, J.P., ZEIGER, H.J. y TOWNES, C.H. *Phys. Rev.*, **95**, 282 (1954).
- (4) MAIMAN, T.H. *Nature (Londres)*, **187**, 493 (1960) y *Brit. Commun. Electron.*, **7**, 674 (1960).
- (5) COLLINS, R.J., NELSON, D.F., SCHAWLOW, A.L., BOND, W., GARRET, C.G.B. y KAISER, W. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 303 (1960).
- (6) JAVAN, A., BENNETT, W.R. y HERRIOTT, D.R. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 106 (1961).
- (7) WHITE, A.D. y RIDGEN, J.D. *Proc. IRE.*, **50**, 1967 (1962).
- (8) MATHIAS, L.E.S. y PARKER, J.T. *Appl. Phys. Lett.*, **3**, 16 (1963).
- (9) PATEL, C.K.N. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 617 (1964).
- (10) BELL, W.E. *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 34 (1964).
- (11) GERRITSEN, H.J. y GOEDERTIER, P.V. *J. Appl. Phys.*, **35**, 3060 (1964).
- (12) HALL, R.N., FENNER, G.E., KINGSLEY, J.D., SOLTYS, T.J. y CARLSON, R.O. *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 336 (1962).
- (13) NATHAN, M.I., DUMKE, W.P., BURNS, G., DILL, F.H. y LASHER, G. *Appl. Phys. Lett.*, **1**, 62 (1962).
- (14) QUIST, T.M., REDIKER, R.H., KEYS, R.J., KRAG, W.E., LAX, B., McWHORTER, A.L. y ZEIGER, H.J. *Appl. Phys. Lett.*, **1**, 91 (1962).
- (15) BHAUMIK, M.L., LYONS, H. y FLETCHER, P.C.J. *J. Chem. Phys.*, **38**, 568 (1963).
- (16) WOLFF, N.E. y PRESSLEY, R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **2**, 152 (1963).

- (17) SCHIMITSCHEK, E.J. *Appl. Phys. Lett.*, **3**, 117 (1963).
- (18) LEMPICKI, A. y SAMELSON, H. *Phys. Lett.*, **4**, 133 (1963).
- (19) POLANYI, J.C. *J. Chem. Phys.*, **34**, 347 (1961).
- (20) CHARTERS, P.E. y POLANYI, J.C. *Can. J. Chem.*, **38**, 1742 (1960).
- (21) KASPER, J.V.V. y PIMENTEL, G.C. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 352 (1965).
- (22) (a) SOROKIN, P.P. y LANKARD, J.R. *IBM J. Res. Dev.*, **10**, 162 (1966). (b) SOROKIN, P.P., LANKARD, J.R., HAMMOND, E.C. y MORUZZI, V.L. *IBM J. Res. Dev.*, **11**, 130 (1967).
- (23) EINSTEIN, A. *Phys. Z.*, **18**, 121 (1917).
- (24) GARAVAGLIA, M., GALLARDO, M. y MASSONE, C.A. *Informes*, **12** (1974). Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina.
- (25) KRAMERS, H.A. *Nature (Londres)*, **113**, 310 y **114**, 673 (1924).
- (26) LADENBURG, R. *Z. Phys.*, **48**, 15 (1928).
- (27) KOPFERMANN, H. y LADENBURG, R. *Nature (París)*, **122**, 438 (1928) y *Z. Phys. Chem. Abt. A.*, **139**, 375 (1928).
- (28) KUHN, W. *Z. Phys.*, **33**, 408 (1925).
- (29) THOMAS, W. *Naturwiss.*, **13**, 627 (1925).
- (30) HEISENBERG, W. *Z. Phys.*, **33**, 879 (1925).
- (31) (a) FÜCHTBAUER, C., JOOS, G. y DINKELACKER, O. *Ann. Phys.*, **71**, 204 (1923). (b) FÜCHTBAUER, C. y BARTELS, H. *Z. Phys.*, **4**, 337 (1921). (c) LADENBURG, R. *Phys. Z.*, **27**, 789 (1926).
- (32) CUMMINS, H.Z., ABELLA, I., HEAVENS, O.S., KNABLE, N. y TOWNES, C.H. *Advances in Quantum Electronics*, J.R. Singer (editor), Columbia University Press, Nueva York, N.Y., 12-17 (1961).
- (33) RABINOWITZ, P., JAKOBS, S. y GOULD, G. *Appl. Opt.*, **1**, 513 (1962).
- (34) PATEL, C.K.N. *Lasers*, A.K. Levine (editor), Dekker, Nueva York, N.Y., Vol. 2, págs. 1-190 (1968).
- (35) SCOVIL, H.E.D., FEHER, G. y SEIDEL, H. *Phys. Rev.*, **105**, 762 (1957).

