

Libros de **Cátedra**

Fundamentos de Láser

I - Aplicaciones en terapia médica

Jorge O. Tocho

FACULTAD DE
CIENCIAS EXACTAS

e
exactas

Edulp
Editorial
de la Universidad
de La Plata



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA

FUNDAMENTOS DE LÁSER

I. APLICACIONES EN TERAPIA MÉDICA

Jorge O. Tocho

Facultad de Ciencias Exactas



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA



Editorial
de la Universidad
de La Plata

Agradecimientos

Este libro refleja mi actividad docente de más de 40 años en la UNLP, especialmente en las facultades de Ciencias Exactas e Ingeniería. Esta labor incluye el contacto con prácticamente todas las licenciaturas en ciencias y con todas las ramas de la ingeniería. Agradezco a todos los estudiantes que han compartido este camino con distinto grado de entusiasmo, rescatando especialmente a aquellos que por su lejanía con la temática específica de mis cursos, presentaron los mayores desafíos. Este camino incluye también la actividad docente de posgrado que incluye tanto a los estudiantes de doctorado como a los de distintas maestrías. Les agradezco entonces a aquellos que me han permitido estar en la frontera del conocimiento. Por último no puedo dejar de agradecerles a mis compañeros del Centro de Investigaciones Ópticas el compartir tantas horas de trabajo en las cuales las discusiones sobre la docencia ocuparon una buena parte.

Índice

Introducción	10
CAPÍTULO 1	
Antes de 1960	12
1.1. La radiación del cuerpo negro	12
1.1.1. Planck y Einstein visitan al CN	13
1.2. Los trabajos previos al funcionamiento del primer máser	16
1.3. El máser de amoniaco de Townes	17
1.3.1. La molécula de amoniaco	18
1.3.2. El máser de Townes	19
1.4. La carrera hacia el máser óptico	21
1.5. Los cuerpos <i>casí negros</i>	22
1.5.1. La lámpara incandescente de tungsteno	24
1.5.2. La piel humana	25
1.5.3. Los cuerpos grises más negros	25
1.5.4. La temperatura de la Tierra	25
1.5.5. El fondo cósmico de radiación	26
1.5.6. Los <i>agujeros negros</i>	27
1.6. Referencias	27
CAPÍTULO 2	
El láser de Maiman	29
2.1. El rubí, la esmeralda y otras piedras preciosas	29
2.1.1. Los rubíes de la Sra. Maiman	33
2.2. El láser de Maiman	34
2.3. El segundo, el tercero y el cuarto láser	38
2.4. El origen de la palabra láser	39
2.5. Referencias	40
CAPÍTULO 3	
Modelo sencillo para el láser	42
3.1. Introducción	42

3.2. Dinámica de los fotones _____	43
3.2.1. Emisión espontanea o incoherente _____	45
3.2.2. Procesos inducidos o coherentes _____	46
3.2.3. Umbral _____	48
3.3. La dinámica de las poblaciones _____	50
3.4. Solución completa. Ecuaciones acopladas _____	54
3.5. El comportamiento del láser por debajo y por encima del umbral _____	56
3.5.1. Discriminación de modos _____	57
3.5.2. Láseres monomodo o multimodo _____	58
3.5.3. Eficiencia energética _____	59
3.6. Coherencia _____	60
3.7. Haces láser. Comportamiento de los haces emitidos por un láser _____	61
3.7.1. Campo cercano y campo lejano de un haz láser _____	62
3.7.2. Enfoque _____	63
3.8. Referencias _____	64

CAPÍTULO 4

Láseres reales _____	65
4.1. Introducción _____	65
4.2. Láser de CO ₂ . _____	66
4.2.1. Tecnología en el infrarrojo (IR) _____	67
4.2.2. Láser continuo o láser pulsado _____	69
4.2.2.1. Operación súper-pulso _____	69
4.3. Láser de neodimio _____	71
4.3.1. Mecanismo de excitación _____	71
4.3.2. Formas de excitación _____	74
4.3.3. Otros láseres de estado sólido _____	76
4.3.3.1. Láseres de metales de transición _____	76
4.4. Láseres de diodo semiconductor _____	77
4.4.1. Emisión espontánea amplificada _____	81
4.4.1.1. Diodos superluminiscentes _____	82
4.4.2. Comparación entre los diodos láser (DL) y los láseres de estado sólido bombeados por diodos láser (DPSSL) _____	83
4.5. Láseres de excímeros _____	83
4.5.1. Mecanismo de formación del excímero _____	85
4.5.1.1. Laser de descarga eléctrica _____	86
4.5.2. Óptica para UV _____	87
4.6. La óptica no lineal _____	88
4.6.1. Generación del segundo armónico (SHG) _____	89
4.6.2. Otros usos de la ONL en la tecnología láser _____	90

4.7. Máseres y láseres naturales _____	92
4.8. Referencias _____	93

CAPÍTULO 5

Técnicas especiales _____	95
5.1. Introducción _____	95
5.2. Q-switch _____	96
5.2.1. Q-switch active _____	98
5.2.2. Q-switch pasivo _____	99
5.3. Mode locking _____	100
5.4. Láseres estabilizados en frecuencia y/o amplitud _____	103
5.4.1. El ruido de intensidad _____	103
5.4.2. Estabilización de frecuencia _____	104
5.5. Referencias _____	105

CAPÍTULO 6

La óptica del tejido biológico _____	106
6.1. Introducción _____	106
6.2. Reflexión, absorción y dispersión _____	107
6.2.1. Reflexión _____	108
6.2.2. Absorción _____	109
6.2.3. Dispersión o scattering _____	112
6.2.4. Dispersión múltiple _____	116
6.3. Propiedades ópticas de los tejidos _____	120
6.3.1 Absorción del tejido _____	120
6.3.2. Dispersión en los tejidos _____	121
6.4. Óptica de la piel humana _____	124
6.4.1. Reflectancia y transmitancia difusa de la dermis <i>in vitro</i> . _____	124
6.4.2. Reflectancia difusa de la piel <i>in vivo</i> . _____	125
6.4.3. Longitud de penetración _____	125
6.5. Referencias _____	127

CAPÍTULO 7

Interacción de la radiación láser con el tejido biológico _____	128
7.1. Introducción _____	128
7.2. Mecanismos de interacción láser-tejido _____	129
7.2.1. Interacciones fotoquímicas _____	129
7.2.2. Procesos térmicos directos _____	130
7.2.3. Fotoablación _____	130
7.2.4. Ablación asistida por plasma _____	130

7.2.5. Fotoruptura o fotodisrupción	131
7.3. Usos médicos de los láseres	131
7.4. Ordenamiento de las Interacciones	132
7.5. La generación de calor	134
7.5.1. Conducción o Difusión del calor	137
7.6. Efectos no térmicos	140
7.7. Resumen	141
7.8. Referencias	141

CAPÍTULO 8

Procesos fotoquímicos	143
8.1. Introducción	143
8.2. Terapia fotodinámica	144
8.2.1. Fotosensibilizador	145
8.2.2. Derivado de Hematoporfirina	148
8.2.3. Fotosensibilizadores de 2da generación	149
8.3 Fuentes de luz	149
8.4. Dosis	151
8.4.1. Dosimetría explícita: una definición de la dosis	151
8.4.2. Dosimetría implícita	153
8.5. Los fotosensibilizadores en el diagnóstico	155
8.5.1. Fluorescencia inducida por láser	156
8.5.2. Diagnóstico de tumores malignos por LIF	156
8.6. Bioestimulación	158
8.7. Resumen	159
8.8. Referencias	160

CAPÍTULO 9

Procesos térmicos	162
9.1. Introducción	162
9.2. Procesos térmicos	163
9.2.1. Composición del tejido	163
9.2.2. Los efectos de la temperatura sobre el tejido	165
9.2.3. La hipertermia	166
9.3. Calentamiento del tejido con láseres continuos y pulsados	169
9.4. Tratamientos térmicos específicos	171
9.4.1. Fotocoagulación en la retina	172
9.4.2. Fototermólisis selectiva para tratar la mancha de vino de Oporto	173
9.4.3. Fototermólisis selectiva para depilación láser	175
9.4.4. Tratamientos estéticos en la piel	176

9.4.5. Tratamientos de tumores en las cuerdas vocales _____	179
9.5. Resumen _____	181
9.6. Referencias _____	181
CAPÍTULO 10	
Fotoablación _____	183
10.1. Introducción _____	183
10.2. Fotoablación _____	184
10.2.1. Modelo fotoquímico de ablación _____	186
10.2.2. Modelo fotoquímico para la fluencia umbral _____	186
10.2.3. Modelo fototérmico para la ablación _____	187
10.3. Fotoablación de la córnea _____	188
10.3.1. El segundo umbral _____	192
10.4. Procedimientos quirúrgicos _____	192
10.4.1. Procedimiento PRK _____	193
10.4.2. Procedimiento LASIK _____	194
10.4.3. Equipo quirúrgico _____	196
10.5. Fotolitografía _____	197
10.6. Resumen de la fotoablación _____	198
10.7. Referencias _____	198
CAPÍTULO 11	
Ablación inducida por plasma _____	200
11.1. Introducción _____	200
11.2. El plasma _____	202
11.2.1. Absorción óptica no lineal de un plasma _____	203
11.2.2. Modelo de generación de plasma con láseres _____	206
11.2.2.1. Fotoionización _____	208
11.2.2.2. Cascada _____	209
11.2.2.3. Pérdidas de electrones _____	209
11.2.3. Resultados calculados en agua _____	210
11.3. Fotablación mediada por plasma _____	216
11.3.1. Queratomileusis in situ _____	218
11.4. Fuentes de luz para la ablación óptica mediada por plasma _____	219
11.5. Resumen de la ablación inducida por plasma _____	220
11.6. Referencias _____	220
CAPÍTULO 12	
Fotodisrupción _____	223
12.1. Introducción _____	223

12.2. Fotodisrupción	225
12.2.1. Generación de ondas de choque.	225
12.2.2. Cavitación	226
12.2.3. Formación de chorros (jets)	226
12.3. Aplicaciones médicas relevantes	228
12.3.1. Capsulotomía posterior con láser Nd: YAG	228
12.3.2. Litotricia	230
12.3.3. Eliminación de tatuajes	232
12.3.3.1. Técnicas de remoción de tatuajes	233
12.3.3.2. Las tintas	233
12.3.3.3. El color de las tintas	234
12.3.3.4. Los láseres	235
12.4. Resumen de la fotodisrupción	235
12. 5. Referencias	236

CAPÍTULO 13

Uso seguro de los láseres	238
13.1. Introducción	238
13.2. Estrategia de la protección	241
13.2.1 Límite de exposición	242
13.2.2. Clasificación de los láseres según su riesgo	245
13.2.3. Medidas de seguridad	246
13.2.4. Anteojos de seguridad	247
13.2.5. Reglas de seguridad para el uso de todos los láseres, independientemente del nivel de potencia de salida	249
13.3. Referencias	250

APÉNDICE 1

Modos de Cavidad	251
A-1.1 Modos de cavidad	251
A-1.2. Modos y fotones	254
A-1.3. Relación entre la emisión estimulada y la emisión espontánea	254
A-1.4. Fuentes luminosas	256
A-1.5. Mundaneum	257

El autor	258
-----------------	-----

Introducción

En la tarde del 16 de mayo de 1960, en un laboratorio con vistas a la costa, cerca de Los Ángeles, Theodore Maiman y Irnee D'Haenens trabajaban con una varilla corta de rubí y una lámpara de flash de gran potencia, con forma de espiral, todo dentro de un cilindro de aluminio muy pulido. Paso a paso aumentaron la energía eléctrica que alimentaba la lámpara, registrando el espectro de la luz emitida por el rubí.

Al principio, los resultados fueron ordinarios: un par de señales en el registro espectral, o sea la fluorescencia roja normal del rubí. Se intensificaron los controles hasta 950 voltios. De repente, la traza se disparó rápidamente a un pico agudo de intensa y pura luz roja. Simultáneamente apareció un haz perfectamente colimado que iluminaba la pared del laboratorio.

¡Habían creado la luz láser, por primera vez en la Tierra!

Sin embargo, en un primer momento, la importancia de la realización no estaba clara. El comentario de Irnee d'Haenens, "un láser es una solución en busca de un problema", es un ejemplo del desconcierto de los primeros años.

Poco a poco fueron decantando tres áreas en las que el láser podría tener impacto,

- 1) Las aplicaciones en comunicaciones,
- 2) Las contribuciones que se podrían hacer al desarrollo científico
- 3) Las aplicaciones militares del *rayo de la muerte*.

El desarrollo del láser condujo a mejorar la capacidad y la velocidad en las comunicaciones de una manera explosiva y serían necesarios varios libros para atacar el tema. Lo mismo puede decirse de las contribuciones científicas del láser. Con láser se obtienen varios records: las temperaturas más bajas y las más altas, los pulsos más cortos, las frecuencias más estables, etc. La mayoría de los premios Nobel en Física y en otras especialidades, de los últimos 50 años han utilizado láseres en sus investigaciones.

A pesar de que en 1983 Estados Unidos lanza su "Star Wars", esbozando la visión de las armas láser en el espacio, no hay duda que el láser no ha tenido una gran contribución al desarrollo bélico. Sin embargo, las aplicaciones médicas del láser se pueden pensar como materializaciones realistas de las utópicas aplicaciones militares.

Este libro consta de dos partes bien definidas unidas por dos capítulos, el 6 y el 7, dedicados a describir la óptica de los tejidos biológicos. En la primera, que comprende desde el capítulo 1 hasta el 5, se esbozan los fundamentos físicos básicos del láser, válidos para cualquier aplicación científica o tecnológica. La segunda parte, desde el capítulo 8 al 12, está

dedicada a las aplicaciones médicas terapéuticas, ordenadas de acuerdo al tipo de mecanismo físico que explica el efecto que se persigue. El libro termina con un capítulo dedicado a reseñar las condiciones de seguridad que se deben seguir al utilizar láseres. Un apéndice concentra el cambio de terminología entre la visión puramente electromagnética de la radiación y el lenguaje de los fotones.

El libro refleja las experiencias del autor al dictar durante tres años el curso *Fundamentos de láser* para estudiantes de la Licenciatura en Física Médica. Los conceptos desarrollados son rigurosos, si bien se eluden las demostraciones matemáticas en muchos casos. Un libro posterior estará dedicado a las aplicaciones del láser en procesamiento de materiales no biológicos.

CAPÍTULO 1

Antes de 1960

De alguna manera ellos (los marcianos) son capaces de generar un calor intenso en una cámara. Este calor intenso se proyecta en un haz paralelo contra cualquier objeto que elijan, por medio de un espejo parabólico pulido de composición desconocida.... Sin embargo, lo cierto es que un rayo de calor es la esencia de la cuestión. Lo que es combustible parpadea en llamas con su toque, el plomo corre como el agua, ablanda hierro, grietas y se funde el vidrio, y cuando cae sobre el agua, estalla en vapor.
H. G. WELLS. LA GUERRA DE LOS MUNDOS. 1897.

1.1. La radiación del cuerpo negro

Es un hecho conocido que los cuerpos calientes emiten o irradian energía. De la misma manera que nos calentamos en una noche fría cerca de un fuego o de una estufa, la Tierra se calienta con la energía del Sol. Prácticamente toda la energía que usamos en la Tierra proviene del Sol y nos llega como radiación electromagnética. El balance entre la energía que recibimos y la que devolvemos al espacio determina la temperatura de la Tierra. Que devolvemos algo al espacio no hay dudas ya que la Tierra se ve como un planeta azulado desde buena parte del sistema solar. Sin embargo la mayor parte de la energía que la Tierra envía al espacio no se puede ver con nuestros ojos humanos ya que es radiación infrarroja, que queda fuera de nuestra sensibilidad.

El estudio de la energía emitida por los cuerpos calientes fue motivo del trabajo de buena parte de los científicos de la segunda parte del siglo XIX. No vamos a mencionar aquí todos los descubrimientos que condujeron a nuestra comprensión actual del problema, pero si haremos un resumen de las características principales,

1. un cuerpo caliente es muy eficiente al emitir radiación cuando al estar frío absorbe toda la radiación que recibe sin devolver nada; denominamos *cuerpo negro*, *CN*, al límite ideal de este comportamiento,

2. para un cuerpo caliente, el ritmo de emisión de energía, energía emitida por unidad de tiempo o potencia, crece muy rápido con la temperatura; para un CN, podemos decir que $P \propto T^4$,

3. el *color* de la radiación emitida cambia con la temperatura; es más azul a temperaturas altas y más rojiza a temperaturas más bajas. Si asociamos el color con la longitud de onda para el cual se emite el máximo de radiación, podemos decir que $\lambda_m \propto 1/T$.

Si bien no existe en la naturaleza ningún cuerpo que absorba toda la energía electromagnética que recibe y por lo tanto el CN es una idealización conceptual, hay una situación simple que nos permite acercarnos con una buena aproximación al caso ideal. Es el caso de un cuerpo hueco con una pequeña abertura que comunica con el exterior. Cuando este cuerpo está frío, la radiación que penetra por la abertura se absorbe totalmente en el

interior y no sale nada del cuerpo; por otro lado cuando el cuerpo está caliente, la radiación emitida por la superficie de la abertura (denominada radiación de cavidad) tiene todas las características de la radiación del CN. Uno de los hechos más sorprendentes de la radiación de cavidad es que no depende para nada del material del cuerpo, ni de la composición ni del estado de la superficie interior. Sólo depende de la temperatura de las paredes.

Una vez que se logró realizar materialmente al CN, el estudio experimental y la cuantificación de las características que hemos mencionado como 1, 2 y 3 más arriba se hizo sin mayores problemas. Sin embargo el tema del color de la radiación, o más precisamente la distribución espectral, o sea la cantidad de energía emitida en cada intervalo de color, constituyó un verdadero dolor de cabeza. Por un lado las mediciones se fueron perfeccionando y alcanzaron alto grado de precisión; por otro, se refinaban los modelos y teorías acerca de cómo la materia caliente de las paredes intercambiaba energía con la radiación. En 1895, Wien obtuvo una expresión que aproximaba bien la región de las longitudes de onda cortas y encontraba correctamente el color donde se emitía la mayor cantidad de radiación pero la concordancia empeoraba para las longitudes de onda más largas.

1.1.1. Planck y Einstein visitan al CN

En el transcurso del año 1900, Max Planck obtuvo una fórmula que describía perfectamente las características espectrales de la radiación del CN y que estaba de acuerdo con leyes parciales que hemos mencionado. Pero lo más importante, unos días después elaboró un modelo que justificaba la curva de emisión que coincidía con la real. Planck era consciente de que ninguna de las teorías del momento producía ese resultado; sin embargo, haciendo simplemente una pequeña, una minúscula suposición, y realizando los cálculos de nuevo, se obtenía una fórmula que se ajustaba milimétricamente a la realidad. Una fórmula de una precisión enorme, que explicaba todos los experimentos realizados con el CN. Según Planck, la energía por unidad de volumen que tiene frecuencia entre ν y $\nu+d\nu$ (J/m^3) dentro del CN, está dada por,

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu, \quad (1.1)$$

donde h es la *constante de Planck*, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta del CN.

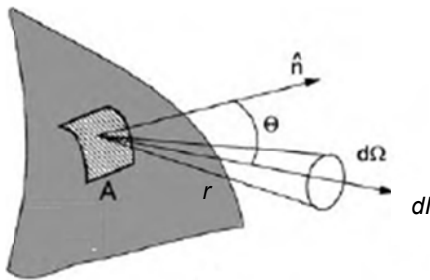
La idea usada era simplemente una pequeña argucia matemática, a la que Planck, en principio, no dio mucha importancia, ni consideró como una nueva concepción del Universo físico. La suposición era que los minúsculos osciladores que componían la materia de las paredes del CN no podían tener cualquier energía arbitraria, sino sólo valores discretos entre los cuáles no era posible ningún valor. La hipótesis de Planck es que la energía de la materia está *cuantizada*, es decir, no tiene valores continuos sino discretos *escalones* de energía, que hoy llamamos *cuantos de energía*. Planck pensó que la materia de las paredes del CN tenía cargas eléctricas oscilantes y supuso que el tamaño de los “escalones” de energía era proporcional a la frecuencia del oscilador. La constante de proporcionalidad es la *constante de Planck*,

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J s.}$$

Toda la teoría cuántica, y las diferencias entre el Universo clásico y el cuántico, se basan en el hecho de que si bien pequeña, la constante de Planck no es nula ($h \neq 0$).

Como hemos dicho la ecuación de Planck estaba en todo de acuerdo con los resultados experimentales pero el modelo en el que estaba basada no fue fácil de digerir. En 1905, Albert Einstein hizo una contribución importante a la teoría cuántica: suponiendo que la energía de la radiación también estaba cuantizada pudo explicar el efecto fotoeléctrico. Este fenómeno tenía una característica particular que no se había podido explicar: mientras la luz de ciertos colores liberaba carga eléctrica de un material, otros colores no lo hacían, aún con intensidades de radiación muy grandes. El mismo año 1905, las fuerzas contrarias contraatacaron: Rayleigh y Jeans, utilizando todas las herramientas conocidas por la Física clásica, pudieron mejorar la aproximación de Wien para la emisión del CN a longitudes de onda largas, pero ¡a costas de predecir una emisión sin límite en las longitudes de onda cortas! Este fracaso fue denominado mediáticamente *catástrofe del ultravioleta*.

Es posible determinar $\rho(\nu)$ experimentalmente midiendo la distribución espectral de la radiación que escapa a través de un pequeño agujero en las paredes de la cavidad. Si el orificio es suficientemente pequeño, la pérdida de energía a través de este agujero es insignificante y no perturba el equilibrio térmico en el interior la cavidad.



La irradiancia medida a una distancia r de la apertura, en la dirección dada por el ángulo θ respecto a la normal, con frecuencia entre ν y $\nu + d\nu$, estará dada por,

$$dI = \frac{cA}{4\pi r^2} \rho(\nu) \cos(\theta) d\nu. \quad (1.2)$$

Esta dependencia angular de la radiación se denomina *lambertiana*.

Abajo se resumen los resultados experimentales junto con los cálculos teóricos principales para la irradiancia.

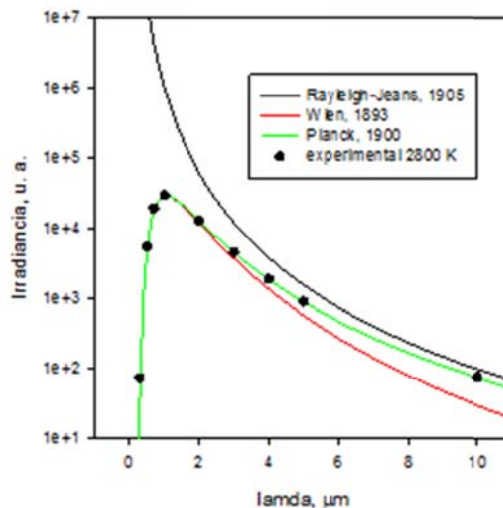


Fig. 1.1. Modelos teóricos y resultados experimentales para la radiación del CN a 2800 K.

Entre los años 1916 y 1917 Einstein retomó el problema de la radiación del CN, avalando nuevamente la idea de Planck y proponiendo una forma de razonamiento alternativo. En el trabajo *Sobre la teoría cuántica de la radiación* (Einstein, 1917), escribió:

Hoy día sabemos que consideraciones basadas en la mecánica y en la electrodinámica conocidas no conducen a una fórmula útil para la radiación, ya que estas teorías clásicas predicen la fórmula de Rayleigh...

En este trabajo, Einstein hace una nueva derivación de la fórmula de radiación de Planck estudiando cuidadosamente la forma en la que el material de las paredes de CN intercambia energía y momento lineal con la radiación. En palabras de Einstein,

Esta derivación merece consideración no solo por su simplicidad sino especialmente porque parece clarificar los procesos de absorción y emisión de la radiación por la materia.

Einstein considera al sistema cavidad – radiación como un sistema dinámico en el sentido que permanentemente la materia emite y absorbe radiación, perdiendo energía cuando emite y ganando energía cuando absorbe y a la inversa visto desde la radiación. A los procesos conocidos de la emisión espontánea (un cuerpo excitado emite radiación independientemente si está o no estimulado por radiación) y la absorción (el cuerpo relajado puede excitarse quitándole energía a la radiación), Einstein agrega la *emisión estimulada*, el proceso por el cual se emite radiación en presencia de más radiación. En el trabajo original Einstein denomina a este proceso como de *absorción negativa*. Para un sistema de dos niveles E_1 y E_2 en un baño de radiación de frecuencia ν , tal que $E_2 - E_1 = h\nu$, el balance para la energía de la radiación con esa frecuencia, por unidad de volumen, resulta del análisis del esquema de la Fig. 1.2,

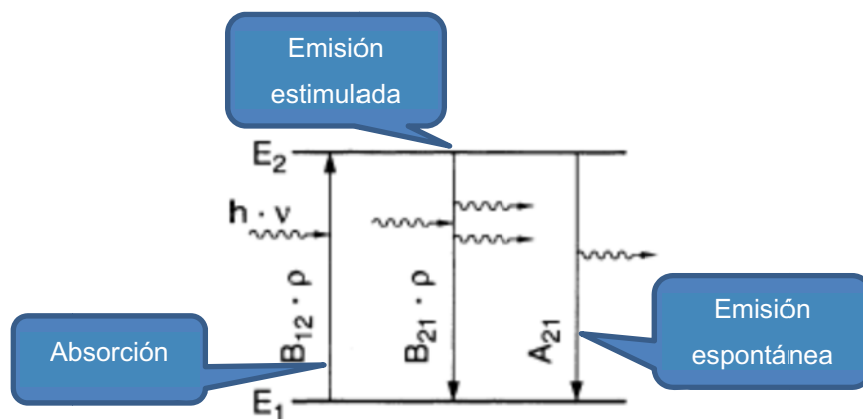


Fig. 1.2. Procesos de interacción entre la radiación y la materia.

$$\frac{d\rho(\nu)}{dt} = B_{21}\rho(\nu)N_2 + A_{21}N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1, \quad (1.3)$$

donde N_2 y N_1 son las poblaciones de los dos niveles. Einstein prosigue plantando las condiciones de equilibrio a una temperatura T ,

$$\frac{d\rho(\nu)}{dt} = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}}. \quad (1.5)$$

La ecuación 1.5 es la condición de Boltzmann para las poblaciones en equilibrio; k es la constante de Boltzmann ($k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J}^\circ\text{K} = 8,62 \times 10^{-5} \text{ eV}^\circ\text{K}$). Para lograr una expresión de la densidad de radiación espectral acorde con la fórmula de Planck, Einstein debe postular relaciones entre los coeficientes A y B,

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = 1, \quad (1.6)$$

$$\frac{B_{21}}{A_{21}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3}. \quad (1.7)$$

El proceso de *emisión estimulada* constituye la base teórica más importante para el desarrollo del láser, pero se necesitaron varias décadas para reconocer su real valor. Posiblemente la dificultad esté asociada al hecho de que en las situaciones de equilibrio la emisión estimulada es siempre superada por la absorción. *Pero el proceso de emisión estimulada ocurre siempre y las relaciones entre los coeficientes A y B son válidas independientemente de que el sistema esté o no en equilibrio* (Einstein, 1917).

1.2. Los trabajos previos al funcionamiento del primer máser

No son muchas las evidencias sobre los trabajos que persiguieron poner en evidencia el fenómeno de la emisión estimulada entre el momento de su enunciado teórico hecho por Einstein y la construcción de los amplificadores de microondas en 1953 - 1954 y el funcionamiento de los primeros láseres en 1960. Sin embargo, este capítulo no estaría completo sin mencionar algunos trabajos que fueron realizados entre 1917 y 1950 y que si bien parecen ser ignorados por los investigadores que tomaron la posta después de la Segunda Guerra Mundial, tienen un valor histórico importante.

Entre 1928 y 1930, P. Ladenburg y sus colaboradores en Alemania, demostraron experimentalmente la existencia de situaciones de *dispersión negativa* en descargas gaseosas. Si bien la discusión del concepto de la *dispersión negativa* es muy técnica, era clara la relación con la *absorción negativa* de Einstein. Estos resultados de Ladenburg se discutieron extensamente en la literatura y aparecieron publicados en libros de gran circulación. El mismo Ladenburg no parece haberle dado mucha importancia, porque a pesar de coincidir con Einstein en Princeton, cuando ambos emigraron a USA perseguidos por el antisemitismo nazi, no continuó en esa línea de trabajos.

Sin duda unos de los planteos más claros sobre la posibilidad de amplificar radiación utilizando la emisión estimulada, es la del físico ruso Valentin A. Fabrikant, quien sugiere en su tesis doctoral de 1939, *experimentos de amplificación de la luz en la descarga eléctrica en un gas a baja presión*. Que Fabrikant continuó trabajando en esta idea lo certifica su solicitud de patente en 1951, en colaboración con M. M. Vudynsky y F. A. Butaeva, para la amplificación de la radiación electromagnética ultravioleta, visible, infrarroja y regiones espectrales de radio. Una merecida defensa de los trabajos de Fabrikant fue publicada en ocasión de festejarse los 50 años del láser (Lukishova, 2010).



Fig. 1.3. Celebración de 70 cumpleaños de Albert Einstein en el Instituto de Estudios Avanzados de Princeton. De izquierda a derecha: H. P. Robertson, E. Wigner, H. Weyl, K. Gödel, I. I. Rabi, A. Einstein, R. Ladenburg, J. R. Oppenheimer, y G. M. Clemencia.

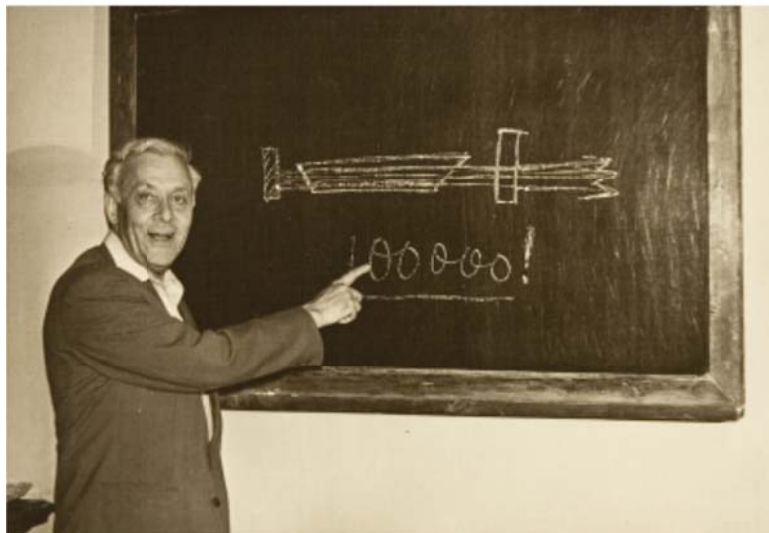


Fig. 1.4. Fabrikant dictando clases en Moscú en 1959.

1.3. El máser de amoníaco de Townes

Entre los años 1951 y 1954, Charles Townes, Profesor de la Universidad de Columbia en Nueva York, USA y sus colaboradores Zieger y Gordon (estudiante de doctorado) construyeron

el primer equipo experimental que demostró, sin lugar a dudas, la validez del concepto de emisión estimulada para amplificar radiación: el *máser de amoniaco*.

1.3.1. La molécula de amoniaco

Una visión simple de la molécula de amoniaco (NH_3) nos muestra una forma casi tetraédrica. Como todas las moléculas, el amoniaco puede almacenar energía de diversas maneras: traslación, rotación, vibración y excitación electrónica. Pensemos por el momento sólo en la vibración del N acercándose y alejándose del plano de los H. Este movimiento se puede analizar con una curva de energía potencial unidimensional que muestra dos mínimos con una barrera. Es un hecho propio de la mecánica cuántica que *el estado de energía más baja de un oscilador tiene una energía no nula*, o sea que el nitrógeno estará vibrando aún en condiciones de muy baja temperatura. Podríamos pensar *clásicamente* que si el N está de un lado del plano de los hidrógenos se quedará de ese lado a menos que le podamos aumentar su energía por encima de la barrera que dificulta el pasaje al otro lado. Sin embargo, el nitrógeno puede pasar a través de esta región por *efecto túnel*, un efecto puramente *cuántico* que posibilita el pasaje sin tener que remontar la barrera. Si comenzamos con el N de un solo lado, en cada acercamiento a la barrera tiene una probabilidad no nula de pasarla y en algún momento se alcanzará el estado estacionario, donde tenemos el 50 % de chances de encontrarlo en cada lado.

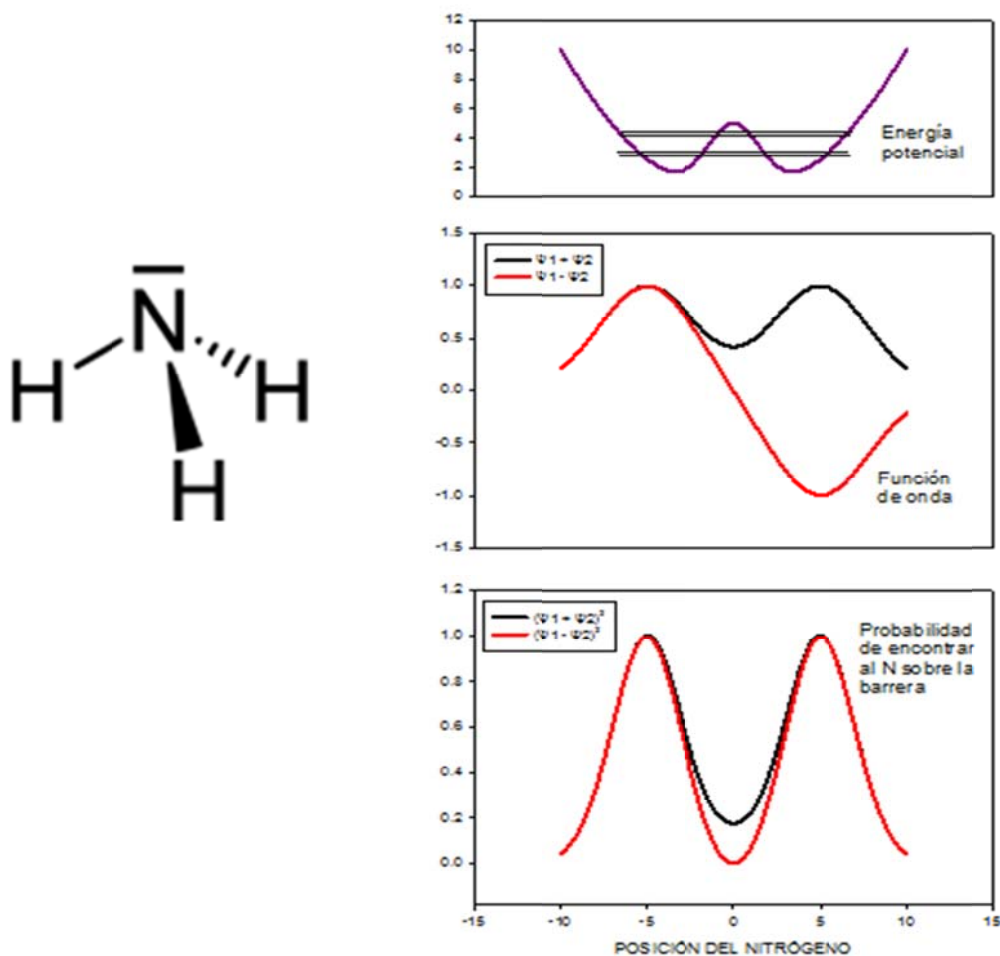


Fig. 1.5. La molécula de amoniaco (izquierda). Comportamiento mecano-cuántico (derecha) mostrando el desdoblamiento de los niveles de energía de la molécula de amoniaco provocado por el pasaje del nitrógeno a través de la barrera de potencial que le oponen los hidrógenos.

La Fig. 1.5 muestra la barrera de potencial que experimenta el N y las dos funciones de onda que representan los estados estacionarios. En el diagrama donde se representa la probabilidad de encontrar al N en una determinada posición, se puede ver que un estado permite una mayor cercanía con la barrera que el otro. Esta es la razón por la que los dos estados no tienen la misma energía y ésta se desdobla.

Además de tener energía diferente los dos estados tienen momentos dipolares eléctricos diferentes. Esto permite que:

1. Son propensos a interactuar con la radiación electromagnética. La magnitud del desdoblamiento hace que la molécula de amoníaco absorba radiación en la región de las microondas (23,8 GHz), con una longitud de onda de 1,26 cm. La absorción a esta frecuencia fue la primera espectroscopia de microondas observada (Cleeton, 1934),

2. Sean separados por un campo eléctrico estático inhomogéneo. Como un campo eléctrico se puede usar para separar cargas eléctricas, un campo inhomogéneo se puede usar para separar dipolos. Esto es bien conocido en el magnetismo, donde si bien no hay cargas magnéticas libres, se usan campos magnéticos inhomogéneos para separar dipolos magnéticos (imanes).

Esta última propiedad es la que utilizó Townes para preparar al amoníaco de manera que pudiera emitir *emisión estimulada*.

1.3.2. El máser de Townes

Townes logró separar las moléculas en los dos estados utilizando una variante del aparato que emplearon Stern y Gerlach (Gerlach, 1922) para estudiar el spin del electrón. Como el spin del electrón hace que éste se comporte como un pequeño imán (decimos que es un dipolo magnético), para separar los que apuntan para un lado y para otro se utiliza un campo magnético no homogéneo. Como las moléculas de amoníaco que ocupan la energía más baja tienen un momento dipolar eléctrico diferente a las que ocupan el estado de energía más alto, Townes utilizó un campo eléctrico no homogéneo para separarlas.

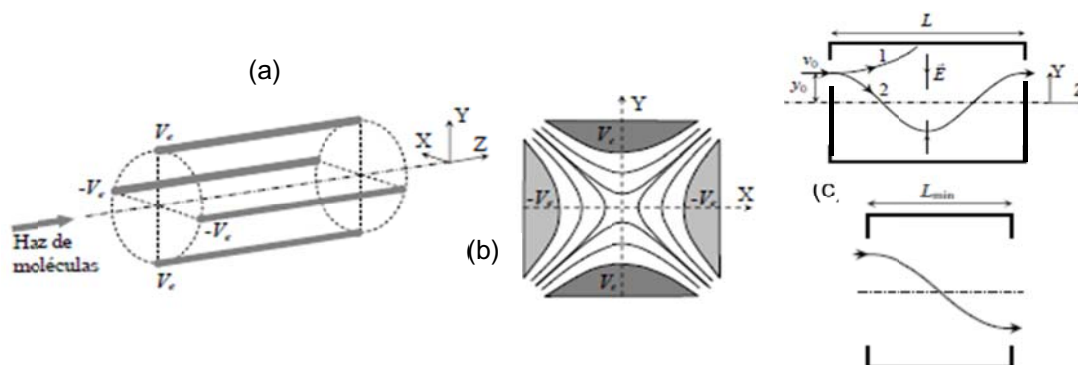


Fig. 1.6. Selector de estados. (a) Las moléculas entran a una región de baja presión a través de una serie de rendijas que definen la dirección del movimiento donde se encuentran con un campo eléctrico fuertemente inhomogéneo. (b) Distribución del potencial eléctrico que generan las 4 varillas del cuadrupolo. (c) Distintas combinaciones de la magnitud del potencial V , y del largo del selector L , permiten quedarnos solamente con las moléculas que ocupan el valor más alto de energía.

La forma en la que se han preparado las moléculas resuelve la mitad del problema: *la competencia entre la absorción y la emisión*. Al haber solo moléculas en el estado de energía más alta, éstas solo pueden emitir y no absorber radiación.

La segunda parte es hacer prevalecer la *emisión estimulada* sobre la *emisión espontánea*. Para esto las moléculas preparadas entran a una cavidad donde se encuentran con radiación de la frecuencia adecuada (22.8 GHz) que las *induce* o *estimula* a perder la energía emitiendo más radiación. Esta cavidad tiene un acoplamiento con el exterior que permite observar sólo la radiación que se propaga en una dirección definida. Es en esta dirección donde la emisión estimulada, que copia o reproduce las características del estímulo, puede superar a la emisión espontánea, que ocurre al azar y se emite en todas las direcciones.

¡Townes y sus colaboradores habían construido un amplificador que funcionaba gracias a la emisión estimulada! (Gordon, 1955).

Como emitía en la región espectral de las microondas, el nombre *MASER*, acrónimo de *Microwave Amplifier by Stimulated Emission of Radiation* surgió naturalmente. Hoy día, las palabras máser y láser han sido adoptadas por el castellano.

Pero la cosa no terminó ahí. Rápidamente los investigadores se dieron cuenta que la radiación emitida presentaba dos características muy especiales:

- 1) tenía una pureza espectral muy superior a la de la radiación externa que inducía la emisión,
- 2) se emitía de una forma muy direccional, en forma de *rayo*, de manera muy diferente al caso del CN, donde la apertura de la cavidad emite en todas direcciones sobre el hemisferio exterior.

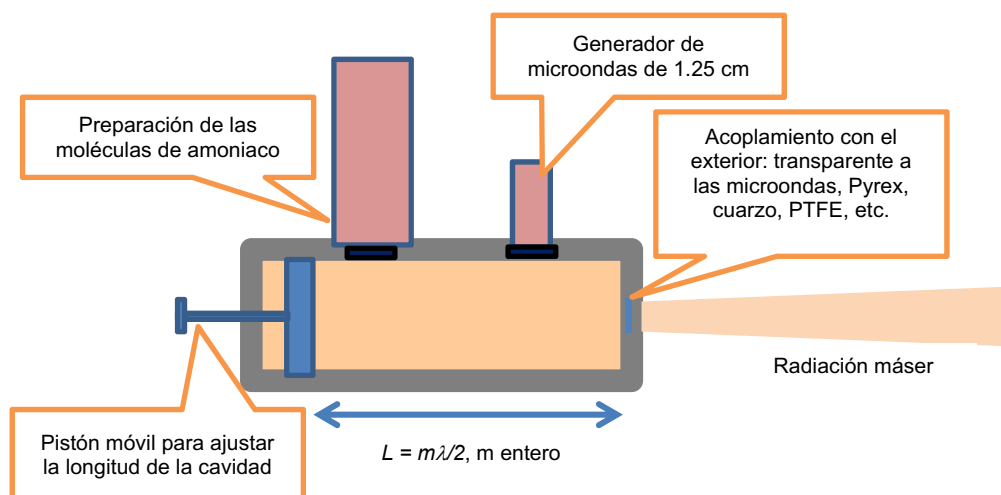


Fig. 1.7. Esquema básico del máser de amoníaco.

No nos vamos a detener mucho más en la descripción del máser: Solo diremos que la elevada pureza espectral que permite obtener ha dado origen a numerosas aplicaciones, de las cuales mencionaremos solamente una: la construcción de *relojes atómicos* (Ramsey, 1983). Ramsey y su estudiante Kleppner desarrollaron un máser en 1960 que funcionaba con

hidrógeno y que pudo utilizarse como un reloj atómico de extremada precisión. Ramsey fue galardonado con el Premio Nobel de Física en 1989.

Hoy día son estos relojes los que se utilizan para determinar con precisión las posiciones de los satélites y naves espaciales utilizando radiotelescopios, como se hace por ejemplo en el Laboratorio Argentino Alemán de Geodesia, AGGO, instalado en el Parque Pereira en las cercanías de La Plata. Relojes con máser de hidrógeno son los que llevan los satélites del programa Galileo, con los que opera el GPS europeo.

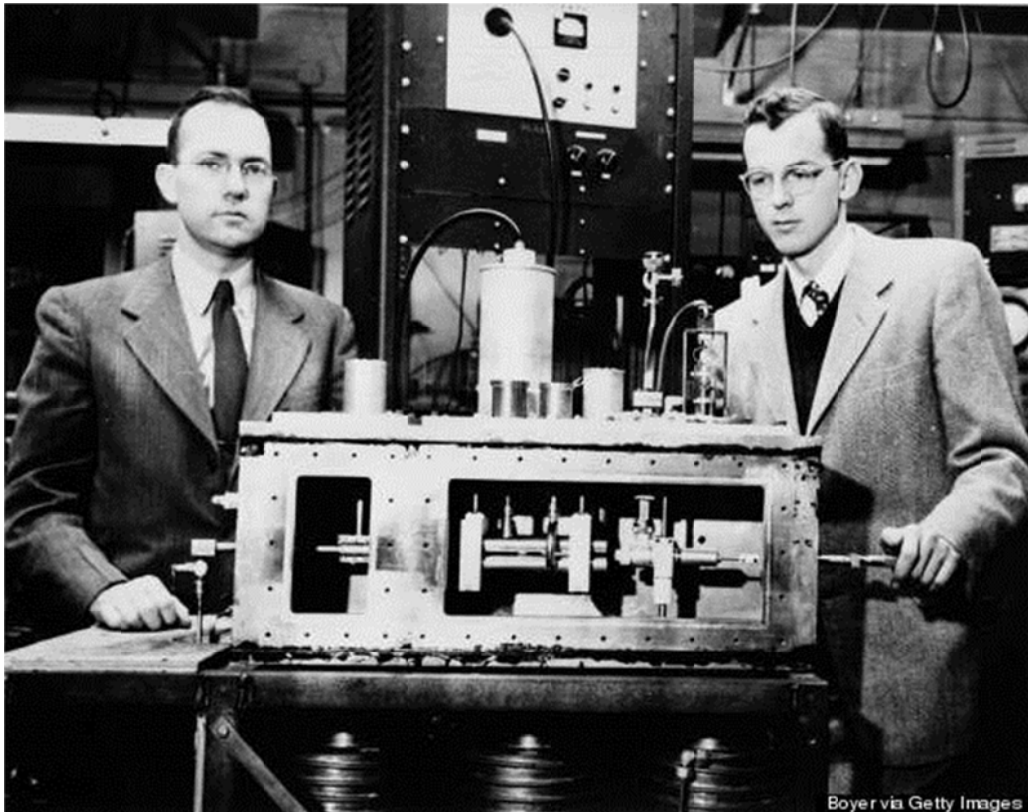


Fig. 1.8. Charles H. Townes (izquierda) y James P. Gordon junto al segundo amplificador de microondas (máser) construido en 1955. En 1964, Townes compartió el Premio Nobel en Física con Basov y Prokhorov por la invención del máser y la descripción del láser, que fue construido recién en 1960 por Maiman.

1.4. La carrera hacia el máser óptico

Entre 1954 y 1960 se vivieron años de trabajo frenético para extender las ideas del máser hacia las regiones de la luz visible o como se decía en el momento obtener el *máser óptico*. Los grupos más activos fueron los siguientes:

- Universidad de La Sorbona, Paris, Francia. El físico francés Alfred Kastler introduce en 1950 el método de *bombeo óptico*, para llevar átomos o moléculas a un estado de alta energía. El método se convertiría en una técnica estándar en la construcción de máseres y posteriormente de láseres.

- Universidad de Harvard, Boston, Massachusetts, USA. En 1956, Nicolaas Bloembergen propone el máser de tres niveles, donde la emisión ocurre del nivel 3 al 2 mientras que la excitación o bombeo ocurre desde el nivel 1 al 3 con el objeto de obtener una población invertida más fácilmente. Este es el sistema que hizo funcionar Maiman en 1960.
- Laboratorios de la empresa Bell, Nueva Jersey, USA. Bell era una compañía privada gigante de las comunicaciones telefónicas. En 1955 incorporan a James Gordon, el estudiante de Townes y a Arthur Schawlow, cuñado de Townes, para desarrollar transmisiones satelitales. El mismo Townes actúa como consultor de la empresa. En agosto de 1958, Townes y Schawlow presentan una solicitud de patente para un diseño de máser óptico y a continuación, publican un extenso trabajo sobre la idea (Schawlow, 1958). Otros investigadores famosos fueron: Ali Javan, William Bennett, Gary Boyd y Amnon Yariv. En marzo de 1960, se concede a Schawlow y Townes de los Laboratorios Bell, la patente del máser óptico (Patente de EE.UU. 2.929.922).
- Universidad de Columbia, Nueva York, USA. Además del grupo liderado por Townes, trabajaba un estudiante de doctorado R. Gordon Gould en vías de resolver el problema del máser óptico. En 1957, Gould compila sus ideas para el diseño y aplicación de un máser óptico y las registra con un escribano. En marzo de 1958, Gould deja Columbia, antes de recibir su doctorado, para trabajar en TRG, Inc., un contratista militar. TRG concede tiempo Gould para trabajar en sus ideas. En abril de 1959, Gould inicia una larga pelea de reivindicaciones de patentes relacionadas con el tema.
- Rusia. Instituto de Física Lebedev en Moscú. Después de recibir su doctorado, Prokhorov se convirtió en un asociado senior en el Instituto. Aquí, junto a Basov, que era estudiante, sugirieron conjuntamente el principio máser para amplificar y emitir ondas electromagnéticas paralelas que están todas en fase y todas en la misma longitud de onda. Basov se especializó en láseres de semiconductores, que a la larga resultaron los más exitosos en las aplicaciones cotidianas.
- Laboratorios de la empresa Hughes en Malibú, USA. Entre mayo y junio de 1960, Theodore Maiman completa el primer máser óptico usando rubí rosa como medio activo. A finales de junio envía un artículo a *Physical Review Letters*, que le es rechazado. El logro se publica en *Nature*, en agosto (Maiman, 1960).

1.5. Los cuerpos *casi negros*

Hemos dicho que el *CN* es una idealización conceptual y que un cuerpo con forma de cavidad y una pequeña superficie que la comunica con el exterior, es una aproximación lo bastante buena como para que su radiación cumpla con todas las condiciones que la teoría predice. También hemos dicho que la teoría de Planck, desarrollada sobre la base de la cuantificación de la energía de los pequeños emisores sobre la superficie interior del *CN*, fue la base de la *Teoría Cuántica*, que floreció a partir de 1900.

No hay duda de que las mediciones experimentales de las características de la radiación del *CN* habían alcanzado tal grado de precisión como para desafiar la validez de teorías más

rudimentarias, pero que respondían a la mecánica y a la electrodinámica conocidas hasta el momento. Como prueba de la importancia del estudio experimental del CN, puede verse como HyperPhysics lo incluye en el diagrama conceptual que resume los experimentos más importantes en el desarrollo de la Física Cuántica.

Además del importantísimo valor teórico que ha tenido el CN en la Física, es de destacar que numerosas situaciones reales pueden estudiarse con buena aproximación haciendo uso de las leyes del CN con leves modificaciones. Por ejemplo, muchos cuerpos calientes emiten radiación tipo CN con espectro ancho y continuo, pero la energía emitida es sólo una fracción de la que emitiría el CN de la misma superficie y temperatura. Llamaremos *emisividad* a esa fracción,

$$Emisividad = \frac{\text{energía emitida}}{\text{energía emitida por el CN}}$$



Fig. 1.9. Los experimentos más importantes en el desarrollo de la Física Cuántica entre los que resalta el estudio de la radiación del CN. (Nave, 2010).

Entonces la emisividad del CN es 1, mientras que los cuerpos reales tienen $e < 1$. Los denominaremos *cuerpos casi negros*. El problema es que la emisividad puede depender de la temperatura, de la longitud de onda emitida, del estado de la superficie del cuerpo, de forma tal que conocer la energía total irradiada nos resuelve una parte del problema pero no todo. Por ejemplo la emisividad del tungsteno, el material más usado en las lámparas incandescentes, tiene una emisividad cercana a 0.03 a baja temperatura (muy baja, como casi todos los metales que son buenos reflectores) y sube a casi 0.4 cuando se alcanza la temperatura de funcionamiento de la lámpara.

Se denomina *cuerpo gris* a una idealización usada comúnmente en ingeniería en la que la emisividad no depende de la longitud de onda.

1.5.1. La lámpara incandescente de tungsteno

Son fuentes térmicas basadas en la emisión producida por un filamento de wolframio (tungsteno) que está incandescente por el paso de una corriente eléctrica. El filamento es actualmente enrollado en espiral (a veces doble espiral) para incrementar su temperatura. Estas lámparas son radiadores con un espectro continuo, del que sólo una pequeña parte corresponde al espectro visible, emitiendo la mayor parte en la región infrarroja.

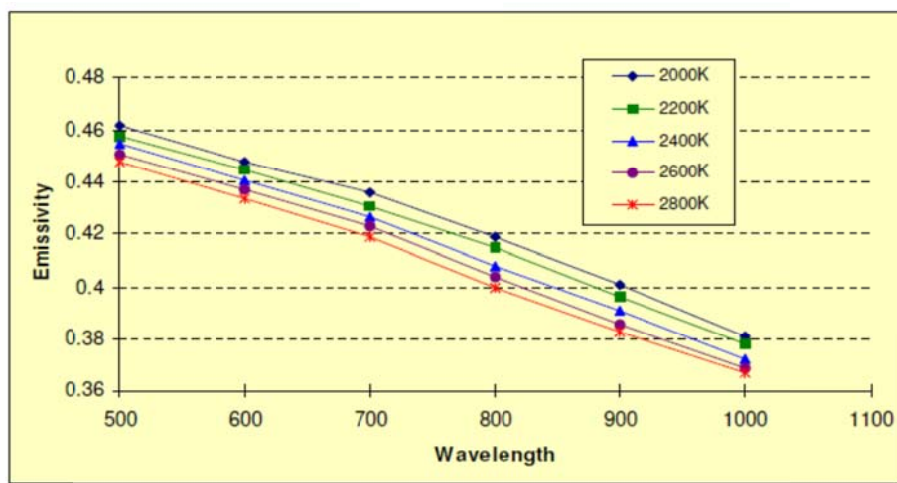


Fig. 1.10. Emisividad del tungsteno en función de la longitud de onda emitida y a diversas temperaturas tomada de CRC Handbook of Chemistry and Physics, 60th Ed., pp. E-381.

Cuando la lámpara está incandescente, el filamento de wolframio sufre pérdidas de material por evaporación que se deposita sobre la bombilla de vidrio, produciendo su ennegrecimiento. Las lámparas halógenas son lámparas incandescentes a las que se les añade pequeñas cantidades de un halógeno (yodo o bromo) en el gas de relleno que se combina con el material evaporado dando un compuesto gaseoso. Cuando toma contacto con el filamento incandescente este compuesto se descompone en sus elementos originales y se produce una deposición del wolframio sobre el filamento y el halógeno sigue con su función regenerativa, lo que reduce considerablemente el ensuciamiento de la bombilla y aumenta la eficacia y la vida de la lámpara. Operan a una temperatura un poco más alta que las ordinarias por lo que usan envoltura de sílice fundida (erróneamente denominada cuarzo).

Su espectro se ajusta perfectamente a un cuerpo gris con una emisividad de aproximadamente 0.38.

El bajo rendimiento lumínico hace que estas lámparas hoy día casi no se utilizan. Una mejora en la emisividad del filamento alterando la estructura de su superficie introduciendo modificaciones nanoscópicas podría hacerlas nuevamente competitivas.

1.5.2. La piel humana

La emisividad de la piel humana (independientemente de la raza) tiene un valor casi constante en torno a 0.97 para el rango infrarrojo del espectro, que es donde se produce la mayor parte de la emisión. Sabiendo que el área de superficie corporal normal de un adulto es de 1.7 m^2 y que la temperatura de la piel es de unos $33 \text{ }^\circ\text{C}$, es decir, unos 306 K , la potencia radiada sería aproximadamente 819 W . Sin embargo, ésta no es la emisión neta, ya que el cuerpo humano también absorbe energía del ambiente que le rodea, por lo que hay que restar la potencia asociada al entorno. Si consideramos que el ambiente se encuentra a una temperatura de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ (unos 293 K), obtendremos una potencia neta de 130 W . Sin realizar ninguna actividad física el ser humano adulto necesita disponer de 130 W solamente para mantener su temperatura (metabolismo basal).