- (36) McWHORTER, A. L. y MEYER, J. W. *Phys. Rev.*, **109**, 312 (1957).
- (37) MAKHOV, G., KIKUCHI, C., LAMBE, J. y TERHUNE, R.W. *Phys. Rev.*, **109**, 1399 (1958).
- (38) SCHAWLOW, A. L. y TOWNES, C. H. Patente No. 2929922 de los Estados Unidos de Norteamérica (30 de julio de 1958).
- (39) GOULD, G. Patentes Nos. 953721 a 953727 de Inglaterra (6 de abril de 1959).
- (40) JAVAN, A. *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 87 (1959).
- (41) BAZHULIN, P. A., KNYAZEV, I. N. y PETRASH, G. G. *Sov. Phys.-JETP.*, **23**, 649 (1965).
- (42) HODGSON, R. T. *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 494 (1970).
- (43) WAYNANT, R. W., SHIPMAN, Jr., J. D., ELTON, R. C. y ALI, A. W. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 383 (1970).
- (44) WAYNANT, R. W. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 533 (1972).
- (45) HODGSON, R. T. y DREYFUS, R. W. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 536 (1972).
- (46) TAGLIAFERRI, A. A., GALLARDO, M., MASSONE, C. A. y GARAVAGLIA, M. *Phys. Lett.*, **45A**, 211 (1973).
- (47) GALLARDO, M., MASSONE, C. A. y GARAVAGLIA, M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10**, 525 (1974).
- (48) MASSONE, C. A., GARAVAGLIA, M., GALLARDO, M., CALATRONI, J. A. E. y TAGLIAFERRI, A. A. *Appl. Opt.*, **11**, 1317 (1972).
- (49) PROKHOROV, A. M. *Sov. Phys.-JETP.* (Traducción al inglés), **7**, 1140 (1958).
- (50) DICKE, R. H. Patente No. 2851652 de los Estados Unidos de Norteamérica (1958).
- (51) YARIV, A. y GORDON, J. P. *Proc. IEEE.*, **51**, 4 (1963).
- (52) GARRETT, C. G. B., KAISER, W. y BOND, W. L. *Phys. Rev.*, **124**, 1807 (1961).
- (53) SNITZER, E. y OSTERBERG, H. *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 499 (1961).
- (54) FOX, A. G. y LI, T. *Bell System Tech. J.*, **40**, 453 (1961).
- (55) KOGELNIK, H. y RIGROD, W. W. *Proc. IRE.*, **50**, 220 (1962).