1.5.3. Los cuerpos grises más negros

La sustancia que menos refleja la luz (en otras palabras, la sustancia más negra) es una aleación de fósforo y níquel. Esta sustancia tiene una emisividad de 0.998 bastante más alta que la pintura negra convencional. Un material creado con nanotubos de carbono parece ser el más absorbente creado por el hombre, con una emisividad de 0.9995 (Yang, 2008).

1.5.4. La temperatura de la Tierra

La temperatura media de la Tierra es aproximadamente $15 \text{ }^\circ\text{C}$ (288.2 K). Veamos cómo podemos hacer cálculos simples que nos acerquen a este resultado experimental.

La temperatura de la Tierra depende casi exclusivamente de la energía que nos llega desde el Sol en forma de radiación. En la posición de la órbita de la Tierra la irradiancia solar es 1390 W/m^2 . Por lo que la potencia recibida es $I\pi R^2$, donde R es el radio de la Tierra. Buena parte de esta energía es devuelta al espacio porque se refleja en las nubes, en el hielo de los casquetes, en el agua, etc. Este fenómeno se denomina *albedo* y para la Tierra insume aproximadamente el 38 % de la energía que recibimos. ¡Por eso la Tierra se ve desde el espacio exterior! Entonces nos queda el 62 % para calentar la Tierra. Como la temperatura no puede aumentar ni disminuir (alcanzamos un *estado estacionario*), la Tierra debe devolver energía al espacio con el mismo ritmo. Moviéndose en el vacío la Tierra solo puede perder energía en forma de radiación. Si suponemos que se comporta como un CN, la potencia radiada será:

$$Potencia\ irradiada = \sigma 4\pi R^2 T^4. \quad (1.8)$$

Igualando la potencia recibida a la potencia irradiada calculamos la temperatura de la Tierra. ¡Resulta una temperatura de -18 °C! Mejoraremos el cálculo.

A esta temperatura, la energía radiada por la Tierra tiene una longitud de onda larga, entre 3 y 80 μm y en parte es absorbida por la atmósfera que no es tan transparente como lo es para la radiación de entrada, con longitud de onda de menos de 1 μm . Este es el *efecto invernadero*, responsable de calentar la atmósfera hasta la temperatura real.

El *efecto invernadero* es vital para la vida en el planeta. Los gases de la atmósfera que más absorben radiación infrarroja son el vapor de agua y el anhídrido carbónico.

Podemos simular el efecto invernadero suponiendo que la Tierra es un *cuerpo gris* con emisividad menor que 1. Para un valor de $e = 0.6$, resulta una temperatura media de 15 °C.

Actualmente hay indicios de que la temperatura media se ha incrementado más de 1 °C sobre los valores de principios el siglo XX. Este hecho se puede atribuir a un aumento en la cantidad de CO_2 en la atmósfera.

1.5.5. El fondo cósmico de radiación

Desde la década de 1950, H. E. D. Scovil y sus asociados de los Laboratorios Bell en Murray Hill, construyeron amplificadores de microondas con el nivel de ruido más bajo gracias a los máseres. En 1965, Arno Penzias y Robert A. W. Wilson de los Laboratorios Bell, utilizaron un radio telescopio que fue diseñado para detectar niveles bajos de radiación de microondas con un máser que operaba en una longitud de onda de 7,35 cm.

Todas las mediciones arrojaron un *ruido* de bajo nivel de fondo de microondas, como los ruidos eléctricos de bajo nivel que producían *lluvia* en una pantalla de televisión antigua. Después de varios intentos fallidos para eliminarla, orientaron su antena hacia otra parte del cielo para comprobar si el *ruido* venía desde el espacio, y obtuvieron el mismo tipo de señal.

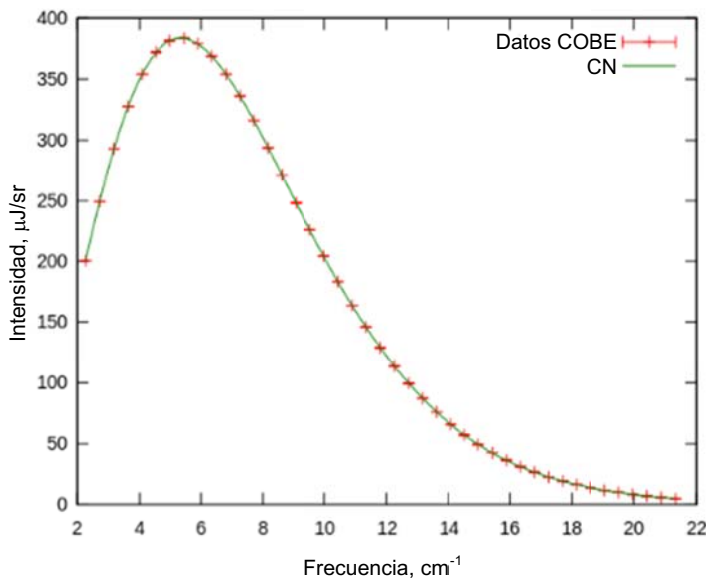


Fig. 1.11 . El espectro de la radiación de fondo de microondas medido por el instrumento FIRAS en el satélite COBE es el espectro de cuerpo negro medido con más precisión en la naturaleza.

https://es.wikipedia.org/wiki/Radiaci%C3%B3n_de_fondo_de_microondas#/media/File:Cmbr.svg

Persuadido de que el *ruido* provenía de su instrumento, tomaron otro e hicieron medidas más sofisticadas para disminuir el ruido, enfriando el detector a muy bajas temperaturas.

Después de todos sus esfuerzos para eliminar esta señal, se enteraron de que un grupo de Princeton había predicho que habría una radiación de fondo de microondas residual dejada por el Big Bang, y que estaban planeando un experimento para tratar de detectarla.

Al no encontrar explicaciones del origen del ruido, finalmente llegaron a la conclusión de que en efecto, provenía del espacio, pero que era la misma señal en todas las direcciones. Era una distribución de radiación de microondas que coincidía con una curva de cuerpo negro de un radiador a alrededor de 2,7 grados Kelvin.

Penzias y Wilson recibieron el Premio Nobel en 1978 por su descubrimiento. La radiación cósmica de fondo de microondas proveniente del Big Bang se comporta como un CN.

1.5.6. Los agujeros negros

Los agujeros negros son regiones del espacio donde la gravedad es tan grande que nada puede escapar de ellos, ¡ni siquiera la luz!

Hay varias dificultades para estudiar los agujeros negros con las herramientas del CN. Por ejemplo, como no irradian nada de energía, tendríamos que suponer que su temperatura es nula. Por otro lado, al carecer de abertura de conexión con el exterior, no podemos tener acceso a una muestra de la situación en su interior.

Sin embargo, en 1976, el físico inglés Stephen Hawking postuló la existencia de una radiación que escaparía de un agujero negro. El trabajo de Hawking fue posterior a su visita a Moscú en 1973, donde los científicos rusos Yákov Zeldóvich y Alekséi Starobinski le demostraron que los agujeros negros deberían crear y emitir partículas (Hawking, 1988). Aplicando los cálculos de Hawking al caso del Sol, si éste se llegara a convertir en un agujero negro, tendría una temperatura de radiación de tan sólo 60 nK. Esta temperatura de radiación es notablemente inferior a la temperatura debida a la radiación de fondo de microondas, que es superior a los 2.7 K, por lo que la radiación de Hawking podría ser muy difícil de detectar.

1.6. Referencias

- Cleeton, C. E., Williams, N. H. (1934). Electromagnetic Waves of 1.1 cm Wave-Length and the Absorption Spectrum of Ammonia. *Physical Review* 45 (4), 234.
- Einstein, A. (1917). On the quantum theory of radiation. *Physikalische Zeitschrift* B18, 121.
- Gerlach, W., Stern, O. (1922). Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld. *Zeitschrift für Physik* 9, 349–352.
- Gordon, J. P., Zeiger, H. J. and Townes, C. H. (1955). The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer, *Phys. Rev.* 18, 1264-1274.
- Hawking, S. A Brief History of Time. Bantam Books, 1988.

- Lukishova, S. G. Valentin A. (2010). Fabrikant: negative absorption, his 1951 patent application for amplification of electromagnetic radiation (ultraviolet, visible, infrared and radio spectral regions) and his experiments. *Journal of the European Optical Society - Rapid Publications* 5, 10045.
- Maiman, T. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature (London)* 187, 493.
- Nave, C. R. (2010). Hyperphysics. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>.
- Ramsey, N. F. History of atomic clocks. *Journal of research NBS*, 88(5), 1983.
- Schawlow, A. L. and Townes, C. H. (1958). Infrared and Optical Masers. *Phys. Rev.* 112, 1940-1949.
- Yang, Z.P. Ci, Lijie, B. James A.L, Shawn, Y. and Ajayan, P. M. (2008). Experimental Observation of an Extremely Dark Material Made by a Low-Density Nanotube Array. *Nano Lett.*, 8(2), 446–451.

CAPÍTULO 2

El láser de Maiman

Como es bien conocido en la ingeniería de la radio, cualquier sistema capaz de amplificar puede hacerse oscilar.

ALEKSANDR M. PROKHOROV

la electrónica cuántica Conferencia Nobel, 11 de Diciembre, 1964

2.1. El rubí, la esmeralda y otras piedras preciosas

El rubí es una gema de color rojizo. Es una variedad de *corindón* (óxido de aluminio, Al_2O_3) que debe su color a las impurezas o defectos de cromo y/o hierro con los que generalmente está asociada. Su nombre deriva de *ruber*, que significa rojo en latín. En joyería es común llamar rubí a los corindones rojos y zafiro a todos los demás colores.



Fig. 2.1. Rubíes sintéticos utilizados en relojes de calidad.

Los rubíes sintéticos se produjeron por primera vez masivamente en 1923, para su uso en relojería, donde sirven de apoyo a los ejes, dada su gran dureza. El corindón tiene dureza 9 en la escala de Mohs y sólo es rayado por el diamante. Si bien se podría utilizar directamente corindón, es más cómodo para los artesanos trabajar con rubíes por su mejor visibilidad.

En 1891, Verneuil puso a punto la técnica de *fusión por llama*, que lleva su nombre y que publicó en 1902. Esta fecha marca el comienzo de la síntesis de gemas a escala comercial. En 1960, se utilizó un *rubí Verneuil* para la fabricación del primer láser. En 1918, J. Czochralski desarrolló una técnica diferente para la síntesis de rubíes, conocido como el *método de tracción*. Esta técnica es rápida, barata y eficaz en la producción de cristales sin defectos y es la que se utiliza hoy día en la fabricación de rubíes de uso industrial y en la

obtención de prácticamente todos los cristales de uso común en la fabricación de láseres (Nelson, 1964).

Las figuras siguientes resumen los métodos Verneuil y Czochralski.

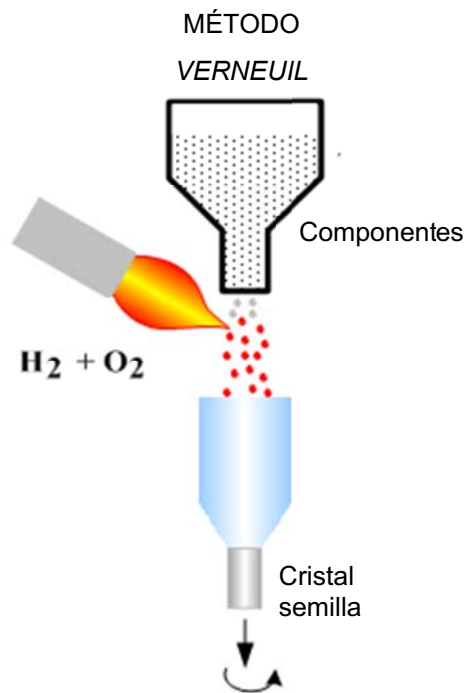


Fig. 2.2. Método de Verneuil para obtener monocristales grandes. Los cristales de rubí que utilizó Maiman fueron crecidos de esta manera.

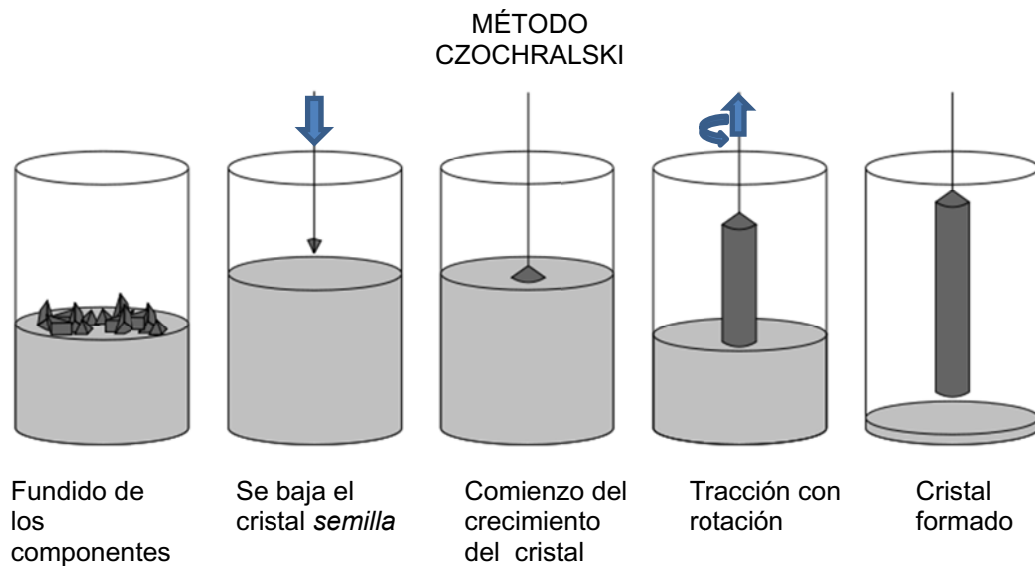


Fig. 2.3. Método de Czochralski para obtener monocristales grandes de muy buena calidad.

En el corindón puro, cada átomo de Al dona tres electrones para convertirse en Al^{3+} , mientras que cada O recibe dos electrones, quedando como O^{2-} , para producir Al_2O_3 . De esta

manera, todos los electrones están apareados sin niveles de energía desocupados y no hay absorción de la luz. El corindón puro es incoloro.

En el rubí, aproximadamente uno de cada cien átomos de aluminio se sustituye por un átomo de cromo. Como el Cr tiene 4 electrones disponibles y sólo cede 3 para actuar como Cr^{3+} , queda un electrón activo, Su energía es la suma de la energía del electrón en el campo del núcleo y de todos los electrones internos del Cr, el llamado *carozo*, y la energía electrostática provocada por el campo de los iones O^{2-} vecinos, Por efecto de la temperatura, los iones vibran y cambia el campo cristalino que ve este electrón desapareado. Entonces los niveles de energía que dependen del campo producido por los iones vecinos se distribuyen en una banda más o menos ancha. Estos estados se denominan *vibrónicos*, porque su energía es la energía electrónica más la energía vibracional. En cambio, los niveles que sólo dependen del campo del carozo están muy bien definidos en energía.

Estos niveles pueden ser excitados por luz, lo que causa la absorción de ciertas longitudes de onda y resulta en el color del rubí. El diagrama siguiente cuantifica la capacidad del rubí en absorber luz de distinto color, o como precisaremos enseguida, de distinta energía, frecuencia o longitud de onda.

Como vemos en el diagrama, el rubí es capaz de absorber el violeta, el azul, el verde y el amarillito tiene muy poca absorción en el rojo profundo. En consecuencia, el rubí es rojo profundo. Sin embargo, ¡el mismo ión Cr^{3+} es responsable del hermoso color verde de las esmeraldas! Mirando los diagramas de absorción nos pueden pasar inadvertidas las pequeñas diferencias entre la esmeralda y el rubí; la absorción en el azul - verde es casi nula, mientras que la absorción en el amarillo-rojo es un poco mayor. Conclusión: las esmeraldas son verdes. La esmeralda es la variedad verde del *berilo*, un silicato de berilio y aluminio, que, obviamente, contiene pequeñas cantidades de cromo.

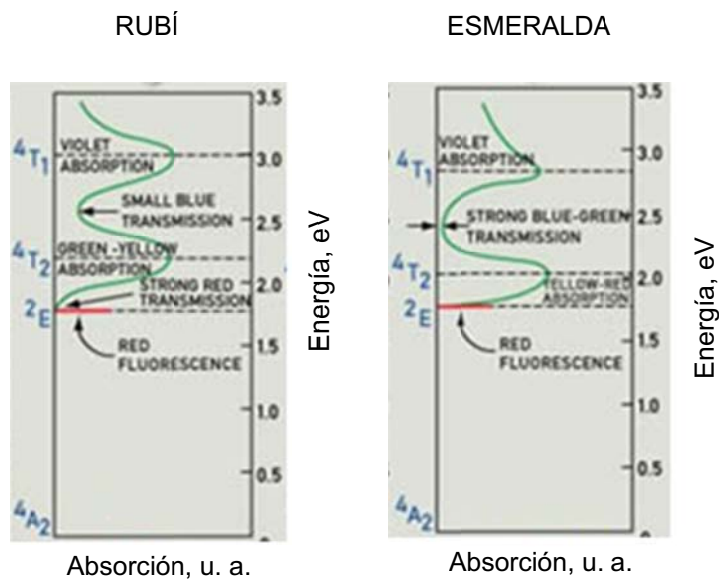


Fig. 2.4. Espectros de absorción del Cr^{+3} en el rubí y en la esmeralda.

Vamos a continuar con la descripción de la absorción de la luz por el rubí. Cuando el rubí es excitado se promueve un electrón a niveles de energía más elevados, por ejemplo el nivel que está indicado como 4T_1 en los diagramas de arriba. Ese estado pierde parte de su energía rápidamente haciendo vibrar al entorno del Cr y termina en el nivel 2E que no está acoplado con las vibraciones. Se denominan *transiciones no radiativas* a este proceso de termalización. El nivel 2E es *metaestable*; aquí el Cr puede vivir un tiempo relativamente largo, unos 3 ms a temperatura ambiente, y sólo pierde su energía en forma de radiación, o sea en una *transición radiativa*. El diagrama de abajo es una versión reducida de la dinámica del rubí. Ahora el eje horizontal no tiene un sentido físico definido y solo se utiliza para poder desplazar los distintos procesos, absorción, transiciones no-radiativas, relajamiento radiativo o fluorescencia, etc.

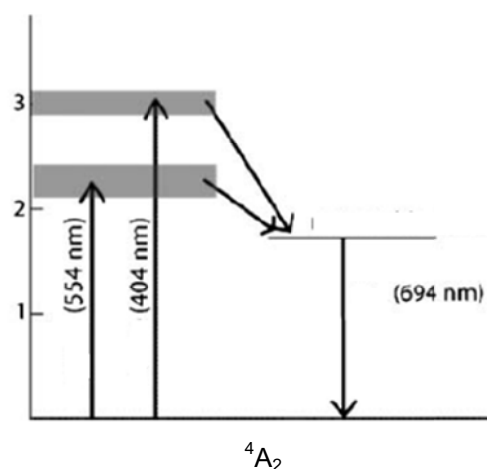


Fig. 2.5. Esquema de niveles de energía del Cr^{+3} en el rubí rosa. La fluorescencia en 694 nm consta en realidad de dos transiciones muy próximas.

Otro cristal que contiene cromo como ión activo es la *alejandrita*, una variedad de crisoberilo (BeAl_2O_4) donde iones de cromo remplazan en pequeña escala al Al en la estructura cristalina. Se utiliza en la fabricación de láseres con una longitud de onda de 755 nm destinados generalmente a depilación (fotodepilación), sobre todo para pieles claras. A diferencia del rubí, el láser de la alejandrita es sintonizable, esto es permite cambiar la longitud de onda en un intervalo relativamente grande.

Un espectrómetro es un instrumento usado para medir la intensidad de la luz como una función de la longitud de onda. Los espectrómetros actuales usan una red de difracción para dispersar la luz, extendiendo así la luz de diferentes longitudes de onda en diferentes posiciones donde se registrar por un detector de cámara digital. Para más información sobre los espectrómetros actuales ver la página web <http://www.oceanoptics.com/>.

En la figura siguiente se muestran los experimentos para determinar las características ópticas del rubí, o de cualquier otro material de interés.

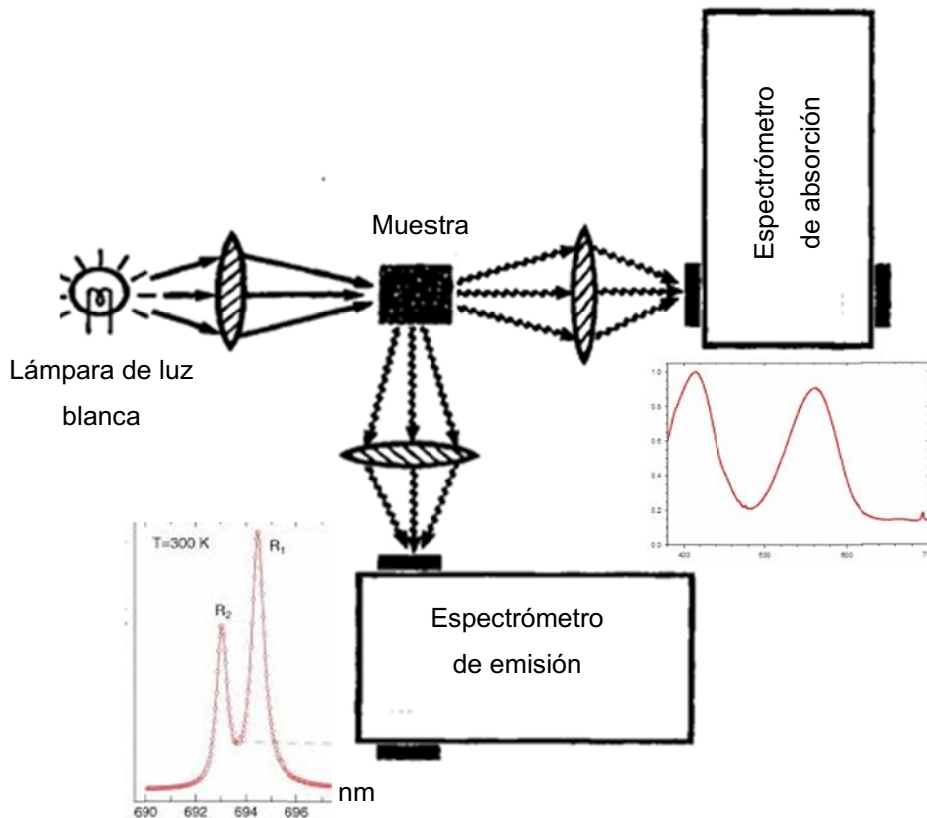


Fig. 2.6. Arreglo experimental para ver los espectros de emisión y de absorción.

2.1.1. Los rubíes de la Sra. Maiman

En el año 1978, durante la celebración en La Plata del Primer Seminario Latinoamericano de Láseres y Aplicaciones, visitó el país el Profesor Nicolaas Bloembergen de la Universidad de Harvard, USA. Sus clases versaron sobre la óptica no lineal, un campo que debe su desarrollo al láser, ya que solo se puso en evidencia cuando se pudieron alcanzar grados de irradiancia muy elevados. El autor de este libro y otro compañero, ambos recién doctorados, no nos separamos un minuto de su presencia, ya que era reconocida su destacada participación en el desarrollo del láser. De hecho su labor fue premiada con el premio Nobel de Física un poco más tarde en 1981.

A modo de anécdota nos contó que por no hacer caso a lo que su señora le dijo una noche se había perdido la oportunidad de ser la primera persona que construyera un láser operativo. Recordaba que estaban en una reunión científica poco antes de 1960 (posiblemente la conferencia de Electrónica Cuántica que se menciona más adelante) donde la Sra. Bloembergen coincidió con la Sra. Maiman en el baño. Para la mirada perspicaz de una mujer no pasó desapercibido que la otra usaba joyas con rubíes, así que le hizo algún comentario al respecto. De manera muy natural la Sra. Maiman contestó que su marido

estaba trabajando con ese material y que frecuentemente le traía pedazos que no le servían, a los que un buen orfebre los transformaba en las joyas que ella usaba. Obviamente el comentario del matrimonio Bloembergen de esa noche fue que Nicolaas bien podría cambiar de material en sus trabajos, ¡esa porquería de la *tierras raras*, y utilizar cristales más útiles!

Una propiedad que tienen todas las piedras preciosas es que pueden ser talladas con formas regulares con cierta facilidad. Esta propiedad se denomina *clivaje* y hace que los cristales puedan dividirse fácilmente ante un efecto mecánico siguiendo unos planos determinados de debilidad siempre en concordancia con la simetría mineral. La regularidad de la geometría de estos planos es notable, tanto en la terminación de la superficie como en el paralelismo que se puede conseguir. Esto fue aprovechado muy bien por Maiman, como veremos en seguida.

2.2. El láser de Maiman

Theodore H. Maiman trabajó largo tiempo con rubí en los laboratorios de investigación de la empresa aeronáutica Hughes con la finalidad de construir un máser. Su diseño compacto tenía varias ventajas con respecto a los equipos de la competencia y le permitió vislumbrar la realización de un amplificador para radar capaz de ser montado como detector en una antena de radar. Como muchos investigadores del campo fue impactado por el artículo escrito por Schawlow y Townes en 1958, donde se detalla el concepto del *máser óptico* (Schawlow, 1958) y comenzó a pensar en el rubí como un potencial medio para el dispositivo. Ese documento provocó una oleada de investigaciones de otros científicos que compiten para hacer que este dispositivo teórico en una realidad. Muchas disponían de fuertes subsidios públicos, principalmente los laboratorios de las compañías Bell, RCA, IBM, Westinghouse y Siemens.

A fines de 1959 Maiman participó de la primera conferencia de Electrónica Cuántica que se desarrolló en la costa este de USA (Townes, 1960) y donde seguramente se produjo el encuentro de las señoras mencionado más arriba.

Maiman presentó su trabajo sobre el máser de rubí ((Maiman, 1960) y expuso su idea de poder extenderlo al rango óptico pero recibió comentarios negativos de Schawlow. Estos se basaban en las consideraciones teóricas de Prokhorov y de Bloembergen sobre la conveniencia de trabajar con un sistema de bombeo de 4 niveles y no de 3 niveles como era el rubí. Además mencionó un trabajo reciente de Wieder de la Westinghouse, donde se descartaba al rubí por no tener las propiedades ópticas apropiadas. Maiman no tenía muy buena opinión de la capacidad experimental de Wieder, que lo había seguido como estudiante de doctorado de Lamb, en Stanford. Al regresar a Los Angeles dijo sobre las propiedades ópticas del rubí: *debemos medirlas nosotros mismos*.

No hay duda del estímulo que representó esa conferencia para Maiman. Por un lado volvió confiado en que los rubíes sintéticos con los que trabajaba eran muy superiores que los usados por los demás, dada la concentración relativamente baja de cromo (*rubíes rosas o*

más precisamente zafiros rosas) y por otro lado tomó conciencia de lo escaso del tiempo que le quedaba ya que el volumen de trabajo que había visto era enorme y la carrera despiadada (Hecht, 2005).

Maiman se concentró en un sistema de bombeo pulsado gracias a la sugerencia de su asistente Charles Asawa y reemplazó la lámpara de proyector de películas utilizada en los experimentos anteriores. Todo esto para atacar el primer problema; invertir la población, esto es llevar la mayor parte de los iones al nivel superior de la emisión y hacer prevalecer la emisión frente a la absorción.

¿Pero qué hacer con el segundo problema que plantea la emisión estimulada? Para que esta prevalezca sobre la emisión espontánea es necesaria una cantidad de radiación importante. Irnee D'Haenens, un colega que colaboraba con él, le alcanzó una lámpara helicoidal que podía rodear al rubí y ser introducida en un recinto de aluminio reflectante, recordando la cavidad de microondas del máser de Townes. La cavidad se completaba con los extremos plateados del rubí. El acople con el exterior era un pequeño agujero raspado en el metal de uno de los extremos. Durante los primeros meses de 1960 los laboratorios de investigación de la Hughes se mudaron desde Culver City hasta Malibú, donde Maiman pudo disponer de un modelo experimental muy bien construido y extremadamente simple, como el que había diseñado para su máser de rubí.

El 16 de mayo de 1960, Maiman ayudado por D'Haenens estaban trabajando con una muestra corta de rubí rosa de unos 3 cm de largo. Aumentaron paso a paso la energía eléctrica que alimentaba la lámpara, registrando el espectro de la luz emitida por el rubí. Al principio, los resultados fueron ordinarios: un par de picos a lo largo de la escala espectral, o sea la fluorescencia roja normal del rubí. Cuando superaron los 950 voltios, la intensidad de la línea R_1 comenzó a crecer rápidamente mientras la intensidad de la R_2 permanecía constante (Smith, 1984).

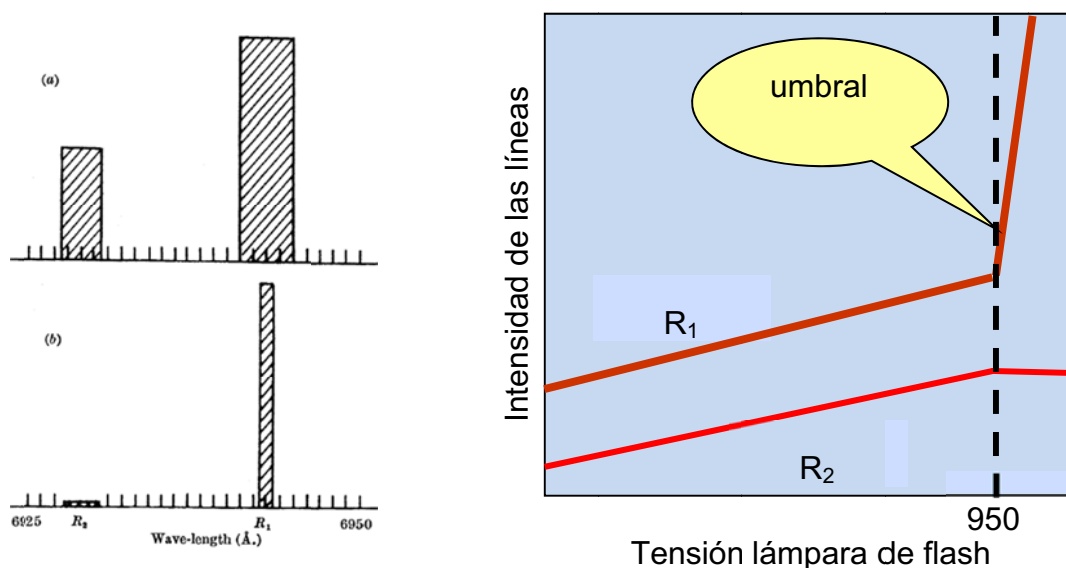


Fig. 2.7. Izquierda: datos originales de Maiman, según el trabajo publicado en Nature. Derecha: reconstrucción de los resultados para ver el cambio de comportamiento de la intensidad de las líneas antes y después del umbral.

Es una ironía que D'Haenens era daltónico y completamente ciego al rojo. Cuando llamaron a sus compañeros Hoskins y Asawa para que vieran lo que estaba pasando, estos exclamaron ¡mira que luz roja! al ver un haz muy colimado en la pared. D'Haenens no vio nada.



Fig. 2.8. Ted Maiman junto a Irnee D'Haenens posando con el primer láser operativo que hoy se encuentra en una caja de seguridad en un banco de Vancouver, Canadá.

Entre mayo y junio Theodore Maiman completa el trabajo del primer láser pulsado usando rubí rosa como medio activo. A finales de junio envía un artículo a *Physical Review Letters*, que es rechazado. Una corta carta se publica en la revista inglesa *Nature* en agosto (Maiman, 1960b).

El láser de Maiman tenía todo lo que hoy tiene un láser:

- Un mecanismo de bombeo que permita obtener inversión de población entre los niveles involucrados en la generación de radiación.
- Un mecanismo para concentrar la radiación y alcanzar una densidad suficiente de manera que la emisión estimulada sea evidente.

Las pruebas presentadas en el trabajo de *Nature* eran también contundentes:

- Una situación umbral marcaba el punto donde la emisión inducida comenzaba a prevalecer sobre la espontánea.
- El espectro emitido se angostaba sustancialmente.
- La radiación aparecía de forma colimada.

Sin embargo, en un primer momento, la importancia de la realización no estaba clara. El comentario de Irnee d'Haenens, "un láser es una solución en busca de un problema", es un

ejemplo del desconcierto de los primeros años. Hughes no estuvo interesado en el desarrollo de ninguna aplicación del láser. Frustrado, Maiman dejó Hughes y se unió a Quantatron una empresa recién formada que crecía cristales de rubí. En 1962 fundó su propia compañía, Korad, dedicada íntegramente al desarrollo y fabricación de láseres, y en 1968 la dejó para fundar otra empresa. Maiman recibió varios títulos honorarios en USA, perteneció al Salón de la Fama de Inventores Nacionales, a la Academia Nacional de Ciencias e Ingeniería y ganó el Premio Oliver E. Buckley de Materia Condensada, en 1966. Pero, siendo dos veces nominado al Premio Nobel de Física, nunca lo ganó. Maiman estuvo dos veces en Argentina; en la primera, participó del Congreso Mundial de Cirugía Láser de 1995, organizada por el Profesor Hugo O. Juri, de la Universidad de Córdoba y la otra fue solamente una corta escala en un viaje a Paraguay. En las dos ocasiones fue asaltado. Maiman murió el 5 de mayo de 2007.



Fig. 2.8. Réplica del láser de Maiman construida en 2010 para festejar los 50 años del láser.

Una de las cosas que desconcertó a la comunidad de científicos que venía trabajando en el tema era lo fácil de construir que era el láser de Maiman. "Parece como un proyecto de la escuela secundaria" se escribió en *Science*, la revista americana competidora de *Nature*. En el obituario de Maiman, Townes dijo del lacónico artículo de 1960 "es más importante por palabra que cualquiera de los maravillosos trabajos que la revista ha publicado en sus más de 100 años", en un reconocimiento que conlleva veladamente una crítica (Townes, 2007). La actitud inicial que tomaron muchos científicos respecto a Maiman recuerda al *Sheldon Cooper* de *The Big Bang Theory*, un físico teórico que cree que los físicos experimentales son innecesarios y que los ingenieros son los esclavos de la ciencia. Mucho más acertado resulta

el pensamiento de Kathleen, la viuda de Maiman, que dijo recientemente. "¡Era tan simple pero con tanto pensamiento y física adentro!".

2.3. El segundo, el tercero y el cuarto láser

Durante el resto de 1960 y en los dos años siguientes, los acontecimientos se desarrollaron raudamente.

En los Laboratorios de IBM, Sorokin y Stevenson, estaban trabajando con cristales de fluoruro de calcio dopados con uranio cuando se enteraron que Theodore Maiman en Hughes Research Labs en California había creado la luz láser con átomos de Cr en un cristal de rubí usando una lámpara de flash de fotografía. Inmediatamente pidieron una lámpara similar. Sorokin y Stevenson pulieron el cristal de uranio y platearon los extremos para aumentar la reflectividad, luego lo montaron de manera que pudo ser enfriado a baja temperatura mientras se irradiaba por la luz de la lámpara de flash. "Trabajó en el primer disparo", recuerda Sorokin. "Nos habían golpeado, pero habíamos hecho el segundo láser." El mismo cristal dopado con samario pronto se convirtió en el tercer láser operativo (Sorokin, 1960, 1961). Sorokin había realizado su Tesis Doctoral bajo la dirección de N. Bloembergen, en Harvard, y posteriormente pasó a trabajar en IBM. En 1966, Sorokin construyó el primer láser sintonizable utilizando un colorante orgánico en solución líquida (Sorokin, 1966).

A fines del año 1960 se logra en los Laboratorios Bell hacer funcionar un láser continuo por primera vez: el láser de He-Ne que emite en 1153 nm (Javan, 1961). Al igual que Townes en el másers de NH_3 , Javán prefirió un gas como medio activo y se decidió por una combinación de helio y neón, contenidos en un tubo de vidrio largo. Una descarga eléctrica a través del gas excitaba al helio que mediante colisiones transfería esa energía al neón.

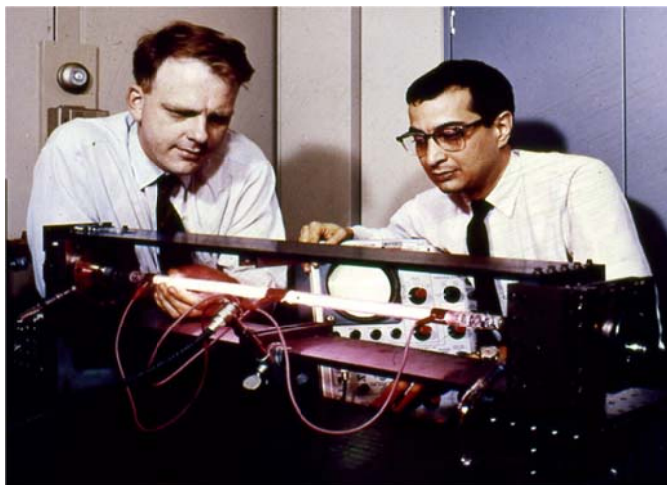


Fig. 2.9. William Bennett y Ali Javan con el láser de helio-neón.

2.4. El origen de la palabra láser

En su trabajo de 1958 donde proponen un método para extender la operación del máser a la zona visible del espectro, Schawlow y Townes utilizan el nombre *máser óptico* para designar al hipotético dispositivo. Por aquel entonces, Gordon Gould, estudiante de doctorado de la Universidad de Columbia, en Nueva York, ya había desarrollado sus propias ideas para la fabricación de un láser. Su trabajo data de 1957, como demuestra el registro notarial que hizo de sus apuntes, donde acuñaba el término *laser* como acrónimo de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Muchas veces un acrónimo se pronuncia como una palabra y acaba incorporándose al léxico habitual. *Laser* en inglés y *láser* en castellano son esos tipos de palabras. Durante unos años posteriores al anuncio de Maiman, las palabras máser óptico y láser coexistieron.

Queda por discutir una sutileza. Los máseres, como el máser de NH_3 de Townes, eran verdaderos *amplificadores* que tomaban una señal externa (semilla) y la *amplificaban* convenientemente. El láser de Maiman era un *oscilador* donde no había ninguna señal externa para amplificar. Schawlow fue rápido en señalar que la elección de Gould era muy pobre debido a que el dispositivo era un oscilador y que debía denominarse *loser* por perdedor en inglés.

Con su frase *laser is loser* Schawlow hizo reír a varios, pero láser ganó la carrera de popularidad frente a máser óptico. Con el tiempo, Townes obtuvo el Premio Nobel, Gould se hizo rico con sus patentes y Schawlow siguió haciendo reír a la audiencia de sus conferencias.

La capacidad histriónica de Schawlow era notable. Presencié una de sus charlas en la Conferencia de Electrónica Cuántica británica de 1979, en Edimburgo, Escocia. Schawlow mencionó los tres temas acapararon el interés sobre el láser desde un comienzo:

- 1) Las aplicaciones militares del *rayo de la muerte*,
- 2) Las aplicaciones en comunicaciones,
- 3) Las contribuciones que se podrían hacer al desarrollo científico.

Respecto al primer tema dijo que no preveía un gran avance respecto a lo que iba a mostrar en un experimento: pinchar un globo a distancia con un *arma* láser. Schawlow disponía de un láser gaseoso de He-Ne de baja potencia, no más de 1 mW, pero pudo hacer estallar el globo azul oscuro dentro del globo transparente. A pesar de que en 1983, Estados Unidos lanza su "Star Wars", esbozando la visión de las armas láser en el espacio, no hay duda que las aplicaciones médicas actuales del láser se pueden pensar como materializaciones realistas de las utópicas aplicaciones militares.

Respecto al segundo grupo de aplicaciones, las que conducirían a mejorar la capacidad y la velocidad en las comunicaciones, recuerdo que nos mostró una caricatura con una persona hablando simultáneamente con tres o cuatro teléfonos simultáneamente. El desarrollo posterior de este campo fue tan explosivo que serían necesarios varios libros para describirlo.



Fig. 2.10. Arthur Schawlow mostrando las aplicaciones militares del láser.

Y por último llegamos al tema central que él quería atacar: las contribuciones del láser al desarrollo de la ciencia, entre las cuales destacó *la espectroscopia láser*, su especialidad.

El Premio Nobel de Física 1981 se dividió entre Nicolaas Bloembergen y Arthur Leonard Schawlow "por su contribución al desarrollo de la espectroscopia láser" y Kai M. Siegbahn "por su contribución al desarrollo de la espectroscopia de alta resolución de electrones".

Ahora pienso que su participación en la conferencia de 1979 en Escocia fue parte de una gira proselitista para obtener el preciado premio que se le había negado en 1964.

2.5. Referencias

- Hecht, J. *The Race to Make the Laser*. Oxford University Press. 106–115, 2005.
- Javan, A., Bennett Jr., W. R., Herriott, D. R. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. *Phys. Rev. Lett.* 6, 106, 1961.
- Maiman, T. H. Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. *Physical Review Letters.* 4, 564–566, 1960. .
- Maiman, T. H. Optical maser action in ruby, *Nature*, 187, 493, 1960b
- Nelson, D. F., Remeika, J. P. Laser Action in a Flux-Grown Ruby. *Appl. Phys.* 35, 522, 1964.
- Schawlow. A. L., Townes, C. H. Infrared and Optical Masers. *Physical Review.* 112, 1940–1949, 1958.
- Smith, G. F. *The Early Laser Years at Hughes Aircraft Company*. *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-20. 577–584, 1984
- Sorokin, P. P., Stevenson, M. J. Stimulated infrared emission from trivalent uranium. *Phys. Rev. Lett.* 5, 557, 1960.
- Sorokin, P. P., Stevenson, M. J. Solid-state optical maser using divalent samarium in calcium fluoride”, *IBM J. Res. Develop.*, 5, 56, 1961.
- Sorokin, P. P., Lankard, J. R. Stimulated emission observed from an organic dye, chloro-aluminum phthalocyanine, *IBM J. Res. Dev.* 10, 162-163, 1966.

Townes, C. H. 1st Conference on Quantum Electronics, 1959, High View, NY, USA. Columbia Univ. Press, 1960.

Townes, C. H. Obituary: Theodore H. Maiman (1927-2007), Maker of the First Laser. *Nature*. 447. 654, 2007.

CAPÍTULO 3

Modelo sencillo para el láser

Los láseres vienen en una gran variedad de formas, utilizan muchos materiales diferentes y muchos tipos diferentes de técnicas de bombeo o excitación. Las haces de radiación que emiten o amplifican los láseres tienen propiedades notables de direccionalidad, pureza espectral e intensidad.

ANTHONY E. SIEGMAN

3.1. Introducción

En este capítulo se desarrolla un modelo muy simplificado para el láser.

Se hará uso de las consideraciones básicas sobre la absorción y la emisión de la radiación cuando ésta interactúa con la materia y de las relaciones que vinculan los procesos espontáneos e inducidos, introducidas por Einstein en 1917. Usando la idea de *número de fotones por modo*, en lugar de la densidad espectral de radiación clásica, se expresarán las ecuaciones que gobiernan a la radiación y a la materia en términos de esta nueva variable y se verá como las expresiones adquieren un significado más claro. La transformación entre *densidad espectral de radiación* (energía por unidad de volumen y por unidad de frecuencia, $\text{Jm}^{-3}\text{Hz}^{-1}$) y el *número de fotones por unidad de volumen en un modo* (m^{-3}) se realiza en el Apéndice 1 que se encuentra al final del libro. Esto no implica avanzar mucho sobre el concepto profundamente cuántico de los fotones. Es simplemente una manera diferente de etiquetar a la radiación. La idea de *modos de cavidad* ya se había usado en la física clásica para explicar la radiación del CN.

En una primera parte se deducirán las ecuaciones que gobiernan la dinámica de la radiación. Se trabajará con una cavidad muy simple: un recinto con espejos planos perfectamente alineados en los extremos más alejados. Se distinguirá entre *modos axiales o longitudinales*, en los que la radiación puede sobrevivir un tiempo considerable dentro de la cavidad, y todos los otros modos, que con direcciones de propagación fuera del eje de la cavidad, escapan rápidamente. En base a esta diferenciación de modos se introducirá la idea de *pérdida de la cavidad*, como la velocidad con la que los fotones escapan de la misma. Se introducirá el concepto de *población umbral* como la condición necesaria para que el número de fotones en los modos axiales pueda alcanzar valores importantes ($q \gg 1$). Se mostrará porqué lograr la *inversión de población* ($N_2 > N_1$) es crucial para lograr el funcionamiento del láser. Se analizarán las dificultades de trabajar con un sistema material como el del rubí (*sistema de 3 niveles*) y en particular la imposibilidad de alcanzar un funcionamiento continuo. Por contraste, un *sistema de 4 niveles* aparecerá como la alternativa válida para disminuir las exigencias necesarias para alcanzar el umbral y para asegurar el funcionamiento continuo.

En una segunda parte del modelo se analiza la dinámica de las poblaciones de los niveles atómicos involucrados. Un sistema real tiene un número de niveles muy grande pero consideraremos solo los dos niveles conectados por la radiación que nos interesa. Se discutirá la participación de otros niveles en la medida que sean necesarios para asegurar el funcionamiento del láser.

El modelo matemático para el láser de este capítulo es una simplificación de las ideas expuestas en el libro *Lasers* de Anthony Siegman (Siegman, 1986).

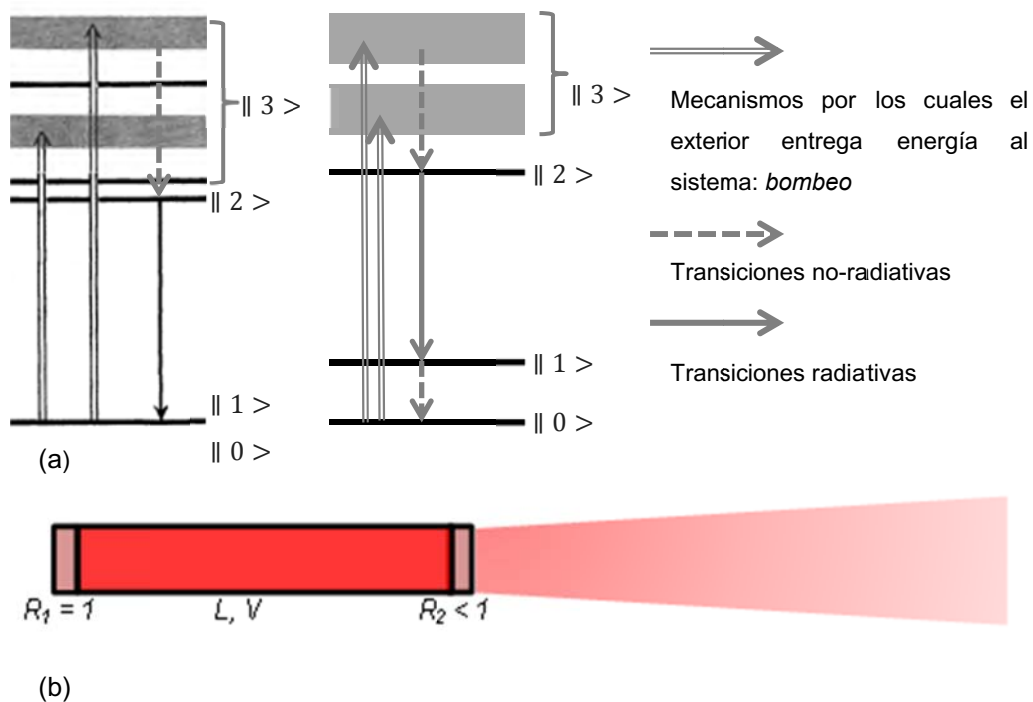


Fig. 3.1. a) "Átomos". Sistema material de átomos, moléculas o iones con sus *estados y niveles de energía*. El de la izquierda es un sistema de 3 niveles, como el rubí; el de la derecha es un sistema de 4 niveles. b) *Cavidad* de longitud L y volumen V . La conexión con el exterior se hace a través de un espejo con *reflectividad* menor a 1.

3.2. Dinámica de los fotones

Los fotones que nos interesan son los que resultan de las transiciones radiativas que conectan los estados $|2\rangle$ y $|1\rangle$, tanto la emisión estimulada como la emisión espontánea y la absorción. La cavidad es muy simple: dos espejos planos, muy buenos reflectores, en los extremos más alejados y paredes totalmente transparentes (desde el punto de vista de la radiación), en el resto. Los fotones dentro de la cavidad escapan de dos maneras diferentes: los que se propagan a lo largo del eje de la cavidad definido por la alineación de los espejos, lo hacen por la transmisión que estos tienen (al menos uno de los espejos debe tener reflectividad < 1); todos los otros modos tienen una conexión con el exterior más efectiva, ya que los otros límites de la cavidad son totalmente transparentes.

La radiación que conecta los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ tiene una frecuencia central indicada por ν_0 y se extiende espectralmente una cantidad $\Delta\nu$ que normalmente se denomina *ancho de línea*. De acuerdo a la ecuación (A-1.5) del Apéndice 1, para describir la radiación dentro de una cavidad de volumen V , con frecuencia ν_0 y ancho espectral $\Delta\nu$, se necesitan $p = \frac{8\pi\nu_0^2}{c^3} V\Delta\nu = \left(\frac{8\pi}{\lambda^4} V\Delta\lambda\right)$ modos. Por ejemplo, para el Ne, en las condiciones de operación de un láser de helio-neón operando en 633 nm, con una cavidad de 1 cm^3 y un ancho de línea de 1500 MHz significan 3.14×10^8 modos. ¡Un número muy grande!

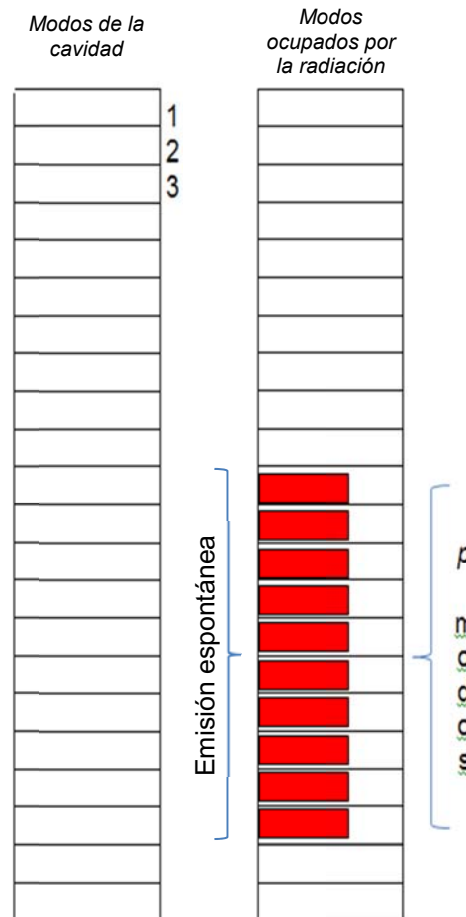


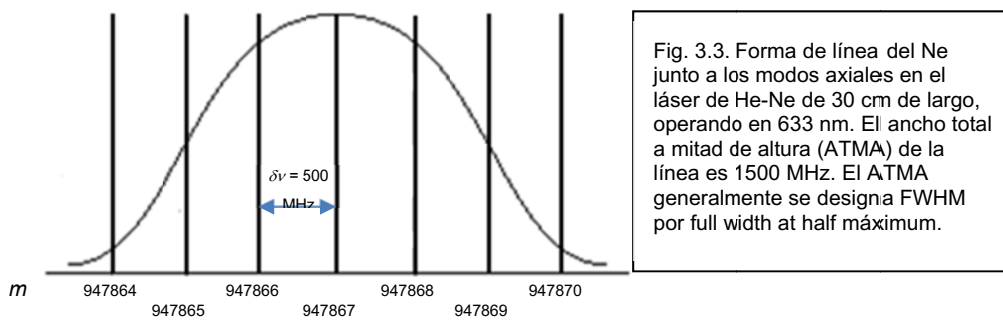
Fig. 3.2. Modos axiales o longitudinales

Recordemos que los p modos necesarios para describir la radiación dentro de la cavidad especifican no solo la frecuencia sino también la dirección de propagación (ver Apéndice 1).

Los modos axiales son los que se propagan en la dirección del eje de la cavidad definido por la alineación de los espejos. Si elegimos el eje x de un sistema cartesiano en la dirección del eje de la cavidad y los ejes y y z en las direcciones perpendiculares al eje, los modos axiales se definen como los que tienen $k_y = k_z = 0$ y $k_x \neq 0$. Además, como en los extremos deben haber *nodos*, se cumple que,

$$\left. \begin{aligned} k_x &= \frac{2\pi}{\lambda_x} = m \frac{\pi}{L}, \\ \nu_x &= \frac{c}{\lambda_x} = m \frac{c}{2L}, \\ \delta\nu &= \frac{c}{2L}. \end{aligned} \right\} (3.1)$$

donde m es un número natural que asegure que la frecuencia caiga dentro del ancho de línea de la transición. Generalmente en las frecuencias ópticas, la separación entre los modos axiales $\delta\nu$ es tal que entran muchos modos en el ancho de línea. Por lo tanto no es necesario sintonizar la cavidad cambiando la longitud L , como sí debieron hacer Townes y Gordon con el máser de amoniaco (Fig. 1.7 y Fig. 1.8).



Otra propiedad de los modos axiales es la velocidad reducida con la que escapan los fotones al exterior. Supongamos que los fotones se muevan como paquetes a lo largo del eje de la cavidad a la velocidad de la luz, c si el láser es gaseoso o c/n , si es sólido, donde n es el índice de refracción del material. Cada vez que el paquete hace un recorrido ida y vuelta en la cavidad pierde una parte dq de fotones por la transmisión en el espejo de salida ($T_2 = 1 - R_2$); el otro espejo se supone que es totalmente reflector. Entonces, la velocidad con la que se pierden fotones en los modos axiales, denominada *coeficiente de pérdida*, está dada por,

$$\gamma = -\frac{dq/q}{dt} \cong -\frac{\Delta q/q}{\Delta t} = \frac{(1 - R_2)}{\frac{2Ln}{c}}. \quad (3.2)$$

Los modos no axiales tiene coeficientes de pérdidas mucho mayores, ya que escapan totalmente apenas llegan a los otros bordes transparentes de la cavidad.

3.2.1. Emisión espontanea o incoherente

Partimos de las ideas de Einstein del Cap. 1 con una cavidad abierta, de manera que la radiación pueda escapar de ella de distintas maneras. Supongamos que tenemos un número

N muy grande de átomos dentro de la cavidad; de estos el mecanismo de bombeo ha colocado N_2 en el estado láser superior y N_1 en el estado láser inferior.

En primer lugar hay una relajación en la que los átomos caen espontáneamente del nivel superior al nivel más bajo. En ese proceso pueden emitir radiación electromagnética (proceso radiativo) o perder su energía de otra manera, por ejemplo generando ondas acústicas (procesos no radiativos). Siguiendo con nuestras simplificaciones supongamos que toda la relajación es radiativa; diremos que la eficiencia cuántica de la fluorescencia es 1. Cuando se emite fluorescencia o radiación electromagnética espontánea, cada átomo actúa de manera independiente. Por lo tanto, la emisión fluorescente total a partir de una colección de átomos que emiten de forma espontánea es anisotrópica, es decir ocurre en todas direcciones. Esto es lo que pasa en cualquier fuente luminosa, como una vela o una lámpara incandescente. Denominaremos a este proceso *emisión incoherente*.

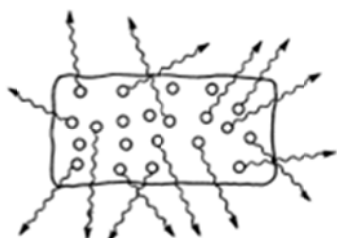


Fig. 3.4. Emisión espontánea. Se emite al azar en todas direcciones y su comportamiento espectral, aunque limitado al ancho espectral $\delta\nu$, tiene las características estadísticas propias del ruido.