- (56) CONNES, P. *Rev. d'Optique*, **35**, 37 (1956).
- (57) (a) BOYD, G.D. y GORDON, J.P. *Bell Syst. Tech. J.*, **40**, 489 (1961). (b) BOYD, G.D. *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer (editor), Columbia University Press, Nueva York, N. Y., 318-328 (1961).
- (58) GORDON, E.I. *Bell Syst. Tech. J.*, **43**, 507 (1964).
- (59) EDLEN, B. *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 339 (1953).
- (60) GROTRIAN, W. *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenz-elektronen*, Springer, Berlín, Vol. I, 245 págs., Vol. II, 168 págs. (1928).
- (61) BOHR, N. *Philos. Mag.*, **21**, 669 (1913).
- (62) UHLENBECK, G.E. y GOUDSMIT, S.A. *Physica*, **5**, 266 (1925) y *Nature (Londres)*, **117**, 264 (1926).
- (63) SUGANO, S. y TANABE, Y. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **9**, 766 (1954).
- (64) (a) WIEDER, I. y SARLES, L.R. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 95 (1961). (b) SCHAWLOW, A.L. y DEVLIN, G.E. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 96 (1961).
- (65) NELSON, D.F. y COLLINS, R.J. *J. Appl. Phys.*, **32**, 739 (1961).
- (66) GEUSIC, G.E., MARCOS, H.M. y VAN UITERT, L.G. *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 182 (1964).
- (67) SNITZER, E. *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 444 (1961).
- (68) SNITZER, E. y YOUNG, C.G. *Lasers*, A.K. Levine (editor), Dekker, Nueva York, N. Y. Vol. 2, págs. 191-256 (1968).
- (69) COLLINS, R.J. y KISLIUK, P.P. *J. Appl. Phys.*, **33**, 2009 (1962).
- (70) McCLUNG, F.J. y HELLWARTH, R.W. *J. Appl. Phys.*, **33**, 828 (1962).
- (71) (a) BRET, G. y GIRES, F. *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 175 (1964). (b) SOROKIN, P.P., LUZZI, J.J., LANKARD, J.R. y PETTIT, G.D. *IBM J. Res. Dev.*, **8**, 182 (1964). (c) KAFALAS, P., MASTERS, J.I. y MURRAY, E.M.E. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2349 (1964). (d) SOFFER, B.H. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2551 (1964).
- (72) VUYLSTEKE, A.A. *J. Appl. Phys.*, **34**, 1615 (1963).
- (73) DE MARIA, A.J., GLENN, W.H., BRIENZA, M.J. y MACK, M.E. *Proc. IEEE*, **57**, 2 (1969).
- (74) DEUTSCH, T.F. *Appl. Phys. Lett.*, **10**, 234 (1966) y *Appl. Phys. Lett.*, **11**, 18 (1967).



- (75) PASCHEN, F. *Ann. Phys.*, **6**, 47 (1930).
- (76) BLOOM, A. L., BELL, W. E. y LOPEZ, F. O. *Phys. Rev.*, **135**, A578 (1964).
- (77) BOCKASTEN, K., GARAVAGLIA, M., LENGYEL, B. A. y LUNDHOLM, T. J. *Opt. Soc. Am.*, **55**, 1051 (1965).
- (78) McFARLANE, R. A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-2**, 229 (1966).
- (79) GARAVAGLIA, M., GALLARDO, M. y MASSONE, C. A. *Phys. Lett.*, **28A**, 787 (1969).

Además de los artículos y libros citados, se recomienda la consulta de las siguientes obras:

- (80) LENGYEL, B. A. *Lasers*, Wiley-Interscience, Nueva York, N. Y., 386 págs. (1971).
- (81) ALLEN, L. y JONES, D. G. C. *Principles of Gas Lasers*, Butterworths, Londres, 158 págs. (1967).
- (82) KOCK, W. E. *Lasers and Holography, An Introduction to Coherent Optics*, Anch. Doubleday, Nueva York, N. Y., 103 págs. (1969).



## COLECCIÓN DE MONOGRAFÍAS CIENTÍFICAS

### Publicadas

#### Serie de matemática

- Nº 1. La Revolución en las Matemáticas Escolares, por el Consejo Nacional de Maestros de Matemáticas de los Estados Unidos de América.
- Nº 2. Espacios Vectoriales y Geometría Analítica, por Luis A. Santaló.
- Nº 3. Estructuras Algebraicas I, por Enzo R. Gentile.
- Nº 4. Historia de las Ideas Modernas en la Matemática, por José Babini.
- Nº 5. Álgebra Lineal, por Orlando E. Villamayor.
- Nº 6. Álgebra Lineal e Geometría Euclidiana, por Alexandre Augusto Martins Rodrigues.
- Nº 7. El Concepto de Número, por César A. Trejo.
- Nº 8. Funciones de Variable Compleja, por José I. Nieto.
- Nº 9. Introducción a la Topología General, por Juan Horváth.
- Nº 10. Funções Reais, por Djairo G. de Figueiredo.
- Nº 11. Probabilidad e Inferencia Estadística, por Luis A. Santaló.
- Nº 12. Estructuras Algebraicas II (Álgebra Lineal), por Enzo R. Gentile.
- Nº 13. La Revolución en las Matemáticas Escolares (Segunda Fase), por Howard F. Fehr, John Camp y Howard Kellogg.
- Nº 14. Estructuras Algebraicas III (Grupos Finitos), por Horacio H. O'Brien.
- Nº 15. Introducción a la Teoría de Grafos, por Fausto A. Toranzos.
- Nº 16. Estructuras Algebraicas IV (Álgebra Multilineal), por Artibano Micali y Orlando E. Villamayor.