Entonces si A_{21} es la probabilidad de que un átomo caiga espontáneamente del estado $|2\rangle$ al estado $|1\rangle$, podemos escribir,

$$\frac{dN_2}{dt}(\text{emisión espontánea}) = -A_{21}N_2. \quad (3.3)$$

La radiación emitida espontáneamente lo hace en cualquier dirección y con cualquier frecuencia dentro del ancho de línea, por lo que en el lenguaje de los modos de la cavidad que se ha introducido en el Apéndice 1, podemos decir que la emisión se hace indistintamente en cada uno de los p modos que describen la radiación de frecuencia ν con ancho de línea $\delta\nu$. Si recordamos que cada átomo que se relaja emite un fotón (Bohr, 1913), podemos escribir para el número de fotones en cada modo de la cavidad,

$$\frac{dq_i}{dt}(\text{emisión espontánea}) = +\frac{A_{21}N_2}{p}. \quad (3.4)$$

3.2.2. Procesos inducidos o coherentes

En segundo lugar están las respuestas estimuladas o inducidas, tanto la absorción estimulada como la emisión estimulada que se producen cuando se aplica una señal de radiación resonante con los niveles de energía del átomo. En estas transiciones cada

átomo individual actúa como una antena receptora o emisora no aleatoria sino gobernada por la propia señal aplicada. Es decir, el átomo actúa *accionado por y coherente con* la señal aplicada.

En el Apéndice 1 hemos demostrado que podemos calcular la contribución de la emisión estimulada y de la absorción al modo multiplicando la contribución de la emisión espontánea a cada modo por el número de fotones en el modo (ecuación A-1.8). De manera que podemos escribir,

$$\frac{dq_i}{dt}(\text{emisión estimulada}) = +\frac{A_{21}N_2}{p}q_i, \quad (3.5)$$

$$\frac{dq_i}{dt}(\text{absorción}) = -\frac{A_{21}N_1}{p}q_i, \quad (3.6)$$

Los fotones en el modo pueden escapar a través de las fronteras de la cavidad, por lo que,

$$\frac{dq_i}{dt}(\text{pérdidas}) = -\gamma_i q_i. \quad (3.7)$$

Ahora podemos escribir la ecuación que gobierna el número de fotones en cada modo de la cavidad. Considerando las ecuaciones de arriba, resulta,

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{A_{21}}{p}N_2 + \frac{A_{21}}{p}N_2q_i - \frac{A_{21}}{p}N_1q_i - \gamma_i q_i. \quad (3.8)$$

El número de fotones en un modo cualquiera, q_i , responde a las contribuciones positivas o negativas que vienen de las transiciones radiativas de los átomos (positivas las emisiones y negativa la absorción) y a las pérdidas por escape de fotones fuera de la cavidad. Las contribuciones se distribuyen en los p modos que interactúan con los átomos. La emisión espontánea se distribuye en cada modo de igual manera; mientras que las estimuladas, tanto la absorción como la emisión, se potencian por el la presencia o no de fotones en el modo.

Consideremos el estado estacionario, en el que la radiación se equilibra con el sistema material. Matemáticamente esto significa que anulamos la variación temporal del número de fotones en el modo, $\frac{dq_i}{dt} = 0$, de donde resulta,

$$q_i = \frac{N_2}{\frac{p\gamma_i}{A_{21}} - (N_2 - N_1)}. \quad (3.9)$$

La Ec. 3.9 no es la solución completa para el número de fotones en cada modo porque N_1 y N_2 dependen de las condiciones de operación del láser, en particular de la fuerza del bombeo. Pero como nuestro objetivo es lograr que el número de fotones en el modo sea mayor a 1, en camino a que la emisión estimulada en ese modo supere a la emisión espontánea, el análisis cualitativo de (3.9) nos dará varias pistas. Para que q_i sea grande el denominador de (3.9) debe acercarse a cero; para ello se debe cumplir:

- 1) que $N_2 > N_1$, o sea que la *población esté invertida*, en contra del equilibrio termodinámico.
- 2) que manejando el bombeo externo se pueda hacer que la diferencia en la población de los niveles, $\Delta N = N_2 - N_1$ crezca y se acerque a $\frac{p\gamma_i}{A_{21}}$.

Cuando $\Delta N \ll p\gamma_i/A_{21}$, el crecimiento del número de fotones en el modo a medida que bombeamos será pequeño, pero cuando ΔN se acerca al valor $p\gamma_i/A_{21}$, el crecimiento se hace exponencial.

3.2.3. Umbral

Definimos la población umbral, ΔN_{ui} , como aquella necesaria para hacer significativa la población de fotones en el modo correspondiente,

$$\Delta N_{ui} = \frac{p\gamma_i}{A_{21}}. \quad (3.10)$$

¿Podremos alcanzar las condiciones de operación de manera que la población del nivel superior de la transición alcance el valor umbral? Veamos primero algunas consideraciones generales y después unos ejemplos numéricos reales.

- La primera condición que surge naturalmente es que el bombeo incremente solamente el valor de N_2 y que no se pueble el nivel inferior. Si no es así, la absorción compite directamente con la emisión estimulada y alcanzar el umbral será más difícil. En un láser de 4 niveles esto se logra sin mayores inconvenientes, pero en uno de 3 niveles veremos que es más costoso, en términos energéticos.
- Es claro que cuanto menor sea la pérdida menor será la población umbral. O, pensando de otra manera, alcanzaremos más fácilmente el umbral para el modo de menor pérdida. Es claro que una cavidad con espejos muy reflectores alcanzará el umbral en los modos axiales mucho antes que los otros modos. Esta fue la idea que presentaron Schawlow y Townes en 1958 y que disparó la carrera hacia el máser óptico o láser.

- Cuando dijimos que la emisión espontánea se distribuía igualmente en todos los modos por igual supusimos que A_{21} es igual para todas las frecuencias dentro del ancho de línea; en general tiene una forma acampanada, con el máximo en la frecuencia central de la transición. Esto induce a pensar que se alcanzará el umbral primero para el modo que esté más cerca del centro de la línea. Volveremos esto más adelante.
- Hemos visto en algunos ejemplos del láser de He-Ne que p puede ser un número muy grande. Otros láseres con cavidades más pequeñas, como los láseres de semiconductor, operan con valores de p significativamente menores, por lo que alcanzar el umbral puede ser más fácil.

Ahora consideraremos algunos ejemplos numéricos.

1.- Láser gaseoso de He-Ne.

$p = 3 \times 10^8$; $A_{21} = 1/\tau_{rad} = 10^6$ 1/s ($\lambda = 633$ nm); $R_2 = 0.99$; $L = 30$ cm, la Ec. 3.10 conduce a que ΔN_u debe ser del orden de 1.5×10^9 átomos.

La presión dentro del tubo de un láser de He-Ne es de algunos Torr y la presión parcial del Ne, el componente minoritario, es de sólo 0.1 Torr, de manera que a temperatura ambiente, la densidad de átomos de Ne en el láser es $3 \times 10^{15}/\text{cm}^3$, y en una cavidad de 1 cm^3 tendremos 3×10^{15} átomos.

No parece imposible bombear 1 átomo al nivel excitado de cada 1 millón; sin embargo la dificultad está en lograr un mecanismo selectivo que no pueble de igual manera el nivel láser inferior. Esto se logró empleando la transferencia de energía resonante entre los átomos de He excitados por una descarga eléctrica y el nivel láser superior del Ne (Javan, 1961).

El caso del láser de rubí, y en general el caso de cualquier sistema de 3 niveles, puede ser más complicado. Los valores típicos son,

$p = 10^{11}$; $A_{21} = 1/\tau_{rad} = 230$ 1/s ($\lambda = 694$ nm); $R_2 = 0.99$; $L = 4$ cm, implica que ΔN debe ser del orden de 3×10^{16} átomos, un número no muy grande teniendo en cuenta que un sólido tiene 10^{22} átomos/ cm^3 y que diluido 1 en 1000, los átomos de Cr tendrán una densidad $N = 10^{19}$ átomos/ cm^3 . Pero el rubí es un sistema de 3 niveles, que podemos simular haciendo colapsar al estado $|1\rangle$ con el estado $|0\rangle$. En ese caso,

$$\Delta N_{ui} = N_2 - N_1 = N_2 - N_0, \quad (3.11)$$

y,

$$N_2 + N_0 = N.$$

Por lo que N_2 debe alcanzar un valor umbral de,

$$N_2 = \frac{N + \Delta N}{2}. \quad (3.12)$$

Esto significa que debemos llevar más de la mitad de todos los átomos al estado excitado. Además es muy difícil que podamos mantener esta situación en el tiempo, ya que el mismo

laser destruye la inversión de población al poblar el nivel inferior. Maiman pudo hacer funcionar el láser de rubí en 1960 empleando una potente lámpara de flash que durante unos 200 μs sostenía la inversión de población. El láser de rubí y todos los láseres de 3 niveles son *pulsados*. En general sólo los láseres de 4 niveles pueden ser continuos.

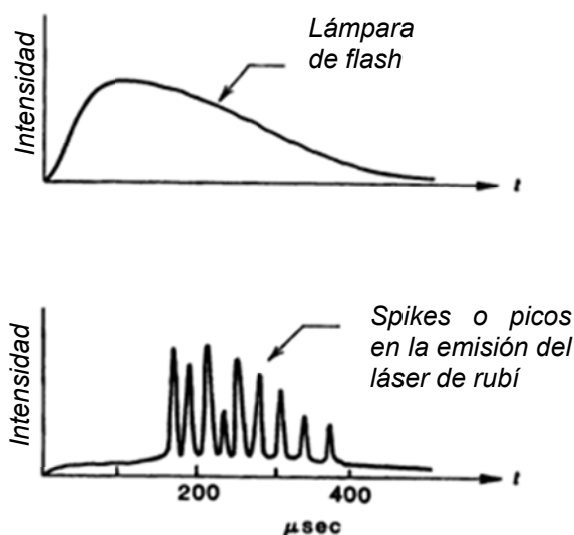


Fig. 3.5. Comportamiento temporal del láser de rubí provocado por la dificultad en mantener la inversión de población.

3.3. La dinámica de las poblaciones

Hemos visto que para alcanzar el umbral de funcionamiento de un láser es necesario construir una población importante en el nivel láser superior. También hemos analizado la posibilidad de que el nivel láser inferior coincida con el nivel fundamental, como en el caso del láser de rubí y hemos mostrado que debemos mover al menos la mitad de la población del nivel fundamental a los estados excitados con el costo energético que esto ocasiona. Otra dificultad que tienen estos sistemas, denominados *sistemas de 3 niveles*, es que no permiten un funcionamiento continuo ya que el propio funcionamiento del láser rompe la inversión de población (Fig. 3.5).

Para los fines del análisis, el complicado conjunto de niveles de un sistema real de 4 niveles, se puede simplificar al sistema idealizado de la figura de arriba. Este modelo proporciona un modelo analítico simple pero sorprendentemente preciso para muchos sistemas de láseres reales. En este modelo el nivel 3 representa la combinación de todos los niveles que se encuentran por encima del nivel superior del láser en el sistema atómico real. El nivel 2 representa el nivel superior del láser; por lo general es bastante agudo en energía, con una vida media larga y con una gran brecha de energía por debajo. El nivel 1 representa el nivel láser inferior y el nivel 0 el nivel más bajo o estado fundamental. Las conexiones entre los niveles 3 y 2 y entre los niveles 1 y 0 son muy rápidas, generalmente a cargo de transiciones no radiativas.

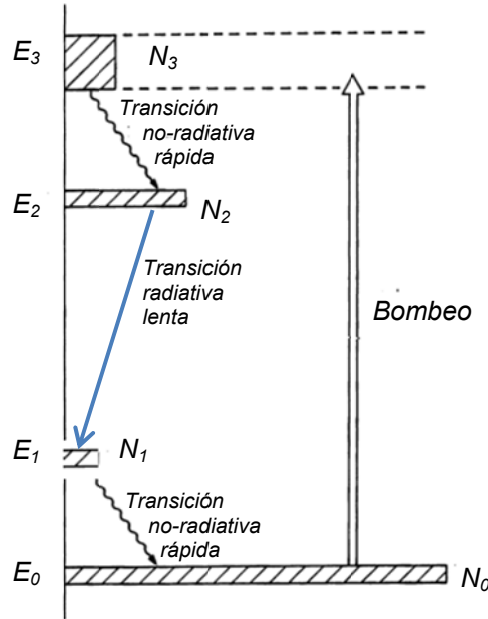


Fig. 3.6. Sistema ideal de 4 niveles.

Esto conduce a dos hechos beneficiosos para el funcionamiento del láser,

- i) el mecanismo de bombeo aporta eficientemente a la población del nivel 2; denominaremos P al número de átomos promovidos al nivel 2 en la unidad de tiempo,
- ii) la población del nivel 1 se mantiene en valores muy pequeños porque rápidamente se despuebla hacia el nivel fundamental; en lo que sigue supondremos que $N_1 = 0$ en cualquier condición de funcionamiento del láser.

Bajo estas suposiciones, la población N_2 responde a las siguientes variaciones:

Bombeo
$$\frac{dN_2}{dt} = +P, \quad (3.13)$$

Emisión espontánea
$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2, \quad (3.14)$$

Emisión estimulada
$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2 \sum_{i=1}^{i=p} q_i, \quad (3.15)$$

Absorción
$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{12}N_1 \sum_{i=1}^{i=p} q_i, \quad (3.16)$$

De manera que si recordamos que $B_{21} = A_{21}/p$, que $B_{21} = B_{12}$ y si no consideramos la absorción, porque $N_1 \cong 0$, podemos escribir,

$$\frac{dN_2}{dt} = P - N_2 \frac{A_{21}}{p} \sum_{i=1}^p q_i - N_2 A_{21} = P - N_2 \frac{A_{21}}{p} \sum_{i=1}^p (q_i + 1). \quad (3.17)$$

Antes de proseguir con el análisis de la ecuación para las poblaciones haremos un paréntesis para ver cuál es el significado físico de A_{21} y explicar porque hemos siempre preferido escribir las ecuaciones en términos de este parámetro y no de los coeficientes B de Einstein.

Supongamos que de alguna forma hayamos podido poblar el nivel E_2 en un tiempo muy corto (después veremos corto con respecto a que) y registramos la fluorescencia en función del tiempo. En general obtendremos una señal que decae de manera exponencial con el tiempo. En una situación donde la densidad de radiación es despreciable ($q_i \ll 1$ en todos los modos), la ecuación anterior predice ese decaimiento y permite relacionar el coeficiente A_{21} con el tiempo de vida medible experimentalmente.

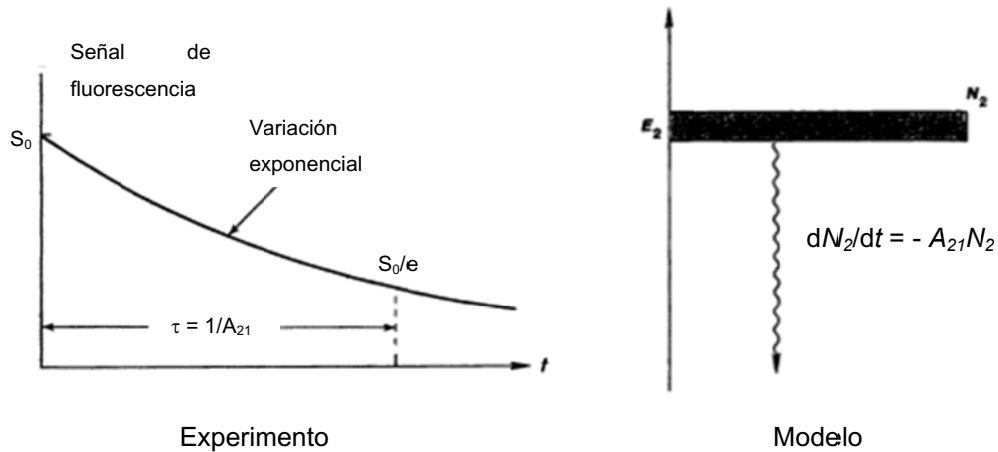


Fig. 3.6. Decaimiento exponencial con el tiempo de la población del estado excitado.

Ahora podemos aclarar que debemos preparar al nivel 2 en un tiempo mucho más corto que la *vida media* τ . Por ejemplo, hemos dicho que la vida media del nivel 2E del rubí es de algunos ms; por lo tanto para medirlo debemos poblarlo en un tiempo más corto. Maiman usaba una lámpara de destello de unas centenas de μs y fue capaz de notar que cuando utilizaba una cavidad para concentrar la radiación, el tiempo de vida se acortaba. ¡La ecuación estaba funcionando en todos sus términos! Maiman no mencionó este hecho en su trabajo de Nature, pero Irnee D'Haenens lo recuerda perfectamente como el hecho que despertó las primeras evidencias de que andaban cerca...(Bromberg, 1985).

Volvamos al análisis de la ecuación que gobierna la población del nivel láser superior en un sistema ideal de 4 niveles. Recordemos que estamos trabajando con un modelo en el que la población del nivel laser inferior es despreciable ($N_2 \gg N_1$). Las variaciones en N_2 están provocadas por el bombeo externo (P) y por la emisión espontánea y la emisión estimulada.

La Ec. 3.2 se puede escribir,

$$\frac{dN_2}{dt} = P - A_{21}N_2 - \frac{A_{21}}{p} \sum_{i=1}^p q_i,$$

o, haciendo uso de la igualdad,

$$\sum_{i=1}^p 1 = p,$$

escribir,

$$\frac{dN_2}{dt} = P - N_2 \frac{A_{21}}{p} \sum_{i=1}^p (q_i + 1). \quad (3.18)$$

Sabemos que sólo los modos axiales o longitudinales podrán alcanzar una población de fotones importantes ($q \gg 1$) mientras que todos los otros siempre tendrán $q \ll 1$. Pensemos que sólo un modo alcanza el umbral, de manera que el número de fotones láser o coherentes dentro de la cavidad será q_l . Ahora podemos resolver la sumatoria de la siguiente manera,

$$\frac{dN_2}{dt} = P - N_2 \frac{A_{21}}{p} (p - 1) - N_2 \frac{A_{21}}{p} q_l, \quad (3.19)$$

pero como $(p-1)/p$ tiende a 1 porque p es muy grande, finalmente la ecuación que gobierna a la población N_2 resulta,

$$\frac{dN_2}{dt} = P - N_2 A_{21} \left(1 + \frac{q_l}{p}\right). \quad (3.20)$$

De donde surge que la población que está en equilibrio con q_l fotones dentro de la cavidad resulta,

$$N_2 = \frac{P}{A_{21} + A_{21} \frac{q_l}{p}}. \quad (3.21)$$

Si recordamos que habíamos definido la población umbral como $N_u = \frac{p\gamma_l}{A_{21}}$, podemos escribir,

$$N_2 = \frac{P/A_{21}}{1 + \frac{q_l}{p}} = \frac{P/p\gamma_l}{1 + \frac{q_l}{p}} N_u. \quad (3.22)$$

Podemos definir entonces el *bombeo umbral* necesario para llegar a la población umbral, $P_u = p\gamma_l$, y definir el *bombeo normalizado* $r = P/P_u$. La ecuación que gobierna la población es entonces,

$$N_2 = \frac{N_u}{1 + \frac{q_l}{p}} r, \quad (3.23)$$

donde,

$$N_u = P\gamma_l/A_{21}; \quad P_u = p\gamma_l; \quad r = P/P_u.$$

Nuevamente debemos hacer la salvedad de que (3.23) no es la solución completa para la población N_2 ya que obviamente depende del número de fotones en el modo láser.

3.4. Solución completa. Ecuaciones acopladas

Debemos considerar a las ecuaciones (3.9) y (3.23) como acopladas y resolverlas simultáneamente. La Ec. (3.9) se puede escribir en términos de la población umbral y adaptada a un láser de 4 niveles, entonces el sistema de ecuaciones a resolver es,

$$\left\{ \begin{array}{l} q_l = \frac{N_2}{(N_u - N_2)}, \quad (3.24-a) \\ N_2 = \frac{N_u}{1 + \frac{q_l}{p}} r. \quad (3.24-b) \end{array} \right.$$

Este sistema puede reducirse a una ecuación para los fotones,

$$\frac{1}{p} q_l^2 + (1 - r) q_l - r = 0, \quad (3.25)$$

que admite una única solución con sentido físico,

$$q_l = \frac{p}{2} \left[(r - 1) + \sqrt{(r - 1)^2 + 4r/p} \right], \quad (3.26)$$

Esta es una sencilla ecuación algebraica que sin embargo encierra casi por completo las características del funcionamiento del láser. Abajo se representan, en escala logarítmica (Fig. 3.7) y en escala lineal (Fig. 3.8), los resultados para el número de fotones en el modo láser en función del nivel de bombeo representado por el bombeo normalizado r .

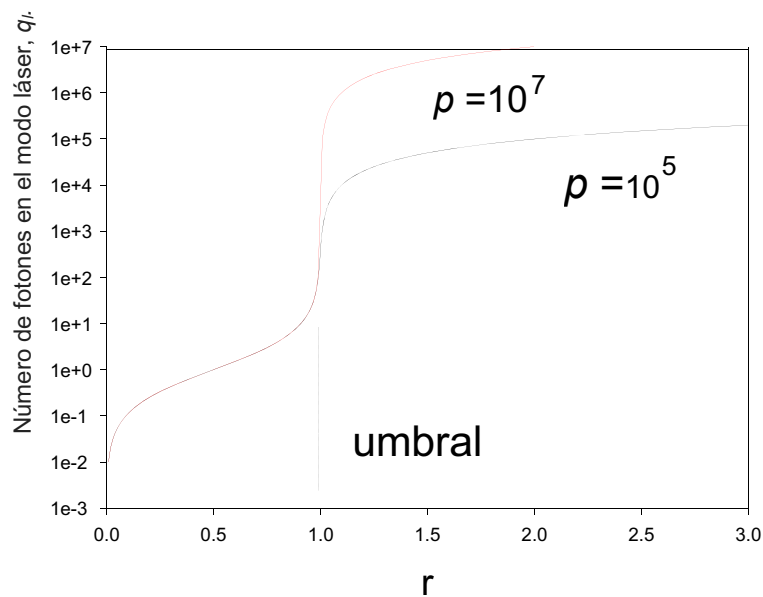


Fig. 3.7. Número de fotones en el modo láser en función del bombeo normalizado.

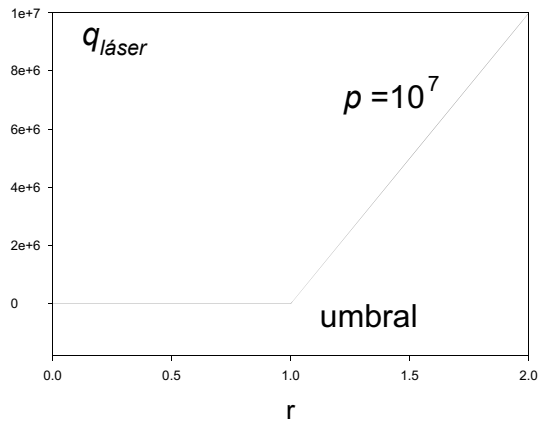


Fig. 3.8. Número de fotones en el modo láser en función del bombeo normalizado.

Si utilizamos la expresión (3.26) en (3.23 b) encontramos la solución para la población.

$$\frac{N_2}{N_u} = \frac{2r}{p + p \left[r + \sqrt{(r-1)^2 + 4r/p} \right]}, \quad (3.27)$$

Cuya solución se representa abajo, y donde nuevamente una expresión sencilla representa el comportamiento de la población antes, durante y más allá de transcurrir el umbral.

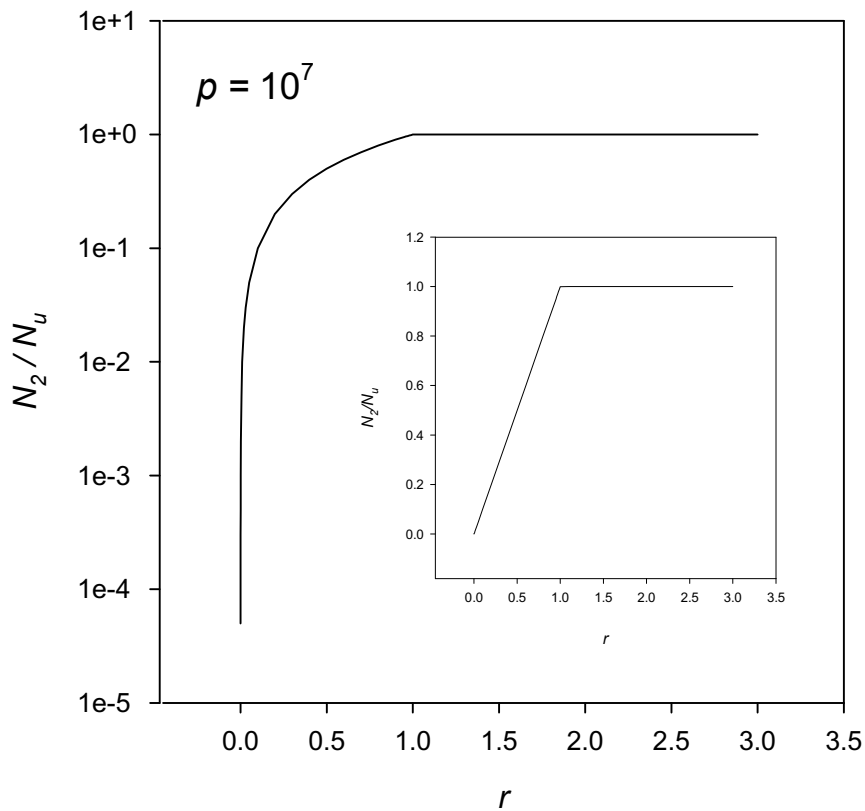


Fig. 3.9. Población normalizada al umbral en función del bombeo normalizado.

De singular importancia resulta el hecho de que la población no supera el valor umbral ni siquiera para valores muy fuertes del bombeo (esto se denomina *clamping* de la población).

Junto a las soluciones completas (3.25) y (3.26) que representan los comportamientos de los fotones y de la población para todos los niveles de bombeo, es interesante encontrar las expresiones válidas en 3 casos límites, como se muestran en la Tabla 3.1..

Tabla 3.1. Antes y después el umbral.

Límite	Bombeo	Fotones	Población	Observación
Muy por debajo del umbral	$r \ll 1$	$n_i = n_l = r$	$N_2 = N_u r$	Debajo del umbral todos los modos son iguales
En el umbral	$r = 1$	$n_l = \sqrt{p}$	$N_2 = N_u$	
Por encima del umbral	$r > 1$	$n_l = p (r-1)$ (coherentes) $\sum n_i = p$ (incoherentes)	$N_2 = N_u$	- <i>Clamping</i> de la población. La emisión láser se lleva toda la potencia inyectada por encima del umbral.

3.5. El comportamiento del láser por debajo y por encima del umbral

Por debajo del umbral, la totalidad de la potencia de bombeo que se utiliza para llevar a los átomos al nivel láser superior se devuelve por los átomos en forma de energía incoherente, ya sea en forma de radiación (emisión espontánea) o por otros procesos de relajación como generación de calor, colisiones con otros átomos o con la pared, etc. La parte de esta relajación que se hace mediante radiación, puede describirse como un proceso en el que los átomos emiten espontáneamente en todos los p modos de la cavidad resonantes dentro del ancho de línea. La energía emitida espontáneamente en estos modos de la cavidad inmediatamente se fuga hacia fuera de la cavidad en todas las direcciones como emisión espontánea incoherente.

Tan pronto como el láser se bombea por encima del umbral, la población de nivel superior se satura en el valor del umbral, y por lo tanto la relajación incoherente de este nivel (radiativo más no radiativo) también se satura justo en el valor que tenía en el límite. Toda la potencia de bombeo adicional por encima del umbral se va a canalizar por el modo láser en forma de energía coherente.

Hay diversos ejemplos en la naturaleza donde se favorece al más fuerte: las madres de varias razas animales alimentan preferentemente a sus cachorros más fuertes en desmedro de los que nacen débiles; los bancos les dan crédito a los ricos que así se hacen más ricos, etc. En Física este comportamiento se denomina *bosónico*, ya que lo presentan sólo aquellos entes formados por *bosones*, una de las dos familias en la que se clasifican las partículas fundamentales en base

a su comportamiento estadístico. La otra familia está formada por *fermiones* y éstos no favorecen para nada el agrupamiento de muchos miembros en el mismo estado.

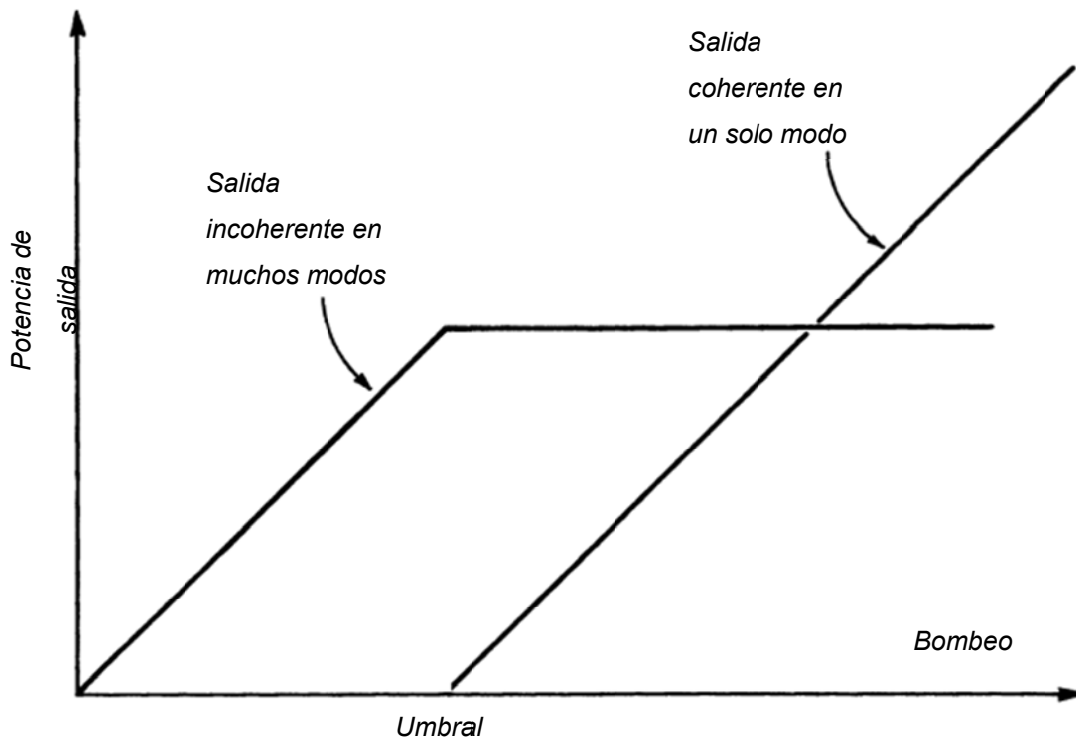


Fig. 3.10. Potencia emitida de manera incoherente y coherente (láser) al pasar el umbral. La potencia total crece linealmente con el bombeo con una pendiente igual a la eficiencia de conversión de la energía de bombeo en luz.

3.5.1. Discriminación de modos

La nitidez de la curva número de fotones en función de la intensidad del bombeo, combinada con la repentina fijación de la inversión de población en el valor umbral ayuda a explicar cómo una cavidad láser que tiene por poco 10^8 o 10^{10} modos potencialmente oscilantes en realidad puede oscilar y extraer toda la entrada de bombeo adicional en un solo modo oscilante preferido. Supongamos, por ejemplo, una cavidad láser que tiene un modo de resonancia # 1 que es el modo "preferido", porque tiene las pérdidas más bajas y / o el mejor acoplamiento a los átomos; más un segundo modo # 2 que está ligeramente desfavorecido porque tiene pérdidas más altas o acoplamiento más débil a los átomos o ambos. Entonces, como se muestra en la Fig. 3.11, cuando la inversión de población alcanza la inversión umbral para el modo # 1, el modo menos preferido # 2 todavía estará ligeramente por debajo del umbral. *De ahí que este segundo modo nunca será capaz de desarrollar un número de fotones considerable.* La extraordinaria nitidez de la conducta umbral y el gran valor de p ayuda a explicar cómo el número de fotones en el modo # 2 puede permanecer siempre $< p$,

no importa cuánto se bombea el láser, a menos que la diferencia de pérdidas entre los dos modos es del orden de $1/\sqrt{p}$ o menor.

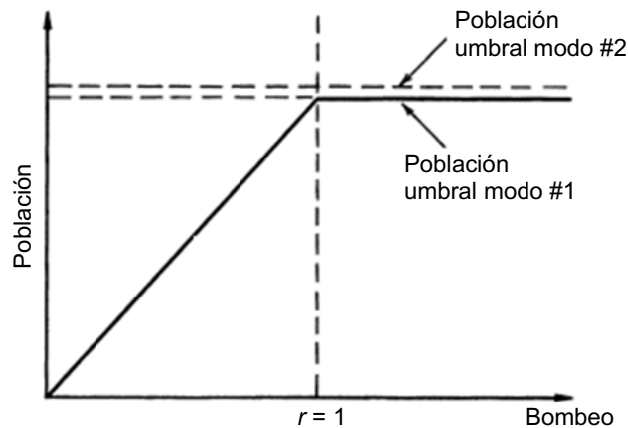


Fig. 3.10. Discriminación de modos.

3.5.2. Láseres monomodo o multimodo

De acuerdo al modelo que hemos desarrollado hasta este momento, todos los láseres deberían emitir solamente en el modo longitudinal más favorecido (láser monomodo). Sin embargo debemos mencionar que hay muchos láseres de interés que pueden emitir en varios modos de la cavidad (láseres multimodo). En los próximos dos capítulos volveremos a discutir esto con más detalle, pero ahora esbozaremos una explicación de porqué sucede esto.

La razón fundamental porqué algunos láseres operan en un solo modo y otros no, está en la *estructura del espectro emitido espontáneamente* por los átomos. Hemos aceptado hasta ahora que la radiación emitida espontáneamente no tiene una frecuencia única y sí un cierto ancho de banda.

Si el espectro emitido por el conjunto macroscópico de átomos es igual al espectro emitido por cada átomo aislado, el espectro se dice *ensanchado homogéneamente* y el láser tenderá a emitir en un solo modo. Si en cambio, los átomos se pueden dividir en clases que emiten en frecuencias centrales diferentes, el átomo se dice *ensanchado inhomogéneamente* y el láser emitirá en más de un modo.

Veamos un ejemplo. Átomos gaseosos como el Ne en el láser de He-Ne emiten frecuencias diferentes según sea la componente de la velocidad en la dirección de observación (efecto Doppler). Los átomos se pueden dividir en clases de acuerdo a la velocidad a lo largo del eje de la cavidad. Podemos pensar entonces que el modo # 1 (el más favorecido) interactuará con la clase # 1 de átomos y que su población quedará fijada en el umbral. Pero si aumentamos el bombeo, la clase # 2 podrá alcanzar el umbral para el modo # 2 y así siguiendo. Es como si tuviéramos varios láseres actuando simultáneamente y de manera independiente. Sólo la inversión de población en aquellos átomos que están en resonancia con el modo se fijará en el umbral. Si hay otros átomos que no resuenan con el

modo # 1, pero si lo hacen con el modo # 2, la inversión de población en estos otros átomos puede aumentar con el aumento del bombeo, y se puede hacer oscilar el modo # 2.

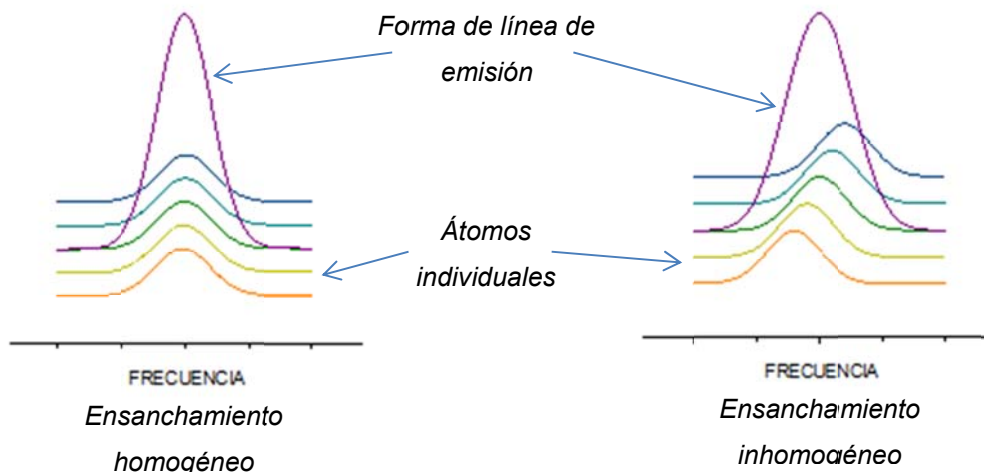


Fig. 3.11. Ensamchamiento homogéneo e inhomogéneo.

Los láseres con materiales de ensanchamiento homogéneo tienen otra característica importante: *se pueden sintonizar* dentro del ancho de banda de la transición espontánea. Esto se logra colocando dentro de la cavidad algún elemento que introduzca pérdidas para algunas longitudes de onda. El láser emitirá en el modo más favorecido que corresponda a la zona espectral de menores pérdidas.

3.5.3. Eficiencia energética

Otra fantasía que puede despertar el modelo que hemos esbozado es que el láser podría ser un dispositivo que convierta la energía invertida en su funcionamiento, cualquiera sea la forma de ésta (luz, electricidad, química, etc), en luz coherente, de manera muy eficiente. En general esto no sucede y salvo casos especiales, la eficiencia energética puede ser extremadamente baja.

Consideremos por ejemplo el caso del típico láser de He-Ne de 1 mW. La fuente de energía del láser es una descarga eléctrica de alto voltaje pasando dentro del tubo a través del gas entre el ánodo y el cátodo. Normalmente se utiliza una corriente continua de unos 7.5 mA lo que requiere mantener aplicado unos 1500 V entre los extremos para el funcionamiento continuo. En estas condiciones consumimos unos 11 W de energía eléctrica para obtener 1 mW de potencia láser. Por lo tanto la eficiencia resulta,

$$eficiencia\ energética = \frac{Potencia\ obtenida}{potencia\ gastada} = \frac{1\ mW}{11\ W} = 9 \times 10^{-5} \cong 0.01\ \%$$

En este caso, a pesar de trabajar con tan poca eficiencia, el dispositivo es fácilmente manejable y las ventajas fueron enormes. Antes del uso masivo de los láseres de diodo semiconductor, los láseres de He-Ne eran los más utilizados en lectores de códigos de barras.

Pero ahora imaginémonos a un oftalmólogo que utilizara un laser de argón que le permitiera trabajar con una potencia de 1 W para hacer fotocoagulación de derrames en la retina. Si este láser opera con la misma eficiencia que el láser de He-Ne, la potencia consumida del enchufe de la pared sería de unos 11 kW (¡unas 11 planchas conectadas al mismo tomacorriente!). Pero esto no es lo peor. El problema es que si consumimos 11 kW y obtenemos sólo 1 W, debemos manejar el resto de la potencia y poder disiparla rápidamente, para que el láser no se caliente hasta fundirse. En lugares donde el agua es abundante, los 10.999 W que nos sobran se los transferimos al agua que hacemos circular por el láser a modo de refrigeración. Esto significa tirar unos 10 litros de agua por minuto al desagüe. Si esto nos parece cuestionable o nos cobran el agua o directamente nos prohíben hacerlo, debemos disponer de un circuito cerrado con un sistema de enfriamiento de agua que al menos consumirá otros 11 kW. ¡No hay dudas que los láseres son complicados de usar!

El láser de CO₂ es bastante más eficiente. Un láser para uso médico en cirugía general que emita 25 W puede consumir unos 2 A a 220 V, lo que significa una eficiencia cercana al 6 %. La eficiencia de conversión de potencia del láser de CO₂ es más alta que para la mayoría de los láseres de gas y es también superior a la de los láseres de estado sólido bombeados por lámpara, pero más baja que la de estos láseres bombeados con láseres de diodos.

Al igual que los diodos emisores de luz o LED's son los dispositivos más eficientes en iluminación, los láseres de diodo semiconductor son los láseres más eficientes. Los láseres de diodo pueden alcanzar eficiencias del orden del 50% ó 60%. Particularmente las eficiencias mayores se logran con los diodos láser que emiten entre 940 y 980 nm, tales como los que se utilizan para el bombeo de los láseres de fibra óptica dopada con iterbio; mientras que los diodos que emiten en 808-nm son algo menos eficientes.

3.6. Coherencia

Otra dificultad que surge cuando trabajamos con un modelo de fotones en los modos de cavidad como el que hemos esbozado es que el concepto de *coherencia* no aparece de manera clara. Sin embargo, la coherencia es el rasgo fundamental que distingue al láser de las fuentes convencionales.

Veamos que nos dice el modelo de los fotones. Como el láser emite en un solo modo longitudinal de la cavidad (o a lo sumo en algunos pocos), la emisión es muy *monocromática* y *direccional*. Como el modelo no contiene ninguna variable relacionada con las dimensiones transversales al eje de la cavidad, podemos decir que los fotones ocupan toda la sección transversal del haz y tienen gran coherencia espacial.

Sin embargo sabemos que los fotones no duran más que el tiempo de vida del nivel superior, luego se apagan y aparecen otros. ¿Cómo es la fase de un fotón con respecto a otro? La respuesta está en la esencia misma de la *emisión estimulada*. Puesto que un estímulo común arranca el proceso de emisión que proporciona la luz láser, los fotones emitidos están *acompañados* y tienen una definida relación de fase unos con otros, por lo que tiene gran coherencia temporal. En un lenguaje más moderno podemos decir que son *clones* todos idénticos.

No vamos a forzar más el modelo de los fotones. Sólo diremos que la elevada coherencia del láser hace que operaciones tan simples como enfocar un haz para obtener una elevada irradiancia sea muchísimo más simple con un láser que con una fuente convencional incoherente. Ni que decir de ciertas aplicaciones especiales como la medición de distancias con elevadísima precisión o el registro de imágenes tridimensionales (hologramas) que son inviables con fuentes convencionales.

3.7. Haces láser. Comportamiento de los haces emitidos por un láser

El modelo que hemos desarrollado nos hace pensar que un rayo láser es un haz matemáticamente recto ($k_y = k_z = 0$ y $k_x = 2\pi/\lambda$), pero su comportamiento es más complejo que eso. En general, la difracción hace que los rayos se expanden o divergen a medida que se propagan con la distancia una vez que salen del láser. El ángulo de propagación de un rayo láser se llama *divergencia*, y por lo general se mide en miliradianes. Los radianes son convenientes porque la tangente de un ángulo pequeño es más o menos igual a su tamaño en radianes. En la mayoría de los casos, un láser emite luz con un perfil transversal de irradiancia que se puede describir con una función gaussiana, cuyo diámetro varía a lo largo de la dirección de propagación. El diámetro de un haz se define cuando la irradiancia alcanza $1/e^2$ del valor de la irradiancia máxima.

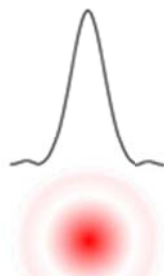


Fig. 3.12. Perfil de irradiancia *gaussiana*

La variación del tamaño del haz puede ser muy pequeña para haces que salen del láser con diámetros del orden de mm o muy rápida para haces muy concentrados, como es el caso de los láseres de semiconductor. En general, los rayos láser exhiben un alto grado de

coherencia espacial, que está relacionada con una buena calidad de haz. Como resultado, los haces se pueden enfocar muy bien y tienen el potencial para formar haces colimados con muy baja divergencia del haz.

3.7.1. Campo cercano y campo lejano de un haz láser

Cerca del láser, en la zona denominada *campo cercano*, el haz estrecho permanece esencialmente como un haz de luz paralelo. La distancia sobre la que los rayos de luz siguen siendo paralelo se denomina *distancia Rayleigh (R)* y depende del diámetro de salida del haz $2w$ y de la longitud de onda, λ , de la emisión,

$$R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (3.28)$$

Para un haz de CO₂ con longitud de onda de 10600 nm, el rango de campo cercano es de 30 cm para un haz de 2 mm de diámetro, y 1,9 metros para un haz de 5 mm. Más allá de la distancia Rayleigh, el haz se expande con una divergencia dada por,

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (3.29)$$

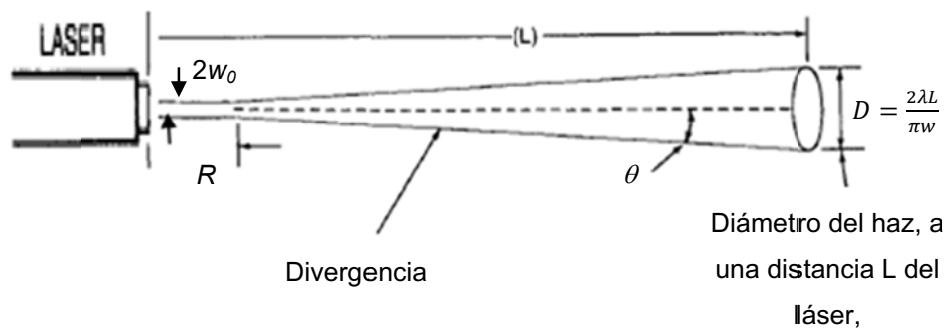


Fig. 3.13. Divergencia de un haz láser.

Las ecuaciones 3.28 y 3.29 son válidas para haces gaussianos. Si la distribución transversal de la irradiancia no es gaussiana, la distancia Rayleigh disminuye y la divergencia aumenta en un factor denominado M^2 que mide el apartamiento respecto a un haz gaussiano. Para los perfiles tipo *top hat*, el valor de M^2 es del orden de 1.22.

Un rayo láser de luz visible con lo suficientemente alta potencia puede ser visible cuando se propaga en el aire. Esto se debe a que una pequeña porción de la potencia óptica es dispersada por las partículas de polvo y / o fluctuaciones de densidad en el aire y por lo tanto puede alcanzar el ojo observador. Cuando el haz láser incide en un objeto dispersión difusa,

como una pantalla blanca, un lugar mucho más brillante que se ve en pantalla, ya que la mayoría de la potencia óptica se dispersa en este punto.

3.7.2. Enfoque

Si un haz gaussiano colimado con radio w_0 incide sobre una lente de enfoque con distancia focal f y diámetro $D > 2w_0$, el radio de la cintura del haz después de la lente, se puede calcular con la siguiente ecuación,

$$w_f = \frac{\lambda f}{\pi w_0}. \quad (3.30)$$

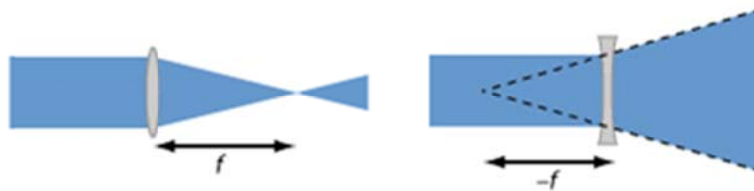


Fig. 3.14. Efecto de una lente sobre un haz láser.

Nuevamente la longitud de Rayleigh de un haz enfocado es la distancia desde la cintura del haz, en la dirección de propagación, al punto en el que el radio del haz se incrementa en un factor $\sqrt{2}$; aquí el área transversal se duplica y la irradiancia cae a la mitad de la máxima en el foco. Para haces gaussianos, la longitud de Rayleigh está determinada por la Ec. 3.28. Asimismo la divergencia antes o después del enfoque está dada por la Ec. 3.29. La longitud de Rayleigh es una cantidad conveniente en el contexto de los rayos láser enfocados. En esencia determina la profundidad de foco. A menudo se utiliza el parámetro confocal b , que es dos veces la longitud de Rayleigh.

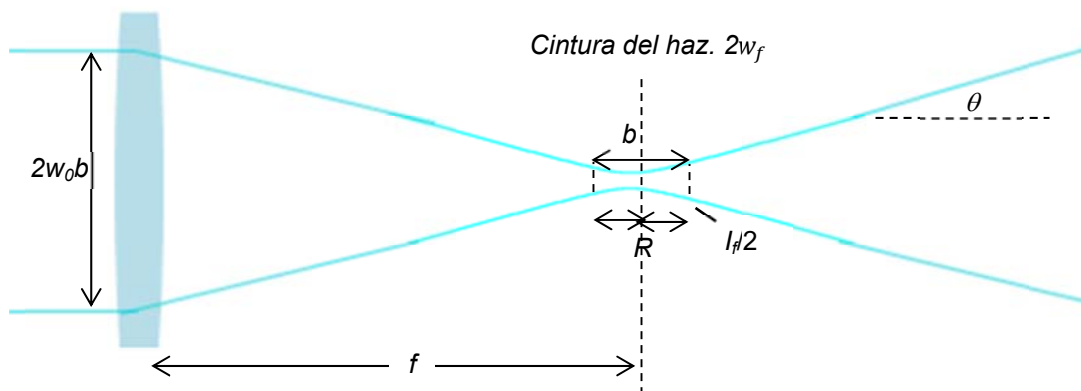


Fig. 3.15. Enfoque de un haz gaussiano

La Tabla 3.2 resume las condiciones de enfoque para los haces gaussianos. Para otros perfiles de irradiancia, los valores son mayores, en un factor del orden de 1.22.

Tabla 3.2. Parametros de enfoque	
Diámetro de enfoque, $2w_f$	$\frac{2\lambda f}{\pi w_0}$
Longitud de Rayleigh, R	$\frac{\pi w_f^2}{\lambda} = \frac{\lambda f^2}{\pi w_0^2}$
Divergencia, θ	$\frac{\lambda}{\pi w_f} = \frac{w_0}{f}$

3.8. Referencias

Siegman, A. E. Lasers. University Science Books, 1986.

Javan, A., Bennett Jr., W. R., Herriott, D. R. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. Phys. Rev. Lett. 6, 106, 1961.

Bromberg, J. Oral History Transcript– Dr. Irnee D'Haenens - Interview. 5 February 1985.

Bohr, N. On the Constitution of Atoms and Molecules. Philosophical Magazine Series 6, Volume 26, 1-25, 1913.

CAPÍTULO 4

Láseres reales

Poco después de 1960, cuando los periodistas y escritores de ciencia ficción comenzaron a especular sobre el uso del láser como el "rayo de la muerte", Arthur Schawlow pegó una copia del artículo periodístico "El láser increíble", en la puerta de su laboratorio después de añadir el subtítulo: "Para láseres creíbles, consulte aquí"

4.1. Introducción

En este capítulo describiremos algunos láseres reales. Analizaremos el funcionamiento del medio activo, la forma de excitación, la estructura de la cavidad y las características de la emisión. De la infinita cantidad de láseres que existen hoy día elegiremos algunos que encuentran gran aplicación en la medicina; este criterio hace que queden sin tratar muchos láseres que fueron arquetipos en la primera hora, como el láser de He-Ne o el láser de argón iónico, pero que ya han sido superados y rara vez se verán utilizados masivamente. De todas maneras la recorrida no será exhaustiva, nos concentraremos en los *láseres de dióxido de carbono* (CO₂) con aplicaciones en cirugía general y en tratamientos estéticos, el *láser de neodimio*, que servirá de ejemplo para todos los láseres de estado sólido que derivan de la arquitectura original del láser de rubí, los *láseres de semiconductor*, que no sólo se utilizan directamente sino que sirven para bombear otros láseres y los *láseres de excímeros*, con aplicación casi excluyente en oftalmología. Algunos láseres más especializados serán descritos en capítulos posteriores.

Ya hemos visto que los láseres vienen en una gran variedad de formas, utilizan muchos materiales diferentes y muchos tipos diferentes de técnicas de bombeo o excitación. Sin embargo todos los láseres comparten las características siguientes,

Mecanismo de bombeo: inyecta energía en el sistema y mantiene una población mayor en el nivel superior de la transición láser que en el inferior; esto se denomina *inversión de población*.

Cavidad: establece una pérdida diferenciada para los modos que se propagan a lo largo del eje de la cavidad respecto a los que lo hacen en todas las otras direcciones. Estos modos axiales o longitudinales son los únicos que alcanzarán un número de fotones importantes.

Umbral: es el bombeo necesario para que un modo alcance un número de fotones importantes.

Límite para la población del nivel superior: si el bombeo alcanza el umbral o lo excede, la población del nivel superior no supera un cierto valor. Toda la energía extra suministrada se transfiere directamente a los modos que lasean. Se dice que la población está amordazada (clamped).

Direccionalidad y monocromaticidad: los modos que lasean se propagan en la dirección del eje de la cavidad y tiene un espectro mucho más angosto que el ancho de línea de la transición.

4.2. Láser de CO₂.

C. K. Patel desarrolló el láser de dióxido de carbono en 1963 en los Laboratorios Bell de New Jersey. Este láser es todavía utilizado ampliamente como un bisturí láser en cirugía y en tratamientos de la piel con láser y en la industria para el corte y la soldadura de distintos materiales.

El descubrimiento de Patel, en 1963, de la acción láser en las transiciones vibro-rotacionales del dióxido de carbono y su descubrimiento, en 1964, de la transferencia de energía eficaz entre moléculas de nitrógeno y de dióxido de carbono, dio lugar a una serie de experimentos que demostraron que el láser de dióxido de carbono era capaz de operar de manera continua y pulsada con una potencia de salida elevada y lo más importante, con una eficiencia de conversión muy alta (Patel, 1964). El láser original de Patel empleaba un tubo de 5 m de largo que se redujo a 2 m cuando agregó el nitrógeno. Hoy día, en el que las mezclas gaseosas incluyen helio y otros gases minoritarios, es común disponer de láseres para uso médico de no más de 50 cm de largo con potencias del orden de 40 W y eficiencias de más del 10 %. Los láseres para uso industrial operan con potencias hasta de 5000 W.

El medio activo es excitado mediante una descarga eléctrica, continua o pulsada, mantenida mediante electrodos internos, o bien por una descarga de radio frecuencia desde electrodos externos. Esta forma evita la contaminación de la mezcla gaseosa por eventuales emisiones o desprendimientos de los electrodos.

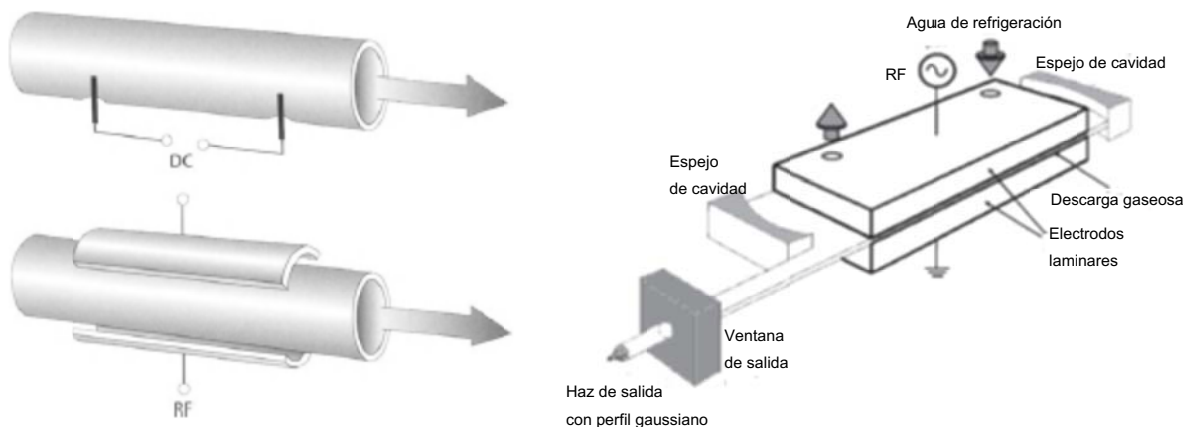


Fig. 4.1. Distintas formas de excitar el láser de CO₂. A la derecha, el uso de espejos curvos asegura varios pasajes de la luz por el medio activo, aumentando la potencia (Rofin Sinar Ltd. UK).

Normalmente, la mezcla de gases usada en el tubo de descarga tiene una presión del orden de 100 mTorr (un décimo de atmósfera) y está formado por,

Dióxido de carbono CO₂, de 10 a 20%;

Nitrógeno N₂, de 10 a 20%

Hidrógeno H₂, vapor de agua, y / o Xenón (Xe), un pequeño porcentaje, por lo general en un tubo cerrado;

Helio (He) en cantidad suficiente para completar el 100 %.

La inversión de población en el láser se realiza según la siguiente secuencia:

1. la colisión con un electrón induce un estado excitado vibratorio en el nitrógeno que es *metaestable* y tiene una vida media grande;
2. el nitrógeno excitado colisiona con el dióxido de carbono y le transfiere su energía, de manera que éste queda en el estado superior, del cual decae emitiendo la radiación láser y las moléculas permanecen en el estado láser inferior;
3. el retorno del CO₂ a su estado fundamental (para asegura el funcionamiento continuo) se hace mediante las colisiones con los átomos de helio.

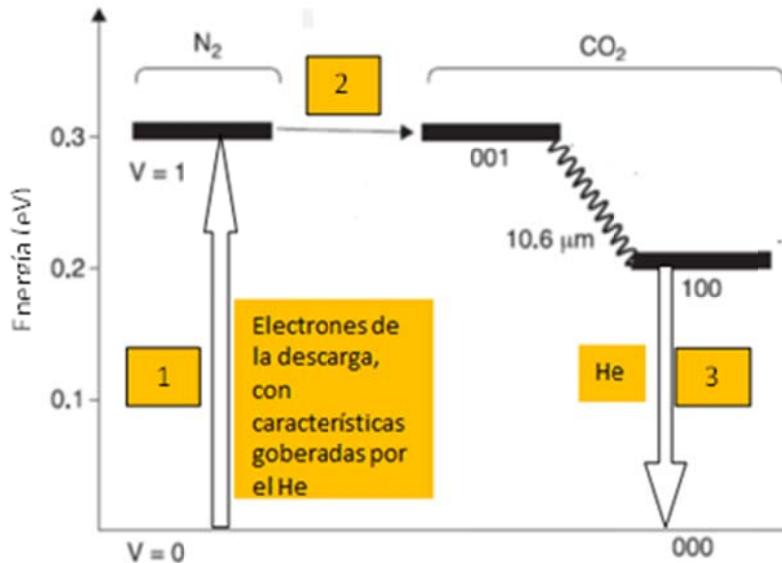


Fig. 4.2. Mecanismo de bombeo del CO₂ por colisión con N₂.

Los átomos de helio excitados por los choques del paso 3, deben ser enfriados para mantener su capacidad de producir el retorno del CO₂ al estado fundamental. En los láseres sellados, la refrigeración se realiza por intercambio de calor cuando los átomos de helio rebotan en la pared fría de la ampolla. En el caso de láseres industriales que operan con un flujo continuo de gas, la mezcla de gas caliente es circulada por una bomba para su enfriamiento.

4.2.1. Tecnología en el infrarrojo (IR)

El láser de CO₂ emite en 10,6 μm, en una zona espectral que se conoce como IR medio. Esto es muy conveniente para las aplicaciones médicas porque el tejido absorbe muy efectivamente esta radiación. En realidad es el agua la que absorbe, pero esa característica se traslada a todos los tejidos blandos al ser el agua el componente mayoritario de los mismos. Por otro lado los tejidos presentan muy poco *scattering* o dispersión en esta longitud de onda, por lo que el efecto de la radiación es directo y concentrado. Sin embargo, el manejo de la radiación IR no es sencillo. *La mayoría de los materiales usados en el visible son opacos en el IR.* Las lentes no se pueden hacer de vidrio y no se pueden usar las fibras ópticas de *sílica* tan desarrolladas para las comunicaciones ópticas y por lo tanto muy accesibles.

Tradicionalmente, los espejos son de tipo multicapa fabricados sobre silicio, o metálicos de Cu, Mo o Au. Las ventanas y las lentes son de germanio o seleniuro de zinc. Para potencias superiores se prefieren espejos de oro y las ventanas de seleniuro de zinc. En su origen las ventanas y los espejos se fabricaban de sal, cloruro de sodio (NaCl) o cloruro de potasio (KCl). Aunque estos materiales son muy baratos, se abandonó su empleo debido a su alta sensibilidad a la humedad. Hoy día, la mayoría de las lentes usadas con el láser de CO₂ son de ZnSe y revestidas para que reflejen mínimamente. La Fig. 4.4 muestra el comportamiento espectral de algunos materiales empleados normalmente en Óptica.

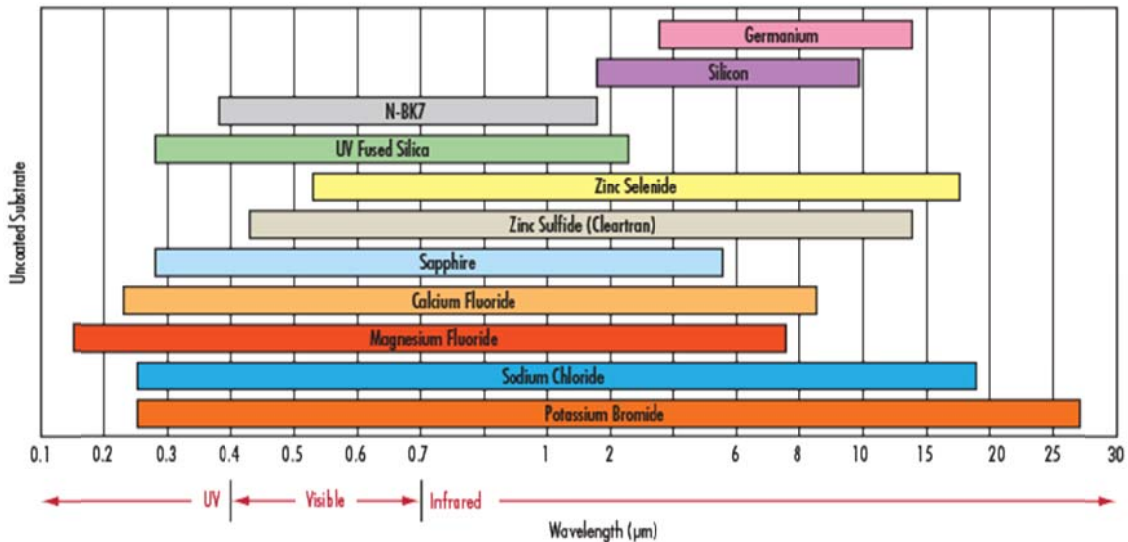


Fig. 4.3. Materiales y rangos espectrales de buena transmisión. Las fibras ópticas de vidrio (N-BK7, por ejemplo) o de sílice fundida sólo se pueden utilizar hasta 1,5 µm. El NaCl y el KBr son altamente higroscópicos y no se pueden utilizar en los láseres comerciales.

La falta de un sistema de fibra óptica para el láser CO₂, sigue siendo un obstáculo para su uso en los procedimientos médicos. La transmisión de la radiación IR desde el láser hasta el aplicador se lleva a cabo principalmente a través de *brazos articulados* con varios espejos.



Laser	CO ₂ / Ceramic Tube	
Wavelength - Power	10.600 nm 10.600 nm	25 Watt, at Distal End WaveGuide 30 Watt, at Distal End Articulated Arm
Radius	Articulated Arm WaveGuide	max. 1.5 m max. 2.8 m
Mode of Operation	cw, Pulses, SinglePulse, SuperPulse (optional)	
Pulse energy (SuperPulse)	200 µJ to 948 µJ (optional)	
Pulse length (SuperPulse)	50 µs to 300 µs (optional)	
Beam Characteristics	Gauss (depending on applicator)	
Spot Size (Micromanipulator)	105 to 3000 µm	
Ablation Depth	50 to 600 µm	
Pulse Length	40ms to 1 s / cw	
Pulse Interval	SinglePulse, 5 - 500 Hz variable	
Aiming Beam	Diode 635 nm (red) <1mW max.	
Dimensions	WDH 478 x 491 x 200 mm	
Weight	18 kg with WaveGuide	
Power Requirements	100-260 V, 50/60 Hz, 10 A	
Technical specifications may change due to advances in design without notice.		
<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; text-align: center;"> <p>DANGER</p> <p>READ AND UNDERSTAND ALL INSTRUCTIONS BEFORE OPERATING THIS PRODUCT TO AVOID INJURY OR DEATH.</p> <p>CLASSIFICATION: Class 4 Laser Product LASER CLASSIFICATION: CLASS 4 LASER PRODUCT</p> </div> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; text-align: center;"> <p>LASER RADIATION AVOID EXPOSURE TO BEAM</p> <p>CLASS 4 LASER PRODUCT P=40 Watt, 10600 nm Pc=5mW, 635 nm</p> </div> </div>		

Fig. 4.4. Láser de CO₂ para uso médico con brazo articulado o guía de onda flexible.

El aplicador puede tener una lente de ZnSe para ajustar el tamaño del foco.

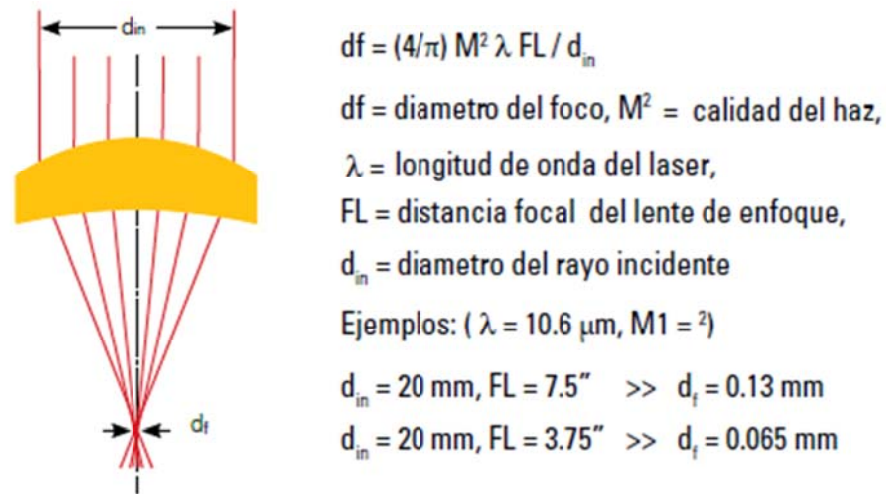


Fig. 4.5. Enfoque con lente convergente.

4.2.2. Láser continuo o láser pulsado

En general en el procesamiento de materiales, ya sean industriales o médicos, se prefiere trabajar con láseres de CO₂ pulsados donde la potencia media se regula cambiando la frecuencia con la que se repiten los pulsos en lugar de cambiar la potencia de los pulsos individuales.

4.1.2.1. Operación súper-pulso

En aplicaciones de láser, tales como la cirugía, el marcado sobre vidrio o cerámica y el corte de lámina metálica delgada se encontró que un modo pulsado repetitivo vaporiza el material más rápidamente y deja menos carbonización, agrietamiento, quemazón y residuos.

En la cirugía con láser, esto hace que el procedimiento sea más eficaz y menos doloroso. Reduciendo el tiempo de irradiación tisular, se puede disminuir el daño térmico de la zona adyacente. Esto se puede lograr mediante una de las dos formas siguientes:

1. Elevando la densidad de energía a fluencias tan altas que el tejido se destruye en un tiempo muy corto; y
2. Aplicando densidades de energía altas, pero controlables, al tejido en secuencias regulares mediante pulsos muy cortos, con periodos de enfriamiento relativamente largos de potencia cero entre ellos.

La primera técnica requiere mucha destreza y coordinación por parte del cirujano para no destruir más tejido del necesario, por lo que la segunda es la preferida. A este método se le denomina *súper-pulso*. Para lograr esto se prefiere una excitación por RF, en lugar de trabajar con corriente continua modulada.

Como en los láseres de CO₂ la respuesta óptica es más lenta que la señal de control electrónico, la potencia del láser no se elevará instantáneamente a su punto máximo cuando se

emite el comando ON, ni va a caer a cero inmediatamente con el comando OFF. En la Fig. 4.6 se muestra la onda de voltaje en relación al tiempo, como una serie de pulsos de forma rectangular. Actualmente, en la mayoría de los láseres de CO₂ estimulados mediante una corriente directa, estas ondas pueden aproximarse a lo representado en la figura por sistemas de interrupción electrónica. Observe que la onda de salida no es rectangular, sino que muestra una elevación abrupta, casi exponencial, a un valor de pico que está entre 5 y 20 veces por encima de la media del máximo de energía para el mismo láser en modo continuo, seguido por una curva descendente con una constante de tiempo más larga. El primer pico agudo de energía radiante está originado por la inversión rápida de población en el tubo del láser, producido por el bombeo fuerte y repentino. Cuando desaparece la tensión aplicada, la corriente eléctrica no cae a cero instantáneamente, debido a la inductancia y a la capacitancia en el circuito y lo mismo sucede con la potencia emitida. Con una salida de este tipo, la zona iluminada y el tejido adyacente continúan recibiendo calor durante la lenta cola de salida.

En los láseres excitados por RF la situación es diferente ya que la corriente eléctrica en el tubo pasa sinusoidalmente por cero muchos millones de veces por segundo y el gas del láser se desioniza rápidamente. La emisión estimulada de radiación cesa bruscamente dentro de una fracción del ciclo y la forma de los pulsos de salida radiante es casi perfectamente rectangular. Claramente, esta es la forma de onda ideal para limitar la transferencia térmica al tejido adyacente. Los cortes bruscos de la energía radiante permiten un enfriamiento máximo entre los pulsos del tejido adyacente a la zona de impacto láser. Los láseres para cirugía producen pulsos de duración variable, desde aproximadamente 50 μ s hasta segundos, con potencias medias de hasta 100 W.

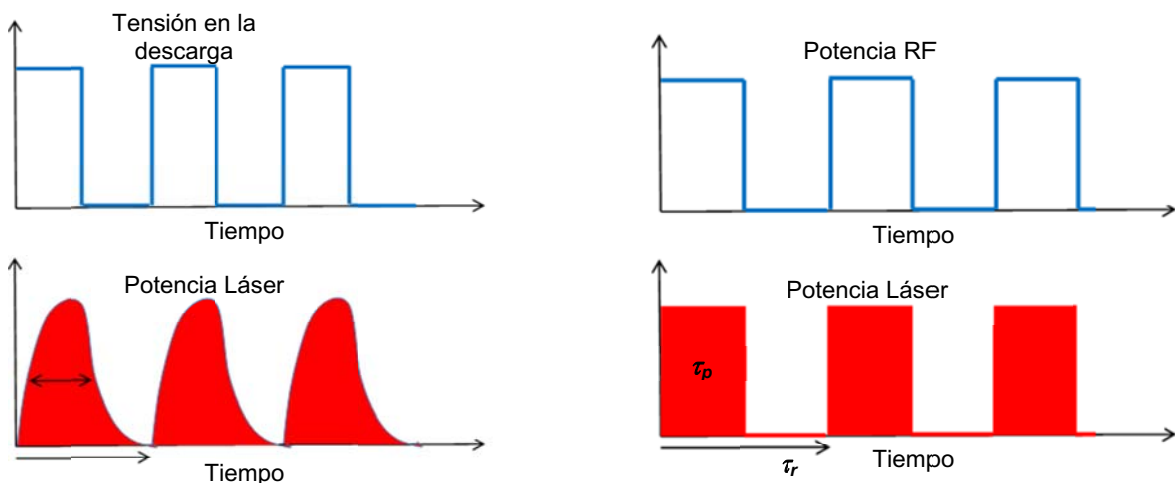


Fig. 4.6. Pulsación de un láser de CO₂ excitado con corriente continua (izquierda) o con RF (derecha).

En un láser pulsado el ciclo de trabajo, o *duty factor* es la relación que existe entre el tiempo en que la señal se encuentra en estado activo y el periodo de la misma. Su valor se encuentra comprendido entre 0 y 1, y viene dado por la siguiente expresión,

$$duty\ factor = \frac{\tau_p}{\tau_r}. \quad (4.1)$$

En un láser pulsado, la potencia media es,

$$P_{media} = P_p \frac{\tau_p}{\tau_r}, \quad (4.2)$$

donde P_p es la potencia pico durante el pulso.

4.3. Láser de neodimio

En diciembre de 1961, Elias Snitzer informó haber obtenido acción láser en un vidrio *crown* de bario dopado con neodimio. Este trabajo sin duda impulsó el desarrollo del láser de Nd:YAG, que fue anunciado por Geusic et al. en 1964, junto a la acción láser en otros granates dopados con neodimio (Snitzer, 1961; Geusic, 1964).

Un Láser Nd-YAG (acrónimo del inglés neodymium-doped yttrium aluminium garnet) es un dispositivo de emisión láser de estado sólido que posee óxido de itrio y aluminio cristalino cuya red hace de anfitrión ya que está dopada con neodimio que hace de huésped formando la especie (Nd:Y₃Al₅O₁₂), una variedad de granate, su emisión característica posee una longitud de onda de 1064 nanómetros, es decir, emite en el infrarrojo cercano.

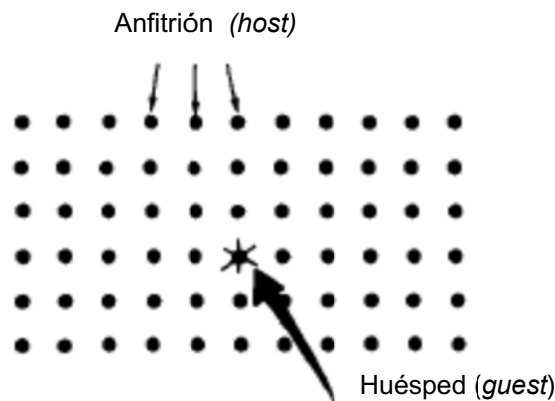


Fig. 4.7. Representación esquemática del material activo (guest) en la matriz del anfitrión (host).

Como todos los láseres sólidos (excepto los semiconductores) los láseres de Nd sólo pueden ser excitados con luz.

4.3.1. Mecanismo de excitación

Los láseres Nd-YAG se encuentran entre los dispositivos láser de cuatro niveles, que dependiendo del sistema de bombeo, pueden operar en continuo o como láser pulsado. El

espectro de absorción es muy amplio y estructurado y permite una variedad de métodos de bombeo. Hoy día los más usados son la lámpara de flash, en una configuración similar a la originalmente empleada por Maiman para el rubí o los diodos láser (DL).

La Fig. 4.8 muestra el espectro de absorción del Nd^{+3} en YAG. La estructura del espectro posibilita una buena absorción de luz blanca (lámparas de flash) o de diodos láser de AsGaAl muy eficientes en la zona entre 800 y 900 nm.

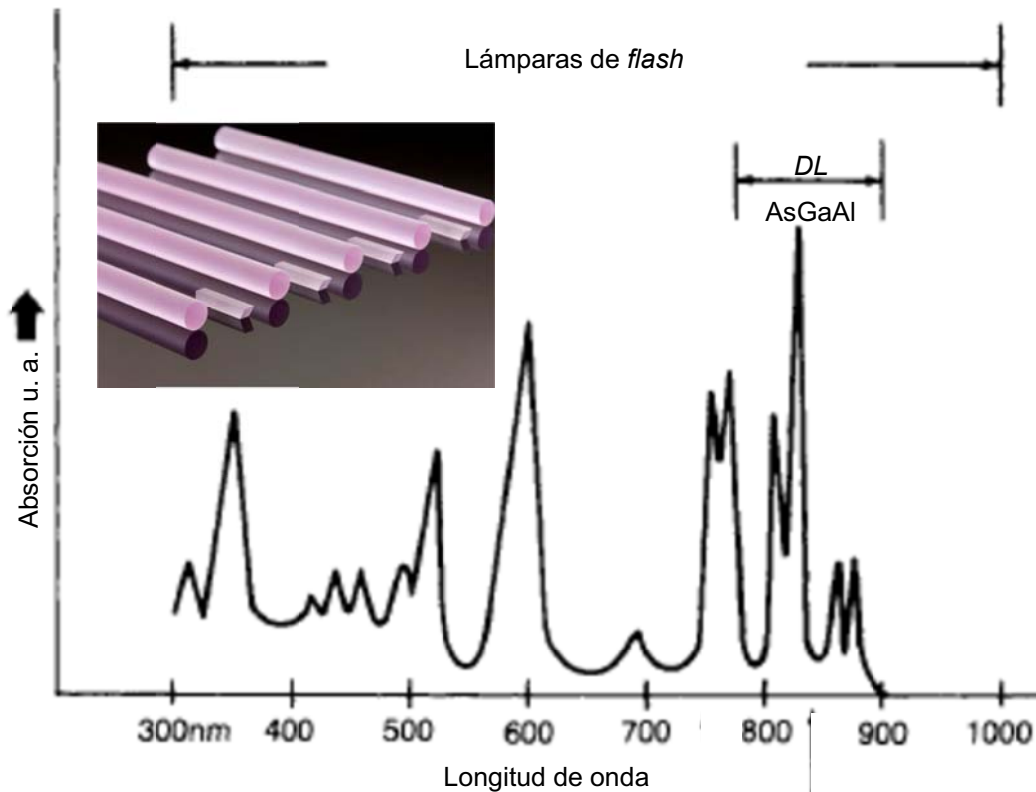


Fig. 4.8. Espectro de absorción del Nd:YAG. Puede ser excitado por distintas lámparas o por diodos láser (DL) eficientes en la zona entre 800 y 850 nm.

El espectro de absorción es resultado de la estructura de niveles del Nd^{+3} en el host. La característica de las tierras raras hace que los electrones ópticamente activos sean muy internos al ión y por lo tanto estén blindados de la influencia de los vecinos. Los niveles son similares a los de un átomo gaseoso aislado, pero debido al campo eléctrico de los otros iones del cristal, los niveles de energía se dividen en subniveles (efecto Stark por campo cristalino). Los diferentes host producen diferentes campos cristalinos y por lo tanto estructuras de niveles diferentes.

La Fig. 4.9 muestra la estructura de niveles del Nd^{+3} en YAG.

Cualquiera sea el mecanismo de bombeo, la población decae rápidamente al nivel láser superior, indicado como ${}^4F_{3/2}$. Los iones de neodimio sólo permanecen mucho tiempo en este nivel, cuyo tiempo de vida es de alrededor de 230 μs mientras que es menor a 1 ns en los otros niveles.

Así, los iones se acumulan en este nivel, separado por una brecha energética importante de los niveles inferiores y solo puede despoblarse por la emisión estimulada intensa. La desexcitación no radiativa es eficiente si los niveles involucrados están próximos.

La emisión láser más común es la de 1.06 μm que termina en el estado $^4I_{11/2}$, pero el láser se puede preparar para emitir en otras longitudes de onda. También hay una línea en el infrarrojo adicional en 1320 nm. Finalmente, el Nd:YAG tiene otra transición bastante eficiente en el infrarrojo cercano en 946 nm, pero que tiene un nivel inferior muy próximo al nivel fundamental y por lo tanto se ve influenciada por la temperatura del cristal (Fig. 4.10).

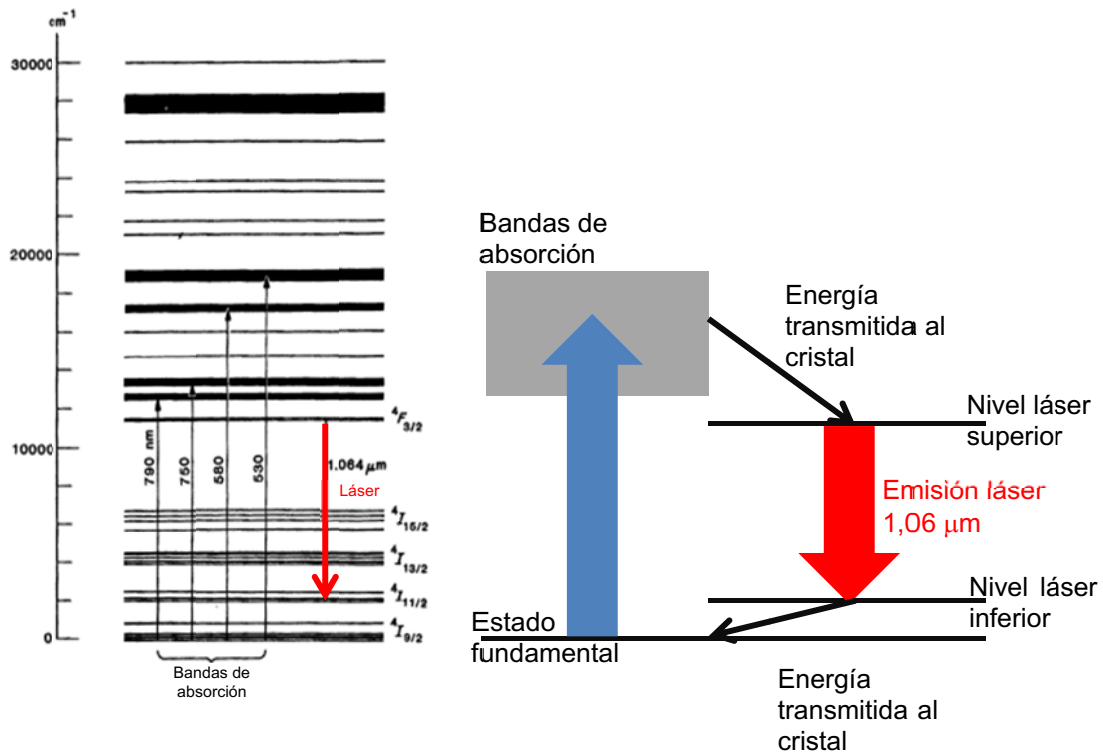


Fig. 4.9. Izquierda: niveles de energía del Nd:YAG que intervienen en el funcionamiento del láser IR de 1.06 μm ; derecha: diagrama simplificado mostrando las características de un sistema de 4 niveles.

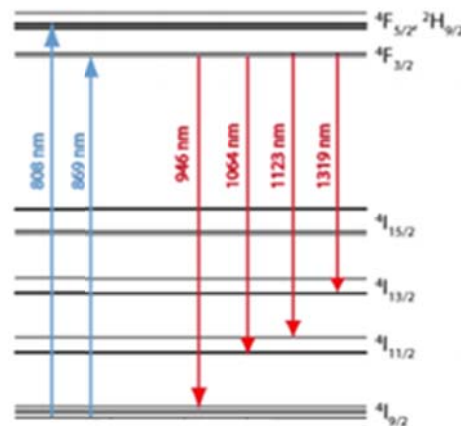


Fig. 4.10. Detalle de las emisiones posibles en el láser de Nd:YAG, con las características de un sistema de 4 niveles, salvo la de 946 nm, que asemeja más a un sistema de 3 niveles.

La transición correspondiente a 1064 nm tiene el umbral más bajo de modo que el láser naturalmente tiende a operar en esta longitud de onda. Sin embargo, con espejos especiales se pueden favorecer las otras emisiones, ya que los espejos para láser utilizan recubrimientos dieléctricos que funcionan basados en el principio de interferencia. El proceso consiste en depositar capas delgadas alternadas de materiales transparentes pero con índice de refracción muy diferente, por ejemplo de SiO₂ y TiO₂, de manera que ciertas longitudes de onda interfieren constructivamente y otras no. Los espejos dieléctricos tienen una banda de reflectividad que normalmente se extiende sobre decenas de nanómetros y a ambos lados de esta banda, el espejo es transparente. La Fig. 4.11 muestra la curva de reflectividad clásica para un espejo que refleja a 1064 nm. De esta forma la selección de las emisiones del Nd es posible.

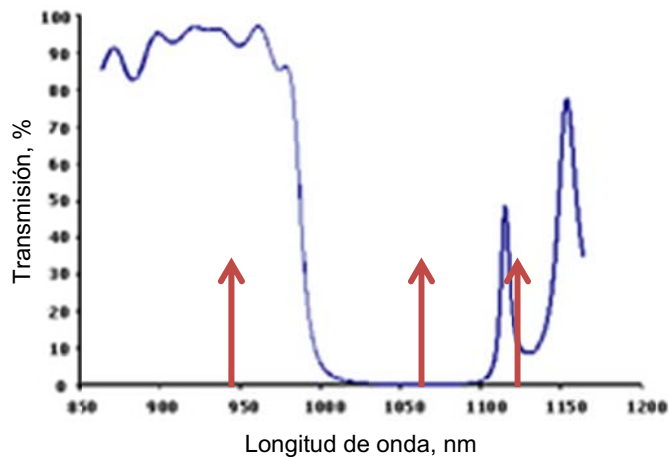


Fig. 4.11. Transmisión de un espejo para 1064 nm. Los espejos dieléctricos tienen pérdidas muy pequeñas, por lo que $R = 1 - T$. Se indican las otras longitudes de onda en las que el láser de Nd:YAG podría oscilar.

4.3.2. Formas de excitación

Ya hemos dicho que los láseres de Nd se pueden excitar con lámparas de flash o con diodos láser. La excitación con lámparas es siempre transversal, esto es, la luz penetra en la barra perpendicular al eje de la misma. Cuando se utilizan lámparas lineales, a diferencia de la lámpara coaxial usada por Maiman, las geometrías de la cavidad son variadas hacia una forma elíptica, con la lámpara en un foco y la barra en el otro. Esto asegura que toda la luz que sale de la lámpara pase por la barra (Fig. 4.12).

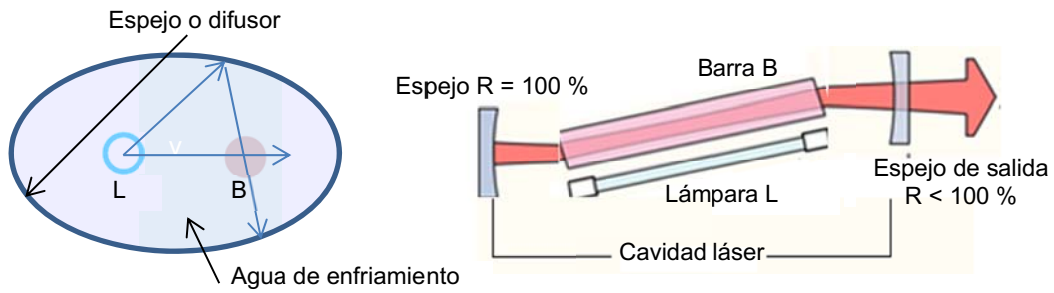


Fig. 4.12. Excitación con lámpara de flash. a) corte transversal de la cavidad elíptica para la excitación. b) Cavidad o resonador del láser.

Cuando se bombea con diodos láser, la excitación puede ser longitudinal (en la dirección del eje de la cavidad láser o transversal (Fig. 4.13).

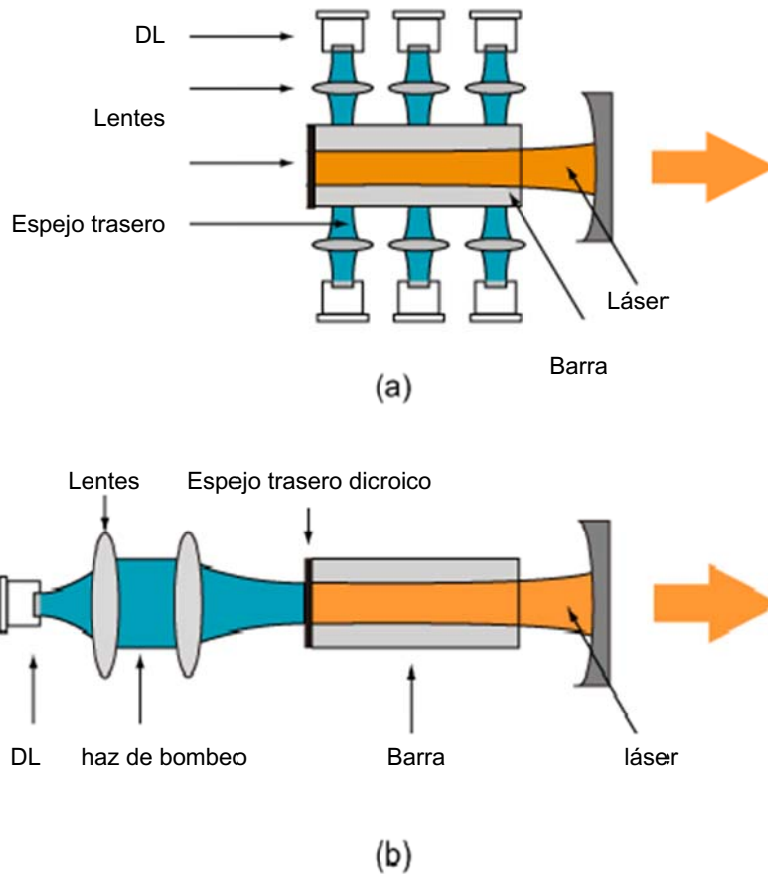


Fig. 4.13. Excitación con diodos láser. a) Transversal. b) longitudinal.

En el caso de la excitación longitudinal, el espejo trasero debe tener una reflectividad cercana al 100 % en la longitud de onda de oscilación del láser y una muy buena transmisión en la longitud de onda de excitación, normalmente 808 nm. Por eso se denomina dicróico (dos colores) y se utiliza la técnica de los recubrimientos multicapa en su construcción.

4.3.3. Otros láseres de estado sólido

El láser de neodimio es el arquetipo de los láseres de estado sólido con cristales o vidrios dopados con tierras raras. En cualquier caso, estos medios se dopan con iones de tierras raras (*rare earths*), que son casi siempre trivalentes, es decir, tienen una carga positiva triple (RE^{3+}).

En la mayoría de los casos, los iones de tierras raras sustituyen a otros iones de similar tamaño y la misma valencia o estado de carga, en el medio anfitrión (host); por ejemplo, un ión de Nd^{3+} en Nd: YAG sustituye un ion itrio (Y^{3+}). La concentración de dopantes de tierras raras es en la mayoría de los casos, sólo un pequeño porcentaje.

Además del neodimio que ya hemos mencionado resulta tecnológicamente importante el yterbio y el erbio. Otros iones de tierras raras usados como dopantes son itrio (Y^{3+}), samario (Sm^{3+}), europio (Eu^{3+}), gadolinio (Gd^{3+}), terbio (Tb^{3+}), iterbio (Yb^{3+}), disprosio (Dy^{3+}) y lutecio (Lu^{3+}). Algunos de estos no se utilizan para la acción del láser directa pero si a veces como *codopantes*, por ejemplo para el enfriamiento rápido y en los procesos de transferencia de energía, o para la construcción de dispositivos ópticos no lineales, por ejemplo *absorbentes saturables* (ver más adelante).

Hay una amplia gama de medios cristalinos que pueden servir para acoger los iones activos de tierras raras. Los usados con más frecuencia son ciertos óxidos (por ejemplo YAG), vanadatos (YVO_4 , $GdVO_4$), wolframatos (KGW, kyw), fluoruros (YLF, CaF), boratos y apatitas (S-FAP, SYS).

En comparación con los cristales, los vidrios dopados con tierras raras por lo general permiten un ancho de banda de ganancia más grande y por lo tanto las gamas de sintonización de longitud de onda más amplio.

Los vidrios se utilizan también en forma de fibras ópticas (por ejemplo, fibras de sílice dopada con tierras raras). El alto confinamiento óptico en las fibras permite el funcionamiento incluso en las transiciones láser difíciles.

Todos los medios de ganancia dopados con tierras raras tienen en común que las transiciones del bombeo y del láser son transiciones permitidas pero con baja eficiencia. En consecuencia de esto los tiempos de vida del estado superior pueden ser largos, del orden de microsegundos a milisegundos. Esto hace que se puedan almacenar cantidades sustanciales de energía en estos medios. Este punto será discutido en detalle en el capítulo siguiente. En este aspecto los láseres dopados con tierras raras son muy diferentes de los láseres semiconductores y de los láseres de gas.

4.3.3.1. Láseres de metales de transición

Un número grande de láseres de estado sólido utiliza iones de metales de transición, que tienen transiciones ópticas entre los electrones de la cáscara $3d$. Una propiedad común de los iones de metales de transición es que las correspondientes transiciones de absorción y láser tienen un ancho de banda muy amplio. Esto es consecuencia de la fuerte interacción de las transiciones electrónicas con las vibraciones de la red y por eso, a menudo se denominan *láseres vibrónicos*. La mayoría de estos láseres son sintonizables.

Los láseres más importantes basadas en medios de ganancia dopado con metales de transición son los láseres de titanio-zafiro y varios láseres de cromo, resumidos en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1 **Láseres** de metales de transición

Ión- Metal de transición	Material anfitrión común	Longitudes de onda comunes
Titanio (Ti^{3+})	zafiro	0.65–1.1 μm
Cromo divalente (Cr^{2+})	Calcogenuros de cinc como ZnS, ZnSe, and ZnS_xSe_{1-x}	1.9–3.4 μm
Cromo trivalente (Cr^{3+})	rubí (Al_2O_3), alejandrita ($BeAl_2O_4$); LiSAF, LiCAF, LiSAF, y fluoruros similares	0.7–0.9 μm
Cromo tetravalente (Cr^{4+})	YAG, $MgSiO_4$ (fosforita) y otros solícatos	1.1–1.65 μm

4.4. Láseres de diodo semiconductor

Un diodo láser (DL) es un láser de semiconductor en el que el medio activo está formado por una unión (*juntura*) p-n similar a la encontrada en un diodo rectificador o en un diodo emisor de luz (led), en la que se inyecta una corriente de electrones suficientemente alta como para producir inversión de población.

El DL es el tipo de láser con más volumen de producción y con el mayor valor de mercado en el mundo, a pesar de ser de los más baratos a nivel individual. Sus aplicaciones alcanzan una amplia gama de usos que incluyen comunicaciones con fibra óptica, lectores de códigos de barras, punteros láser, la lectura y grabación de discos CD / DVD / Blu-ray, impresión láser y escaneo láser. Hoy día han reemplazado a casi todas las fuentes cuando se debe bombear ópticamente otro láser.

En un principio se especuló que el silicio o el germanio podrían utilizarse para crear un efecto de acción láser, pero William P. Dumke mostró que se debía trabajar con materiales de brecha directa para que la emisión de luz fuera efectiva y sugirió que el arseniuro de galio sería un buen candidato. La emisión de luz coherente de un diodo semiconductor de arseniuro de galio (GaAs) se demostró en 1962 por dos grupos de Estados Unidos (Hall, 1962; Natham, 1962).

Los electrones y los agujeros que se mueven en semiconductores al emitir radiación deben cumplir simultáneamente la ley de la conservación de la energía y la ley de la conservación del momento. Como el impulso de los fotones es extremadamente pequeño, se requiere que los electrones y los agujeros tengan la misma velocidad durante la emisión o la absorción.

Cuando se estudia la dependencia de la energía con el impulso, los semiconductores se comporten de dos maneras distintas.

Para un grupo de los semiconductores, el mínimo de la energía de los electrones en la banda de conducción es exactamente igual al máximo de energía de los agujeros en la banda de valencia. Estos semiconductores son llamados *directos*.

Para otro grupo de semiconductores, la energía mínima en la banda de conducción no coincide con la máxima energía en la banda de valencia. En este caso el proceso de emisión o absorción de un fotón luz debe ir acompañada de la emisión o de la absorción de un fonón y su probabilidad de ocurrir es ínfima. Tales semiconductores se denominan *indirectos*.

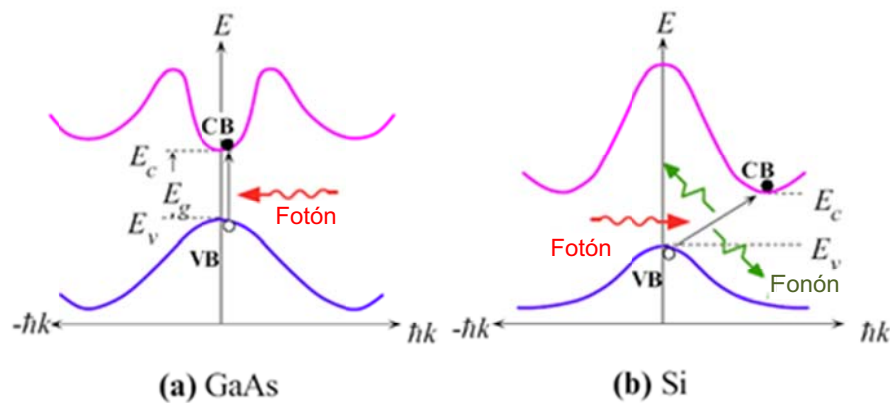


Fig. 4.14. Absorción de luz por un semiconductor. a) Semiconductor directo; b) Semiconductor indirecto

El silicio y el germanio, que son semiconductores de un solo elemento, tienen bandas prohibidas que no se alinean en la forma necesaria para permitir la emisión de fotones. Otros materiales tienen estructuras cristalinas con dos o más especies atómicas diferentes que crean la propiedad crítica de *banda prohibida directa*. Arseniuro de galio, fosfuro de indio, antimonio de galio, nitruro de galio, son ejemplos de los materiales semiconductores compuestos que se pueden utilizar para crear los diodos que emiten luz.

Los láseres de GaAs se produjeron a principios de 1963 en la Unión Soviética por el equipo dirigido por Nikolai Basov, quien los menciona como láseres de gran potencial en la conferencia dictada al recibir el Premio Nobel de Física en 1964 (Basov, 1964). El DL de esa época operaba con densidades de corriente de 1000 A/cm^2 a 77 K de temperatura. Tal desempeño quedaba limitado solamente al laboratorio especializado.

El confinamiento de la corriente a regiones muy pequeñas primero y posteriormente el guiado de la luz hizo que las condiciones de operación pudieran relajarse. Se reconoció que había una oportunidad con el uso de epitaxia en fase líquida (LPE) usando aleaciones ternarias (AsGaAl), para introducir heterouniones. Las heteroestructuras consisten en capas de cristal de semiconductores que tienen diferentes brechas de energía y diferentes índices de refracción, pero que mantienen sus dimensiones cristalinas (constantes de red) muy similares, por lo que puede acomodarse uno arriba del otro. Herbert Kroemer, mientras trabajaba en los Laboratorios RCA a mediados de la década de 1950, mostró que las heteroestructuras podían tener ventajas únicas para varios tipos de dispositivos electrónicos y optoelectrónicos (Kroemer, 1957). LPE proporcionó la tecnología para hacer láseres de diodo de heterounión. El primer DL de operación continua en una heteroestructura doble fue demostrado en 1970 por

Zhorés Alferov en la Unión Soviética (Alferov, 2000). Alferov y Kroemer compartieron el Premio Nobel de Física del año 2000

Actualmente todos los DL son construidos con heteroestructuras dobles (DH). Veamos un resumen de su funcionamiento para el caso de un láser de AsGa con capas de AsGaAl a ambos lados.

Cuando se aplica una polarización directa se produce una enorme inyección de electrones. Estos electrones inyectados, sin embargo, se limitan a la zona del GaAs, ya que existe una barrera entre éste y el p-AlGaAs. La capa de GaAs se dopa muy fuertemente (semiconductor degenerado), por lo que la parte superior de su banda de valencia está llena de huecos, o dicho de otra manera tiene todos los estados electrónicos vacíos por encima del nivel de Fermi, lo que significa que existe una inversión de población. La amplificación depende de la magnitud de la inversión de población y por tanto, de la corriente directa de diodo. Hay una corriente umbral por debajo del cual no hay emisión estimulada.

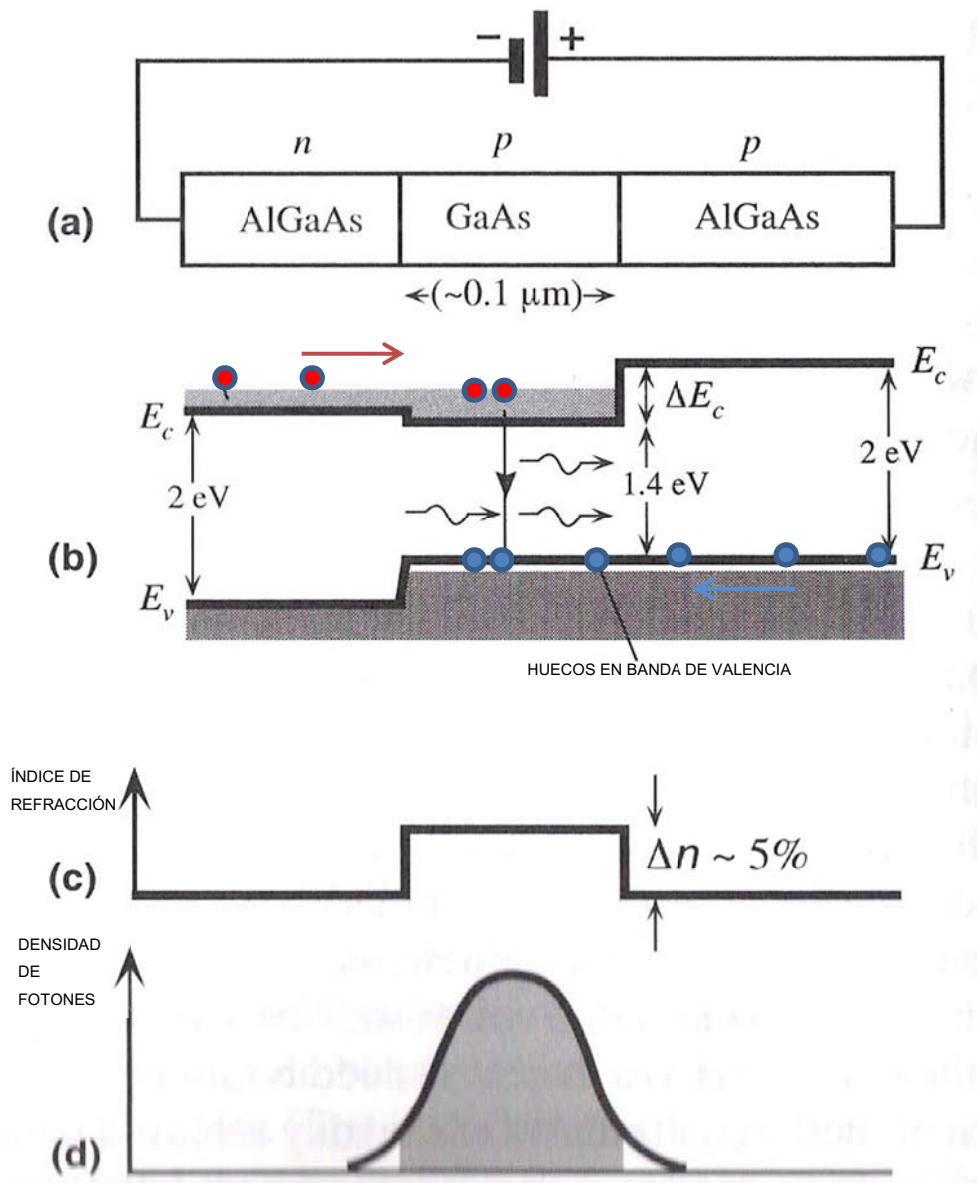


Fig. 4.15. Láser semiconductor con heteroestructura doble. Esto permite un doble confinamiento transversal: de portadores y de fotones.

La heteroestructura doble tiene una ventaja adicional. Los semiconductores de banda prohibida más grande generalmente tienen índices de refracción más bajos, lo que significa que el AlGaAs tiene un índice de refracción menor que el del GaAs. Esto produce una guía de onda que confina los fotones. Este aumento en la concentración de fotones aumenta la tasa de emisiones estimuladas y la eficiencia del láser.

Al igual que en otros láseres, la región de ganancia está rodeado con una cavidad óptica para formar un láser. En la forma más simple de diodo láser, una guía de ondas óptica se hace en la superficie de ese cristal, de manera que la luz se limita a una línea relativamente estrecha. Normalmente los dos extremos del cristal se escinden en caras perfectamente lisas y paralelas, formando un resonador de Fabry-Pérot. Como el índice de refracción del AsGa es muy elevado (3,7 en 800 nm) la reflectividad en cada cara supera el 30 %.

La salida de potencia óptica es proporcional a la corriente. Hay una cierta salida de potencia óptica débil por debajo del umbral que se debe simplemente a recombinaciones espontáneas de los electrones y los huecos en la capa activa: el diodo láser se comporta como un led. La luz de salida del diodo láser es radiación coherente, mientras que a partir de un led se obtiene radiación incoherente.

Los semiconductores se comportan casi idealmente como materiales con ensanchamiento homogéneo por lo que tienen una tendencia a emitir en un solo modo. Es común encontrar anchos de línea de 0.1 nm, mientras que un led construido con el mismo material puede tener un ancho de línea de más de 50 nm.

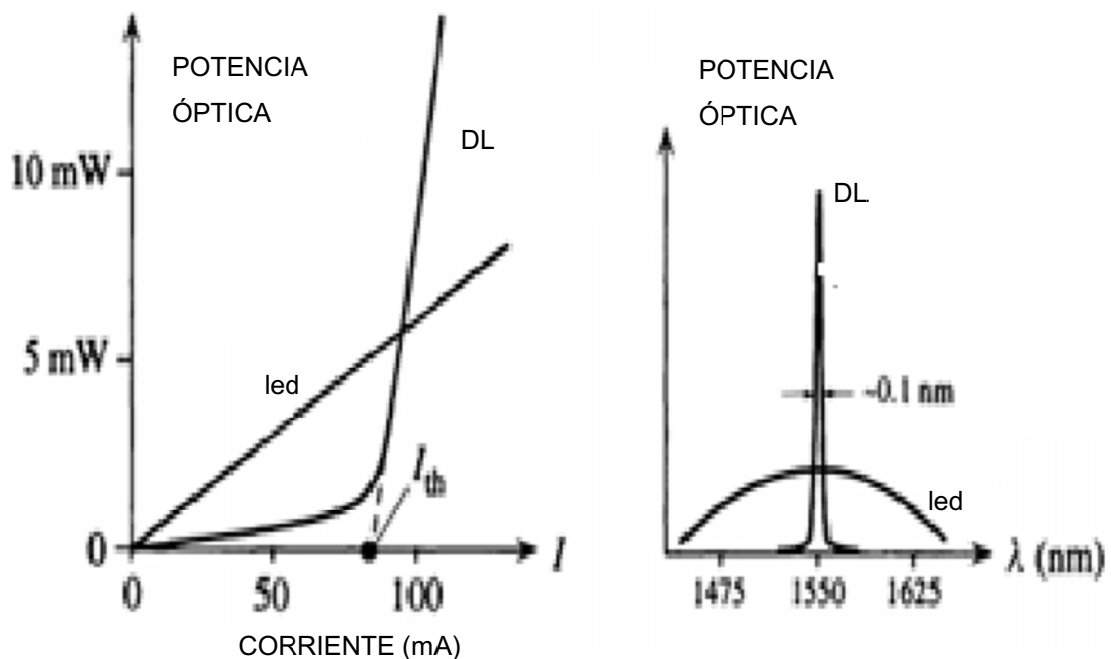


Fig. 4.16. Parámetros de funcionamiento de un DL.

Una característica distintiva de la emisión de los DL con respecto a los otros láseres es la elevada divergencia. Esto es debido a la difracción que sufre el haz una vez que abandona el chip por una región tan pequeña. Por lo general la divergencia es de 30 grados verticalmente y

de 10 grados lateralmente. Una lente debe ser utilizada con el fin de formar un haz colimado que termina siendo de forma elíptica, debido a la diferencia en las divergencias verticales y laterales. Esto es fácilmente observable con un puntero láser. Si se requiere un haz circular, se deben utilizar otras ópticas más complicadas.

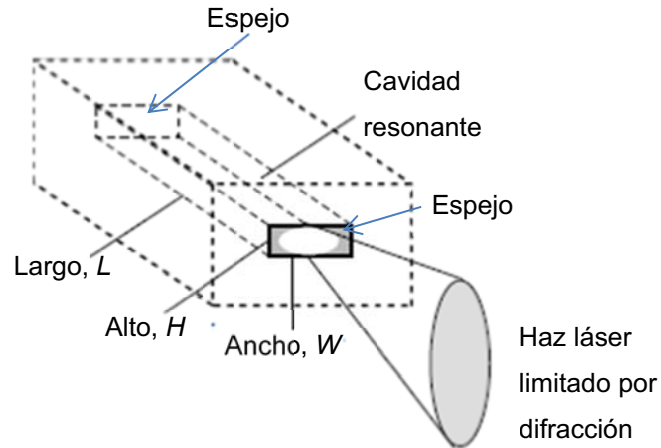


Fig. 4.17. Divergencia elevada en DL tipo Fabri-Perot o de emisión lateral.

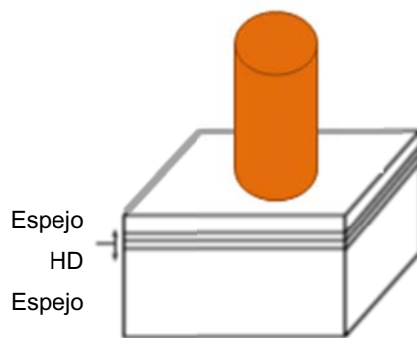


Fig. 4.18. VCSEL es un tipo de DL con espejos y menor divergencia en la emisión.

4.4.1. Emisión espontánea amplificada

La *emisión espontánea amplificada (ASE)* o *super-luminiscencia* es luz producida por la emisión espontánea que ha sido ópticamente amplificada por el proceso de emisión estimulada en un medio con inversión de población.

Se produce ASE cuando un medio láser se bombea para producir una inversión de población. La realimentación de la ASE por la cavidad óptica del láser puede producir el funcionamiento del láser si se alcanza el umbral de acción láser. El exceso de ASE es un efecto no deseado en el láser, ya que no es coherente. ASE crea serios problemas en cualquier láser de gran tamaño.

ASE también puede ser un efecto deseable y encontrar usos en fuentes de luz de banda ancha. Si la cavidad no tiene ninguna realimentación óptica, se inhibe la acción láser, dando como resultado un ancho de banda de emisión elevado, debido al ancho de banda del medio de ganancia. Esto resulta en una baja coherencia temporal, ofreciendo reducido ruido de

speckle (moteado) en comparación con un láser. La coherencia espacial puede ser alta, sin embargo, lo que permite un preciso enfoque de la radiación. Estas características hacen que tales fuentes útil para sistemas de fibra óptica y en la tomografía de coherencia óptica (OCT). Ejemplos de tales fuentes incluyen diodos superluminiscentes y amplificadores de fibra dopada.

4.4.1.1. Diodos superluminiscentes

Un diodo emisor de luz superluminiscente (SLD) es similar a un diodo láser y trabaja con una juntura *p-n* polarizada en sentido directo que genera emisión espontánea amplificada (ASE) en una banda de longitudes de onda mucho más ancha que los DL. La longitud de onda central y la intensidad de la emisión dependen de la composición del material activo y del nivel de la corriente de inyección. A diferencia de los DL, la retroalimentación es insuficiente para lograr acción láser. Esto se obtiene con la acción conjunta de un recubrimiento antirreflectante en las facetas de la cavidad y la construcción de la guía de onda inclinada respecto al eje de la cavidad (Fig. 4.19). La Fig. 4.20 sirve para comparar las prestaciones de distintos dispositivos de estado sólido (led, DL, SLD).