115

#### Serie de física

- Nº 1. Concepto Moderno del Núcleo, por D. Allan Bromley.
- Nº 2. Panorama de la Astronomía Moderna, por Félix Cernuschi y Sayd Codina.
- Nº 3. La Estructura Electrónica de los Sólidos, por Leopoldo M. Falicov.
- Nº 4. Física de Partículas, por Igor Saavedra.
- Nº 5. Experimento, Razonamiento y Creación en Física, por Félix Cernuschi.
- Nº 6. Semiconductores, por George Bemski.
- Nº 7. Aceleradores de Partículas, por Fernando Alba Andrade.
- Nº 8. Física Cuántica, por Onofre Rojo y Harold V. McIntosh.
- Nº 9. La Radiación Cósmica, por Gastón R. Mejía y Carlos Aguirre.
- Nº 10. Astrofísica, por Carlos Jaschek y Mercedes C. de Jaschek.
- Nº 11. Ondas, por Oscar J. Bressan y Enrique Gaviola.
- Nº 12. El Láser, por Mario Garavaglia.

#### Serie de química

- Nº 1. Cinética Química Elemental, por Harold Behrens Le Bas.

- Nº 2. Bioenergética, por Isaias Raw y Walter Colli.  
 Nº 3. Macromoléculas, por Alejandro Paladini y Moisés Burachick.  
 Nº 4. Mecanismo de las Reacciones Orgánicas, por Jorge A. Brioux.  
 Nº 5. Elementos Encadenados, por Jacobo Gómez-Lara.  
 Nº 6. Enseñanza de la Química Experimental, por Francisco Giral.  
 Nº 7. Fotoquímica de Gases, por Ralf-Dieter Penzhorn.  
 Nº 8. Introducción a la Geoquímica, por Félix González-Bonorino.  
 Nº 9. Resonancia Magnética Nuclear de Hidrógeno, por Pedro Joseph-Nathan.  
 Nº 10. Cromatografía Líquida de Alta Presión, por Harold M. McNair y Benjamín Esquivel H.  
 Nº 11. Actividad Óptica, Dispersión Rotatoria Óptica y Dicroísmo Circular en Química Orgánica, por Pierre Crabbé.  
 Nº 12. Espectroscopia Infrarroja, por Jesús Morcillo Rubio.  
 Nº 13. Polarografía, por Alejandro J. Arví y Jorge A. Bolzan.  
 Nº 14. Paramagnetismo Electrónico, por Juan A. McMillan.  
 Nº 15. Introducción a la Estereoquímica, por Juan A. Garbarino.  
 Nº 16. Cromatografía en Papel y en Capa Delgada, por Jorge A. Domínguez.  
 Nº 17. Introducción a la Espectrometría de Masa de Sustancias Orgánicas, por Otto R. Gottlieb y Raimundo Braz Filho.

#### Serie de biología

- Nº 1. La Genética y la Revolución en las Ciencias Biológicas, por José Luis Reissig.  
 Nº 2. Bases Ecológicas de la Explotación Agropecuaria en la América Latina, por Guillermo Mann F.  
 Nº 3. La Taxonomía y la Revolución en las Ciencias Biológicas, por Elías R. de la Sota.  
 Nº 4. Principios Básicos para la Enseñanza de la Biología, por Oswaldo Frota-Pessoa.  
 Nº 5. A Vida da Célula, por Renato Basile.  
 Nº 6. Microorganismos, por J. M. Gutiérrez-Vázquez.  
 Nº 7. Principios Generales de Microbiología, por Norberto J. Palleroni.  
 Nº 8. Los Virus, por Enriqueta Pizarro-Suárez y Gamba.  
 Nº 9. Introducción a la Ecología del Bentos Marino, por Manuel Vegas Vélez.  
 Nº 10. Biosíntesis de Proteínas y el Código Genético, por Jorge E. Allende.  
 Nº 11. Fundamentos de Inmunología e Inmunología Química, por Félix Córdoba Alva y Sergio Estrada-Parra.  
 Nº 12. Bacteriófagos, por Romilio Espejo T.  
 Nº 13. Biogeografía de América Latina, por Angel L. Cabrera y Abraham Willink.  
 Nº 14. Relación Huésped-Parásito. Mecanismo de Patogenicidad de los Microorganismos, por Manuel Rodríguez Leiva.