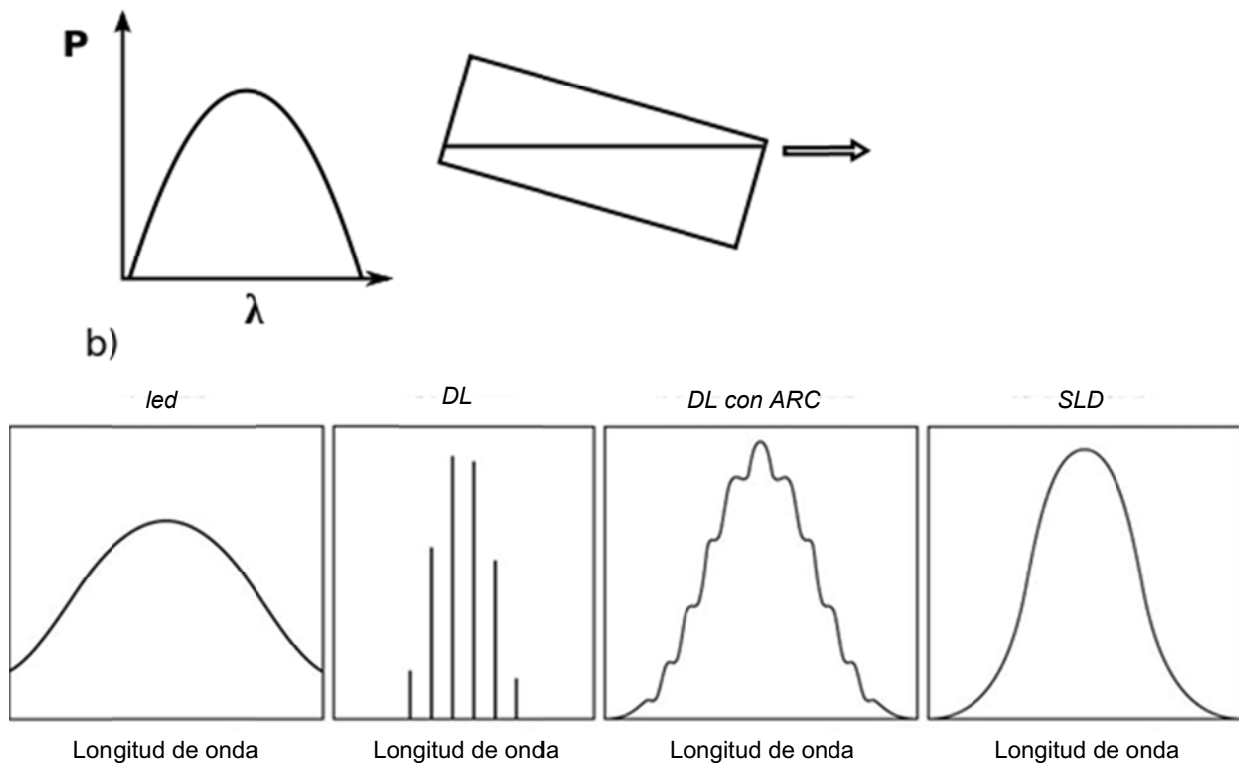
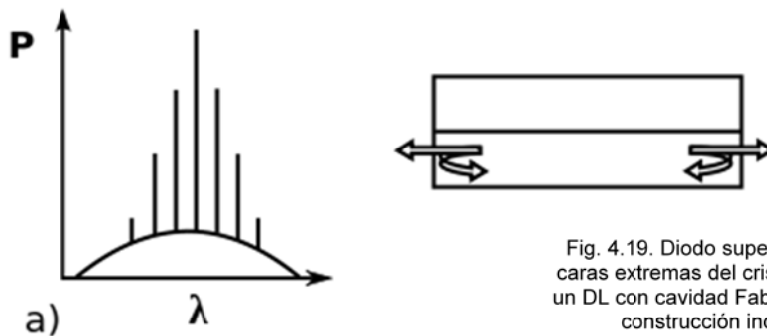


Fig. 4.20. Comparación entre el espectro de un led, de un DL un poco por encima del umbral, de un DL con tratamiento antirreflectante (ARC) en sus caras extremas y de un diodo superluminiscente

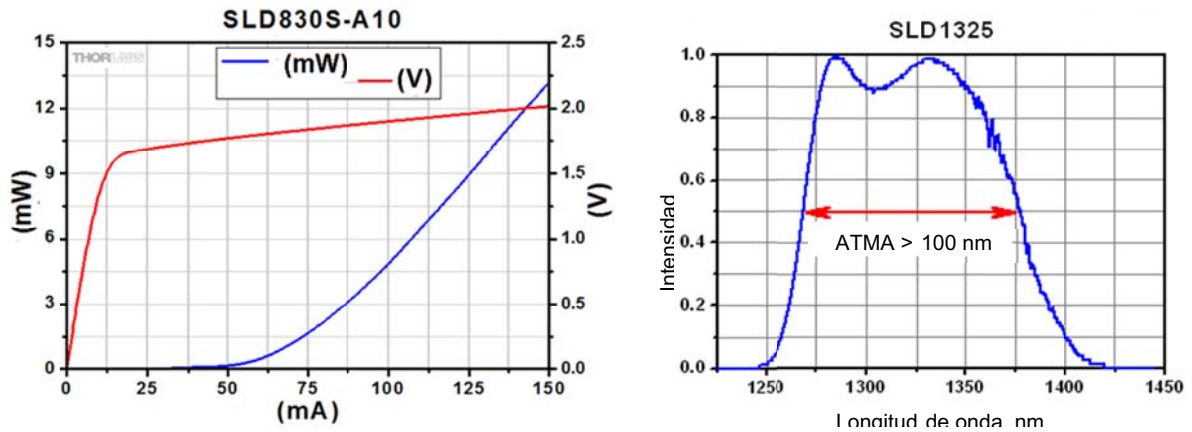


Fig. 4.21. Parámetros de funcionamiento de un SLD real. Thor Labs, USA.
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3902

Los SLD alcanzan prestaciones interesantes (Fig. 4.21) y comienzan a ser usados en terapia fotodinámica.

4.4.2. Comparación entre los diodos láser (DL) y los láseres de estado sólido bombeados por diodos láser (DPSSL)

DPSSL y DL son dos de los tipos más comunes de los láseres de estado sólido. Ambos tipos tienen sus ventajas y desventajas.

DPSSL generalmente tienen una mayor calidad del haz, y puede alcanzar muy altas potencias. Debido a que el cristal bombeado por el diodo actúa como su propio láser, la calidad del haz de salida es independiente de la del haz de entrada. DPSSL son también más sensibles a la temperatura y sólo pueden funcionar de manera óptima dentro de un pequeño rango. De lo contrario, el láser podría sufrir de problemas de estabilidad, tales como saltar entre los modos y tener grandes fluctuaciones en la potencia de salida. DPSSLs también requieren una construcción más compleja.

En comparación, los láseres de diodo sólo pueden llegar a unos pocos cientos de mW. Por otro lado, los láseres de diodo son más baratos y más eficientes. Los láseres de diodo también pueden ser modulados con precisión y con una frecuencia mayor que los DPSSL.

4.5. Láseres de excímeros

Un excímero (abreviación de dímero excitado) es una molécula formada por un átomo en el estado electrónico excitado y un átomo en el estado electrónico fundamental.

De los muchos excímeros estudiados durante la década de 1970 y principios de 1980, como potenciales medios activos para láseres, los más importantes pertenecen a la familia de

halógeno – gas noble, que emite en el UV y pueden ser creados eficientemente en una descarga gaseosa pulsada.

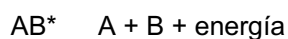
Además permite la generación de altas potencias medias sin necesidad de equipos de excitación demasiado complejos. En un láser de excímero la molécula se forma por la excitación de una mezcla gaseosa de gas noble (Ar, Kr, Xe) y halógeno (F, Cl, Br, y I) a una presión elevada, por una descarga eléctrica. La longitud de onda emitida depende del gas noble y del halógeno en la mezcla de gas (Tabla 4.2). Los láseres típicos son pulsados; la duración del pulso es de alrededor de 5 ns y la tasa de repetición puede llegar hasta 500 Hz.

Tabla 4.2. Excímeros comunes

excímero	Longitud de onda
F ₂	157 nm
ArF	193 nm
KrCl	222 nm
KrF	248 nm
XeCl	308 nm
XeF	351 nm

La potencia de salida de estos láseres es la más alta entre los láseres UV. Alcanzan una potencia de salida media de 0.5 kW y una energía por pulso de 1 J. Sin embargo, la calidad del haz no es buena y la coherencia es baja. Por lo tanto, el láser se utiliza para iluminar uniformemente una región grande con la ayuda de una óptica homogeneizadora. En la industria, el láser de excímeros se utiliza en *microlitografía* donde permite obtener trazos extremadamente finos para fabricación de circuitos integrados. En medicina se utiliza en la cirugía LASIK.

Excímero es una molécula que solo vive en estado excitado AB*, y con la pérdida de esa excitación, se disocia,



La atracción de los excímeros como un medio láser se deriva de la facilidad con que se obtiene inversión de población unida al hecho de que muchos han permitido transiciones ópticas que caen en el UV.

Si el estado superior vive un tiempo suficientemente largo, entonces la población se puede acumular, mientras que un estado inferior débilmente unido tendrá la población cercana a cero debido a su muy corta vida. La inversión de población debería ser alcanzada fácilmente. Esta ventaja fue reconocido ya en 1960, pero se tardó más de una década para lograr la acción láser de esta manera (Basov, 1970, Basting, 2005).

El estado excitado $(AB)^*$ mantiene la forma molecular pero cuando se relaja emitiendo un fotón cae a un estado repulsivo y los átomos se separan. La transición láser puede terminar en un estado inferior con un rango de energías grande y por lo tanto la radiación no es muy monocromática.

Desde el punto de vista del modelo que hemos desarrollado en el capítulo anterior, esta forma de funcionamiento es casi ideal ya que la inversión de población es automática porque el estado inferior nunca está poblado. En cierta medida recuerda también el mecanismo por el cual funciona el máser de amoníaco: las moléculas preparadas en el estado superior entran a la cavidad, emiten radiación por emisión estimulada y desaparecen.

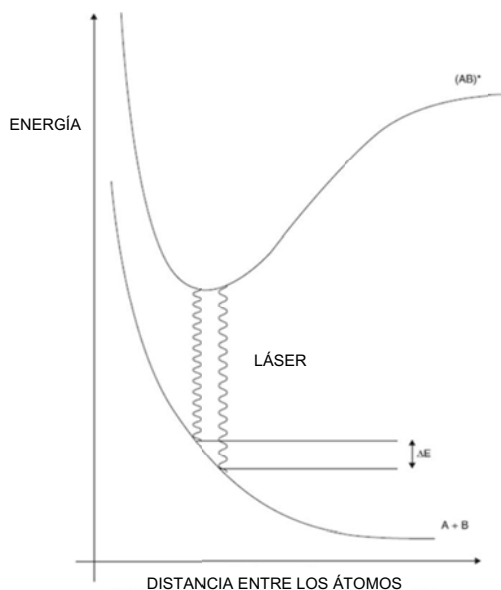


Fig. 4.22. Emisión en un excímero.

4.5.1. Mecanismo de formación del excímero

Los mecanismos son complicados y todavía motivo de análisis. Por ejemplo, en el láser de ArF, que utiliza una mezcla gaseosa de Ar / He (o Ne) con F_2 , las reacciones primarias son,

- (1) $e + Ar \rightarrow Ar^+ + 2e$ (ionización por colisiones con electrones)
- (2) $e + Ar \rightarrow Ar^* + e$ (excitación por colisiones con electrones)
- (3) $e + F_2 \rightarrow F^- + F$ (disociación por colisiones con electrones)

De aquí comienzan dos caminos para formar el excímero,

- (4) $F_2 + Ar^* \rightarrow ArF^* + F$ (neutro)
- (5) $F^- + Ar^+ + He \rightarrow ArF^* + He$ (iónico)

El mecanismo denominado neutro (4) es el más importante en láseres que funcionan con descargas eléctricas, mientras que el mecanismo iónico (5) es más importante en los láseres excitados por haces electrónicos (electron beam).

4.4.1.1. Laser de descarga eléctrica

Es el tipo de láser más común empleado en medicina. Opera con una descarga eléctrica transversal rápida impulsada por una tensión de 20- 30 kV. La cavidad está formada por dos espejos, uno de alta reflectividad y el otro de baja reflectividad que constituye el espejo de salida.

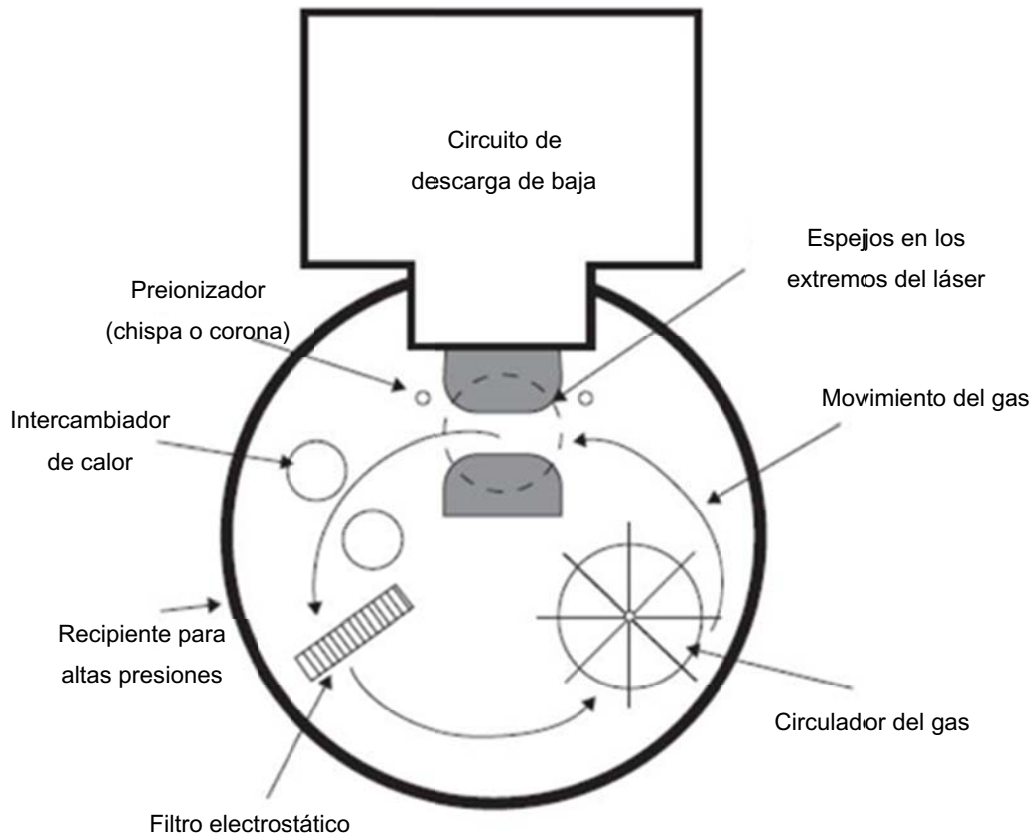


Fig. 4.23. Corte transversal de un láser de excímero accionado con una descarga eléctrica.

	Wavelength (nm)	Excistar XS 200/ Excistar XS 200 emon
Max. Pulse Energy (mJ)	157	2
	193	10
	248	12
	351	5
Stabilized Pulse Energy (W)	157	1
	193	5
	248	8
	351	4
Average Pulse Power (W) (l)	157	0.2
	193	1
	248	1.6
	351	0.8
Energy Stability (sigma, %)	All	<2
Maximum Repetition Rate (Hz)	All	200
Pulse Duration (typ. ns)	All	5
Beam Dimension (FWHM, VxH, mm ²)	All	6 x 3
Beam Divergence (FWHM, VxH, mrad ²)	All	<3 x 1.5



Fig. 4.24. Especificaciones para un láser de excímero usado en medicina. Las dimensiones físicas son típicamente 70x40x30 cm y el consumo del orden de 2 kW.

Se definen dos tipos de vida útil del gas. Cuando el láser se usa con poca frecuencia (hasta 30 minutos por día), el tiempo de vida se define como el período de tiempo en que el láser reducirá al 50% su energía, El valor depende del modelo de láser y el gas láser activo. Un valor típico para KrF es de una decena de semanas. Cuando el láser se opera frecuentemente y en el modo de energía constante, el tiempo de vida es el número de pulsos que se pueden obtener hasta que la potencia caiga al 50% del valor inicial. Un valor típico para ArF es 30 millones de pulsos.

El haz generado por un láser de excímero tiene generalmente una divergencia elevada pero por debajo de la de los láseres de semiconductor. Su valor y el perfil de intensidad difieren según se mida en la dirección de la descarga eléctrica o perpendicularmente (Fig. 4.25).

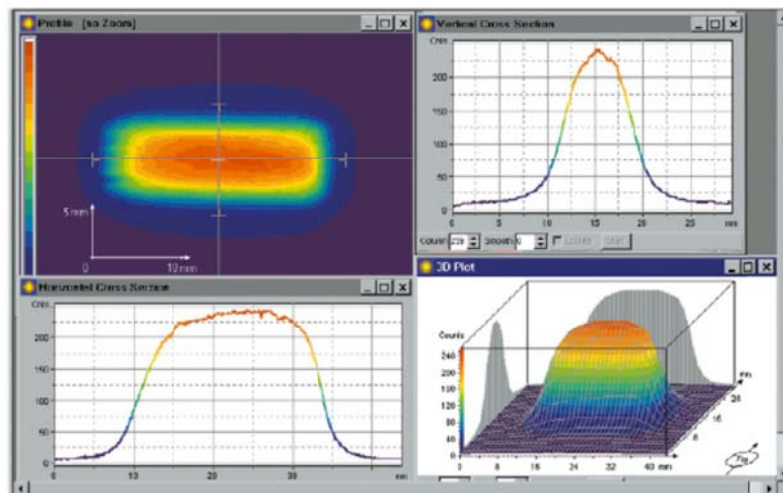


Fig. 4.25. Distribución de intensidad transversal en la salida de un láser de excímero usado en oftalmología. En un sentido el perfil de intensidad es gaussiano y en el otro es tipo *top hat*.

4.5.2. Óptica para UV

Los láseres de excímeros más utilizados trabajan en la región ultravioleta del espectro, una zona que puede tener limitaciones en cuanto al comportamiento de los materiales. Por ejemplo es imposible utilizar vidrio con los 193 nm del láser de ArF, el más empleado en la cirugía fotorrefractiva. La Fig. 4.26 muestra la transmisión de algunos materiales empleados en esta región espectral, mientras la Fig. 4.27, resume las características de los espejos usados en UV (Flint, 1998).

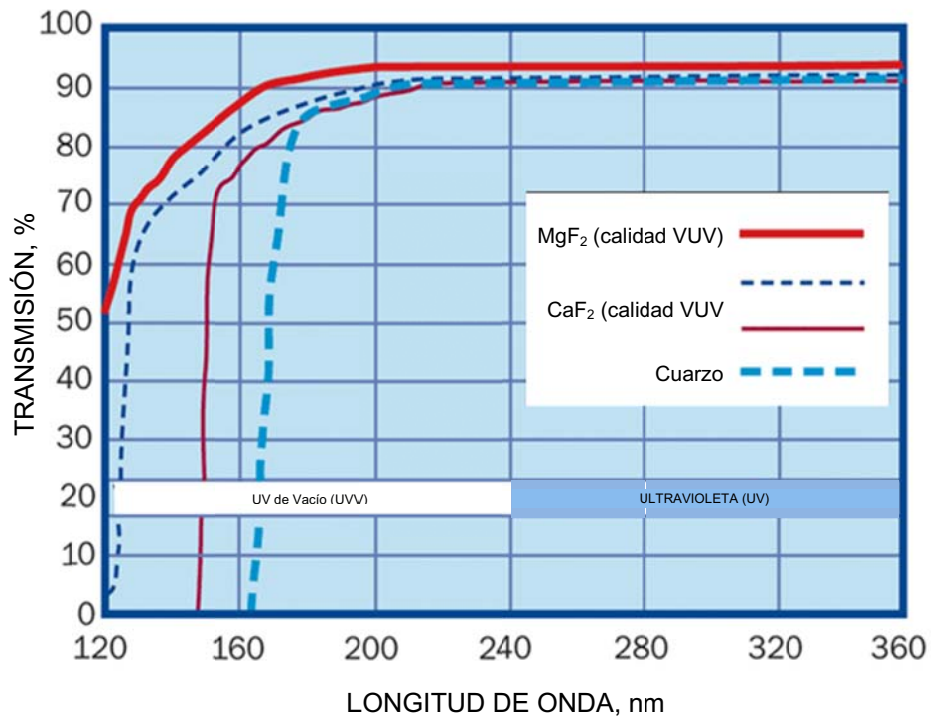


Fig. 4.26. Transmisión de algunos materiales usados en UV.

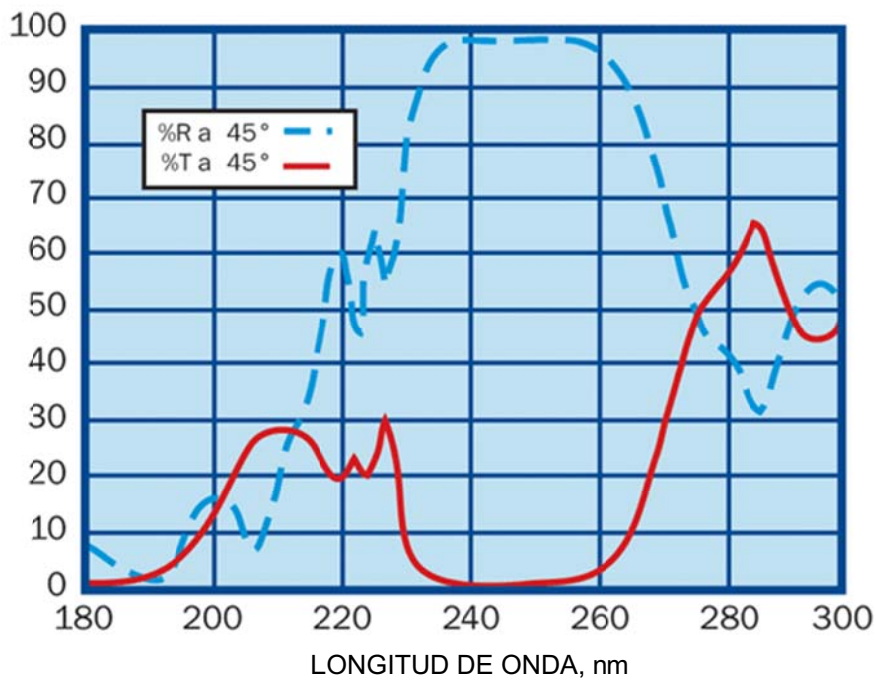


Fig. 4.27. Reflexión de un espejo UV para ser usado a 45°.

4.6. La óptica no lineal

A lo largo de la larga historia de la óptica, y de hecho hasta hace relativamente poco tiempo, sólo se pensaba que todos los medios ópticos eran lineales. Las consecuencias de esta hipótesis son muy importantes:

- Las propiedades ópticas de los materiales, tales como el índice de refracción y el coeficiente de absorción, son independientes de la intensidad de la luz.
- Es válido el principio de superposición, un principio fundamental de la física.
- La frecuencia de la luz no se ve alterada por su paso a través de un medio.
- Dos haces de luz en la misma región de un medio no interactúan, por lo que la luz no se puede utilizar para controlar la luz.

El funcionamiento del primer láser en 1960 nos permitió examinar el comportamiento de la luz en materiales ópticos a intensidades más altas que antes. Los experimentos llevados a cabo en la era post-láser demuestran claramente que los medios ópticos muestran un comportamiento no lineal, como se ejemplifica en las siguientes observaciones:

- El índice de refracción, y en consecuencia la velocidad de la luz en un medio no lineal, dependerá de la intensidad de luz.
- El principio de superposición se viola en un medio óptico no lineal,
- La frecuencia de la luz se altera a medida que pasa a través de un medio óptico no lineal; la luz puede cambiar de rojo a azul, por ejemplo.
- Los fotones interactúan dentro de los confines de un medio óptico no lineal para que la luz se puede utilizar para controlar la luz.

El campo de la óptica no lineal ofrece una serie de fenómenos fascinantes, muchos de los cuales también son eminentemente útiles (Armstrong, 1962).

El comportamiento óptico no lineal no se observa cuando la luz viaja en el espacio libre. La "no linealidad" reside en el medio a través del cual viaja la luz, no en la luz misma. Por tanto, la interacción de la luz con la luz está mediada por la no linealidad del medio: la presencia de un campo óptico modifica las propiedades del medio, que a su vez, es causa de que otro campo, o incluso el propio campo original, pueda ser modificado.

4.6.1. Generación del segundo armónico (SHG)

Uno de los primeros efectos no lineales reconocidos fue la generación de radiación UV cuando un cristal de cuarzo se iluminó con la radiación de un láser de rubí (Franken, 1961). Se puede mostrar que se genera radiación con el doble de frecuencia (2da armónica) y que su intensidad es proporcional a,

$$I(2\omega) \propto L^2 I(\omega)^2, \quad (4.3)$$

donde L es la longitud del material no lineal siempre que la intensidad generada en la armónica sea pequeña. En realidad nunca se logran eficiencias de conversión elevadas porque la onda fundamental y la armónica viajan a diferentes velocidades y se desacoplan. Sin embargo se han desarrollado diversas técnicas para sobrellevar esta dificultad y hoy día existen una variedad de formas en las que las eficiencias de conversión alcanzan valores muy grandes. Por

ejemplo un cristal KTP (fosfato de titanio oxidado y potasio, KTiOPO_4 , puede convertir prácticamente toda la potencia de un láser de Nd:YAG en su 2da armónica ($\lambda = 532 \text{ nm}$).

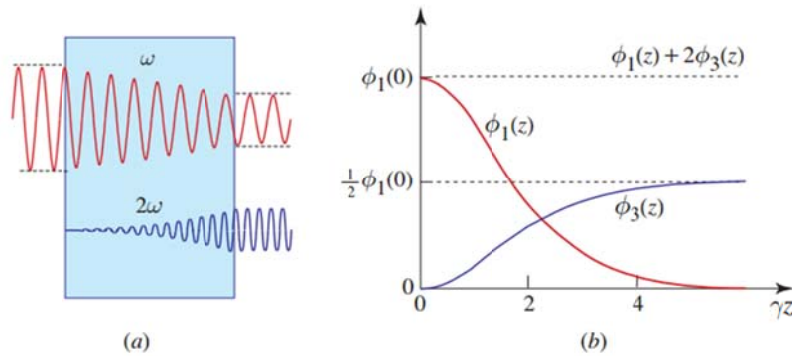


Fig. 4.28 Generación de segunda armónica. (a) Una onda incidente de frecuencia ω genera una onda de frecuencia 2ω en cristal no lineal. (b) A medida que la densidad de flujo de fotones $\phi_1(z)$ de la onda fundamental disminuye, la densidad de flujo de fotones $\phi_3(z)$ muestra el aumento en la onda del segundo armónico. Como la energía de las ondas se conserva, la suma $\phi_1(z) + 2\phi_3(z) = \phi_1(0)$ es una constante.

KTP es un cristal óptico no lineal, que posee excelentes propiedades no lineales y electroópticas. Una combinación de alto coeficiente no lineal, la amplia gama de transparencia y sus características térmicas hacen al KTP muy atractivo para diferentes aplicaciones de óptica no lineal. Esto permite utilizar KTP como un duplicador de frecuencia dentro de la cavidad y fuera de la cavidad para los láseres más utilizados, como el Nd:YAG, Nd:vidrio y Nd:YLF. KTP tiene una figura de mérito excepcional para la duplicación de alta potencia media de láseres continuos. La sintonía del cristal se hace generalmente cambiando la temperatura del mismo (Belt, 1985).

4.6.2. Otros usos de la ONL en la tecnología láser

Un *absorbente saturable* es un componente óptico con una cierta pérdida que se reduce a altas intensidades ópticas. Esto puede ocurrir, por ejemplo, en un medio de iones dopantes con absorción, cuando una intensidad óptica fuerte conduce al agotamiento del estado fundamental. Efectos similares pueden ocurrir en los semiconductores, donde la excitación de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción reduce la absorción de energías de los fotones justo por encima de la energía de banda prohibida. Las principales aplicaciones de los absorbentes saturables están en la generación de pulsos cortos de luz (ns, ps, fs) como se describirá en el capítulo próximo. Por ejemplo para obtener pulsos cortos en láseres de estado sólido en la región espectral de $1 \mu\text{m}$ se pueden utilizar cristales con absorción saturable de Cr^{4+} :YAG y en algunos casos hay cristales láser con un dopante absorbente saturable integrado, por ejemplo, Cr^{4+} en un cristal dopado con Nd^{3+} , tal como Nd:Cr:YVO4.

Los absorbentes saturables también son útiles para fines de filtrado no lineal fuera de los resonadores láser, por ejemplo, para la limpieza de formas de pulso y en el procesamiento de señales ópticas.

Un DPSSL muy común es el puntero láser verde de 532 nm de longitud de onda. Un potente diodo láser ($P > 200 \text{ mW}$; 808 nm) de GaAlAs bombea un granate dopado con neodimio (Nd:YAG) o un ortovanadato de itrio dopado con neodimio (Nd:YVO₄) cristalino que produce luz de 1.064 nm. Esta luz es entonces doblada en frecuencia utilizando un proceso óptico no lineal en un cristal KTP, produciendo luz de 532 nm con una eficiencia entre el 20% y el 35%.

Para potencias de salida más altas, el cristal KTP se vuelve susceptible al daño óptico. Por lo tanto, los DPSSL de alta potencia tienen generalmente un diámetro de haz más grande, y el haz de 1064 nm se expande antes de que llegue al cristal KTP. Otra alternativa es utilizar un cristal con un umbral de daño alto, como el LBO, a fin de mantener un diámetro de haz inferior,

Los DPSSL azules utilizan un proceso casi idéntico, excepto que la luz emitida por el láser de Nd se selecciona en 946 nm para que luego se doble en frecuencia a 473 nm en un borato de bario beta (BBO) o en un cristal de triborato de litio (LBO). Debido a la menor ganancia del Nd en esta línea, los láseres en el azul son relativamente débiles, y sólo alcanzan eficiencias entre 3 y 5 % de. El triborato de bismuto (BIBO) es más eficiente que el BBO y que el LBO y no tiene la desventaja de ser higroscópico.

DPSSL amarillos utilizan un proceso más complicado: un diodo de bombeo de 808 nm se utiliza para generar 1.064 nm y 1.342 nm, que se suman en paralelo para convertirse en 593,5 nm. Debido a su complejidad, la mayoría de DPSSL amarillos logran un 1% de eficiencia, y por lo general son más caros.

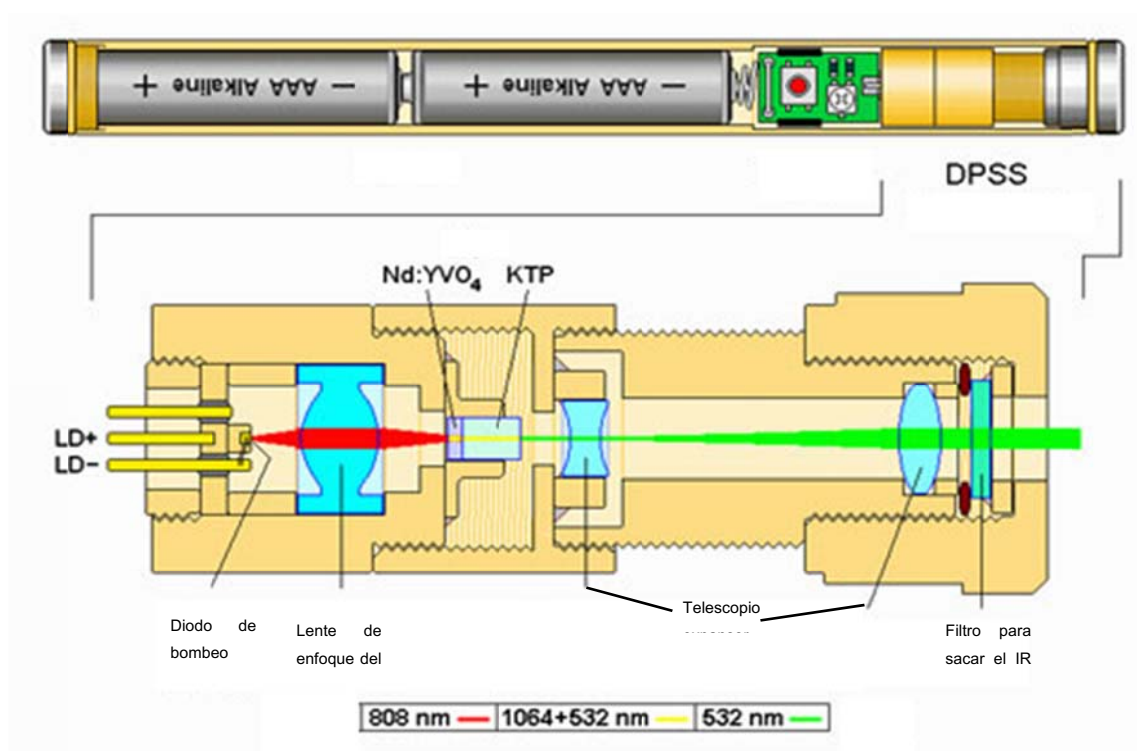


Fig. 4.29. Puntero láser verde.

Hoy día se comercializa una serie de láseres DPSS que permiten cubrir la mayor parte del espectro con una amplia gama de potencias (Tabla 4.3).

Tabla 4.3. Longitudes de onda de láseres sólidos comunes

Nd:YAG
946 nm, 473 nm, 315 nm, 236 nm
1064 nm, 532 nm, 355 nm, 266 nm
1319 nm, 660 nm, 440 nm, 330 nm
Nd:YVO4
914 nm, 457 nm, 305 nm, 228 nm
1342 nm, 671 nm, 447 nm, 336 nm
1064 nm, 532 nm, 355 nm, 266 nm
Nd:YLF
1047 nm, 523 nm, 349 nm, 262 nm
1053 nm, 527 nm, 351 nm, 263 nm
Yb:YAG
1030 nm, 515 nm, 343 nm, 257 nm

Además de la enorme variedad de láseres, fue sin duda el desarrollo de la Óptica No Lineal (NLO) la que vino a ampliar la disponibilidad de fuentes coherentes más allá de las ofrecidas por los láseres directamente.

4.7. Máseres y láseres naturales

Es muy difícil de aceptar que máseres y láseres con potencias verdaderamente enormes han estado funcionando durante eones en el espacio interestelar, sobre los cometas y en las atmósferas planetarias de nuestro propio sistema solar.

La acción máser fue identificada por primera vez a partir de observaciones de ciertas líneas moleculares discretas en las emisiones de radio procedentes de nubes interestelares que tenían intensidades enormemente grandes (equivalentes a temperatura radiación de cuerpo negro de 10^{12} a 10^{15} K), pero al mismo tiempo tenían anchos de línea Doppler muy estrechos, que corresponden a temperaturas cinéticas por debajo de 100 K. También se encontró que estaban fuertemente polarizadas y que sólo se producían en muy pocas líneas discretas en el espectro complejo de estas moléculas.

La única explicación razonable es que estas emisiones muestran que ocurre la acción máser en estas transiciones moleculares particulares. Tal acción máser astronómica se ha visto en cierta vibración discreta y en las transiciones rotacionales de moléculas, tales como el radical hidroxilo (OH, 1.600 a 1.700 MHz), vapor de agua (H₂O, 22 GHz), monóxido de silicio

(ondas milimétricas; región SiO) y algunos otros. El mecanismo de bombeo responsable de producir inversión es todavía incierto, pero puede involucrar radiación infrarroja o radiación UV procedente de fuentes estelares cercanas o bombeo por colisión con partículas energéticas.

Por supuesto que no hay una cavidad resonante en funcionamiento, por lo que la radiación observada tiene el comportamiento de la *emisión espontánea amplificada o ASE*, en lugar de la verdadera oscilación coherente.

Más recientemente, se ha observado ASE, correspondientes a inversión de población en las transiciones láser del CO₂ conocidas cerca de 10,4 y 9,4 μm, procedente de las atmósferas de los planetas Marte y Venus. El mecanismo de bombeo se cree que es la absorción de la luz solar por las moléculas de CO₂ (Taylor. 1983).

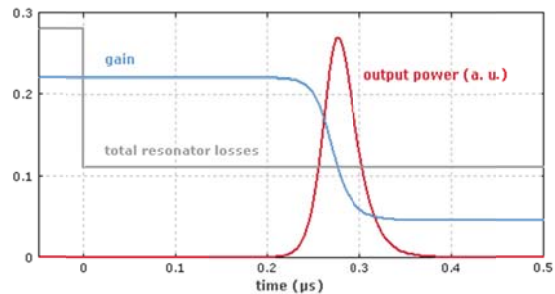
4.8. Referencias

- Alferov Z. I. Double Heterostructure Concept and its Applications in Physics, Electronics and Technology. Nobel Lecture, December 2000. On line:
- Armstrong, J. A., Bloembergen, N., Ducuing, J., Pershan, P. S. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. Phys. Rev. 127, 1918, 1962.
- Basov, N. G. Semiconductor Lasers. Nobel Lecture, December 11, 1964. On line: https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1964/basov-lecture.pdf.
- Basov, N. G. Laser operating in the vacuum region of the spectrum by excitation of liquid xenon with an electron beam. Zh. Eksp. Fiz. i Tekh. Pis'ma, Red.12, 473, 1970.
- Basting, D. Historical Review of Excimer Laser Development, Excimer Laser Technology, D. Basting and G. Marowsky, Eds., Springer, 2005.
- Belt, R. F., Gashurov, G.Y., Liu, S. KTP as a harmonic generator for Nd:YAG lasers. Laser Focus 21, 110 1985.
- Flint, B. K., Callahan, G. Characteristics of deep-UV optics at 193 nm and 157 nm. Proceedings of SPIE, Vol. 3578, 1998.
- Franken, P.A., Hill, A. E., Peters, C. W., Weinreich, G. Generation of Optical Harmonics. Phys. Rev. Lett. 7, 118, 1961.
- Geusic, J. E., Marcos, H. W., van Uitert, L. G. Laser oscillation in Nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium, and gadolinium garnets. Appl. Phys. Lett. 4, 182, 1964.
- Hall, R. N., Fenner, G. E., Kingsley, J. D., Soltys, T. J., Carlson, R. O. Coherent Light Emission From GaAs Junctions. Phys. Rev. Lett. 9, 366, 1962.
- https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2000/alferov-lecture.pdf.
- Kroemer, H. Quasi-Electric and Quasi-Magnetic Fields in Non-Uniform Semiconductors. RCA Review 18, 332-342, 1957.
- Nathan, M. I., Dumke, W. P., Burns, G., Dill, F. H., Lasher, G. Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions. Applied Physics Letters 1 (3), 6, 1962.

- Patel, C. K. N. Continuous-wave laser action on vibrational–rotational transitions of CO₂. Phys. Rev. 136 (5A), A1187, 1964.
- Snitzer, E. Optical maser action in Nd³⁺ in barium crown glass. Phys. Rev. Lett. 7, 444-446, 1961.
- Taylor, F.W. Atmospheric physics: Natural lasers on Venus and Mars. Nature 306, 640, 1983.

CAPÍTULO 5

Técnicas especiales



Definición de Q Switch:
un método para obtener pulsos láser de mucha energía modulando las pérdidas de la cavidad.
Rüdiger Paschotta, *The Encyclopedia of Laser Physics and Technology*

5.1. Introducción

Muy poco después del funcionamiento del láser de Maiman se comenzaron a desarrollar técnicas especiales para mejorar algunos aspectos de la emisión de los láseres y adaptarlos a las necesidades de ciertas aplicaciones específicas. El láser de rubí por ejemplo emitía un pulso largo lleno de variaciones aleatorias de intensidad (spikes) y en los Laboratorios de Hughes se comenzó a desarrollar en 1962 una técnica denominada de *pulso gigante* conocida hoy día como *conmutación Q (Q-switch)* que permitió suavizar la forma de emisión temporal y hacerla más controlable (McClung, 1962). Los láseres Q-switch de Nd:YAG y otros láseres sólidos similares tiene un uso muy extendido en Medicina, donde se emplean, por ejemplo, para remover manchas en la piel y realizar la apertura de la cápsula posterior luego de una operación de cataratas.

Existe una segunda técnica para obtener pulsos cortos a partir de un láser que pueda oscilar en varios modos longitudinales. Cuando estos modos oscilan independientemente unos de otros, el láser emite continuamente. Sin embargo, cuando existe un desplazamiento de fase fija entre los diferentes modos, la cavidad emite una ráfaga de pulsos equiespaciados en el tiempo y el láser se dice que opera por *enganche de fase o mode-locking*. La técnica de mode-locking consiste en la creación de una cierta relación de fase entre los diferentes modos oscilantes en la cavidad (Haus, 2000).

Cuando se dispuso de láseres continuos se encontró que en general presentaban variaciones temporales muy grandes de intensidad. En una escala de tiempo de minutos los láseres eran tan inestables que en principio se pensó que sería muy difícil que se pudiera utilizar un láser para hacer mediciones de distintas magnitudes físicas, como distancia, tiempo,

frecuencia, etc. En este capítulo veremos un método para estabilizar un láser continuo gaseoso que reduce considerablemente las variaciones de intensidad emitida en función del tiempo y que además fija la longitud de onda emitida en un ancho de banda mucho más estrecho. Si bien esta técnica de estabilización no es común en los láseres de uso médico ni tampoco en los láseres de uso industrial, no podemos dejar de mencionar que hoy día las mediciones que se realizan con láseres han alcanzado niveles de precisión superlativa en muchos casos.

5.2. Q-switch

Esta técnica permite la obtención de pulsos de nanosegundos de alta energía mediante la alteración de las pérdidas de la cavidad. Las pérdidas de una cavidad se pueden relacionar con un factor de calidad denominado Q que mide el tiempo de vida de la radiación en la cavidad del láser.

La generación de un pulso *Q-switch*, antiguamente llamado *pulso gigante*, se puede describir como sigue.

- 1) Inicialmente, las pérdidas del resonador se mantienen en un nivel alto porque la luz no puede circular en la cavidad. La densidad de fotones en la cavidad es reducida y no puede ocurrir en ese momento la acción láser, por lo tanto la energía introducida en el medio de ganancia por el mecanismo de bombeo se acumula en la población del nivel láser superior que crece más allá del valor umbral normal y sólo estará limitada por la emisión espontánea.
- 2) Entonces, las pérdidas son reducidas de repente (con medios activos o pasivos, ver más abajo) y comienza la acción láser que despuebla el nivel superior.
- 3) Una vez que la población del nivel superior baja del umbral cesa la acción láser.

Esta condición de funcionamiento es mucho más fácil de lograr en los materiales que tienen una baja tasa de emisión espontánea, o dicho de otra manera, un tiempo de vida del nivel superior relativamente largo (cientos de μs – ms). Esto es cierto para los láseres de estado sólido dopados con iones (por ejemplo Nd:YAG o Yb:YAG), pero no para los materiales gaseosos (neón o argón), que tienen altas tasas de emisión espontánea, con vidas medias de pocos ns, por lo que es difícil de alcanzar una gran población en el nivel láser superior.

El cálculo de la duración del pulso que se puede obtener por este mecanismo es relativamente complicado porque debe tener en cuenta el tiempo que tarda el modulador en cambiar su estado, la velocidad con la que la emisión estimulada despuebla el nivel superior y por último el tiempo de vida de la radiación en la cavidad. Si los dos primeros factores son los suficientemente rápidos, el tiempo de duración del pulso, T_p , es la inversa del coeficiente de pérdida que hemos calculado en el capítulo 3 (ecuación 3.2),

$$T_p = \frac{1}{\gamma} = \frac{2Ln}{(1-R)c}. \quad (5.1)$$

En la mayoría de los casos, los láseres Q-switch generan pulsos regulares de manera repetitiva. Los láseres de cristal dopado bombeado por lámpara de flash producen 10 o 20 pulsos por segundo, mientras que los bombeados por diodos (SSDPL) pueden alcanzar frecuencias de repetición de hasta 5 kHz.

Esto significa que para cavidades ópticas de menos de un metro (uno de ida y vuelta de menos de 6 ns), es posible generar pulsos cortos de sólo unos pocos ns, con energías de hasta 1 J. La potencia pico (la energía de pulso dividido por su duración) de estos láseres puede estar en el rango de los 100 MW.

Cabe señalar que los láseres Q-switched nunca alcanzan un estado estable, ya que dejan de funcionar después de pocas idas y vueltas de la luz en la cavidad.

Básicamente, las pérdidas de la cavidad se pueden cambiar de dos maneras diferentes denominadas activas o pasivas.

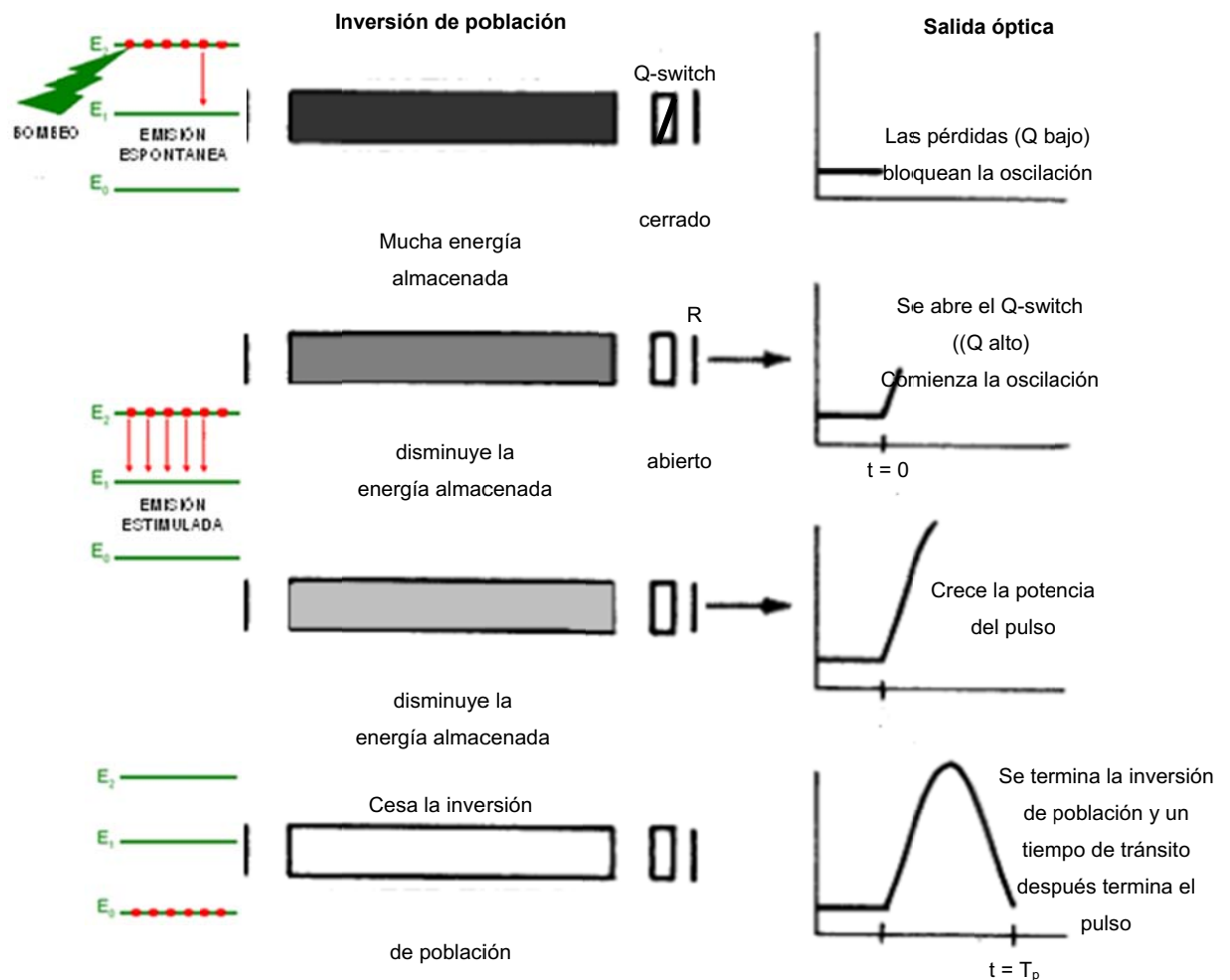


Fig. 5.1. Mecanismo de Q-switch

5.2.1. Q-switch activo

Aquí las pérdidas se modulan con un dispositivo que recibe señales externas de activación y que lo conmutan desde la forma de pérdidas altas a la forma de pérdidas bajas. Los primeros dispositivos fueron plataformas que permitían rotar a alta velocidad el espejo de salida del láser. Solamente cuando el espejo se encontraba alineado con el eje de la cavidad ocurría la acción láser.

Hoy día el dispositivo más utilizado es un modulador electroóptico que puede cambiar el plano de polarización de la luz de forma rápida en función de la tensión eléctrica aplicada; combinado con una lámina retardadora y con un polarizador puede conmutar, desde *no pasa* a *pasa*, en menos de 1 ns.

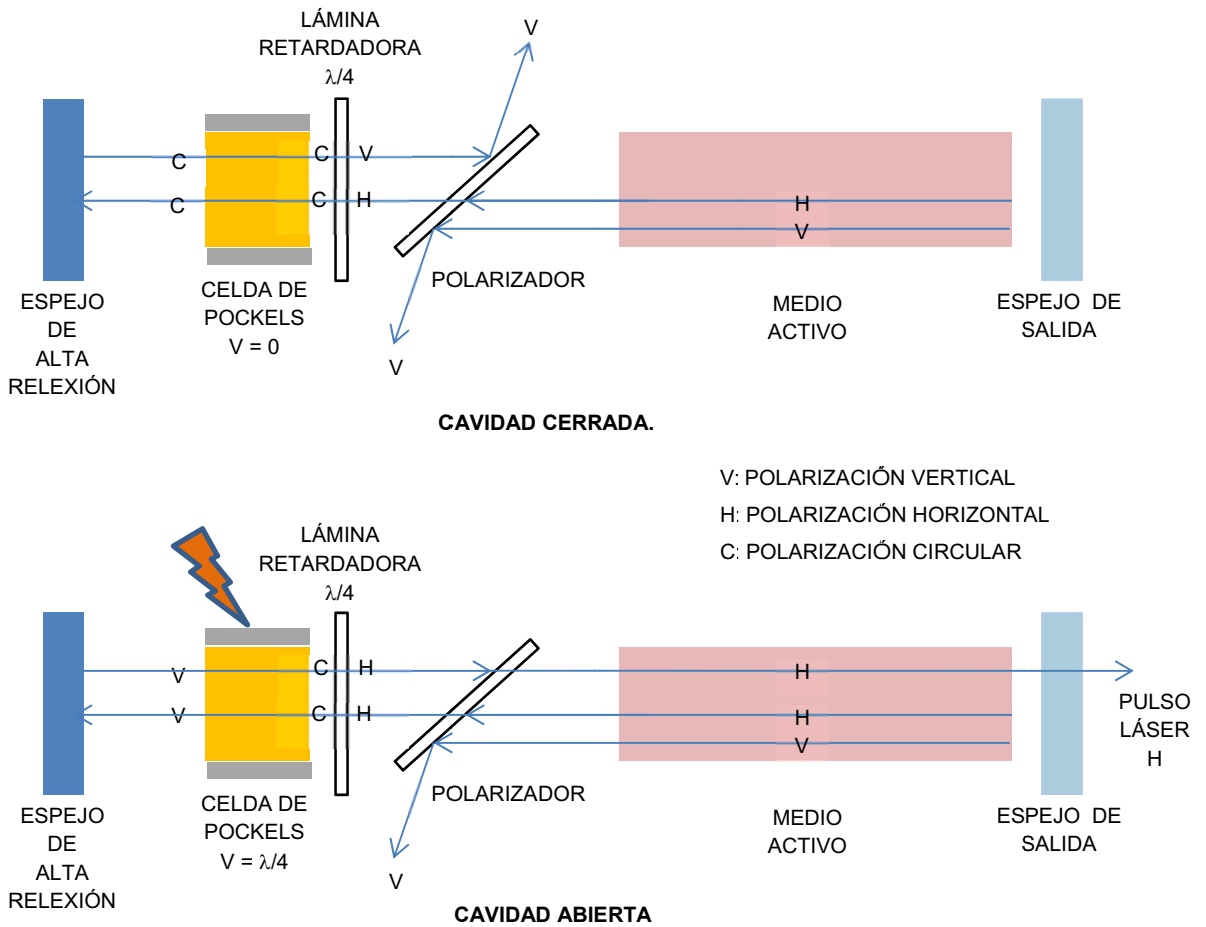


Fig. 5.2. Q-switch activo que funciona por la combinación de un polarizador, una celda de Pockels y una lámina retardadora de $\lambda/4$ dentro del oscilador.

Las características de un Q-switch para un láser de Nd:YAG típico ($700 \mu\text{J}$, 5-7 ns) son las siguientes:

Célda de Pockels: funciona con un cristal KD*P que con un voltaje de $\sim 3600 \text{ V}$ retrasa en un cuarto de onda la radiación de 1.064 nm. Una tensión de 0 voltios no introduce ningún retardo.

Polarizador: es dieléctrico multicapa para operar con un ángulo de incidencia de 57° . El polarizador es transparente ($> 95\%$) a la luz polarizada horizontalmente mientras que es altamente reflectante ($> 99\%$) a la luz polarizada verticalmente.

Lámina retardadora: es una placa de cuarto de onda para fotones de 1064 nm.

Si bien se podría eliminar la lámina retardadora y trabajar con la celda de Pockels en modo $\lambda/2$, esto implicaría aumentar la tensión al doble, un valor más difícil de manejar con electrónica rápida accesible.

5.2.2. Q-switch pasivo

En un láser con Q-switch de tipo pasivo se utiliza un absorbente saturable en lugar de un modulador controlado eléctricamente,

La saturación de la absorción es una propiedad óptica no lineal de los materiales en los que la absorción de la luz disminuye al aumentar la intensidad de la luz. La mayoría de los materiales muestran cierta absorción saturable, a menudo sólo a intensidades ópticas muy altas (cerca del daño óptico), pero algunos absorbentes saturables son útiles en cavidades láser.

Los parámetros claves para un absorbente saturable son su rango de longitud de onda (donde absorbe), su respuesta dinámica (la rapidez con que se recupera), y su intensidad de saturación y de fluencia (a qué intensidad o energía de pulso se satura). Se utilizan comúnmente para la conmutación Q pasiva.

En su estado no saturado introducen una pérdida óptica muy alta. Cuando la cantidad de fotones absorbidos por el material saturable es importante su absorbancia comienza a disminuir y se potencia la acción láser. A partir de este momento, la potencia del láser se eleva rápidamente hasta que despuebla totalmente el nivel superior.

Para láseres de 1-micrón se utilizan iones Cr^{4+} como absorbentes saturables pero los iones de cromo se integran no muy bien en YAG y también exhiben diferentes estados de carga. Por lo que la calidad de Cr: YAG es muy variable - especialmente si se usan altas concentraciones de cromo.

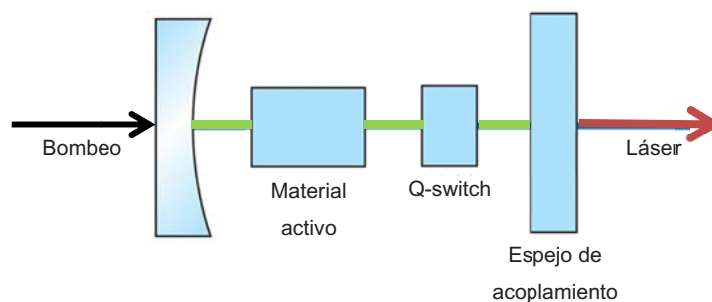


Fig. 5.3. Configuración de un láser Q-switch pasivo.

La evolución temporal del pulso láser se muestra en la Fig. 5.4.

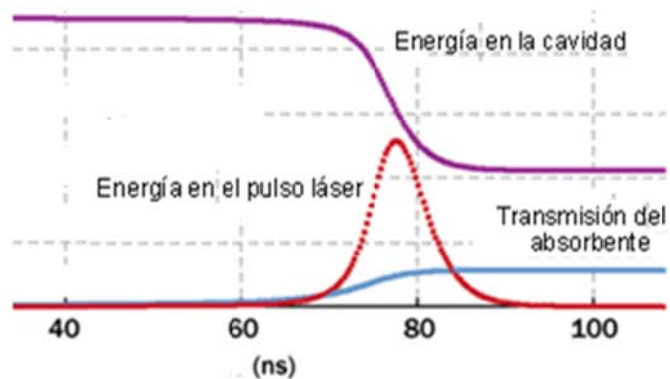


Fig. 5.4. Simulación de la evolución temporal de las magnitudes relevantes durante la generación de un pulso corto con Q-switch pasivo.

En comparación con la técnica activa, la conmutación de Q pasiva es más simple y económica ya que se elimina el modulador y su electrónica. Sin embargo, las energías por pulso son generalmente más bajas. Tampoco admite sincronismo con una señal externa.

Las energías obtenidas en los láseres Q-switch combinadas con la duración muy corta del pulso pueden plantear problemas graves de seguridad, incluso para láseres con potencia de salida media bastante pequeña. Las irradiancias pueden llegar a ser lo suficientemente altas como para producir daño en la piel y especialmente en los ojos. Toda la segunda parte de este libro está dedicada a estudiar los efectos beneficiosos que se persiguen con el uso de estos y otros láseres y el Cap. 13 está enfocado a resumir todos los elementos de seguridad necesarios a tener en cuenta. Además, un láser Q-switch debe ser operado en un ambiente muy limpio con el fin de evitar los daños que se producen en su óptica provocados por partículas de polvo.

5.3. Mode locking

En una cavidad láser, las frecuencias que circulan dentro del resonador y que superan el umbral de oscilación se llaman modos longitudinales. Cuando estos modos oscilan independientemente uno de otro, el láser puede emitir de manera continua pero con grandes variaciones temporales en su intensidad. Alternativamente si analizamos la densidad de fotones dentro de la cavidad vemos que cubre uniformemente toda su extensión pero con el mismo tipo de variaciones, en este caso respecto a la longitud (Fig. 5.5).

Existe una técnica de operación en la que se evita que la cavidad se llene de fotones en todas partes al mismo tiempo: solamente se le permite propagarse en la cavidad a un paquete de fotones cuya extensión espacial es marcadamente más corta que la longitud de la cavidad. El método utilizado para obtener esta condición de funcionamiento consiste en el uso de un modulador de luz rápida que puede cortar la luz en la cavidad en períodos iguales al tiempo de tránsito ida y vuelta en la cavidad ($2nL/c$). Por lo tanto, sólo aquellos fotones que encuentran al modulador en su estado abierto alcanzan a oscilar. Los otros fotones en otras partes de la cavidad estarán sujetos a pérdidas grandes.

Se puede mostrar, aunque no lo haremos aquí, que este procedimiento conduce o mejor dicho es equivalente a lograr que todos los modos oscilen en fase y dejen de actuar independientemente. La figura de abajo muestra un único pulso que viaja en la cavidad. Sin embargo, un tren de pulsos se observa en la salida del láser, cada uno de ellos generado cada vez que el pulso llega al espejo de salida (Fig. 5.6). El periodo de repetición de los pulsos corresponde al tiempo de ida y vuelta dentro de la cavidad (típicamente varios nanosegundos). El término mode-locking viene del análisis de la oscilación de los modos con diferentes frecuencias cuando se establece una relación de fase entre ellos.

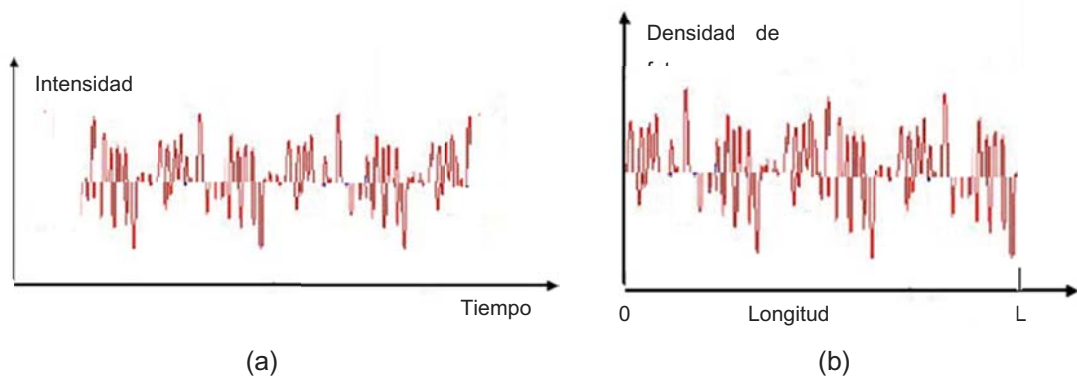


Fig. 5.5. Modo libre. (a) Fluctuaciones temporales en la intensidad emitida por un láser continuo con muchos modos longitudinales desacoplados. (b) Fluctuaciones espaciales en la densidad de fotones dentro de la cavidad.

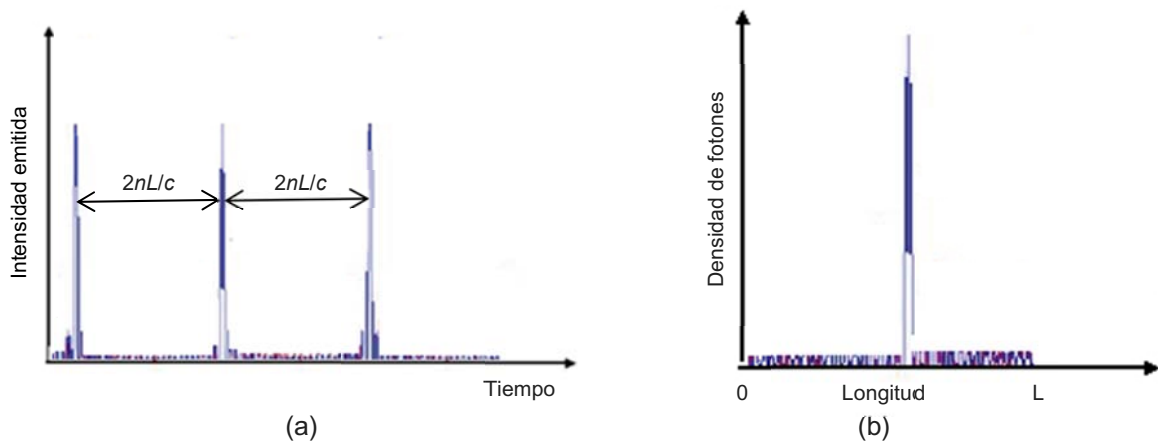


Fig. 5.6. Mode-Locking. (a) Intensidad emitida por un láser con muchos modos longitudinales acoplados. (b) Concentración espacial en la densidad de fotones dentro de la cavidad.

En general, los pulsos duran un tiempo mucho más corto que un tiempo de tránsito ida y vuelta en la cavidad y se denominan *pulsos ultracortos*. Su duración está limitada por la transformada de Fourier del espectro emitido por el láser; más amplio es el espectro, más corto es el pulso. Esto significa que si el espectro del medio activo es excepcionalmente amplio, por ejemplo el zafiro dopado con titanio tiene un ancho espectral mayor de 300 nm, entonces el pulso generado será sólo de algunos fs ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) de duración.

La potencia media de un láser mode-locking es del mismo orden de magnitud que la de los láseres de onda continua. De hecho, a diferencia de los láseres de Q-switch, estos pueden también llegar a un estado estacionario como láseres de onda continua. La diferencia fundamental es que los fotones se condensan en un paquete en lugar de estar repartidos por toda la cavidad. Durante el tiempo de ida y vuelta, sólo se emite un pulso a través del espejo de salida. La energía de pulso es por lo tanto igual a la potencia media multiplicada por la duración del periodo de ida y vuelta. Generalmente, estas energías son del orden de varios nanojoules.

Al igual que el Q-switch, el mode-locking se puede lograr de forma activa o pasiva. El modo activo implica la modulación periódica de las pérdidas del resonador, por ejemplo, con moduladores acusto-ópticos o electro-ópticos. Si la modulación está sincronizada con las idas y vueltas de la luz en el resonador, esto puede conducir a la generación de pulsos ultracortos, por lo general con duraciones de picosegundos. El modo pasivo (con un absorbente saturable) permite la generación de pulsos ultracortos a condición de que el absorbente tenga un tiempo de recuperación suficientemente corto. En algunos casos, no se logra un *arranque automático* y el láser emite de manera continua, por lo que muchas veces se trabaja en un modo combinado pasivo-activo. Los láseres de mode-locking híbrido combinan algunas ventajas claves de ambos métodos, tales como una tasa de repetición de pulsos controlada externamente y los pulsos extremadamente cortos.

La mayoría de los láseres mode-locking se bombean continuamente, a menudo con un diodo láser. El bombeo suministra entonces energía de manera continua, mientras que el pulso de circulación extrae energía en intervalos de tiempo regulares. En la mayoría de los casos, la separación entre pulsos es muy corta comparada con el tiempo de vida del estado superior, de modo que el láser es equivalente al continuo con la misma potencia media.

El uso de láseres mode-locking en medicina es todavía incipiente. La principal aplicación aparece en Oftalmología, cuando la técnica convencional puede enfrentar riesgos ciertos.

Un nuevo tipo de láser donde el medio activo es un ión de tierras raras dopando fibras ópticas (vidrios) se comienza a utilizar en Odontología y en el procesamiento de materiales industriales.

Los láseres de fibra tienen una serie de cualidades que los hacen atractivos para la generación de pulsos ultracortos a través del mode-locking activo o pasivo,

- El ancho de banda de las fibras dopada con tierras raras es grande, típicamente decenas de nanómetros, lo que permite la generación de pulsos de ps.
- Los láseres de fibra se pueden ser muy compactos, robustos y económicos, sobre todo si no se acoplan a óptica para propagación en el espacio libre,

Los láseres de fibra en gran medida se pueden basar en componentes usados en telecomunicaciones, que se han desarrollado con mucho cuidado para un funcionamiento fiable a largo plazo y con un coste moderado.

Sin embargo el rendimiento, particularmente en términos de energía del pulso, la potencia pico y la calidad del pulso, está todavía muy limitada por las fuertes no linealidades de las fibras. Otros problemas surgen de la birrefringencia no controlada de las fibras, lo que implica utilizar fibras especiales que mantienen la polarización.

La arquitectura de los láseres de fibra es muy diferente a la de los láseres que hemos visto hasta ahora y no nos detendremos más para analizar sus características principales. La Fig. 5.7 muestra uno de los láseres más desarrollados para comunicaciones; el láser de erbio con mode-locking pasivo.

Vale la pena mencionar que con ligeros cambios en el espejo SESAM la misma configuración se puede usar para obtener funcionamiento Q-switch. Los láseres de fibra también pueden estar basados en fibra dopada con iterbio con emisión en el rango de 1000 a 1100 nm. Las potencias de salida alcanzables son interesantes y son vistos como competidores para algunos de los láseres convencionales.

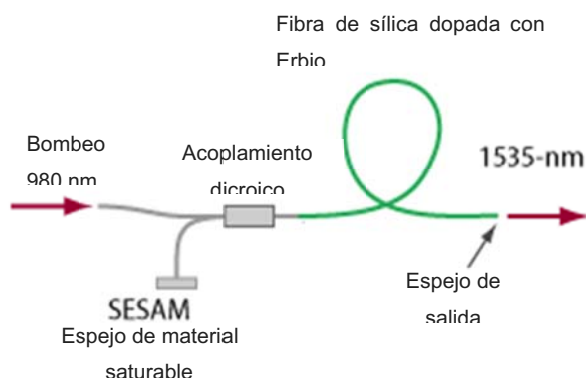


Fig. 5.7. Láser mode-locking de erbio usado en comunicaciones. SESAM es un espejo multicapas de materiales dieléctricos no lineales que actúa como modulador pasivo.

5.4. Láseres estabilizados en frecuencia y/o amplitud

Como los láseres presentan diversos tipos de ruido que puede ser perjudicial en aplicaciones, a veces es necesario utilizar técnicas para la supresión de ruido y estabilizar ciertos parámetros del láser.

5.4.1. El ruido de intensidad

Un tipo importante de ruido en un haz de luz es la variación temporal de la potencia óptica emitida. Generalmente se cuantifica como el ruido de intensidad relativa, es decir, como el ruido de la potencia dividida por la potencia media.

En un láser, el ruido de intensidad se debe en parte a las fluctuaciones las características del resonador y en parte al ruido de la fuente de bombeo. Disminuidas las últimas con un buen diseño técnico, quedan las primeras, cuyo origen generalmente se asocia a las fluctuaciones térmicas en el resonador. Los métodos para reducir el ruido aún más se basan en el uso de algún sistema de retroalimentación (Fig. 5.8a). Generalmente uno o más sensores miden la intensidad emitida y envían una señal, que amplificada convenientemente, se aplica sobre un actuador.

5.4.2. Estabilización de frecuencia

La separación en frecuencia entre dos modos longitudinales es $c/2L$, de manera que si la longitud del resonador se hace menor que $c/2\delta\nu$, donde $\delta\nu$ es el ancho de banda de laseo, el láser funcionará en un modo único (monomodo o single mode). Esta es la forma en la que la emisión tiene la frecuencia mejor definida, la emisión es lo más monocromática posible y la coherencia es máxima. El problema es que el láser se vuelve muy inestable, porque cualquier variación en la longitud del resonador lo puede apagar. Por ejemplo en un láser típico de He-Ne construido de vidrio, una variación de $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ hace que la longitud del resonador cambie en $\lambda/4$ y de un máximo de emisión pasemos a un mínimo (cero). Además, durante esta variación de temperatura, la frecuencia cambia en $\delta\nu/2$. Para el láser de He-Ne esto significa una incerteza en la frecuencia del orden de los 500 MHz.

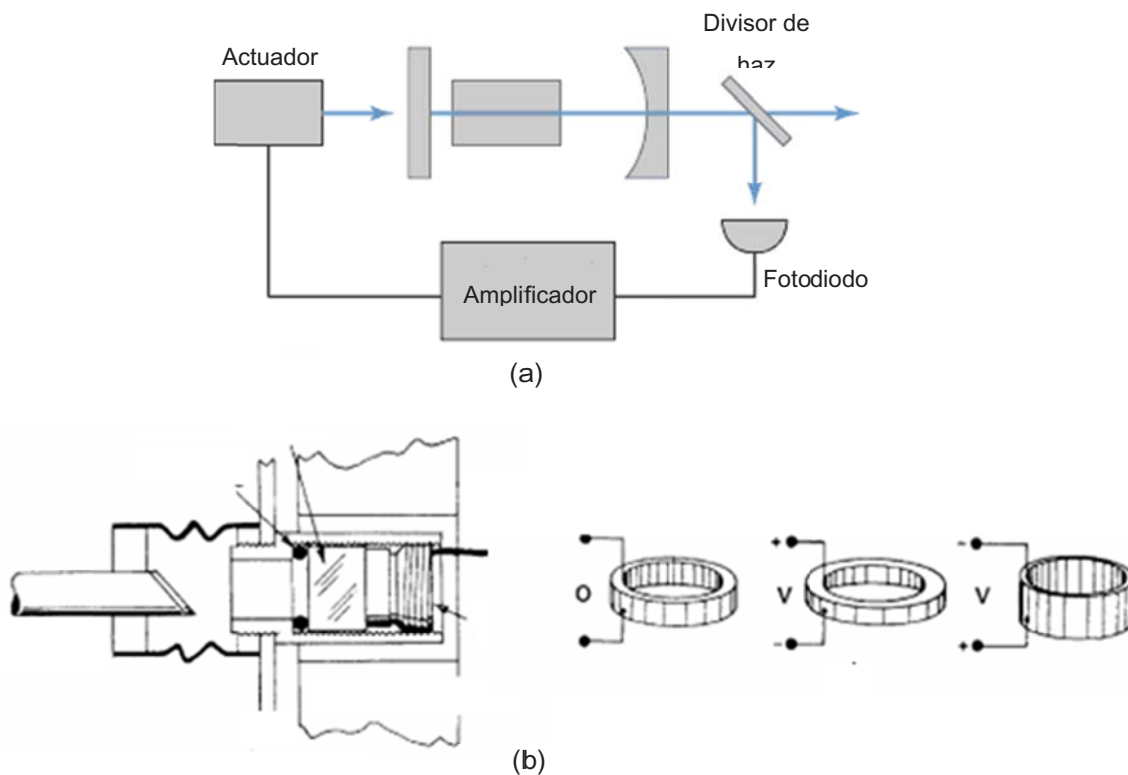


Fig. 5.8. (a) Sistema general de realimentación para estabilizar la intensidad emitida. (b) Instrumentación con un traslador piezoeléctrico.

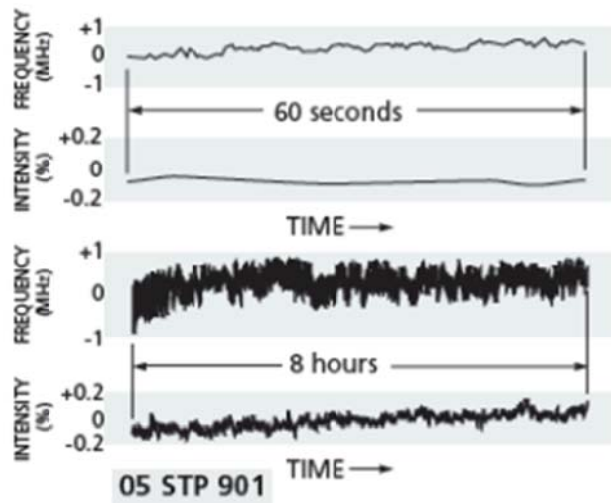


Fig. 5.9. Estabilización en frecuencia y en intensidad obtenida por medio del sistema piezoeléctrico de la Fig. 5.8.

Habiendo mostrado la relación entre el ruido de frecuencia y el de intensidad, podemos decir que la frecuencia óptica de un láser de una sola frecuencia se puede estabilizar a través del control de la longitud del resonador.

La Fig. 5.9 muestra los resultados de estabilidad obtenidos con un láser comercial de He-Ne que mueve la posición de un espejo para compensar la longitud del resonador.

5.5. Referencias

- Haus, H. A. Mode-locking of lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 6 (6), 1173, 2000.
- McClung, F. J., Hellwarth, R. W. Giant optical pulsations from ruby. *J. Appl. Phys.* 33 (3), 828, 1962.

CAPÍTULO 6

La óptica del tejido biológico



La imagen está obtenida con un modelo de computación gráfica que utiliza los nuevos desarrollos de la animación.

<https://renderman.pixar.com/resources/current/RenderMan/improvedSubsurface.html>. Acceso 6/10/2016.

6.1. Introducción

El conocimiento de las características de los láseres y de las propiedades ópticas y del tejido son esenciales para las aplicaciones médicas de los láseres. La combinación cuidadosa de la longitud de onda del láser y de los otros parámetros de la aplicación, como la energía, duración e intervalo entre los pulsos y el enfoque, es una tarea eminentemente clínica que debe realizarse con razonable precisión. Aquí se describen los fundamentos de la óptica de transporte necesarios para capítulos posteriores donde se discuten los protocolos de aplicación terapéutica.

En general el tejido biológico es un material muy particular y la capacidad de la luz para penetrarlo y depositar energía a través de las propiedades de absorción óptica es clave para las aplicaciones terapéuticas. Por lo tanto, la especificación de las propiedades ópticas de un tejido es el primer paso para la planificación de protocolos terapéuticos. En realidad, las propiedades ópticas de un tejido afectan tanto a las aplicaciones terapéuticas como a las de diagnóstico; la capacidad de la luz para penetrar en un tejido, interrogar a los componentes del tejido y luego escapar el tejido para la detección, es clave para aplicaciones de diagnóstico.

Desde el punto de vista de la óptica, los tejidos y fluidos biológicos se pueden separar en dos grupos. El primero y más reducido, consiste de materiales *transparentes* y débilmente

dispersores, tales como córnea, cristalino, humor vítreo y el humor acuoso de la cámara anterior del ojo. Las propiedades ópticas de estos tejidos y fluidos pueden ser descritas en el marco del modelo de dispersión simple para un medio que eventualmente pueda contener centros de absorción. El segundo grupo es el más poblado e incluye los tejidos y fluidos *opacos*, tales como la piel, el cerebro, paredes de los vasos, la esclerótica del ojo, sangre y linfa. Las propiedades ópticas de estos tejidos y fluidos pueden ser descritas solamente en el marco del modelo de dispersión múltiple de un medio absorbente.

En esta clasificación los términos *transparente* y *opaco* se refieren exclusivamente a la atenuación que produce la dispersión sobre la luz transmitida. Todos los tejidos *absorben* la luz en alguna zona espectral y por lo tanto son opacos en esta zona. Los tejidos del ojo, muy transparentes en el visible y cercano IR, son opacos en el UV, donde absorben fuertemente.

6.2. Reflexión, absorción y dispersión

Cuando la luz incide sobre una muestra de material óptico, tal como un vidrio coloreado, la energía transmitida es siempre menor que la incidente. La *atenuación* es causada por tres procesos diferentes: *reflexión*, *absorción* y *dispersión*.

La reflexión es el fenómeno por el cual la luz regresa al medio de donde proviene. Si el material es homogéneo, es decir sin irregularidades en su composición, la reflexión solo se produce en las superficies de la muestra. Cuando las superficies son lisas se observa una reflexión especular, mientras que si tienen irregularidades o rugosidad, la reflexión es difusa.

La absorción en los vidrios coloreados es a menudo debida a las impurezas dentro de la muestra, por ejemplo una pequeña cantidad de hierro es responsable de un color verde oscuro, mientras que el cobre produce vidrios verde-azulados y el níquel un tinte amarillo. En general la luz absorbida se convierte en calor, pero también como veremos más adelante puede originar otros procesos.

La dispersión hace que la luz sea direccionada en diferentes direcciones. La dispersión se produce en el interior de un material heterogéneo y es visible, por ejemplo, cuando la luz viaja a través del aire con polvo o en el humo. La dispersión se origina en las discontinuidades presentes en el material, como partículas en suspensión, fisuras, burbujas, incrustaciones, etc. Cuando hay dispersión, la luz es reflejada de manera difusa y el fenómeno se suma al que ocurre en las superficies.

Todos estos efectos son fuertemente dependientes de la longitud de onda de la luz incidente. Por ejemplo, el vidrio de una ventana es transparente a la luz visible, pero absorbe casi por completo la luz ultravioleta por debajo de 300 nm o la luz infrarroja, por encima de los 3 μm . El cielo es azul porque el aire dispersa mejor las longitudes de onda cortas de la luz solar que las largas.

6.2.1. Reflexión

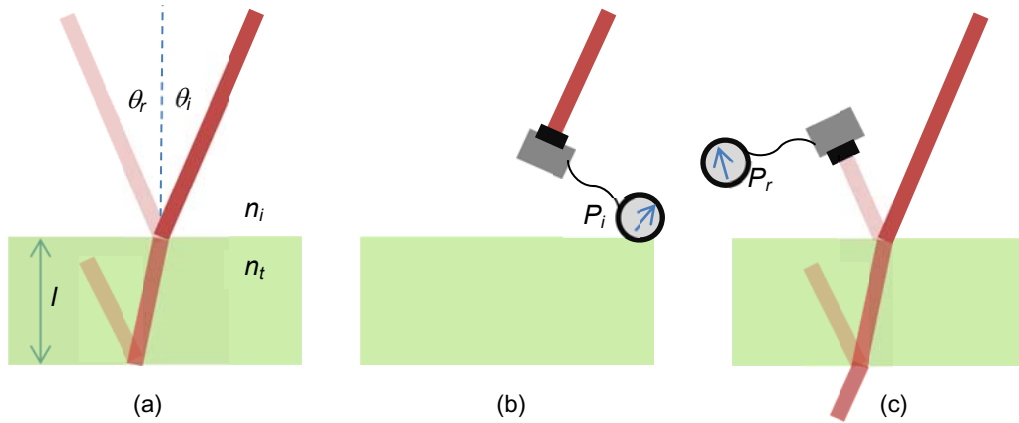


Fig. 6.1. Reflexión en un material homogéneo.

Para cuantificar este efecto analizaremos un experimento en el que un haz monocromático y colimado de un láser incide sobre la cara pulida de un bloque de material homogéneo, de espesor l , sumergido en aire (Fig. 6.1a). Dispondremos de un medidor de potencia luminosa que podremos utilizar en distintas posiciones; en (b) está midiendo la potencia incidente (P_i), mientras que en (c) se muestra la forma de medir la potencia reflejada (P_r).

Los materiales *homogéneos* se pueden caracterizar por un *índice de refracción* que es el cociente de la velocidad de la luz en el vacío con la velocidad de la luz en estos materiales. El índice de refracción del aire es de aproximadamente 1, o sea que la velocidad de la luz en el aire es igual a la del vacío (3×10^8 m/s). El índice de refracción del agua es 1.33 y la del vidrio aproximadamente 1,5, de modo que la velocidad de la luz en estos materiales es menor que en el aire.

Supongamos que un haz de láser se propaga en el aire e incide en el material que tiene un índice de refracción n_t y que la superficie del material es plana y pulida ópticamente, y que la haz no es absorbida ni dispersada por el material. Habrá un haz reflejado de nuevo en el aire y un haz refractado en el material.

Se llama *reflectancia* al cociente entre la potencia reflejada y la incidente,

$$R = \frac{\text{Potencia reflejada}}{\text{Potencia incidente}} = \frac{P_r}{P_i}. \quad (6.1)$$

Si el haz incidente es perpendicular a la superficie (*incidencia normal*; $\theta_i = \theta_r = 0$) se puede demostrar que,

$$R = \frac{(n_t - 1)^2}{(n_t + 1)^2} \quad (6.2)$$

Esta fórmula también es válida para la luz que incide desde el material hacia el aire.

Si la luz incide desde el aire en una lente de vidrio cuyo índice de refracción es 1,5, un 4 % de la luz incidente es reflejada de vuelta al aire en la primera cara y un 92 % penetra en la lente. La luz que se propaga dentro de la lente incide en la superficie entre el vidrio y el aire, por lo que parte se refleja en el vidrio y parte se transmite al aire. De nuevo hay una pérdida por reflexión del 4%; la pérdida total es aproximadamente del 8% y sólo el 92% de la luz se transmite a través de la lente.

Las pérdidas por reflexión, llamadas pérdidas de Fresnel, son inadmisibles en sistemas ópticos con muchas lentes, por lo que a menudo se recurre a *recubrimientos antireflectantes*, una tecnología derivada de la usada para hacer los espejos de las cavidades láser. Cuando el material tiene mucha absorción y/o mucha dispersión, la reflectancia puede ser elevada. Más adelante veremos que la reflexión en la piel es una de las mayores pérdidas en el acoplamiento de la energía láser y el tejido en ciertos tratamientos.

6.2.2. Absorción

En general, el haz que se propaga a través del material es en parte *absorbido* a medida que lo recorre. La luz puede interactuar con el material en una variedad de maneras, incluyendo excitación de transiciones electrónicas y vibraciones moleculares. La energía de la luz se transforma así en calor, en energía química, o en otra forma de energía. Por eso se dice que *la absorción es la muerte del fotón*. La irradiancia transmitida se atenúa a medida que la luz atraviesa el material. Comenzaremos realizando un experimento simple: medir la potencia de un haz láser transmitido por una cubeta de longitud variable, con agua pura a la que se ha agregado una cantidad pequeña de *tinta china* (Fig. 6.2).

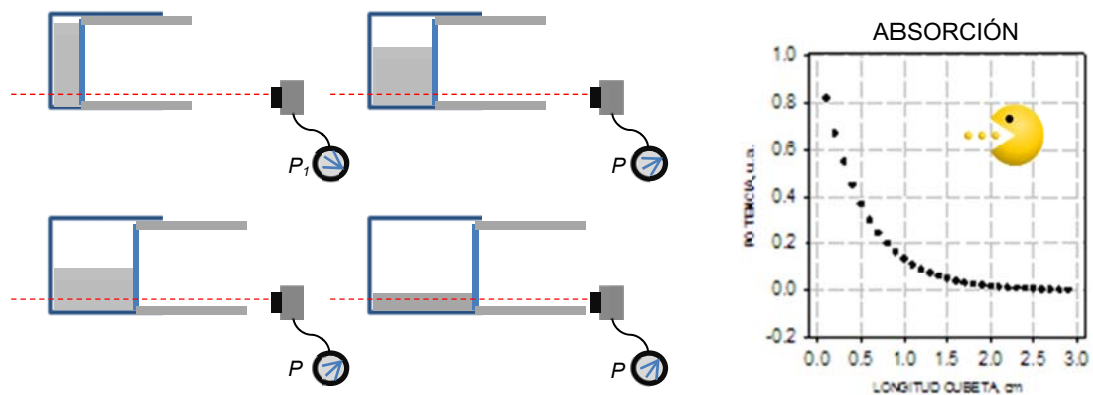


Fig. 6.2. Medida de la potencia transmitida a medida que crece el espesor de la muestra absorbente.

El resultado se puede ajustar satisfactoriamente por una exponencial decreciente,

$$P_t(l) = P_i e^{-\alpha l}, \quad (6.3)$$

La potencia dentro del material decrece exponencialmente con la longitud de la trayectoria del haz. Este hecho se conoce como *Ley de Lambert*. El factor α en la exponencial, se llama *coeficiente de absorción*. Las unidades del coeficiente de absorción son 1/L, normalmente cm^{-1} .

Supongamos que $\alpha = 2 \text{ cm}^{-1}$; después de que el haz pasa a través de un espesor de material de 0.5 cm, la potencia ha caído a 1/e del valor inicial, o sea que se reduce en un factor aproximadamente 3. La longitud $L_p = 1/\alpha$ se llama *profundidad de penetración*. *Aproximadamente en 4 longitudes de penetración se absorbe el 99 % de la energía incidente.*

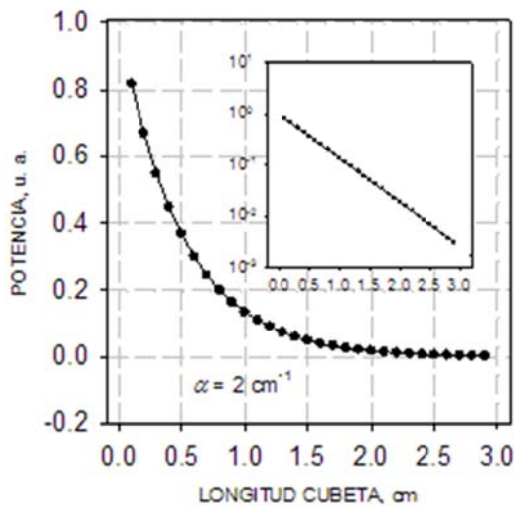


Fig. 6.3. Ajuste exponencial de la potencia transmitida a medida que crece el espesor de la muestra. En escala logarítmica, la caída es lineal sobre varias décadas.

Para un material dado, el coeficiente de absorción es a menudo fuertemente dependiente de la longitud de onda. La tinta china es una suspensión de partículas muy finas de hollín de carbón en agua y absorbe muy fuertemente en todo el espectro visible. Ya hemos mencionado que el vidrio normal a base de sílice transmite bien en la parte visible del espectro pero no transmite bien UV o IR con $\lambda > 3$. Las fibras ópticas para estas regiones espectrales son muy escasas.

La ecuación (6.3) se usa también utilizando descriptores alternativos para la absorción,

$$P_t(l) = P_i 10^{-\epsilon C l}, \quad (6.4)$$

donde C es la concentración en moles por litro (M) y ϵ es el coeficiente de absorción del *cromóforo* en cm^{-1}/M . Históricamente, ϵ ha sido registrado en la literatura utilizando potencias en base 10. Esto es conocido en Química y en Biología como *Ley de Beer*.

El coeficiente de absorción de un material compuesto de varios absorbentes es la suma de las contribuciones de todos los cromóforos,

$$\alpha = \ln(10) \sum C_i \epsilon_i. \quad (6.5)$$

Por ejemplo, consideremos la hemoglobina en sangre. La concentración media para los hombres es aproximadamente 150 g/litro y el peso molecular de la hemoglobina es 64.458 g/mol, de manera que su concentración molar es $2,33 \times 10^{-3}$ M. En 806 nm, tanto la hemoglobina oxigenada como la desoxigenada tienen la misma absorción, y el valor de ϵ es $818 \text{ cm}^{-1}/\text{M}$, por lo que el coeficiente de absorción de la sangre en 808 nm, es $4,39 \text{ cm}^{-1}$ y la longitud de penetración un poco más de 2 mm, si no hay otros absorbentes.

La Fig. 6.4 resume la absorción del agua líquida a temperatura ambiente en función de la región espectral. Particularmente interesante es la gran variabilidad de la capacidad del agua para absorber radiación, especialmente en el IR. Para $10,6 \mu\text{m}$, la longitud de onda del láser de CO_2 , la longitud de penetración en el agua pura es aproximadamente de $10 \mu\text{m}$ y en unos $40 \mu\text{m}$ toda la energía se absorbe. El láser de Nd:YAG ($1,06 \mu\text{m}$) penetra 5 cm, mientras que el agua es extremadamente transparente a su 2^{da} armónica (532 nm) la cual penetra hasta 10 m.

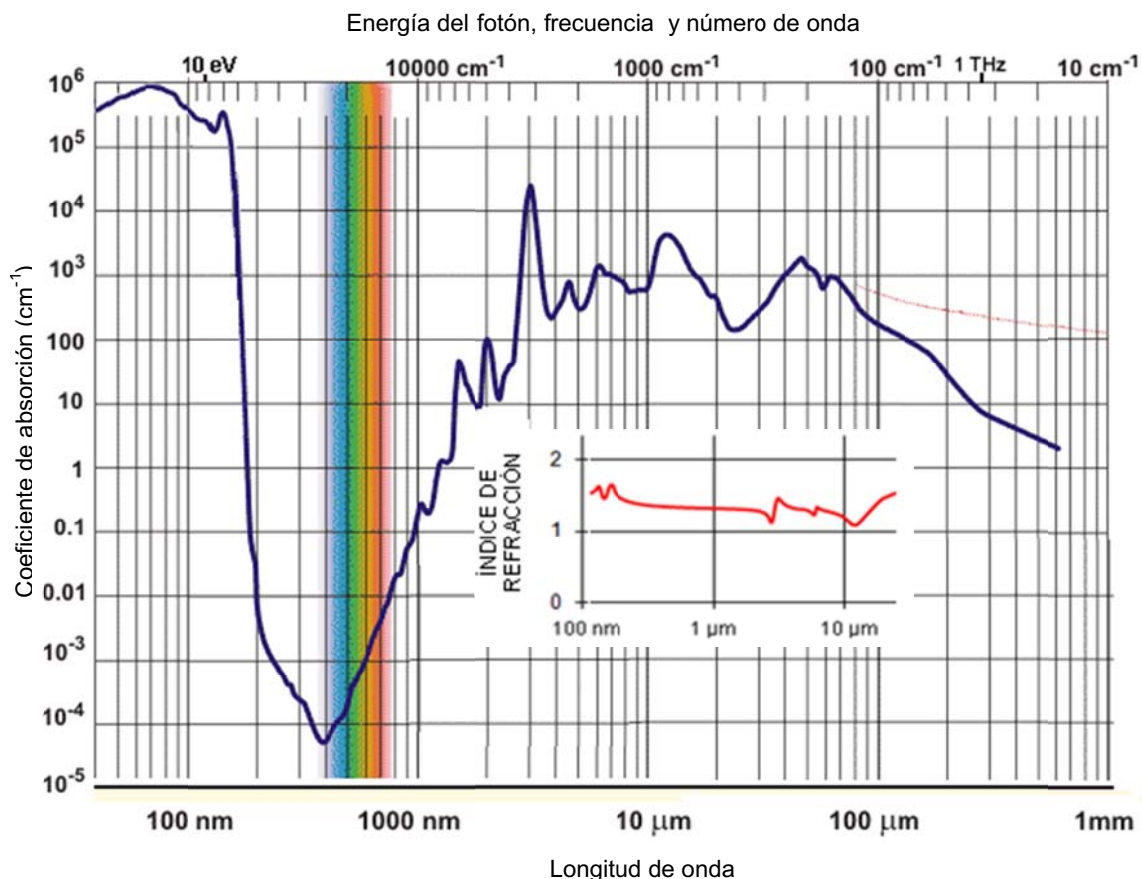


Fig. 6.4. Índice de refracción y coeficiente de absorción del agua líquida

6.2.3. Dispersión o scattering

Ahora llega el momento en que consideraremos que el material pueda no ser homogéneo y por lo tanto presentar algún tipo de irregularidad en su seno. Esto puede ser el resultado de algunos defectos en el material, tales como burbujas, grietas o impurezas, o simplemente tener variaciones aleatorias en su densidad o en su índice de refracción.

La luz que pasa a través del material heterogéneo se *dispersa* dentro del material. Dispersión significa que una fracción del haz no continúa en su camino recto y se desvía hacia otras direcciones. La luz dispersada es absorbida, escapa de la muestra aumentando la reflexión difusa, o se transmite de una manera menos direccional que si no hubiera dispersión. Lo cierto es que si medimos la luz transmitida veremos que se ha atenuado como lo hace la absorción. Sin embargo la luz no desaparece, su energía no se transforma, sigue ahí, nada más que en otras direcciones. *La dispersión es la vida de los fotones.*

La cuantificación completa de la dispersión es complicada. Sigamos realizando el experimento anterior pero ahora agreguemos en lugar de tinta china, una cantidad *pequeña* de leche o de crema de leche, al agua y midamos la transmisión en función de la longitud de la cubeta. Este experimento clásico conviene realizarlo de una manera más profesional y utilizar una suspensión de esferitas de *poliestireno*, ya que es inevitable olvidarse la cubeta con leche unos días e impregnar el laboratorio del olor característico de la leche cortada...

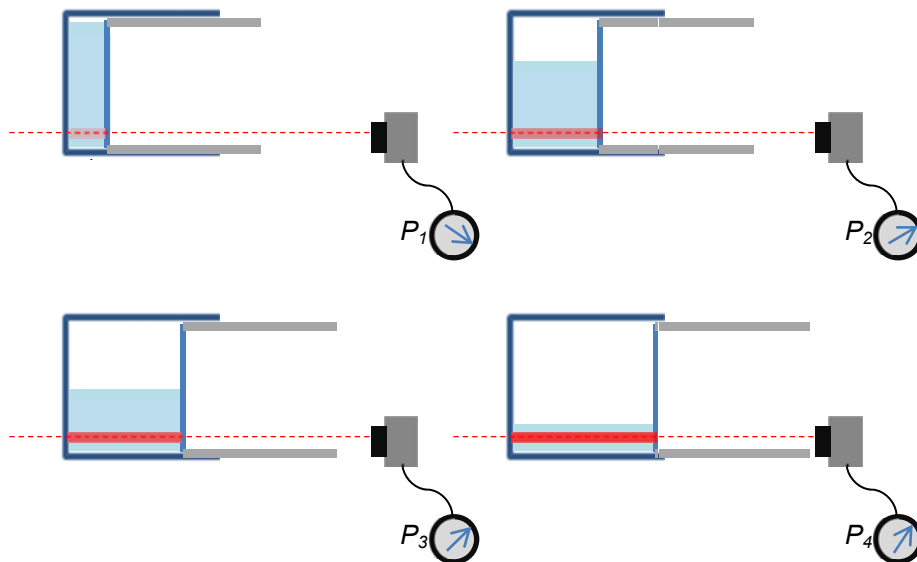


Fig.6.5. Atenuación en el haz colineal transmitido a través de un medio dispersor.

Durante toda la secuencia la cantidad total de material dispersante se mantiene constante y se cambia la longitud del camino que recorre la luz. Si la cantidad de dispersante es pequeña, los efectos observados son dos,

- i) la señal en el medidor de potencia disminuye a medida que alargamos la cubeta,

ii) visto de costado, el haz que atraviesa la cubeta se hace cada vez más notorio.

La luz que pasa a través de un material heterogéneo se *dispersa* dentro del mismo. Dispersión significa que una fracción del haz no continúa en su camino recto y se desvía hacia otras direcciones. La luz dispersada se resta del haz transmitido que es atenuado. La Fig. 6.6 representa la lectura del medidor de potencia a medida que aumentamos la longitud de la cubeta.

Si la cantidad de centros dispersores es pequeña, podemos pensar que solo ocurre una dispersión antes que la luz salga del material. En este caso la cuantificación es sencilla y podemos aceptar que la atenuación en el haz transmitido es exponencial con un *coeficiente de dispersión* β . Entonces podemos escribir,

$$P_t(l) = P_i e^{-\beta l} . \quad (6.6)$$

con una longitud de penetración,

$$L_p = \frac{1}{\beta} . \quad (6.7)$$

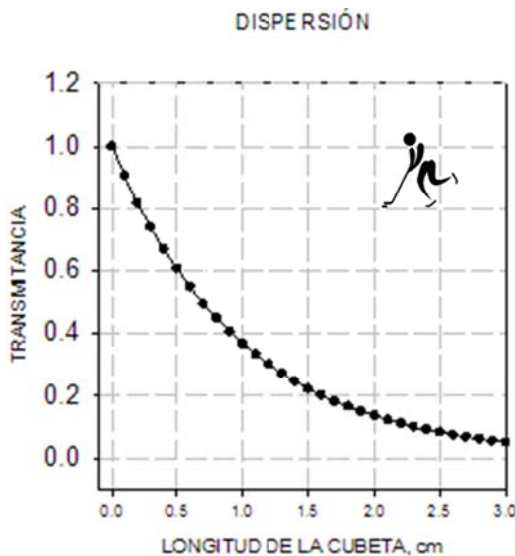


Fig. 6.6. Atenuación en el haz colineal transmitido a través de un medio dispersor. Para cantidades pequeñas del material dispersor el ajuste exponencial es satisfactorio.

Es claro que un material puede presentar absorción además de la dispersión, en ese caso, la potencia transmitida es,

$$P_t(l) = P_i e^{-\alpha l} e^{-\beta l} . \quad (6.8)$$

con una longitud de penetración que se reduce a,

$$L_p = \frac{1}{\alpha + \beta} . \quad (6.9)$$

De esta manera, al atravesar una distancia aproximadamente $4L_p$, la luz se atenuará hasta quedar el 1 % de la potencia incidente. ¡Pero no podemos concluir que el resto se ha absorbido!

La equivalencia entre los procesos de absorción y de dispersión en la atenuación se pueden ilustrar mediante el uso de un retroproyector (una antigüedad previa al uso del *power point* y de los proyectores actuales) como está descrito en el libro clásico de Bohren y Huffman (Bohren, 1983). Se utilizan dos *cápsulas de Petri*, una con tinta diluida y la otra, con leche descremada. Las imágenes proyectadas son grises, debido a que ambas muestras atenúan la luz, sin embargo, la leche lo hace principalmente por la dispersión, mientras que la tinta absorbe la luz.



Fig. 6.7. Atenuación = absorción + dispersión.

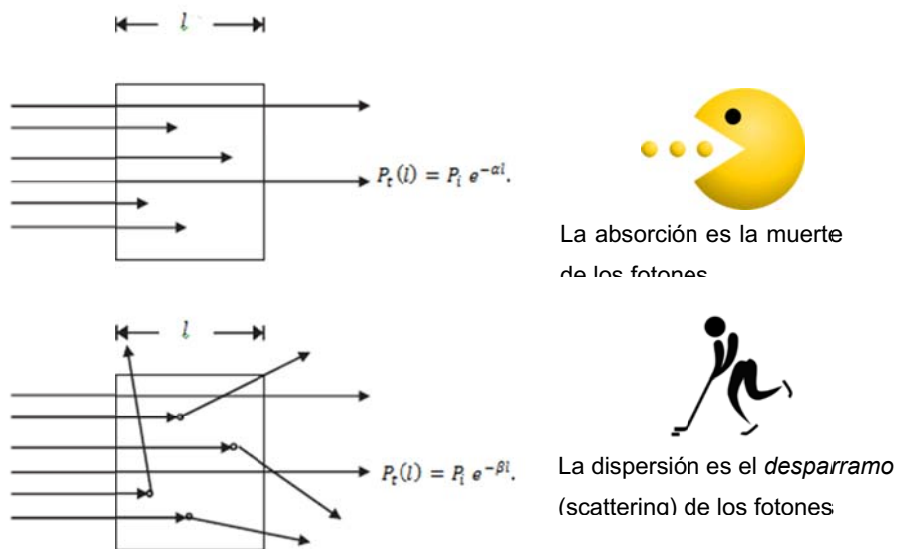


Fig. 6.8. Absorción y dispersión de la luz en condiciones de dispersión simple.

Aún el agua pura presenta dispersión por las fluctuaciones en la densidad y en el índice de refracción; el coeficiente de dispersión se muestra en la Fig. 6.9, donde se compara con la absorción.

Las características más detalladas de la dispersión están gobernadas por dos factores, el *parámetro de tamaño*, x , y por la relación entre los índices de refracción de la irregularidad y del medio que la rodea, m .

$$x = \frac{2\pi n_m r}{\lambda} \quad (6.10) \quad m = \frac{n}{n_m} \quad (6.11)$$

El parámetro de tamaño gobierna fundamentalmente el aspecto angular de la dispersión; si $x \ll 1$, la dispersión es isotrópica, mientras que para $x \gg 1$, la dispersión es mayoritariamente hacia adelante.

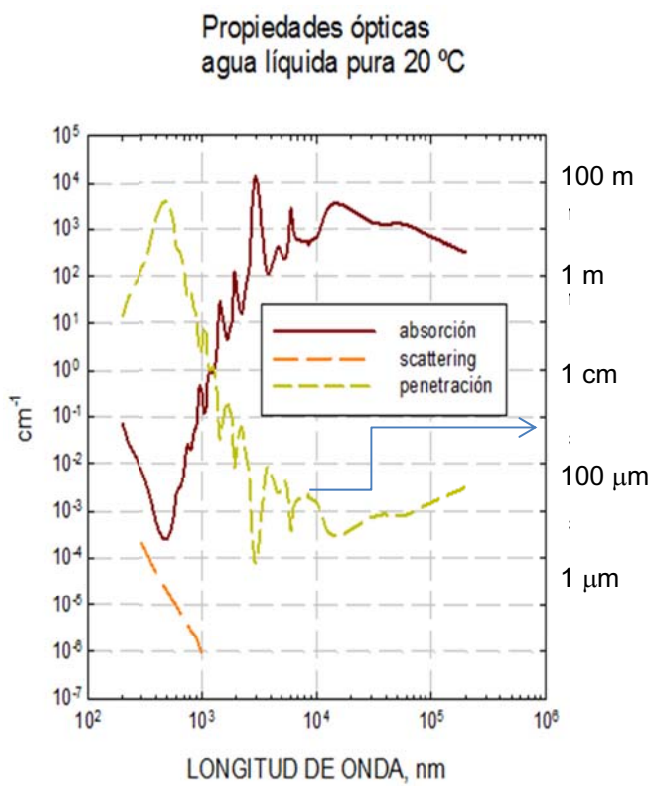


Fig.6.9. Coeficientes de absorción y de dispersión para el agua. La longitud de penetración resulta de la combinación de los dos fenómenos.

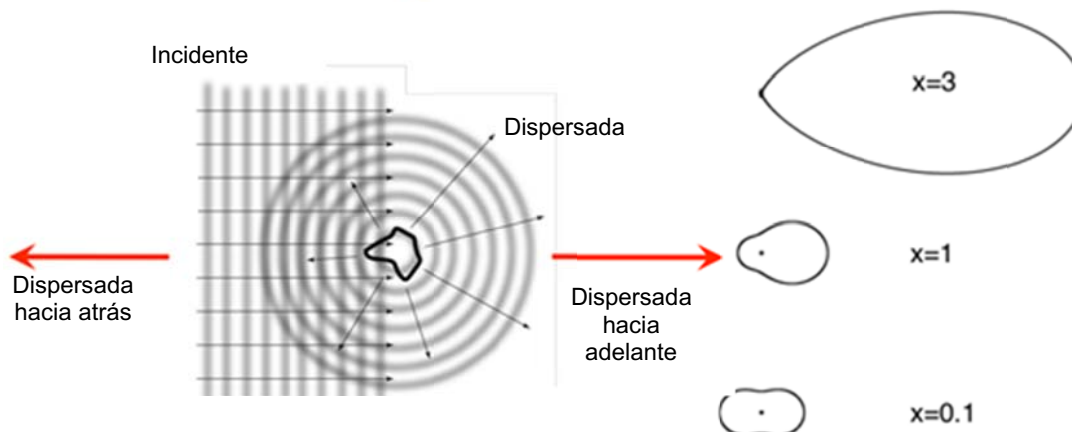


Fig. 6.10. Características angulares de la dispersión en función del parámetro de tamaño, x .

Se define el *factor de anisotropía*, g , como el valor medio del coseno del ángulo de dispersión en la distribución angular de la luz dispersada. Por ejemplo para esferas de poliestireno en agua frente a un láser de He-Ne, los valores de g en función del radio de las esferas, resultan,

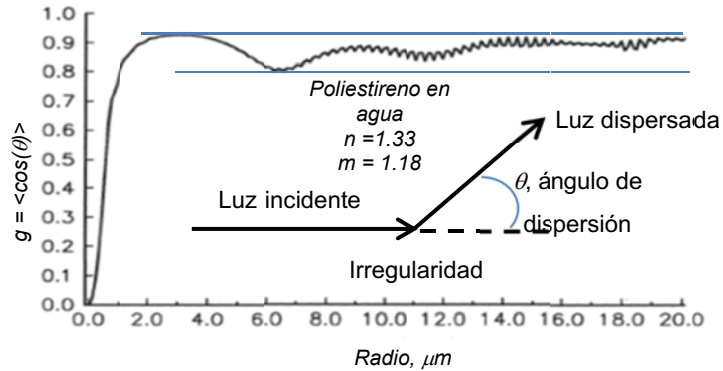


Fig. 6.11. Cálculo de la anisotropía g de un material dispersor.

Las condiciones en las cuales la luz sale de la muestra antes de sufrir otro proceso dispersivo no se encuentran en muchos materiales y el tejido biológico es un buen ejemplo.

6.2.4. Dispersión múltiple

La luz que incide sobre un medio heterogéneo aleatorio puede sufrir *muchos* procesos de dispersión antes de salir de la muestra o ser absorbido. *Muchos* significa más de uno y hasta algunos miles de veces. La dispersión de la luz ocurre porque el índice de refracción dentro del material es cambiante y la dispersión múltiple ocurre porque la distancia entre los eventos es mucho menor que las dimensiones del medio. Por ejemplo en el caso del experimento anterior, si continuamos aumentando la longitud de la cubeta o, agregamos más material dispersante, en el momento en que la longitud de penetración se hace menor que la longitud de la cubeta, entramos en la zona de la dispersión múltiple.

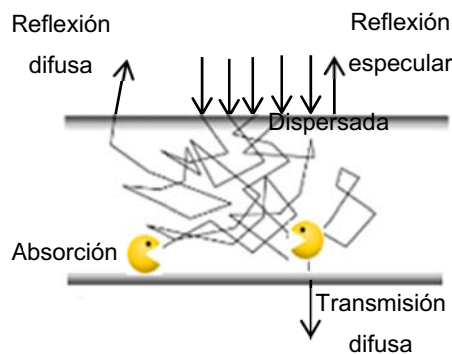


Fig. 6.11. Dispersión múltiple

La dispersión múltiple produce alteraciones en la forma en que la luz interactúa con el material. Las fotos de abajo muestran como un haz láser se modifica al atravesar una cubeta con cantidades crecientes de material dispersante suspendido en agua.

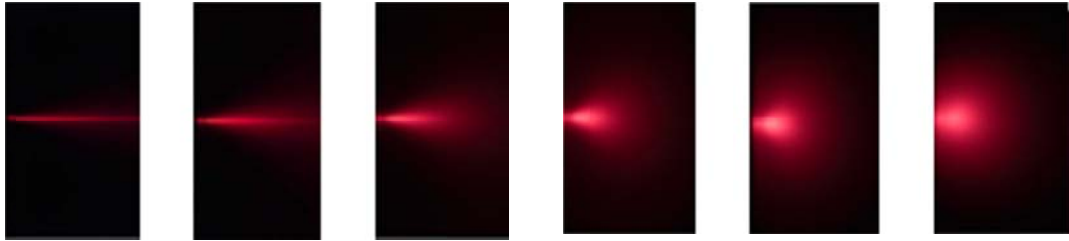


Fig. 6.12. Variación de la dispersión a medida que aumenta la concentración del material suspendido. múltiple

En principio se observa el ensanchamiento angular en el haz dentro de la cubeta. Esto se traduce en que el haz transmitido que sale de la cubeta (si hay potencia transmitida) tenga un carácter parcial o totalmente difuso. Otro efecto – que no se observa en la foto – puede ser muy importante en la interacción de la luz con un medio donde ocurra dispersión múltiple: la reflectancia se incrementa y lo mismo que la transmitancia adquiere un carácter difuso. Si pudieramos ver la luz fuera de la cubeta, la irradiancia reflejada, o mejor dicho la luz dispersada hacia atrás y la irradiancia transmitida o luz dispersada hacia delante, tendrían el aspecto difuso que hemos mencionado.

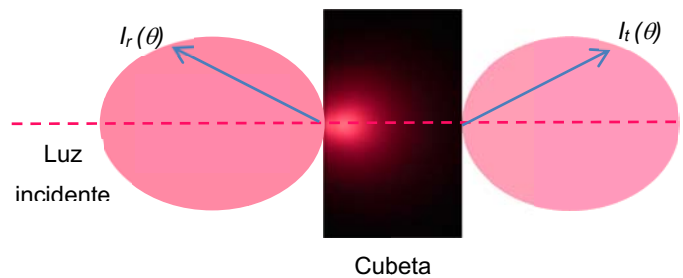


Fig. 6.13. Efecto de la dispersión múltiple sobre la luz transmitida y reflejada.

El balance de la radiación por dispersión múltiple en un conjunto de partículas, como en una nube o en un tejido, plantea un problema que es común a la medicina, la física atmosférica, la astronomía, la óptica del océano y a diversas ramas de la investigación industrial, como por ejemplo, la fabricación de papel. Los métodos para la solución de este problema en diversas situaciones se han conocido durante décadas, pero su complejidad le ha dado al tema la reputación de ser accesible sólo a especialistas.

A pesar de lo frecuente e importante del fenómeno, el estudio de la dispersión múltiple luce por su ausencia en todos los textos de óptica, sin embargo, existe una variedad enorme de formalismos para invertir los resultados de las mediciones y recuperar las propiedades

ópticas (coeficiente de absorción, coeficiente de dispersión, etc.). Lamentablemente ninguno es completo y accesible.

La mayoría de las técnicas experimentales que se utilizan para determinar las propiedades ópticas de muestras con mucha dispersión (los tejidos biológicos son un buen ejemplo), emplean esferas integradoras para medir la reflectancia difusa y la transmitancia difusa. Abajo se muestra un equipo con dos esferas que permite medir simultáneamente las dos magnitudes.