#### En preparación

#### Serie de matemática

- Estructuras Algebraicas V (Teoría de Cuerpos), por Darío J. Picco.

Estructuras Algebraicas VI (Estructura de Álgebras), por Artibano Micali.  
Biomatemática, por Alejandro Engel.  
Introducción al Análisis, por Manuel Balanzat.  
Introducción a la Integral de Lebesgue en la Recta, por Juan Antonio Gatica.  
Introdução à Análise Funcional: Espaços de Banach e Cálculo Diferencial, por Leopoldo Nachbin.  
Introducción a los Espacios de Hilbert, por José I. Nieto.  
Introducción a la Computación, por Jaime Michelow.  
Teoría General de la Optimización, por Enrique Cansado.  
Programación Lineal, por Fernando L. Garagorry.

#### Serie de física

Oceanografía Física, por Luis E. Herrera.  
Teoría de Fluidos en Equilibrio, por Antonio E. Rodríguez y Roberto E. Caligaris.  
Aplicação da Teoria de Grupos na Espectroscopia Raman e do Infra-Vermelho, por Jorge Humberto Nicola y Anildo Bristoti.  
Teoría Estadística de la Materia, por Antonio E. Rodríguez y Roberto E. Caligaris.

#### Serie de química

Fotometría de Llama por Emisión, por Juan Ramírez Muñoz.  
Fotometría de Llama por Absorción Atómica, por Juan Ramírez Muñoz.  
Momento Polar, por Pedro Lehman.  
Fluorescencia Atómica, por Juan Ramírez Muñoz.  
Termodinámica Moderna, por Jaime Cases.  
Cromatografía de Gases, por Harold M. McNair.  
Síntesis Orgánica, por Eduardo Sánchez.  
Catálisis Homogénea, por Eduardo Humeres A.  
Catálisis Heterogénea, por Sergio Droguett.

#### Serie de biología

Procesos Microbianos Aerobios de Importancia Industrial, por Carlos Casas-Campillo.  
Ecología Fisiológica, por Ernesto Medina.  
Etología: El Estudio del Comportamiento Animal, por Raúl Vaz-Ferreira.  
Citogenética Básica y Biología de los Cromosomas, por F. A. Saez y H. Cardoso.  
Citogenética Ultraestructural y la Biología Molecular de los Cromosomas, por R. Wettstein y J. Roberto Sotelo.  
Análisis de Sistemas en Ecología, por Gilberto C. Gallopín.  
Ecología de Poblaciones Animales, por Jorge E. Rabinovich.  
Sistemas Ecológicos y el Hombre, por Ariel E. Lugo y Greg Morris.  
Inventario de Vegetación de Biomas, por Jorge Morello.  
Biología Celular de la Transformación Maligna, por Manuel Rieber.  
Comportamiento y Aprendizaje, por Héctor Maldonado.

Principios Básicos de la Contracción Muscular, por Carlos Caputo.  
Transporte a Través de la Membrana Celular, por Patricio J. Garrahan y Alcides Rega.  
Genética de Poblaciones Humanas, por Francisco Rothhammer.  
Duplicación Cromosómica y Heterocromatina a Nivel Molecular y Citológico, por Néstor O. Bianchi.

**Nota:** Las personas interesadas en adquirir estas obras deben dirigirse a la Unidad de Ventas y Promoción, Organización de los Estados Americanos, Washington, D. C., 20006 o a las Oficinas de la Secretaría General de la OEA en el país respectivo.