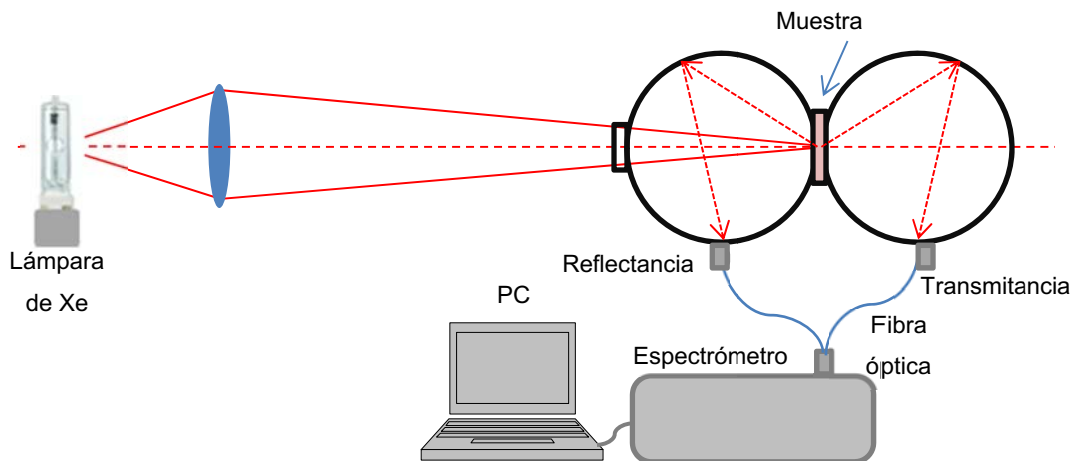


Fig. 6.14. Arreglo de dos esferas integradoras para medir simultáneamente la reflectancia difusa y la transmitancia (Tuchin, 2007).

De todos los formalismos de transferencia de radiación que permiten interpretar las mediciones de la reflectancia y de la transmitancia difusas, el *modelo de las dos corrientes* es el más sencillo. Supone que el campo de radiación se compone de potencias difusas o isotrópicas en dos y sólo dos direcciones opuestas (corrientes), denotadas I y J y además asume que la dispersión puede ocurrir sólo en esas dos direcciones: un fotón dirigido hacia abajo puede ser dispersado solamente hacia abajo o hacia arriba, y lo mismo para un fotón que se dirige hacia arriba. Este modelo fue estudiado por primera vez por Kubelka y Munk (Kubelka, 1931).

Una vez medidos R y T en términos de la longitud de onda, los parámetros K (asociado con la absorción) y S (asociado con la dispersión) del modelo KM, se pueden calcular de,

$$\frac{K}{S} = \frac{1 + R^2 - T^2}{2R} - 1 = t, \quad (6.12)$$

$$S = \frac{1}{h} \frac{1}{\sqrt{t(t+2)}} \ln \frac{z+1}{z-1}, \quad (6.13)$$

donde z está dado por,

$$z = \frac{1 - R(t+1)}{R\sqrt{t(t+2)}}. \quad (6.14)$$

Los coeficientes K y S son propios del modelo KM; se requiere un modelo separado para relacionar K y S con las propiedades ópticas fundamentales del material.

Para caracterizar totalmente el material hace falta una medida más, generalmente la *transmitancia colimada* T_c , la cantidad de luz transmitida en la dirección incidente como por ejemplo la que vería un detector muy alejado y con una apertura muy pequeña.

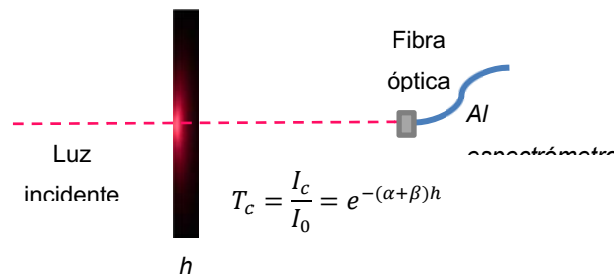


Fig. 6.15. Medición de la transmitancia colimada.

Sobre la base de las medidas experimentales de T , R y T_c , los modelos más usados para tratar tejidos biológicos brindan los coeficientes de absorción, α , el de dispersión, β , y la anisotropía, g , a partir de,

$$\alpha = \frac{K}{2}. \quad (6.15)$$

$$\beta = \frac{1}{h} \ln T_c - \alpha. \quad (6.16)$$

$$1 - g = \frac{4}{3\beta} \left(\frac{1}{4} \alpha + S \right) \quad (6.17)$$

Normalmente la combinación $\beta(1-g)$ se denomina *coeficiente reducido de dispersión* y lo denotaremos con β' . Si no se dispone de medidas de T_c o de los valores de la anisotropía del material, se puede calcular β' a partir de,

$$\beta' = \frac{4}{3} S + \frac{\alpha}{3}. \quad (6.18)$$

El coeficiente de dispersión reducido es una propiedad globalizada que incorpora las del coeficiente de dispersión y la anisotropía. Es útil en una situación dominada por la dispersión ($\beta' \gg \alpha$) que se denomina *régimen de difusión*. Este fenómeno se encuentra comúnmente en el tratamiento de la forma en que la luz visible e infrarroja se propaga a través de los tejidos biológicos.

Cuando la dispersión domina a la absorción, se acepta una atenuación exponencial medida por el *coeficiente de atenuación efectiva*, calculado de,

$$\mu_{ef} = \sqrt{3\alpha(\alpha + \beta')}. \quad (6.19)$$

donde β' es el coeficiente reducido de dispersión. Una vez calculado el coeficiente de atenuación, podemos estimar la longitud de penetración efectiva como,

$$L_p = \frac{1}{\mu_{ef}}. \quad (6.20)$$

6.3. Propiedades ópticas de los tejidos

La mayoría de los tejidos del cuerpo humano contienen un 70% de agua. En una primera aproximación se puede afirmar que las propiedades ópticas del tejido son similares a las del agua. Sin embargo cada tejido tiene su espectro de atenuación óptica característica.

Los tejidos biológicos son materiales ópticamente heterogéneos con un índice de refracción promedio mayor que el del aire. Esto es responsable de la reflexión parcial de la radiación en la interfaz entre el aire y el tejido (reflexión de Fresnel), mientras que la parte restante penetra en el tejido donde la dispersión múltiple y la absorción son responsables del ensanchamiento del haz láser y de la atenuación a medida que viaja a través de un tejido. Asimismo, la dispersión en el volumen del tejido es una de las principales causas de la reflexión difusa de una gran fracción de la radiación.

Por lo tanto, la propagación de la luz dentro de un tejido depende de la dispersión y de la absorción de sus componentes: células, orgánulos celulares, y diversas estructuras fibrosas. El tamaño, forma y densidad de estos componentes, así como el índice de refracción de estas estructuras con respecto a la sustancia fundamental del tejido, juegan un papel importante en la propagación de la luz en los tejidos.

La mayoría de los tejidos se componen de estructuras con una amplia gama de tamaños, y puede ser descrita como un continuo aleatorio de faltas de homogeneidad del índice de refracción. Los tamaños de las células y los elementos de la estructura del tejido varían en tamaño de unas pocas décimas de nanómetros hasta cientos de micrómetros.

6.3.1 Absorción del tejido

Tanto el agua pura como la solución salina transmiten bien en el rango visible y tienen absorción alta en el UV ($\lambda < 300 \text{ nm}$) y en el IR ($\lambda > 2 \mu \text{ m}$). El tejido muestra una absorción similar en el ultravioleta y en el infrarrojo. En la sangre, cromóforos tales como hemoglobina (oxigenada o no) y bilirrubina muestran una fuerte absorción en el visible. Por lo tanto, para un tejido que contiene sangre, la absorción en este rango está dominada por la sangre. La

melanina es un cromóforo que se encuentra en la piel y en el pelo, mientras que el β -caroteno es otro componente que suma su absorción a la de la bilirrubina.

Debe tenerse en cuenta que los valores de abajo se refieren a las sustancias puras y que en un tejido el contenido de sangre es mínimo y que tampoco toda la sangre es hemoglobina, como no toda la piel, es melanina.

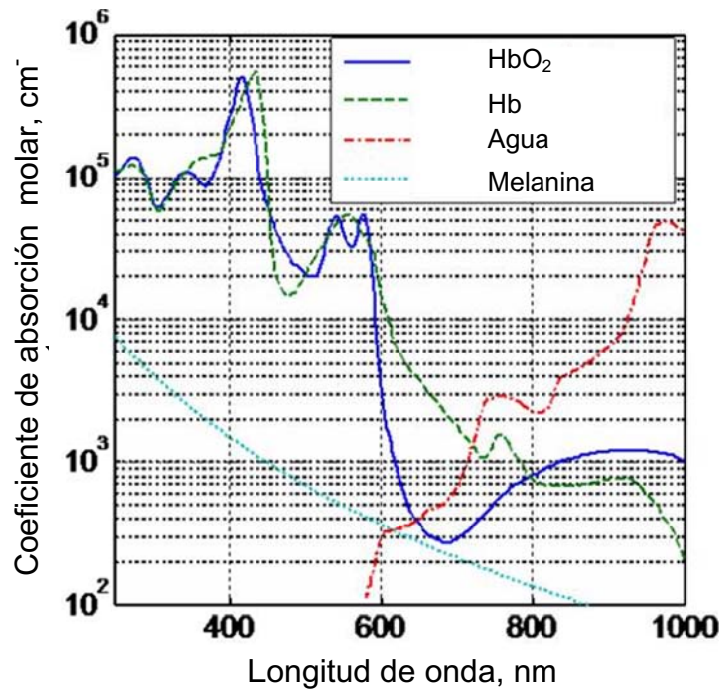


Fig. 6.16. Absorción del agua y de algunos cromóforos de los tejidos

6.3.2. Dispersión en los tejidos

La mayor parte de la dispersión en los tejidos biológicos se puede clasificar como dispersión de Mie, donde la intensidad de dispersión varía como $1/\lambda$ y es sensible al tamaño de la partícula, o dispersión Rayleigh, donde la eficiencia de dispersión crece más rápidamente cuando decrece la longitud de onda (Fig. 6.17). Esto depende de la relación entre el tamaño del centro dispersor y la longitud de onda.

Los núcleos celulares y las mitocondrias son los dispersores más importantes en los tejidos. Sus dimensiones varían desde 100 nm a 6 μ m. La mayoría de estas organelas producen dispersión en el régimen de Mie y muestran dispersión altamente anisotrópica dirigida hacia adelante. Para la dispersión de la luz en el tejido biológico, se puede asumir que g tiene valores entre 0,8 y 1. La dispersión Rayleigh tiene una eficiencia que crece muy rápido en las longitudes de onda cortas ($\beta \propto 1/\lambda^4$) por lo que su contribución puede ser importante en el violeta o en la región UV.

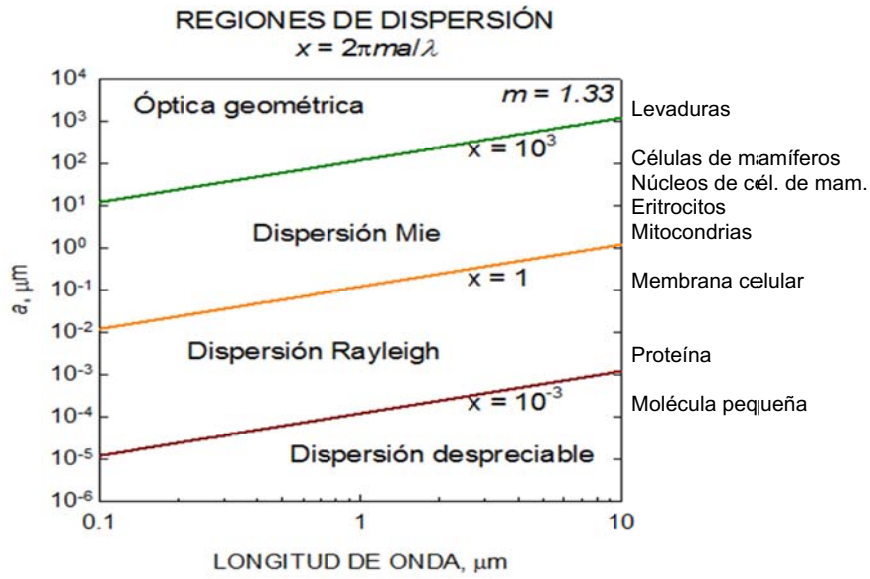


Fig. 6.17. Comparación entre el tamaño de la zona dispersora y la longitud de onda para definir las características de la dispersión en los tejidos.

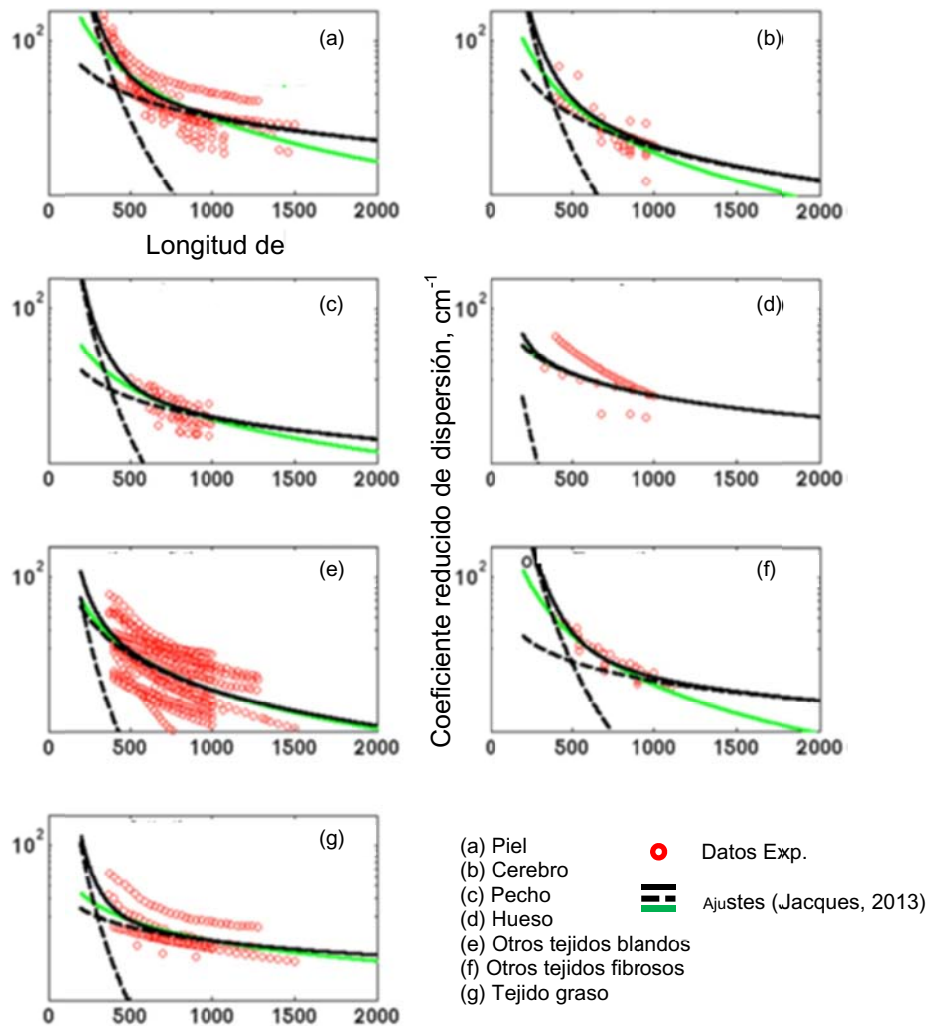


Fig. 6.18. Coeficiente reducido de dispersión (β') para siete grupos de tejidos. Círculos rojos: datos de la literatura. Las líneas verde y negra continuas son ajustes. Las líneas discontinuas muestran las componentes de dispersión Rayleigh y Mie.

La Fig. 6.18 muestra algunos resultados experimentales para los coeficientes reducidos de dispersión (Jacques, 2013), comparados con los ajustes según distintos modelos. De la observación de los valores del coeficiente de absorción y del coeficiente de dispersión para la mayoría de los tejidos surge la conclusión de que la mayor parte de la atenuación en la zona visible y en el IR cercano estará gobernada por la dispersión, salvo en aquellos tejidos pigmentados o muy irrigados con sangre, donde la absorción pueda ser importante.

Por debajo de 400 nm, el agua y ciertas proteínas pueden tener absorción elevada. Lo mismo sucede con el agua por encima de 1200 nm. Otra observación importante es que la medida de las propiedades ópticas de los tejidos no son medidas de precisión ya que dependen muchísimo de la muestra biológica.

Estos resultados no hacen más que confirmar lo que seguramente todos hemos experimentado alguna vez al tratar de pasar la luz de una linterna a través de los dedos o de la nariz, para descubrir que la luz penetra e ilumina de rojo el otro lado. Esto nos lleva a la conclusión de que algo de luz, pero no toda, puede pasar a través del tejido. Hoy podemos repetir el experimento con punteros láser de distintos colores, por ejemplo violeta, verde y rojo, para mostrar que la luz roja pasa por el dedo y que el violeta o el verde, no lo hacen.

Las profundidades de penetración, en un tejido genérico, para algunos de los láseres médicos importantes se muestran esquemáticamente en la Fig. 6.19.

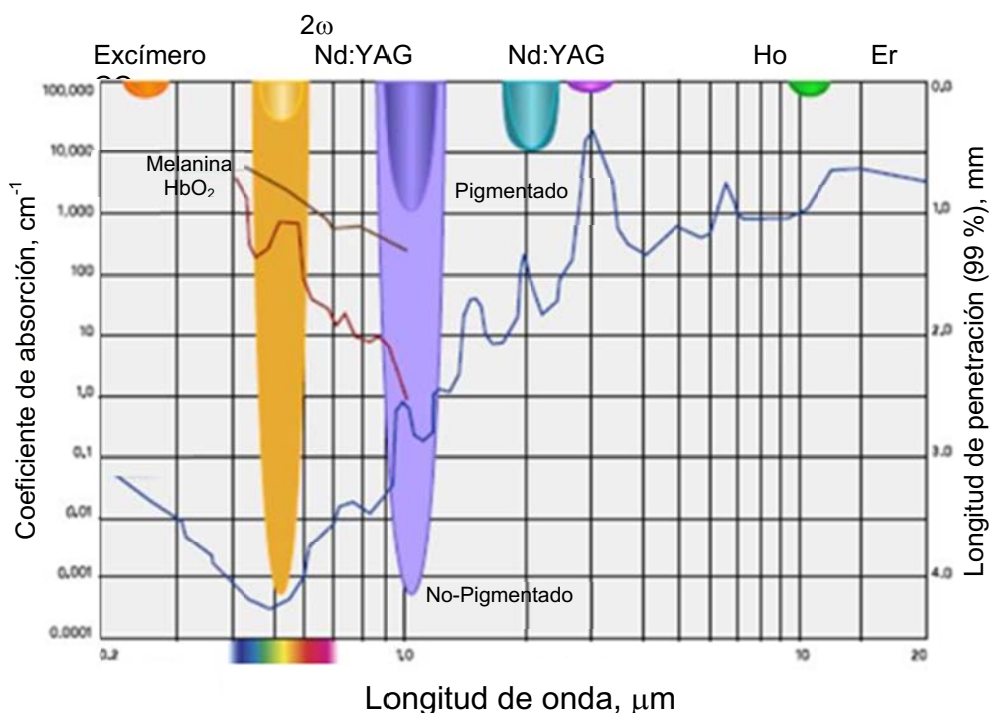


Fig. 6.19. Longitud de penetración para tejidos pigmentados y no pigmentados en función de la longitud de onda de algunos láseres comunes en Medicina. Se indican también los coeficientes de absorción para el agua, la melanina y la oxi-hemoglobina.

6.4. Óptica de la piel humana

En 1981, Anderson y Parrish (Anderson, 1981) publicaron un trabajo detallado de la transferencia de radiación en la piel humana con el fin de presentar modelos válidos para las aplicaciones médicas de los láseres. Utilizaron el modelo de Kubelka y Munk para reducir los datos de reflectancia y de transmitancia difusa y poder predecir la longitud de penetración. Esta es la metodología que define las *ventanas de aplicación* de los distintos láseres, no solo en la piel, sino en cualquier tejido. Utilizaremos este trabajo para resumir lo que hemos dicho hasta ahora de la interacción de la radiación con el tejido.

6.4.1. Reflectancia y transmitancia difusa de la dermis *in vitro*

El trabajo muestra los espectros obtenidos sobre una muestra de dermis de 200 μm de espesor, de una piel caucásica. El uso de las ecuaciones (6.12) y (6.13) les permiten calcular los espectros de K y de S .

Anderson y Parrish no hicieron ningún intento de utilizar los valores de K y de S para obtener los coeficientes de absorción y de dispersión de la dermis, pero sí realizaron algunas observaciones válidas,

1. Los picos observados en K alrededor de 1350 nm y 2000 nm corresponden a la absorción del agua,

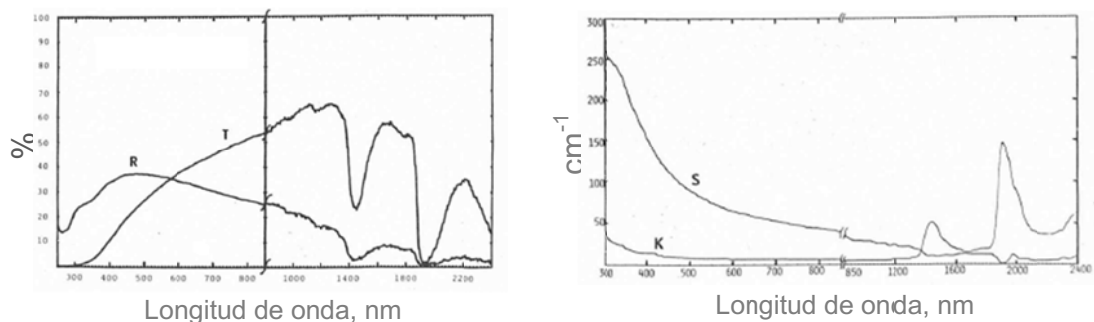


Fig. 6.20. Espectros de reflectancia y transmitancia difusa de la dermis. Se utilizaron dos espectrómetros diferentes para cubrir el VIS y el IR cercano. (Anderson, 1981).

2. La subida en K por debajo de 400 nm se puede asociar a la absorción de diversas proteínas que contienen grupos aromáticos.

3. No se observa absorción de sangre (muestra *in vitro*) ni de la melanina, que se encuentra fundamentalmente en la epidermis.

4. S tiene un comportamiento propio de la dispersión ($S \propto \lambda^{-b}$).

5. $S \gg K$ en casi toda la región espectral, por lo que podemos aceptar un comportamiento difusivo para la luz.

6.4.2. Reflectancia difusa de la piel *in vivo*

Al trabajar *in vivo*, obviamente no tienen acceso a medidas de transmitancia ni difusa ni colimada y solamente acceden a la reflectancia difusa.

Al igual que en el estudio *in vitro*, se pueden sacar algunas conclusiones interesantes,

1. La cantidad de luz reflejada es muy importante. En el caso de la piel blanca llega casi a un 70 %, en algunas regiones espectrales. Esto se debe casi exclusivamente a la dispersión.

2. En las regiones donde la absorción es muy grande (por debajo de 400 nm y por encima de 1400 nm), la reflectancia está limitada por la reflexión especular (alrededor del 5 %).

3. Las diferencias entre los resultados correspondientes a la piel blanca y a la negra se deben asignar a la absorción de la melanina en la epidermis. Se puede asumir que la contribución de la sangre es la misma en ambos casos.

6.4.3. Longitud de penetración

Los espectros de reflectancia difusa determinados con toda la piel permiten calcular el valor de la relación entre K y S . En efecto, al ser la muestra lo suficientemente gruesa como para que T_d sea nula, la Ec. (6.12) se reduce a,

$$\frac{K}{S} = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty}. \quad (6.21)$$

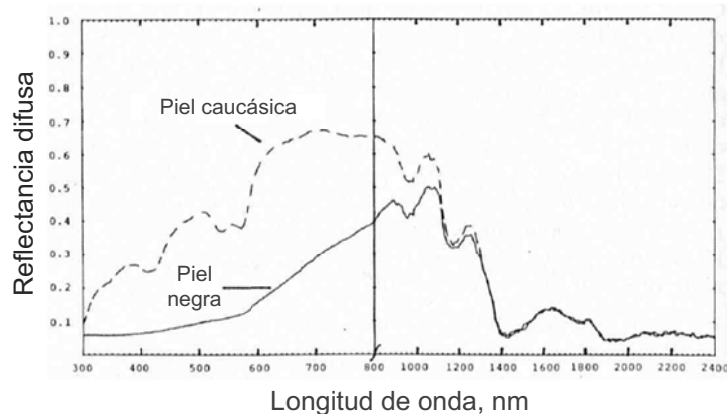


Fig. 6.21. Espectros de reflectancia difusa de la piel (Anderson, 1981).

Anderson y Parrish no tenían forma de acceder a la determinación de S para la piel completa, por lo que suponen válidos los resultados obtenidos para la muestra de dermis *in vitro*. Sin aclarar que espesor han tomado para la piel, obtienen valores para la longitud de penetración (profundidad en la que la potencia incidente cae a $1/e$ del valor original) entre 250 y 2200 nm. Los resultados se muestran más abajo, donde se comparan razonablemente bien con valores aceptados actualmente para pieles muy claras. Debe tenerse en cuenta que

muchos autores informan longitudes de penetración como la profundidad en la que la potencia se ha reducido al 1% de la incidente.

En el rango de la luz visible y la radiación del infrarrojo cercano (400 a 1200 nm), los láseres que emiten longitudes de onda largas penetran más profundamente en la piel que los que emiten longitudes de onda más cortas. En el Infrarrojo medio (por ejemplo, Er: YAG) y en el infrarrojo lejano (por ejemplo, los láseres de CO₂) no siguen esta regla; debido a la fuerte absorción por el agua, la piel limita en gran medida la penetración de estos láseres.

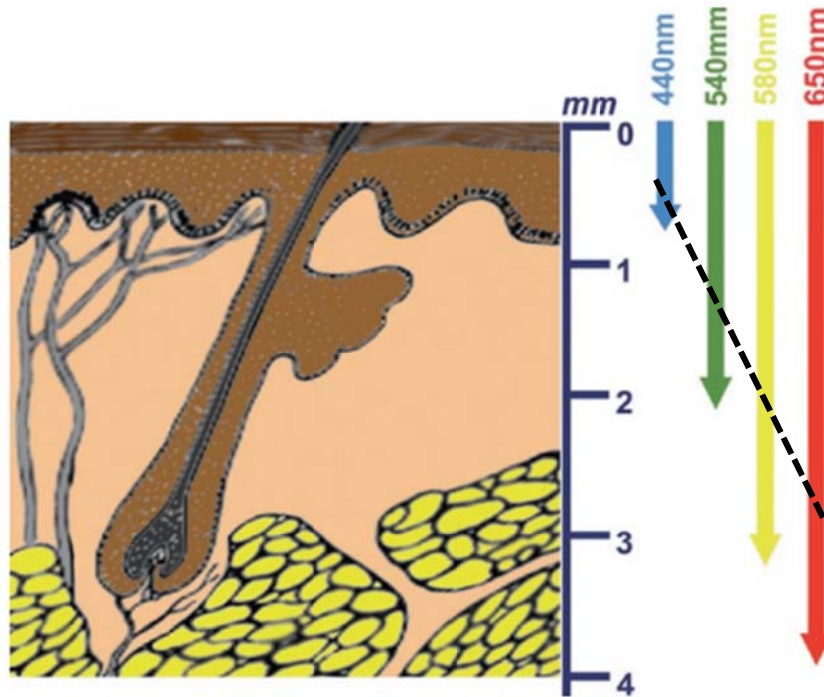


Fig. 6.22. Penetración de la luz en la piel (Fodor, 2011). Estos valores se estiman para una atenuación del 99 %. Los valores calculados por Anderson y Parrish en 1981 ($L_p \equiv P_0/e$) se multiplican por 4 y se muestran con la línea negra cortada.

Para terminar este capítulo mostraremos cómo el modelo KM permite reconstruir el flujo de potencia dentro de la piel, seguir la atenuación de la luz incidente y el crecimiento de la radiación reflejada. Para ello usaremos los datos de la dermis de Anderson y Parrish. El cálculo representado en la Fig. 6.23 nos permite obtener varias conclusiones,

1. Por debajo de la superficie por donde incide la luz, la potencia es mayor que la incidente, debido a que se suma la potencia reflejada.
2. La radiación incidente se atenúa exponencialmente con el coeficiente de atenuación efectivo μ_{ef} , dado por la Ec. 6.19.

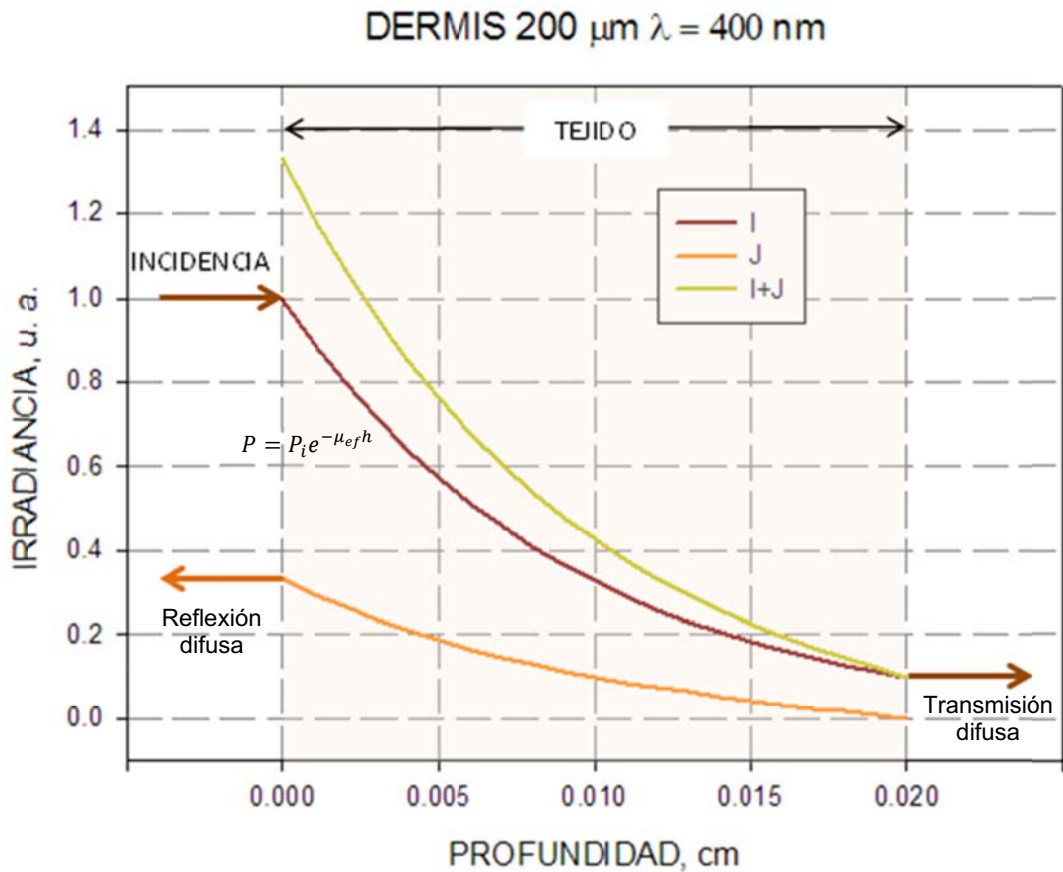


Fig. 6.23. Comportamiento de la luz en la piel. Resultados obtenidos por el autor utilizando la teoría de Kubelka y Munk. Comparar con las medidas de la Fig. 6.21.

6.5. Referencias

- Anderson, R. R., Parrish, J. A. (1981). The optics of human skin. *The Journal of Investigative Dermatology*, 77, 1319.
- Bohren, C. F., Huffman, D. R. (1983). *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons. New York.
- Fodor, L., Ullman, Y., Elman, M. (2011). *Aesthetic Applications of Intense Pulsed Light*, Springer, Kubelka, P., Munk, F. Ein Beitrag zur Optik der Farbanstriche. *Z. Tech. Phys.* 11a, 593-601, 1931.
- Jacques, S. L. (2013). Optical properties of biological tissues: a review. *Phys. Med. Biol.* 58.
- Tuchin, V. V. (2007). *Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis*. 2nd Ed. SPIE.

CAPÍTULO 7

Interacción de la radiación láser con el tejido biológico



Una de las escenas más famosas de cualquiera de las películas de James Bond (Goldfinger, 1964). En línea en: <https://www.youtube.com/watch?v=33zLJBI7cB0>

7.1. Introducción

Hoy día los láseres están asociados con las actividades médicas de una manera muy similar a los rayos X, los radioisótopos o los aceleradores para radioterapia. Miles de procedimientos médicos con láser se llevan a cabo cada día en todo el mundo. Estos procedimientos se basan en las interacciones del láser con algún tipo de tejido que el médico puede controlar actuando sobre distintos parámetros del láser.

Los usos de los láseres se pueden agrupar dentro de dos categorías diferentes, el diagnóstico y la terapia. Mientras las técnicas de diagnóstico no deben causar ningún cambio a largo plazo en el tejido, en la terapia se busca provocar un efecto largo plazo beneficioso y por lo general se utilizan láseres de mayor potencia. Esta segunda parte del libro está dedicada a describir algunas de las aplicaciones terapéuticas de los láseres. Solamente en el capítulo dedicado a la técnica de *terapia fotodinámica* se mencionará una aplicación en diagnóstico, la *fluorescencia inducida por láser*, porque la instrumentación es muy similar y muchas veces las dos son simultáneas.

Como hemos dicho, nos concentraremos en los usos médicos del láser que permiten obtener cambios permanentes en el tejido. En este caso las técnicas no difieren sustancialmente de las que se aplican en el *procesamiento industrial de materiales con láser*, una tecnología ampliamente difundida que incluye el corte, el marcado, la soldadura, el endurecimiento superficial y muchas otras finalidades en materiales diversos como aceros, plásticos, cerámicas, vidrios y otros materiales. La discusión del procesamiento de materiales industriales se deja para otro libro futuro.

El propósito del presente capítulo es discutir los mecanismos básicos de interacción de la radiación con los tejidos biológicos y definir las características que se deben

cuantificar para poder decidir los protocolos de aplicación terapéutica. En capítulos posteriores se profundizará en la descripción de cada mecanismo y se mencionarán ejemplos específicos de aplicación.

Englobaremos los mecanismos básicos siguiendo el trabajo pionero de Jean-Luc Boulnois (Boulnois, 1986), quien encontró que podía ubicar la gran mayoría de los procedimientos terapéuticos con láser dentro de una banda de *fluencias* (energía por unidad de área) que iba de 1 J/cm^2 hasta 1 kJ/cm^2 , a pesar que esos procedimientos empleaban láseres con *irradiancias* (potencia por unidad de área) que se extendían por más de 15 órdenes de magnitud, desde mW/cm^2 hasta 10^{12} W/cm^2 . Surge así como distintivo el tiempo de aplicación en el que esta dosis de energía es entregada.

En muchos casos, la elección del tiempo de aplicación de la energía está condicionada por la difusión del calor desde la zona irradiada hacia la periferia, donde el daño puede ser indeseado. En otros, especialmente los que utilizan láseres capaces de emitir pulsos muy cortos de ns de duración, o pulsos ultracortos de ps o fs, la absorción de la energía se aleja de la necesidad de la resonancia entre la longitud de onda de la luz y la banda de absorción del cromóforo y adquiere un carácter más universal, permitiendo trabajar en zonas de transparencia.

7.2. Mecanismos de interacción láser-tejido

Hay muchos mecanismos diferentes a través del cual la luz láser puede interactuar con el tejido y los mismos se han clasificado de diferentes maneras por diferentes autores. Nosotros asumiremos que los mecanismos de interacción más comunes para aplicaciones terapéuticas y quirúrgicas se pueden dividir en cinco grandes categorías.

7.2.1. Interacciones fotoquímicas

En las interacciones fotoquímicas, los fotones excitan moléculas o átomos a estados que los hacen más propensos a sufrir reacciones químicas con otras moléculas. En la terapia fotodinámica, por ejemplo, un fotosensibilizador (una molécula que se vuelve reactiva cuando absorbe la luz y por lo tanto puede inducir reacciones químicas dentro del tejido) hace que se formen especies reactivas de oxígeno que conducen tanto a la necrosis (muerte celular) y a la apoptosis (muerte celular programada).

La terapia fotodinámica se usa cada vez más en oncología para destruir los tumores cancerosos. El capítulo 8 está dedicado a la discusión de los mecanismos fotoquímicos asistidos con láseres de baja potencia de funcionamiento continuo. Los valores de irradiancia utilizados son muy bajos y en muchos casos se pueden utilizar fuentes incoherentes (led's) o fuentes intermedias, como son los láseres superluminiscentes.

7.2.2. Procesos térmicos directos

En las interacciones fototérmicas, los fotones son absorbidos por un cromóforo (un fuerte absorbente de la luz en alguna región espectral, por ejemplo el agua en el IR medio) y se convierten en energía térmica, lo que puede causar una variedad de efectos en el tejido, desde la coagulación a la vaporización. Las aplicaciones incluyen el corte de tejido y la sutura en cirugía láser. El capítulo 9 está dedicado a la discusión de estos fenómenos en los que destaca en importancia el tema de cómo se difunde el calor elevando la temperatura no sólo de la zona iluminada sino también de su entorno.

7.2.3. Fotoablación

En la fotoablación, los fotones también son absorbidos, pero su energía se emplea directamente en la disociación de las moléculas del tejido sin efectos térmicos apreciables en la región irradiada ya que la energía inyectada se la llevan los fragmentos eyectados. Los fotones deben ser más energéticos que los enlaces químicos que mantienen a los átomos unidos en las moléculas, por lo que se utilizan láseres con emisión en el ultravioleta. La disociación molecular es seguida por la rápida expansión del volumen irradiado lo que conduce a la eyección del tejido de la superficie, lo que significa el comienzo de la ablación. Esto se utiliza en la cirugía fotorrefractiva para corregir la curvatura de la córnea. Una característica distintiva de este proceso es que presenta un umbral crítico para la fluencia por debajo de la cual los mecanismos de reparación del tejido prevalecen sobre la disociación molecular y el proceso no termina en la ablación del tejido. Este proceso será cuantificado en detalle en el capítulo 10.

7.2.4. Ablación asistida por plasma

Cuando pulsos de láser de alta potencia y muy corta duración se enfocan en medios transparentes, el material se ioniza al menos parcialmente liberando electrones y restos atómicos y/o moleculares ionizados. Este estado de la materia se denomina *plasma*. Las intensas fuerzas electrostáticas producen a menudo la ablación del material sobre la superficie o bien una cavidad o burbuja, si el láser se ha enfocado en el seno del material. Existen al menos tres teorías que tratan de explicar la formación de plasma, también conocido como descomposición inducida por láser o ruptura inducida por láser (LIB, *laser induced breackdown*). Una sostiene que algunos electrones libres se encuentran presentes en el material y el intenso campo eléctrico asociado a la luz intensa puede acelerarlos hasta producir una cascada de ionización; la segunda hace usos del concepto de *absorción multifotónica*, un proceso por el cual la absorción simultanea de muchos fotones de baja

energía pueden alcanzar el umbral de ionización del material; la tercera hace uso de un concepto puramente cuántico, el *efecto túnel*. Las técnicas quirúrgicas basadas en este proceso se desarrollaran en el capítulo 11.

7.2.5. Fotoruptura o fotodisrupción

La deposición de energía luego de la absorción de un pulso intenso puede ser tan violenta que induce procesos mecánicos tales como cavitación y ondas de choque. Estos procesos pueden ser usados en el rompimiento de la cápsula posterior opacada luego de una operación de cataratas (capsulotomía), en la *litotricia* o en la remoción de tatuajes. Actualmente es más común la palabra *fotodisrupción* para hacer mención a este mecanismo. Vale la pena mencionar que este mecanismo puede ocurrir en materiales absorbentes, como la tinta utilizada en tatuajes y e materiales que no son absorbentes, como el tejido dispersivo de la cápsula opacada del ojo. En este último caso, el proceso ocurre en dos etapas, en la primera se forma un plasma denso que sí es absorbente y por lo tanto puede utilizar parte de la energía del láser para que en una segunda etapa, se induzcan los procesos mecánicos destructivos. Los detalles de la fotodisrupción serán analizados en el capítulo 12.

7.3. Usos médicos de los láseres

A pesar de que hemos clasificado las interacciones del láser con los tejidos en apenas cinco mecanismos, la lista de aplicaciones médicas es larga y todavía sigue creciendo. En lo que sigue se presenta una enumeración, breve y no exhaustiva, de algunos de estos usos. Se da una indicación del mecanismo físico principal que interviene, aunque esto suele ser una visión muy simplificada porque a menudo habrá más de un mecanismo, y para algunos de los procedimientos el mecanismo no se entiende todavía completamente. Algunas de estas aplicaciones se describen con mayor detalle en los capítulos siguientes.

Oftalmología	Córnea	Corrección de la miopía, la hipermetropía y el astigmatismo.	Fotoablación
	Retina	Desprendimiento, retinopatía, oclusión de la vena central, degeneración macular senil, tumores de retina.	Coagulación fototérmica
	Cristalino	Capsulotomía para el tratamiento de cataratas secundarias.	Fotodisrupción; Ablación inducida por plasma
Dermatología		Eliminación de tumores de la piel, úlceras externas y verrugas.	Vaporización fototérmica; Terapia fotodinámica
		Tratamiento de la mancha de vino Oporto (nevus ammei).	Fototermólisis selectiva

		Depilación.	Fototermólisis selectiva.
		Eliminación de tatuajes.	Fotodisrupción.
	Estética	Cicatrices, estrías y arrugas.	Fototermólisis. Láser fraccionado
Oncología		Ablación de tumores.	Vaporización fototérmica; Terapia fotodinámica.
Varios	Neurocirugía	Corte, vaporización, coagulación sin contacto mecánico.	Fotoablación; Vaporización fototérmica.
	Angioplastia	Aterosclerosis: eliminación de la placa de los vasos sanguíneos.	Vaporización fototérmica.
	Ortopedía	Ablación del cartílago y de la médula.	Vaporización fototérmica.
	Gastroenterología	Cirugía endoscópica para el tratamiento de la hemorragia gastrointestinal.	Vaporización fototérmica.
		Tratamiento para las estenosis benignas o malignas, un estrechamiento de un tubo por ejemplo, esófago.	Vaporización fototérmica.
	Otorrinolaringología	Microcirugía de laringe.	Vaporización fototérmica.
		Estapedotomía (hacer un orificio en el estribo para mejorar la audición).	Vaporización fototérmica.
	Flebología	Várices y arañas	Vaporización fototérmica. Fototermólisis selectiva.
Odontología		Eliminación de caries; remodelación de las encías; acelerar procesos de blanqueo	Vaporización fototérmica; Fotoquímica.

7.4. Ordenamiento de las Interacciones

La mayoría de las aplicaciones médicas de los láseres se realizan con láseres pulsados, siendo la terapia fotodinámica la excepción donde se pueden utilizar fuentes continuas. Las razones de esto son varias y se irán explicitando en los capítulos siguientes. Lo cierto es que en algunas aplicaciones los tiempos de exposición son tan pequeños que solo se pueden lograr con láseres intrínsecamente pulsados ya que no es posible encender y apagar un láser continuo a esta velocidad.

La figura de abajo presenta una imagen simplificada de los mecanismos de interacción más comunes en función de la *duración* de la exposición a la luz y de la *irradiancia*, es decir la energía de la luz entregada por unidad de área por unidad de tiempo, o la potencia por unidad de área, en W/cm^2 . Esta es sólo una guía aproximada, pero nos ayudará a poner los

mecanismos en algún tipo de orden. Este tipo de ordenamiento es una forma sencilla para abarcar la mayoría de las aplicaciones médicas para todos los tipos de láser de uso actual.

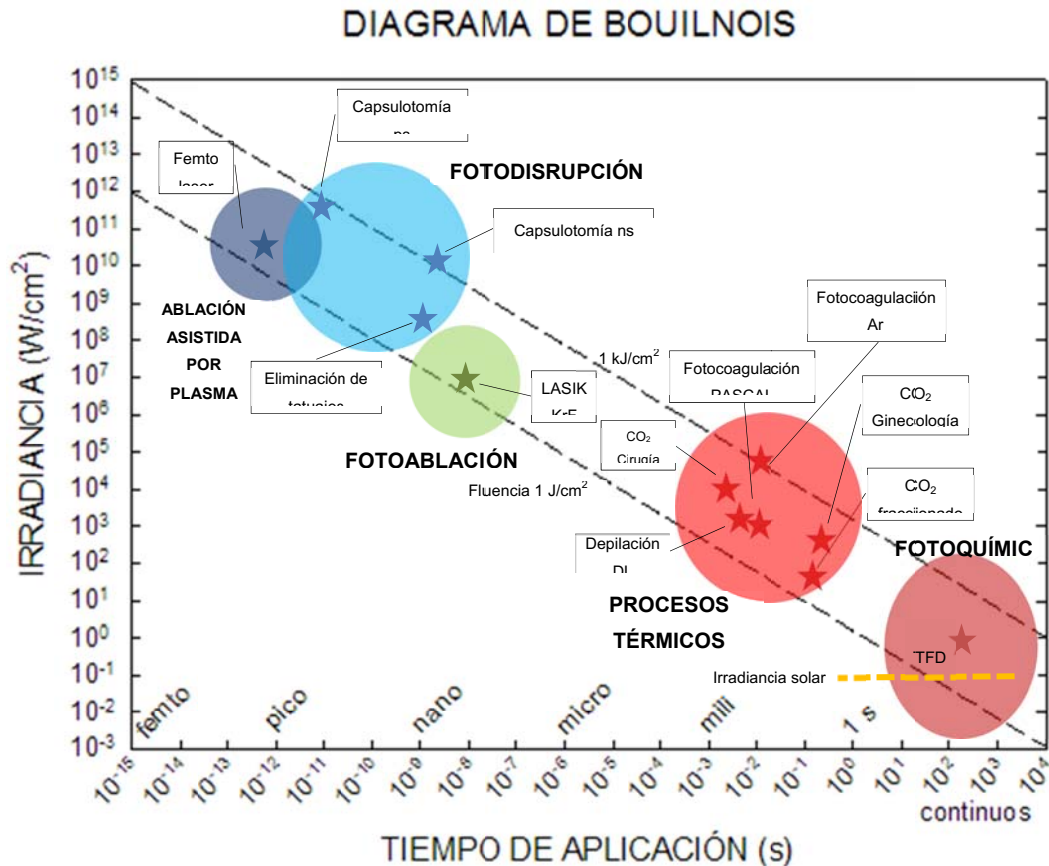


Fig. 7.1. Mapa de los usos de los láseres en Medicina.

Del análisis de este diagrama surge que,

1. Los datos no se dispersan uniformemente sino, más bien, están aproximadamente alineados sobre 15 órdenes de magnitud de irradiancia, en una banda diagonal con fluencias entre 1 y 1000 J/cm². Esta reciprocidad entre la irradiancia y el tiempo demuestra que la energía requerida para lograr una transformación biológica inducida por láser es casi constante.
2. El tiempo de aplicación en el que esta dosis de energía es entregada parece ser el único parámetro que distingue el proceso de transformación.
3. Se distinguen cinco grupos separados de transformaciones de acuerdo con la duración de la interacción que se corresponden con las escalas de tiempo característicos de los daños fotobiológicos involucrados.

Para tener una idea de estas magnitudes digamos que la *irradiancia* debida al Sol en la superficie de la Tierra no supera el kW/m² o sea 0,1 W/cm² y es similar a la lograda con un puntero láser estándar de 1 mW con una mancha de 1 mm de radio. Para la cirugía ocular con láser la irradiación puede ser superior a 10¹² W/cm², unos trece órdenes de magnitud mayor. Las líneas punteadas muestran que la mayoría de las intervenciones emplean

fluencias (energía por unidad de área) entre 1 J/cm^2 y 1 kJ/cm^2 . Solamente el extremo de abajo a la derecha se puede lograr con fuentes convencionales o naturales.

7.5. La generación de calor

Hemos mencionado que cuando un haz de luz se propaga a través de un material es en parte *absorbido* a medida que lo recorre. La luz puede interactuar con el material en una variedad de maneras, incluyendo excitación de transiciones electrónicas, vibraciones y rotaciones moleculares. Para ser más específicos, en lo que sigue nos concentraremos en materiales en *fase condensada*, o sea en líquidos o sólidos, de manera que las excitaciones primarias quedan reducidas a electrónicas o vibracionales. En un tiempo muy corto, del orden de picosegundos, esta energía primaria suministrada por la luz, degrada a formas macroscópicas; la energía de la luz se transforma así en calor, en energía química, en la emisión de luz, en la generación de ondas acústicas, etc. En los gases, en cambio este proceso de degradación o relajación puede ser mucho más simple: emisión de luz o enfriamiento por colisiones con las paredes del recipiente o con otros átomos o moléculas del entorno; en todos los casos la generación de calor puede ser muy lenta.

Volviendo a lo que nos interesa, el tejido es materia condensada que contiene a las moléculas o estructuras que absorben la luz y que denominaremos *cromóforos*. Una forma simplificada de representar el comportamiento de un cromóforo es mediante los *diagramas de Jablonski*, utilizados por primera vez por el profesor polaco Alexander Jablonski en 1935 para describir los estados energéticos de una molécula y las transiciones que se pueden producir entre esos estados. Los estados se encuentran agrupados verticalmente de acuerdo a su energía relativa y horizontalmente de acuerdo a la multiplicidad de espín.

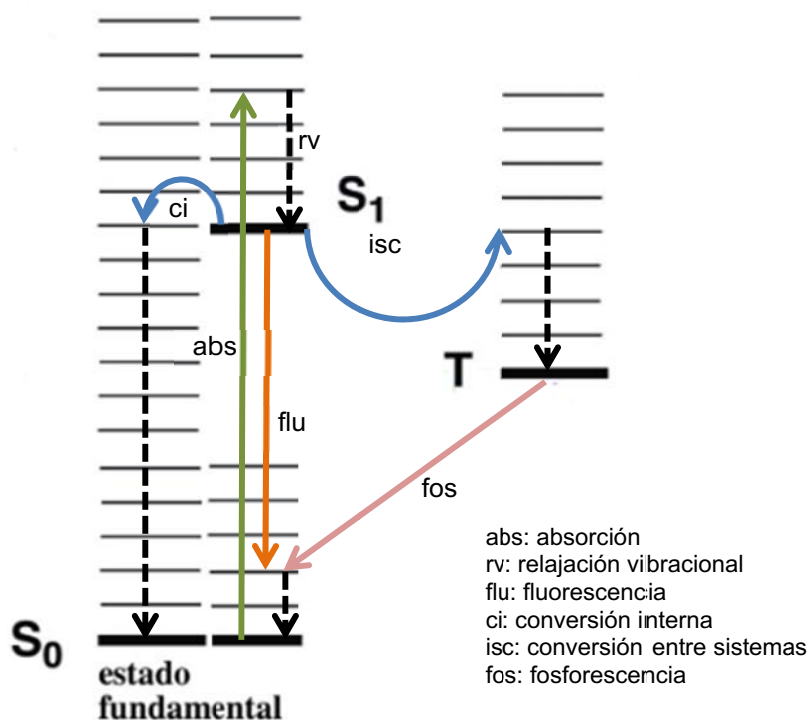


Fig. 7.2. Diagrama de Jablonski.

Como todas las moléculas estables tienen un número par de electrones con todos sus espines compensados, el estado fundamental siempre tiene espín cero y se denomina *singlete cero* o S_0 . Cuando un electrón se excita por absorción de un fotón, no cambia su espín, de manera que sigue siendo un singlete, que denominaremos S_1 o S_n si es más energético.

Las transiciones radiativas involucran la absorción de un fotón, si la transición se produce hacia un nivel mayor, o la emisión, en caso contrario. Las transiciones no radiativas se producen por varios mecanismos diferentes, todos indicados de manera diferencial en el diagrama. Las transiciones no radiativas son indicadas por medio de líneas de guiones y las transiciones radiativas por medio de líneas continuas. Los estados vibracionales basales de cada nivel electrónico se indican con líneas más gruesas, los estados vibracionales elevados, se indican con líneas delgadas.

Las relajaciones desde los estados excitados a su estado vibracional más bajo se encuentran marcadas como relajación de energía vibracional (rv) en el diagrama. Este proceso involucra la disipación de energía desde la molécula hacia sus alrededores, y por lo tanto no puede ocurrir en moléculas aisladas. Un segundo tipo de transición no radiativa es la conversión interna (ci), que ocurre cuando un estado vibracional de un estado excitado se puede acoplar a un estado vibracional alto de un nivel electrónico más bajo. Un tercer tipo es el cruce entre sistemas (isc) que es una transición hacia un estado con una multiplicidad de espín diferente.

Al absorber un fotón de la luz de excitación (abs) se excita un electrón y la molécula generalmente queda en un estado vibracional excitado. La energía vibracional se entrega rápidamente al medio (rv) y la molécula queda en el estado más bajo de S_1 . Desde ese estado pueden ocurrir 3 cosas: la emisión de un fotón (fl), la conversión interna (ci) o la transferencia a un estado triplete (isc). La proporción en la que ocurren estos fenómenos depende muchísimo de la molécula particular. Por ejemplo en el colágeno o en la melanina, la fluorescencia y la conversión a tripletes son nulas y toda la energía absorbida termina calentando la muestra. Las moléculas usadas en la terapia fotodinámica, por ejemplo las derivadas de las porfirinas, deben tener una gran capacidad de generar tripletes y por último mencionemos que algunas moléculas usadas en técnicas de diagnóstico son capaces de emitir fluorescencia de manera eficiente. La medida de la eficiencia relativa de cada uno de estos procesos se cuantifica mediante el concepto de *rendimiento cuántico*, por ejemplo, el rendimiento cuántico de fluorescencia ϕ_f , es,

$$\phi_{ftu} = \frac{\text{moléculas que emiten fluorescencia}}{\text{moléculas excitadas}}$$

Por último mencionemos que las moléculas pueden absorber radiación IR y excitarse vibracionalmente sin promover electrones a estados excitados. En este caso solamente es posible la relajación vibracional. En el otro extremo, cuando el fotón absorbido es muy energético (UV) se pueden excitar estados electrónicos elevados que pueden conducir a la disociación de la molécula.

En este capítulo nos concentraremos en los casos en los que solamente se produce calor luego de la absorción de la radiación.

Para que la energía de los fotones termine en forma de calor en el tejido, deben suceder dos cosas:

- En primer lugar, el fotón debe ser absorbido por una molécula, poniéndola en un estado excitado. Cuando trabajamos con tejidos blandos y luz infrarroja, el principal absorbente de la luz será la molécula de agua.
- En segundo lugar, la molécula debe intercambiar esa energía con el entorno sin fluorescer ($\phi_{flu} = 0$) y sin generar tripletes ($\phi_{isc} = 0$). Las colisiones con otras moléculas conduce a una desactivación gradual de la molécula original y a un aumento en la energía cinética de las que interactúan con ella.

Un aumento en la energía cinética de las moléculas es, en términos macroscópicos, un aumento en la temperatura del tejido.

Si la radiación se caracteriza por su irradiancia I (W/cm^2), que es una medida de la energía que cruza un área unitaria en la unidad de tiempo, el material tiene una capacidad de absorción medida por su coeficiente de absorción α (cm^{-1}) discutido en el capítulo anterior, la cantidad de energía absorbida por unidad de volumen y por unidad de tiempo, u (en W/cm^3), se puede calcular del siguiente balance,



Fig. 7.3. Energía absorbida por unidad de volumen y por unidad de tiempo.

Si aceptamos toda la energía absorbida se transforma en calor y recordamos que $I(x) \propto e^{-\alpha x}$, la fuente de calor, esto es el calor liberado por unidad de volumen y por unidad de tiempo h (W/cm^3), resulta,

$$h = \alpha I. \quad (7.1)$$

Este calor se traduce en un aumento de temperatura de la zona irradiada. Si despreciamos la difusión del calor (hecho que obviamente es cuestionable), la temperatura de esa región (con densidad ρ y calor específico C) responde a,

$$h = \rho C \frac{dT}{dt}. \quad (7.2)$$

En lo que sigue supondremos que las propiedades térmicas del tejido se pueden asimilar a las del agua ($\rho = 1 \text{ g/cm}^3$; $C = 4,35 \text{ J/(g K)}$) pero existen valores más precisos para distintos tejidos (Mckenzie, 1990).

7.5.1. Conducción o Difusión del calor

Sin embargo, el calor depositado no se queda en el mismo lugar por mucho tiempo ya que se extiende por los alrededores del tejido. De los tres mecanismos por los cuales un cuerpo caliente intercambia energía con un entorno más frío, la *conducción del calor* es el más activo en los casos en los que el calentamiento con láser es muy localizado. La *radiación* y la *convección* dependen de la superficie de contacto entre el cuerpo y el medio y esta puede ser muy pequeña en el caso que nos ocupa.

Si consideramos entonces solamente la conducción del calor, la velocidad con que el calor se difunde está gobernada por la *conductividad térmica*, κ , del material. Para el agua, $\kappa = 0.58 \text{ W/(m K)}$ y se pueden encontrar valores más precisos para los tejidos.

La ley fundamental de la conducción de calor fue desarrollada por Fourier cuando introdujo sus desarrollos en series de funciones armónicas precisamente para resolver este problema. La idea fundamental es que la cantidad de calor transmitido por unidad de volumen y por unidad de tiempo [W/cm^3] es proporcional al gradiente de temperatura. Ahora se puede escribir un balance energético en el volumen V donde se ha producido el calor,

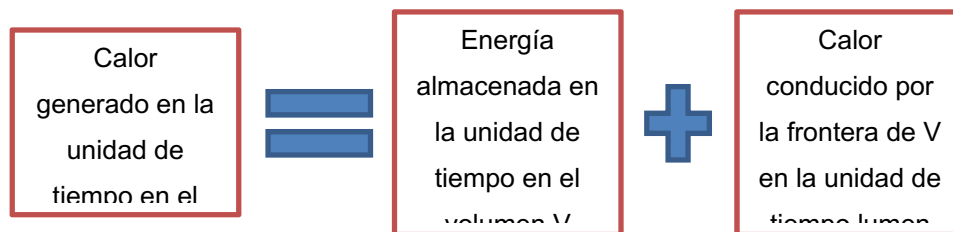


Fig. 7.4. Esquema general de la Ecuación del calor.

Entonces la ecuación completa para la difusión del calor se puede escribir, luego de realizar una derivación que omitiremos,

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \nabla^2 T = h, \quad (7.3)$$

donde la temperatura es función del tiempo y de las coordenadas espaciales. La Ec. 7.3 es la ecuación de difusión no solo del calor sino también de las partículas en solución, de las personas en una multitud, de la propagación de un rumor en una población, etc. Es una de las ecuaciones más importantes de la física. A veces se encuentra escrita como,

$$\frac{\partial T}{\partial t} - D \nabla^2 T = \frac{h}{\rho C}, \quad (7.4)$$

donde $D = \kappa / \rho C$ se denomina *difusividad térmica*. Para el agua $D = 0.14 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Es importante que los modelos matemáticos de las terapias térmicas usen valores adecuados de las propiedades térmicas con el fin de generar resultados válidos. Las tres propiedades térmicas mencionadas están relacionadas entre sí, es decir, es suficiente conocer dos de estas propiedades para una representación completa de las características de transferencia de calor. Si bien los datos más disponibles en literatura presentan valores a temperatura ambiente, las propiedades térmicas de los tejidos varían con la temperatura (Rossmann, 2014).

Antes de pasar a discutir las consecuencias sobre la evolución de la temperatura en el tejido, recordemos que no hemos considerado la radiación ni la convección ya que se pueden despreciar en aplicaciones de láser con pulsos de corta duración. Pero donde la sangre fluye o la perfusión a través de los tejidos es significativa, el calor transportado por la sangre debe ser tenido en cuenta mediante la introducción de un término adicional de transporte del calor (Pennes, 1948). La ecuación del calor biológico se escribe como,

$$\frac{\partial T}{\partial t} - D \nabla^2 T = \frac{1}{\rho C} (h - h_p), \quad (7.5)$$

con $h_p = P \rho_s C_s (T - T_s)$, donde T es la temperatura del tejido, T_s , C_s y ρ_s son la temperatura, el calor específico y la densidad de la sangre y P es la *perfusión de la sangre* que es el volumen de sangre que fluye a través una unidad de volumen de tejido por segundo.

Estamos entonces interesados en resolver las ecuaciones (7.4) ó (7.5) en distintas situaciones. Un método general es obtener la Función de Green (*FG*). En términos físicos, la *FG* nos dará el comportamiento de la temperatura si el calentamiento es muy rápido y muy localizado. En cualquier situación, la T será entonces la *convolución* de la *FG* con la fuente de calor, al lado derecho de las ecuaciones mencionadas.

Supongamos una situación en la que el calentamiento es impulsivo en el tiempo y está localizado en el origen de un sistema de coordenadas tridimensional; la solución es la *FG* y resulta (Fig. 7.2),

$$T(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\rho C} \frac{1}{8(\pi D t)^{3/2}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}. \quad (7.6)$$

Para geometrías bidimensionales o unidimensionales, las *FG* tienen factores pre-exponenciales diferentes pero la misma dependencia en la exponencial. Si comparamos la temperatura en un punto cualquiera x en un tiempo t con el valor de temperatura que tiene el origen en ese tiempo, resulta,

$$T(x, t) = T(0, t) e^{-\frac{x^2}{4Dt}}. \quad (7.7)$$

Esto significa que para cualquier distancia desde la zona calentada originalmente, la temperatura alcanzará el valor 1/e del valor en el origen en un tiempo $t = \frac{x^2}{4D}$. Llamaremos a este tiempo, *el tiempo de relajación térmica* o *TRT*. El *TRT* nos dice cuán rápido pierde el calor un cuerpo. Un tratamiento más cuidadoso nos dice que este resultado depende de la geometría del problema específico. Consideraremos algunas geometrías de irradiación sencillas. Los resultados más interesantes se dan en la Tabla 7.1.

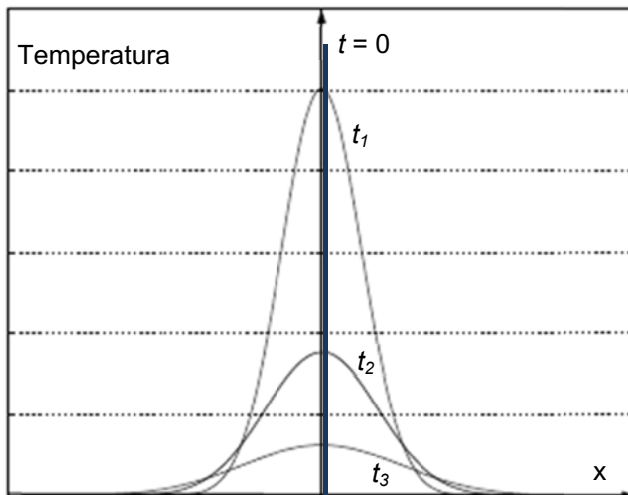


Fig. 7.5. Solución de la ecuación de difusión del calor para distintos tiempos, para un calentamiento impulsivo y localizado.

Tabla 7.1. Tiempos de relajación térmica para distintas geometrías de calentamiento (Cox,

Geometría	TRT
Plana, de profundidad z_0 ,	$\frac{z_0^2}{4D}$
Cilíndrica, de radio d ,	$\frac{d^2}{16D}$
Esférica, de radio d ,	$\frac{d^2}{24D}$

Supongamos que irradiamos un tejido blando con una irradiancia I usando un láser continuo de CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$). La irradiancia resulta de enfocar una potencia P (W) en un área de enfoque A (m^2). Para esta longitud de onda, la absorción del agua es muy intensa; el coeficiente de absorción es del orden de 10 m^{-1} y la longitud de penetración es entonces cercana a los $10 \mu\text{m}$. El calor se genera en un volumen de profundidad aproximada a los $10 \mu\text{m}$ y área igual al tamaño del enfoque del láser. Si el espesor de la zona *caliente* es pequeño ($z_0 \ll \sqrt{A}$, como en una moneda), podemos suponer que el calor difunde solamente por la

cara y no por el canto, de manera que el problema es unidimensional. Para el agua, $D = 0.14 \text{ mm}^2/\text{s}$, por lo que el tiempo de relajación térmica es aproximadamente 0.2 ms. Si consideramos la irradiación de la *córnea* con un láser de excímero, donde el blanco son las primeras capas y la penetración es del orden de $1 \text{ }\mu\text{m}$, el *TRT* es del orden de $1,8 \text{ }\mu\text{s}$.

Veamos otras geometrías de aplicación. Supongamos que el blanco tiene forma cilíndrica, por ejemplo al irradiar un cabello. En este caso el calor puede difundir por la cara lateral y no por las tapas del cilindro ($d \ll L$) y el tiempo de relajación térmica es aproximadamente $d^2/16D$, donde d es el diámetro del objetivo. Para un cabello de $100 \text{ }\mu\text{m}$ de diámetro, el *TRT* es 4,5 ms. Mientras que si el blanco es el *folículo piloso*, de mayor diámetro, el tiempo de relajación térmica supera los 100 ms.

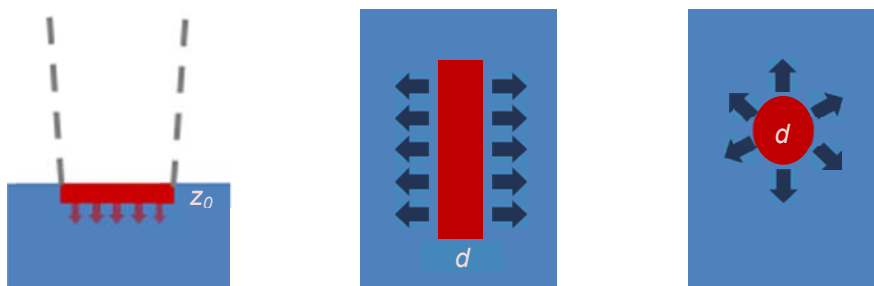


Fig. 7.6. Geometrías de irradiación más frecuentes.

Como regla general, si irradiamos por más tiempo, el calentamiento del tejido alcanza a más allá del blanco y el efecto buscado puede escapar al control del médico. Aún en los casos en los que el cirujano persigue actuar en profundidad o cuando quiere realizar un corte y desplaza la zona de aplicación del láser, es mucho más conveniente utilizar un láser pulsado, que emita pulsos no mayores al tiempo de relajación térmica. Esta discusión se ampliará en capítulos posteriores.

7.6. Efectos no térmicos

Existen varios casos en los que la interacción entre el láser y el tejido no es térmica. La terapia fotodinámica se basa en la introducción en el tejido de sustancias químicas que pueden absorber luz de una longitud de onda específica. Estos sensibilizadores son normalmente inertes pero si absorben luz se produce un cambio químico y la sustancia interactúa químicamente con el tejido circundante. Por lo tanto, la luz láser se puede utilizar para activar fármacos dentro del cuerpo. Otro ejemplo es la interacción del láser de excímeros con el tejido. La histología muestra que el haz elimina el tejido prácticamente sin daño térmico. Aquí también se produce la absorción de la energía pero ésta se utiliza para disociar las moléculas del tejido y suministrarles la energía cinética necesaria para abandonar el tejido, en un proceso tan rápido que no da lugar al calentamiento del resto.

En ambos casos el material irradiado (sensibilizador o tejido) presenta una fuerte absorción a la longitud de onda utilizada. Llamamos a esto *interacción resonante*. Sin embargo, hemos dicho que cuando pulsos de láser de alta potencia y muy corta duración (generalmente menores a 1 μ s) se centran en medios transparentes, el medio se vuelve opaco a la radiación láser por la formación de un plasma denso, ópticamente absorbente. Este fenómeno no necesita el ajuste entre el espectro de absorción del material y la longitud de onda del láser; es por lo tanto más general y lo llamaremos *interacción no resonante*.

7.7. Resumen

¿Qué determina cuál de estos cinco mecanismos de interacción dominará en un determinado caso? El mecanismo principal dependerá de:

1. El tipo de moléculas del tejido que determina la energía de los fotones que pueden ser absorbidos y las vías de relajación, es decir, las rutas a través del cual la energía abandona el estado en el que fue absorbida, para terminar en forma de calor, reacciones químicas, procesos mecánicos, generación de plasma, etc.
2. La frecuencia o longitud de onda de la luz, es decir, la energía asociada con cada fotón.
3. El enfoque del haz, que determina la fluencia – energía por unidad de área – que llega al tejido.
4. La duración de la iluminación que fija la densidad de potencia o irradiancia.
5. La relación entre la duración del pulso y el tiempo de relajación térmica de la zona iluminada, que determina la extensión del daño térmico.
6. La tasa de repetición de la iluminación para un láser pulsado.

Los láseres son muy útiles para aplicaciones médicas porque la energía de los fotones puede ser elegida, ya que cada tipo de láser emitirá fotones de solamente una energía (una frecuencia o longitud de onda); la potencia puede ser controlada cuidadosamente; la forma del haz puede ser bien controlada (centrado, colimado, etc.) y la duración de los pulsos puede variar desde tan larga como se quiera hasta menos de 100 fs, que es el tiempo que tarda la luz en viajar por el grosor de un cabello humano. Teniendo en cuenta que un láser enfocado en una zona de 10 μ m de diámetro en el interior del tejido puede tener un rango Rayleigh de aproximadamente 70 μ m, el volumen focal no supera los 10^{-8} cm^3 y permite una técnica quirúrgica de mucha precisión.

7.8. Referencias

Boulnois, J. L. (1986). Photophysical Processes in Recent Medical Laser Developments: a Review. *Lasers in Medical Science* 1, 47-66.

- Cox, B. Introduction to Laser-Tissue Interactions (2015). En línea en: https://www.ucl.ac.uk/medphys/contacts/people/bcox/MPHYX910_Biomedical_Optics_notes_Nov2015.pdf. Acceso 16/10/2016.
- Dragonmir, A., McInerney, J. G., Nikogosyan, D. N. (2002). Femtosecond Measurements of Two-Photon Absorption Coefficients at $\lambda = 264$ nm in Glasses, Crystals, and Liquids. *Applied Optics*. 41 (21), 4365–4376.
- Docchio, F. F. Docchio, C. A. Sacchi, J. Marshall. (1986). *Laser. Ophthalmol.* 1, 83.
- Drude, P. (1900). Zur Elektronentheorie der metalle. *Annalen der Physik*. 306 (3), 566.
- Goeppert-Mayer, M. *Ann. Phys. (Leipzig)* 9, 273, 1931.
- Keldish, L. V. (1965). Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP* 20, 1307–1314.
- McKenzie, A. L. (1990). Review article: Physics of thermal processes in laser-tissue interaction. *Physics in Medicine and Biology* 35(9), 1175-1209.
- Noack, J. (1999). Laser-Induced Plasma Formation in Water at Nanosecond to Femtosecond Time Scales: Calculation of Thresholds, Absorption Coefficients, and Energy Density. *IEEE J. Quantum Electronics* 35, 8.
- Pennes, H. H. (1948) Analysis of tissue and arterial blood temperatures in resting human forearm, *J. Appl. Physiol.* 1, 93-122.
- Rossmann, C. (2014). Review of temperature dependence of thermal properties, dielectric properties, and perfusion of biological tissues at hyperthermic and ablation temperatures. *Crit. Rev. Biomed. Eng.* 42(6), 467–492.

CAPÍTULO 8

Procesos fotoquímicos

Los antiguos egipcios escribieron acerca de un ungüento hecho con varias hierbas que se aplicaba sobre la piel, después de lo cual la persona afectada debía sentarse al sol para llevar alivio a los síntomas de la psoriasis.
<https://www.dermaharmony.com/psoriasis/psoriasisishistory.aspx>. Acceso 19/10/2016.

8.1. Introducción

Los antiguos egipcios parece que sabían cómo utilizar la luz para tratar la psoriasis, el raquitismo y algunos cánceres de piel, pero la primera demostración de la acción fotodinámica fue hecha por el estudiante de medicina Oskar Raab en 1898, cuando descubrió la acción tóxica sobre los paramecios de la *acridina* en conjunción con la luz ambiente (Raab, 1904). En 1907 se acuña el término *fotodinámico* para el tratamiento de tumores de la piel utilizando *eosina* y luz blanca y en 1911, se describe el efecto fototóxico de la *hematoporfirina* en la piel de los ratones (Cox, 2007). La historia moderna de la *Terapia Fotodinámica* (TFD o PDT, por photodynamic therapy) se inició en 1955 cuando se desarrolló el *derivado* de *hematoporfirina* o *HpD*, más tóxica que la hematoporfirina, y que se acumulaba en los tumores (Lipson, 1967). Dado que la HpD emite una *fluorescencia* característica, esta luminiscencia se podía utilizar para detectar los tumores. En 1978 se realiza el primer estudio clínico controlado en humanos (Dougherty, 1987) y rápidamente se comercializa el primer fármaco aprobado para su uso (Photofrin).

La TFD se basa en la administración un compuesto fotosensibilizante que se acumula selectivamente en el tejido maligno y al recibir luz de longitud de onda adecuada, interactúa con el O₂ produciendo especies reactivas del oxígeno (ROS), que son altamente tóxicas y desencadenan la muerte celular.

La TFD es un ejemplo de como las interacciones fotoquímicas pueden ser utilizadas en terapia y será el ejemplo a desarrollar del primer grupo de interacciones que estudiaremos del Diagrama de Bouilnois. La terapia fotodinámica es cada vez más ampliamente utilizada en oncología para destruir los tumores cancerosos.

Este capítulo estará dedicado casi exclusivamente a la descripción de la TFD como representativa de las interacciones fotoquímicas. Se hará una mención al uso en diagnóstico, ya que muchas veces comparten la instrumentación y los resultados se complementan.

Existe al menos otra terapia que comparte la ubicación por irradiancia y tiempo de aplicación con la TFD y es la denominada *bioestimulación*. Hay afirmaciones de que el calor generado por láseres de baja potencia aplicados por largos periodos, estimula los

nervios, acelera la cicatrización de las heridas y reduce el dolor. Porque se cree que la *bioestimulación* se produce a muy bajas irradiancias se piensa que debe pertenecer al grupo de las interacciones fotoquímicas. Por desgracia, el término *bioestimulación* no ha sido científicamente bien definido. En varios casos, los observadores han notado mejoras para los pacientes, pero en sólo unos pocos estudios los resultados pudieron ser verificados por grupos de investigación independientes. Además, el éxito es más bien dudoso, ya que en muchas de estas enfermedades el 50% de los pacientes se curan espontáneamente (efecto placebo).

8.2. Terapia fotodinámica

El proceso fotodinámico es una interacción fotoquímica donde los fotones excitan moléculas para que sean más propensas a sufrir reacciones químicas con otras moléculas. En la terapia fotodinámica, una molécula se vuelve reactiva cuando absorbe la luz y transforma el oxígeno molecular en las especies reactivas de oxígeno que conducen a la *necrosis* (muerte celular) o modifican la *apoptosis* (muerte celular programada). La terapia fotodinámica es cada vez más ampliamente utilizada en oncología para destruir los tumores cancerosos.

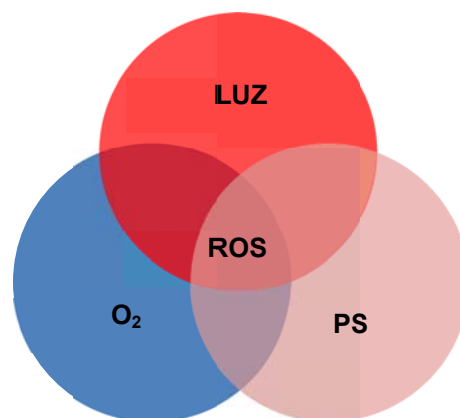
La acción fotodinámica se basa en tres componentes, que son necesarios con el fin de causar fototoxicidad en blancos tales como los tumores malignos,

i) Fotosensibilizador, PS: es un fármaco que se administra de manera local o sistémica. Durante un cierto intervalo de tiempo el PS se acumula en un grado mayor en las células malignas. El papel del PS será absorber la luz y transferir la energía a otra molécula, que generalmente es el oxígeno. Debe tener una capacidad elevada de producir estados tripletes.

ii) Luz: debe ser de la longitud de onda apropiada para el PS particular. Algunos agentes PS pueden mostrar más de un pico de absorción y, dependiendo de cuál se utiliza, la profundidad de penetración de la luz en el tejido puede variar.

iii) Sustrato: es el oxígeno de los tejidos la molécula que acepta la energía. El oxígeno excitado da origen a distintos compuestos (*ROS*, por *reactive oxygen species*) que producen la destrucción química de las células tumorales. Una de los ROS es el oxígeno singlete ($^1\text{O}_2$), que se corresponde con un estado electrónico excitado del O_2 ; otros, como el anión *superperóxido*, también son muy reactivos.

En la terapia fotodinámica, tres ingredientes que no son tóxicos por sí mismos – un fotosensibilizador, la luz y el O_2 – se combinan para matar las células. El procedimiento clínico esquemático se muestra en la Fig. 8.1.



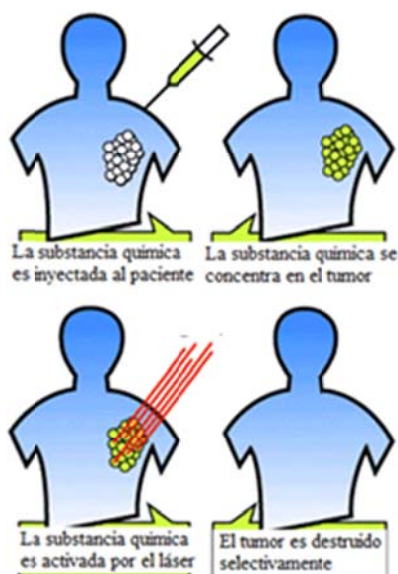


Fig. 8.1. Etapas en la TFD.

1. El fotosensibilizador (PS) se inyecta o aplica por vía tópica.
2. PS se acumula en los tumores y desaparece, en su mayoría, del tejido sano.
3. la irradiación de PS genera especies tóxicas.
4. La toxicidad provoca necrosis celular y la apoptosis, predominantemente en los tumores.
5. El sistema inmune elimina las células muertas.

8.2.1. Fotosensibilizador

El fotosensibilizador ideal para TFD debe tener las siguientes características:

- (A) Tener composición química conocida y estar disponible en forma pura; no debe ser tóxico ni producir productos tóxicos.
- (B) Ser estable y soluble en los fluidos del cuerpo y de fácil administración a través de una inyección o de otros métodos simples.
- (C) Ser capaz de alcanzar una acumulación efectiva diferencial en el tejido tumoral.
- (D) Tener una fuerte absorción óptica entre 650 y 800 nm, donde la longitud de penetración en los tejidos es máxima; el coeficiente de absorción debe superar los $50000 \text{ cm}^{-1}/\text{M}$.
- (E) Una vez excitado por la luz debe tener una capacidad elevada de producir ROS, o más específicamente debe tener un alto rendimiento cuántico de producir estados tripletes.
- (F) Emitir fluorescencia característica, de manera tal que el PS pueda ser utilizado como marcador de tejido enfermo.
- (G) Tras la finalización del tratamiento, el PS ideal se debe eliminar rápidamente del cuerpo.
- (G) No ser muy costoso. Como en cualquier terapia, los costos desempeñan un papel muy importante en las decisiones de los planificadores médicos. Es importante mantener a la TFD menos costosa que otras modalidades.

La mayoría de los PS pertenecen al grupo de los colorantes orgánicos, compuestos que incluyen cadenas de enlaces conjugados de carbono-carbono tipo $-\text{C}=\text{C}-$. Estos compuestos tienen una absorción muy elevada en el visible y por lo tanto son coloreados. Además, existe una relación simple entre la cantidad de enlaces conjugados y la longitud de onda que pueden absorber: cuando más enlaces tenga la molécula, más larga es la longitud de onda. Por ejemplo, el 5-metoxipsoraleno, utilizado en la terapia PUVA para tratar la psoriasis, tiene el máximo de absorción en 365 nm, que corresponde a la región A del ultravioleta. La porfirina en

cambio, una proteína de cuatro grupos pirrólicos, absorbe longitudes de onda más largas y de ahí su nombre griego de púrpura.

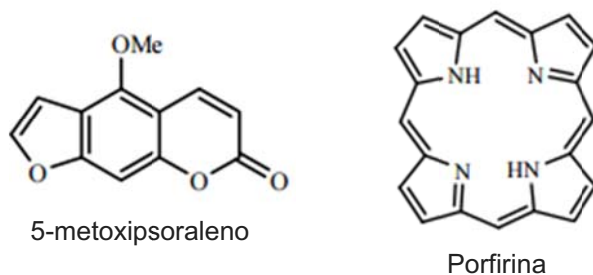


Fig. 8.2. Colorantes orgánicos con enlaces conjugados

Las moléculas orgánicas relativamente grandes como la porfirina pueden formar asociaciones entre dos, tres o varias moléculas, a veces unidas por enlaces químicos o a veces simplemente por fuerzas atractivas. Al aumentar así el número de enlaces conjugados, la longitud de onda de absorción se puede correr hacia el rojo. Este efecto se ve en la figura de abajo donde se compara la absorción de la hematoporfirina (Hp), un compuesto extraído de la sangre con el derivado hematoporfirina (HpD), que posiblemente tenga asociaciones moleculares.

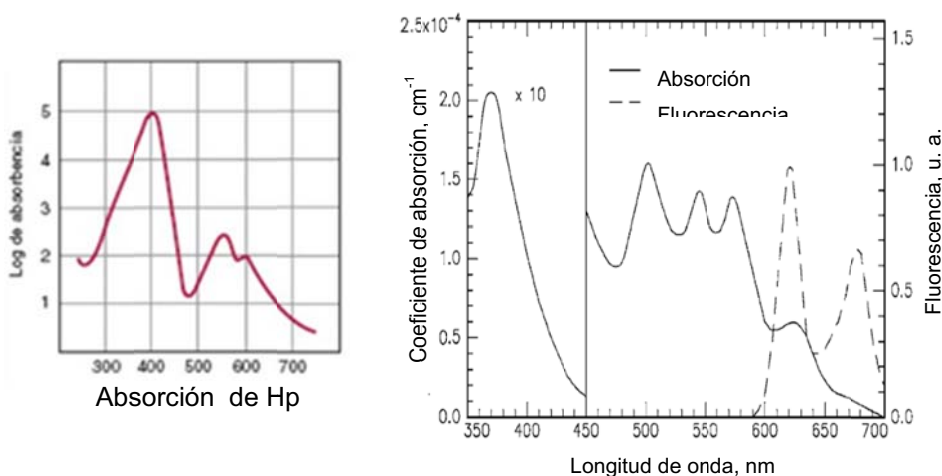


Fig. 8.3. Absorción y fluorescencia del HpD (Yamashita, 1984).

Supongamos que una molécula que pueda absorber luz es excitada por un fotón de energía $h\nu$ desde su estado fundamental a un estado *singlete* excitado. El estado fundamental tiene espín total igual a cero y lo mismo podemos decir del estado excitado, porque el espín del electrón promovido al nivel superior se cancela con el espín neto del resto de la molécula. Después de la excitación, la macromolécula se relaja primero al estado vibracional más bajo del primer estado electrónico excitado. El tiempo de vida en este estado excitado es muy corto, típicamente unos pocos ns (10^{-9} s). Desde ese estado son posibles distintos canales de relajación:

1. Relajación no radiativa; la molécula pierde su energía transmitiéndola en forma de calor al entorno.

2. Fluorescencia: la molécula puede volver al estado fundamental mediante la emisión de luz de longitud de onda un poco más larga que la que se usó en la excitación. Esta es la emisión característica que se utilizará para el diagnóstico de cáncer.

3. Cruce de sistemas: el electrón cambia su estado de espín y hay una conversión a un excitado triplete donde los espines son paralelos. Este estado triplete tiene una vida media más larga, del orden de 1 ms, y tiene más tiempo para interactuar con el entorno. Desde aquí puede emitir luz débilmente (fosforescencia) o bien inducir reacciones químicas en algunas moléculas próximas. Un ejemplo es la formación de una especie muy reactiva del oxígeno denominada *oxígeno singlete* y que tiene vital importancia en la TFD.

En la TFD la exposición a la luz eleva al PS desde el estado fundamental (S_0) a algún estado electrónico excitado (S_1 , S_2 , S_n). El PS debe ser capaz de poblar el estado triplete (T_1), un estado de vida más larga. En esta etapa y en presencia de oxígeno molecular, la energía de T_1 se transfiere directamente a 3O_2 generando *oxígeno singlete* (1O_2). El oxígeno molecular es una de las pocas sustancias que tiene un triplete como estado fundamental.

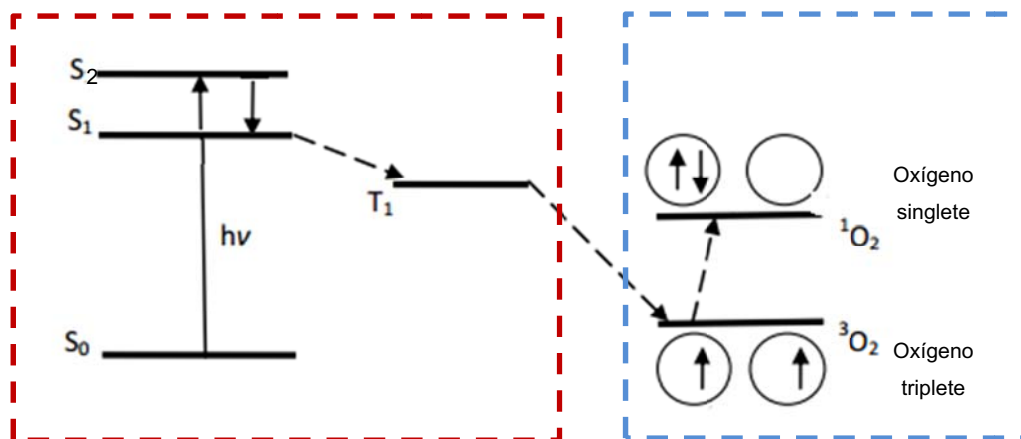


Fig. 8.4. Generación de oxígeno singlete.

Otros procesos de reacción que implican al oxígeno molecular conducen a la generación de otras especies reactivas de oxígeno (ROS) tales como el anión superóxido ($O_2^- \cdot$), el peróxido de hidrógeno (H_2O_2), y el radical hidroxilo ($OH \cdot$).

En los tejidos, el oxígeno singlete tiene una vida corta ($< 0,04 \mu s$) y un radio de acción de 5 a 20 nm, valor muy pequeño si tenemos en cuenta el diámetro típico de una célula tumoral de 10 μm . Decididamente es una especie muy activa que reacciona con muchos tipos de biomoléculas, especialmente en las membranas celulares.

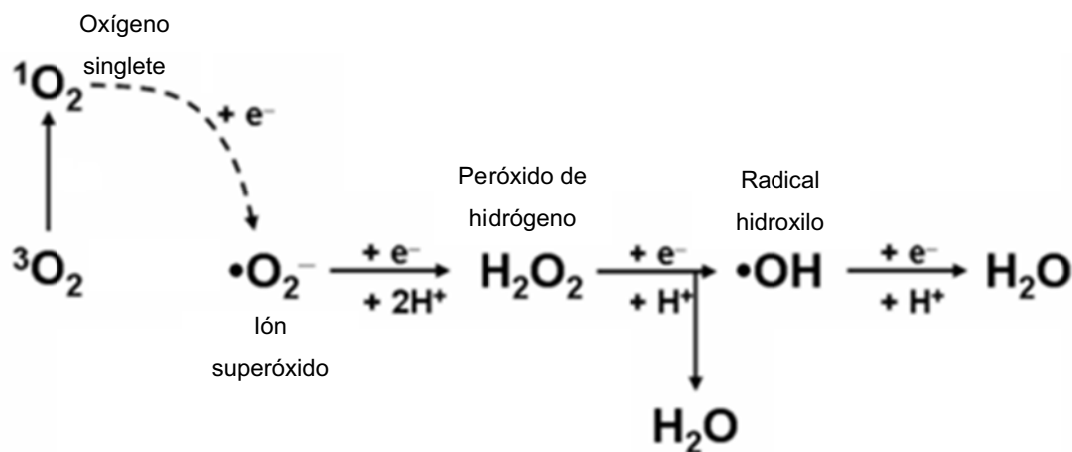


Fig. 8.5. Generación de especies activas de oxígeno (ROS) por reducción del oxígeno singlete.

8.2.2. Derivado de Hematoporfirina

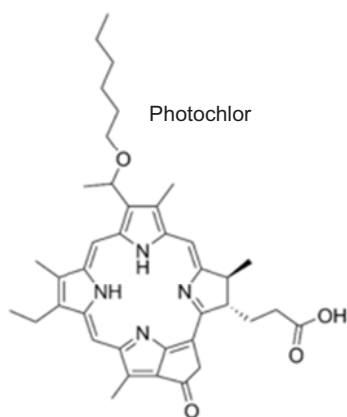
El *derivado de hematoporfirina* (HpD) fue el primer fotosensibilizador utilizado en TFD. Para obtenerlo, la hematoporfirina de sangre de ternero se trata con ácidos acético y sulfúrico, se filtra y después se neutraliza con acetato sódico. HpD contiene varias porfirinas diferentes. Photofrin® es una marca registrada para una forma parcialmente purificada de HpD en la que han sido eliminadas algunas de las porfirinas menos activas; fue el primer fotosensibilizador disponible en el mercado. HpD puede tardar varios días para desaparecer por completo del cuerpo y por lo tanto los pacientes deben evitar la luz solar directa o luz artificial intensa durante 30 días después del tratamiento.

En realidad, Photofrin® no es un compuesto puro sino que se trata de una mezcla compleja de monómeros, dímeros, trímeros y oligómeros de hasta 8 ó 9 unidades de porfirina unidas. En general Photofrin® se infunde a 2 mg/kg en una sesión ambulatoria. La concentración inicial es la misma en todas las células sanas o enfermas, pero la eliminación es más rápida en las primeras; después de unos días, la concentración de HpD en las células de un tumor es unas treinta veces mayor que en las células sanas. La irradiación con láser por lo general se lleva a cabo después del tercer día y hasta el séptimo día después de la inyección. Dentro de este período, las células tumorales son todavía muy sensibles y su necrosis selectiva está habilitada. Sin embargo, muchos tejidos sanos pueden retener ciertos constituyentes del HpD y están por lo tanto fotosensibles.

Los resultados clínicos con Photofrin son generalmente excelentes. El medicamento está aprobado en todo el mundo para el tratamiento de cánceres de vejiga, bronquiales, del cuello del útero y del esófago. Se puede controlar una amplia variedad de lesiones cutáneas y otras lesiones más o menos superficiales (Allison, 2004).

8.2.3. Fotosensibilizadores de 2da generación

Photochlor se considera un fotosensibilizador de segunda generación debido a sus propiedades mejoradas respecto a Photofrin®. Estos dos fotosensibilizadores tienen estructuras moleculares muy similares, pero propiedades biológicas significativamente diferentes. Los estudios clínicos han demostrado que Photochlor permanece en el tumor por un largo tiempo y desaparece más rápido del resto del sistema. Tampoco muestra fototoxicidad significativa en la piel, un inconveniente principal asociado con la mayoría de los compuestos basados en porfirina, incluyendo Photofrin. Photochlor también ofrece la ventaja de tener una longitud de onda de absorción más larga, lo que aumenta la penetración de la luz dentro del tumor. Estas propiedades son importantes para el tratamiento de tumores grandes y profundos (Fukuzumi, 2008).



Ensayos clínicos en piel utilizaron dosis entre 44 y 133 J/cm² de luz solar artificial de amplio espectro (SSL) con dosis de Photochlor entre 2,5 y 6 mg/m² con buenos resultados antitumorales y con una fotosensibilidad de la piel que disminuye rápidamente en unos pocos días (Bellnier, 2005).

8.3 Fuentes de luz

Las interacciones fotoquímicas necesitan flujos de energía de 50-500 J/cm² de luz roja en el caso del Photofrin. Los nuevos sensibilizadores requieren flujos de energía más pequeños, típicamente 10 J/cm², debido principalmente a los coeficientes de extinción más grandes en el rojo. La aplicación de una irradiancia superficial de 100 mW/cm² a un área de tumor de 10 cm² exige disponer de una fuente de 1 W de potencia y son necesarios unos 9 minutos para suministrar una dosis de 500 J/cm². Aproximadamente el máximo de tiempo para aplicaciones prácticas es de 30 minutos. Si la irradiancia superficial es superior a 200 mW/cm² se puede producir hipertermia, un efecto térmico que puede contribuir al efecto de la TFD o ser clínicamente perjudicial. Entre las fuentes utilizadas para tratar lesiones cutáneas están tanto los láseres como las fuentes de luz no coherente (lámparas de arco de xenón, lámparas con filamentos incandescentes y diodos emisores de luz).

Para los tratamientos donde se utiliza una fibra óptica con el extremo difusor, la superficie tratada puede ser mayor y mayor la potencia necesaria en la fuente. Esto generalmente exige el uso de un láser.

Aunque las fuentes láser no son imprescindibles para la excitación de los PS, los láseres son muy útiles debido a su alta selectividad de longitud de onda, facilidad para obtener potencias elevadas y por la necesidad de acoplar la energía de la luz a las fibras ópticas. Estas fibras son utilizadas para entregar la energía del láser al tumor irradiado. En dermatología los sistemas de iluminación utilizados en TFD son más simples, que los láseres equipados con fibras ópticas necesarios para acceder a órganos internos.

Los láseres permiten seleccionar con exactitud la longitud de onda correspondiente al espectro de absorción del fotosensibilizante así como la aplicación precisa de la luz en una pequeña área. Antiguamente el láser de colorante sintonizable que emite una luz que puede ajustarse de manera casi continua a las propiedades de absorción de distintos fotosensibilizantes (350-700 nm), fue uno de los láseres más utilizados en TFD. Hoy día se prefiere disponer de una batería de láseres de semiconductor (diodos) que de manera modular puedan cambiar la longitud de onda de emisión (Fig. 8.6).

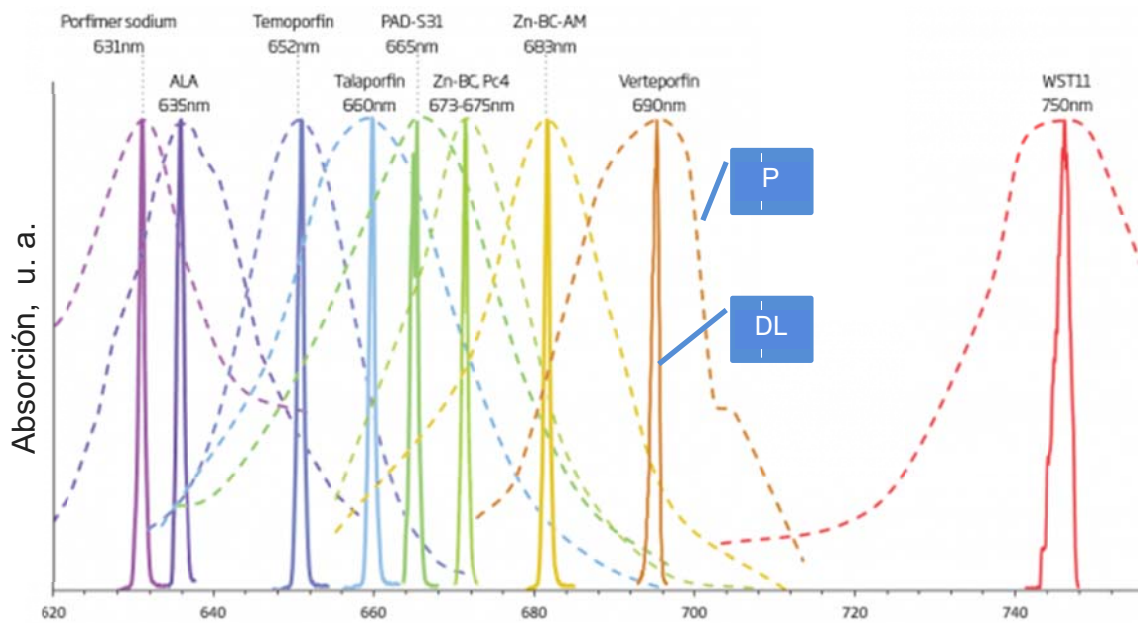


Fig. 8.6. Espectros de absorción de los fotosensibilizantes actuales con las emisiones de los diodos láser accesibles que brindan potencias entre 1 y 15 W (Modulight, 2016).

La Fig. 8.7 muestra un producto de este tipo que puede alojar hasta 6 láseres junto con distintos aplicadores. El sistema de suministro de luz consiste en una fibra óptica de sílice con núcleo de 400 μm , un conector SMA para acoplarse al láser y una punta de aplicación. La punta de microlentes proporciona un campo uniforme de luz para la iluminación frontal. El difusor con punta esférica proporciona una distribución isotrópica, esférica de la luz y se utiliza para la TFD de la totalidad de la vejiga urinaria. Los difusores cilíndricos, de distintas longitudes tienen un diámetro de 1,1 mm y proporcionan aproximadamente el 95% de la luz en un campo uniforme perpendicular al eje de la fibra. Estas fibras pueden entregar la luz en la pared de una víscera hueca como el bronquio o el esófago.



Fig. 8.7. (a) Láser de diodo para TFD acoplado a una fibra óptica con aplicador. (b) Aplicadores para TFD. (c) Globo para esófago y fibra con difusor de 9 cm de largo.

8.4. Dosis

La dificultad que enfrenta la TFD para ser más utilizada clínicamente es la falta de una dosimetría suficientemente precisa y fiable. El objetivo de la TFD es matar todas las células cancerosas mientras daña el menor número de células sanas como sea posible. Otra forma de expresar esto es decir que, si se requiere una *dosis* D_n para necrosar el tejido, la dosis ideal es la combinación de la luz, el fotosensibilizador y el oxígeno para que,

$D(x) > D_n$ si x es un punto en una región de tejido canceroso, pero

$D(x) < D_n$ cuando x se encuentra en el tejido sano.

8.4.1. Dosimetría explícita: una definición de la dosis

En TFD, la muerte celular es causada predominantemente por especies reactivas de oxígeno (ROS), tales como el oxígeno singlete, que reaccionan con la membrana celular u otros componentes celulares, y producen efectos cruciales para la función de la célula. La concentración de moléculas ROS parece ser un buen lugar para comenzar la búsqueda de una medida de la dosis en TFD.

ROS se generan a través de la interacción de la luz, el oxígeno y el fotosensibilizador.

Consideremos un punto del tejido donde la concentración de fotosensibilizador es C_{PS} (M). Si el fotosensibilizador tiene un coeficiente de absorción molar ε (cm^{-1}/M) y se ilumina con una irradiancia I (W/cm^2), la energía absorbida por unidad de tiempo y unidad de volumen, es,

$$\Delta U = I\varepsilon C_{PS}. \quad (8.1)$$

Esto resulta en un número de moléculas de PS excitadas dado por,

$$\Delta N = \frac{I\varepsilon C_{PS}}{h\nu}. \quad (8.2)$$

Algunas de estas moléculas excitadas decaen al nivel fundamental por fluorescencia o transiciones no radiativas, pero algunas cambian su espín y pueblan el nivel triplete, a través del canal de *cruce de sistemas*; si φ_{isc} es el rendimiento cuántico de este último proceso, el número de moléculas de fotosensibilizador activadas (siempre por unidad de volumen y unidad de tiempo) es,

$$\Delta N^T = \frac{\varphi_{isc} I\varepsilon C_{PS}}{h\nu}. \quad (8.3)$$

Si, en promedio, cada molécula del fotosensibilizador activado genera K moléculas de ROS, entonces la densidad de ROS generada por segundo, ΔN_{ROS} , es,

$$\Delta N_{ROS} = \frac{K\varphi_{isc} I\varepsilon C_{PS}}{h\nu}, \quad (8.4)$$

donde K es la *eficiencia fotodinámica* y dependerá de la disponibilidad de las moléculas de oxígeno, es decir, de la oxigenación de los tejidos. Además, no todos estos ROS oxidarán una biomolécula que resulte importante para la supervivencia de la célula que la contiene; si una proporción f de los daños es significativa, entonces la tasa de daño oxidativo eficaz puede ser escrito como $f\Delta N_{ROS}$.

Si tomamos el daño oxidativo eficaz como una medida de la dosis en TFD, podemos escribir,

$$D = \frac{fK\varphi_{isc} I\varepsilon C_{PS}}{h\nu} t, \quad (8.5)$$

para el daño por unidad de volumen y para una duración de la exposición de t segundos.

Mientras que algunas de estas cantidades se pueden medir por técnicas fotofísicas convencionales, otras deben ser inferidas a partir de mediciones secundarias, como una

medida de la oxigenación para determinar K , o ser estimadas evaluando los resultados en muestras de tejido.

8.4.2. Dosimetría implícita

A diferencia de la dosimetría explícita, en la que las cantidades en la ecuación 8.5 deben ser medidas o estimadas a través de mediciones o modelos anteriores, la dosimetría implícita mide un fenómeno diferente pero que se correlaciona con el grado de daño en los tejidos.

Como se supone que la mayor parte del daño celular es a través de la acción de las moléculas de *oxígeno singlete*, una medida de estas puede actuar como un indicador de la dosis. De hecho, para los tratamientos de superficie, la concentración de *oxígeno singlete* se puede medir a través de la débil emisión fosforescente en 1270 nm cuando el *oxígeno singlete* regresa a su estado fundamental (triplete). Otro mecanismo puede ser medir la velocidad con la que desaparece (*blanquea*) el fotosensibilizador, que parece ser dependiente de la presencia de oxígeno singlete,

En un detallado trabajo de TFD en un tumor fibrosarcoma de ratón *in-vivo*, se correlacionó la necrosis con la concentración de oxígeno singlete (Zhu, 2015) generada por Photofrin® y otros PS. El proceso se modeló de acuerdo al siguiente mapa de acción fotodinámica,

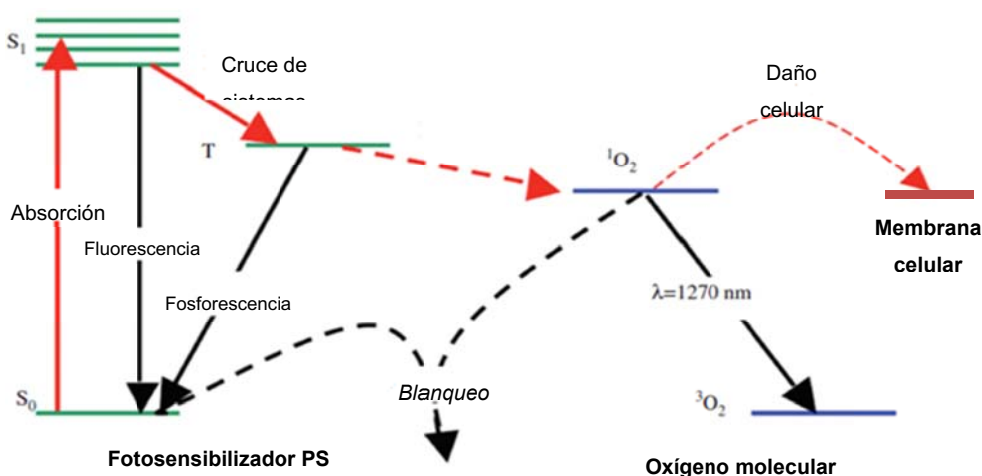


Fig. 8.8. Mapa de la acción fotodinámica. Las reacciones indicadas con línea continua son unimoleculares, mientras que las líneas cortadas indican procesos bimoleculares (Zhu, 2015).

El proceso comienza con la absorción de un fotón por PS en su estado fundamental (S_0), promoviéndolo a un estado excitado (S_1). La molécula de PS puede volver a su estado fundamental por emisión de un fotón de fluorescencia que puede ser utilizado para la medida de su concentración. Alternativamente, la molécula puede pasar a un estado triplete; una alta eficiencia de cruce entre sistemas es una característica esencial de un buen PS. Una vez en su estado de triplete, la molécula puede transferir su energía al oxígeno molecular generando 1O_2

y volver a su estado fundamental. Dado que el PS no se consume en este proceso, la misma molécula de PS puede crear muchas moléculas de $^1\text{O}_2$, en una especie de reacción catalítica. El oxígeno singlete reacciona con objetivos celulares y promueve daños en el tejido (necrosis). La mayoría de estas reacciones son irreversibles y dar lugar a consumo de oxígeno. Sin embargo, una pequeña fracción del $^1\text{O}_2$ producido puede volver a su estado fundamental a través de la emisión de un fotón de fosforescencia ($\lambda = 1270 \text{ nm}$), que se puede detectar ópticamente y sirve para cuantificar la concentración de oxígeno singlete.

Alguno de los resultados del trabajo de Zhu se muestran en la Fig. 8.9, para los valores umbrales de fluencia y el radio necrosado del tumor. La figura representa la irradiancia y la fluencia en función del tiempo de exposición, observándose que para una variación de una década en la irradiancia y en el tiempo de exposición, la fluencia parece fijar el radio de daño en el tejido.

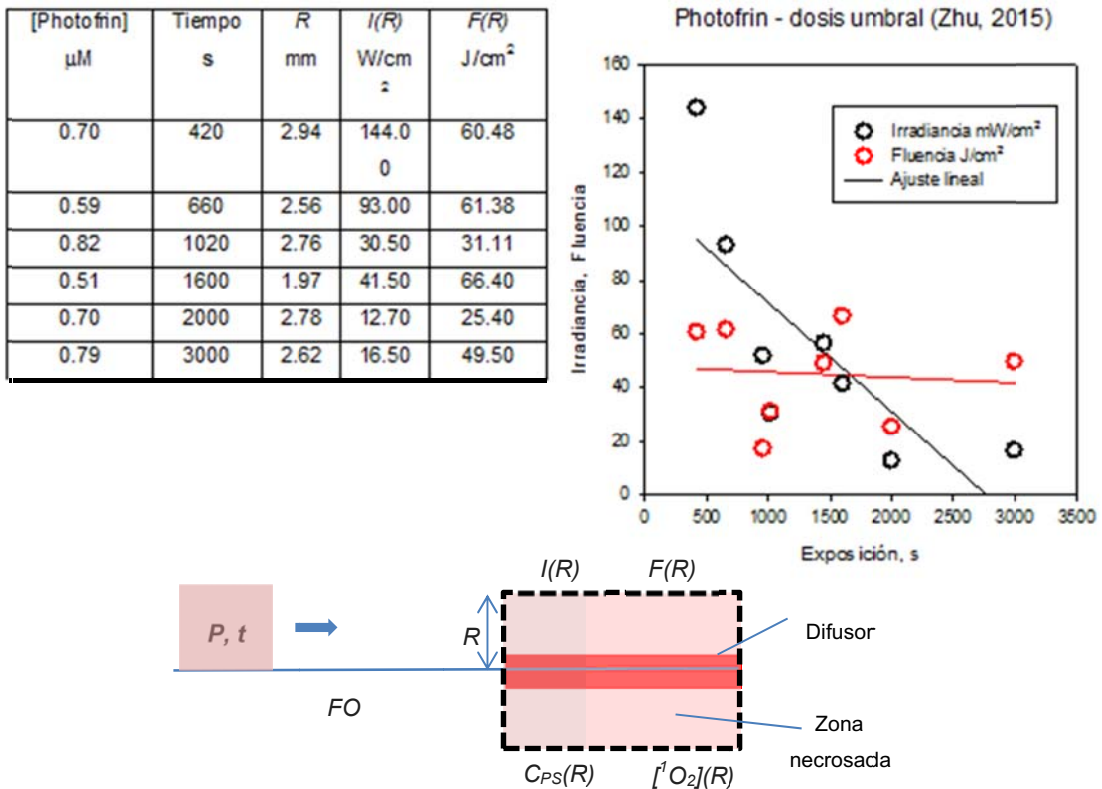


Fig. 8.9. Condiciones de tratamiento para la TFD de un tumor en ratones (Zhu, 2015).

La concentración de oxígeno singlete, en la zona límite de la necrosis, resultó $0,56 \pm 0,26 \mu\text{M}$ (o $3,6 \times 10^7$ por célula). Se define el umbral para el tratamiento cuando se logra disminuir la supervivencia de las células enfermas en $1/e$ respecto a las que no tuvieron tratamiento.

¿Se mantiene la reciprocidad entre la irradiancia umbral y el tiempo de exposición más allá de los 50 minutos (3000 s)? La respuesta corta es que la pregunta es irrelevante porque no es práctico pensar en tratamientos que toleren más de 30 minutos de exposición. Pero desde el

punto de vista teórico, la existencia o no del umbral de irradiancia si es importante porque de existir ese umbral podría echar luz sobre los mecanismos de recuperación frente a los daños que tienen naturalmente las células.

Un factor que no se ha tenido en cuenta y que puede limitar la muerte de células tumorales, es la disponibilidad de oxígeno en el tejido. Ya que el oxígeno termina oxidando a las moléculas de las células, es claro que la TFD puede consumir oxígeno en el ambiente de los tejidos. De hecho se ha medido una reducción rápida y sustancial en la presión de oxígeno del tejido bajo la iluminación. Se estima que la tasa de consumo de oxígeno durante TFD con Photofrin puede superar la tasa de difusión de oxígeno desde los capilares, Esto obliga a reducir la fluencia de la luz para reducir la velocidad de consumo de oxígeno y facilitar el mantenimiento de los niveles normales durante el tratamiento. Otro enfoque hacia el mantenimiento de la oxigenación de los tejidos durante la TFD es el fraccionamiento del suministro de luz. Alternando periodos claros y oscuros del orden de 20 a 50 segundos, se permite la reoxigenación durante los períodos de oscuridad. En general, los regímenes de tratamiento utilizando una tasa de fluencia baja o luz intermitente, demuestran una eficacia clínica superior.

8.5. Los fotosensibilizadores en el diagnóstico

Si bien los aspectos terapéuticos de rayos láser en la medicina han sido muy dominantes, las técnicas de diagnóstico de tejido utilizando técnicas espectroscópicas láser están emergiendo con fuerza. Las aplicaciones incluyen la detección endoscópica del cáncer mediante fluorescencia, la supervisión de la placa en el sistema circulatorio, incluyendo las arterias coronarias y la mamografía óptica por transiluminación del tejido.

Varios factores contribuyen al creciente interés en el diagnóstico de tejido con láser:

- la naturaleza no invasiva de las técnicas ópticas,
- el empleo de radiación no ionizante,
- la posibilidad de acceder a los datos en tiempo real,
- especificidad en el análisis basado en la espectroscopia molecular,
- se pueden emplear un monitoreo puntual o acceder a imágenes completas,
- es posible la Integración de los diagnósticos y la terapia láser.

En comparación con modalidades diagnósticas bien establecidas, tales como radiografía de rayos X, imágenes de RMN, ecografía y la tomografía por emisión de positrones, las técnicas ópticas están en una etapa temprana de desarrollo. Sin embargo, a través de un extenso trabajo en varios centros de investigación, las mismas se están desarrollando rápidamente, y ahora están disponibles algunos equipos de utilidad clínica (Svanberg, 2001).

8.5.1. Fluorescencia inducida por láser

Las moléculas excitadas por el láser pueden volver al estado fundamental emitiendo luz fluorescente. La fluorescencia se produce siempre para longitudes de onda más largas (corrimiento de Stokes). Para grandes biomoléculas, la fluorescencia normalmente exhibe una distribución de intensidad, como una función de la longitud de onda, con poca estructura pero ciertas moléculas, como HpD, ftalocianinas y clorinas, dan señales fuertes, características, en la región de color rojo y cercano IR. La elección adecuada de la longitud de onda de excitación y el análisis preciso de la distribución de la luz fluorescente, permite obtener información de diagnóstico muy valiosa.

8.5.2. Diagnóstico de tumores malignos por LIF

Ya hemos dicho que nuestro propósito es concentrarnos exclusivamente en los usos terapéuticos del láser, pero la técnica de diagnóstico basada en la fluorescencia comparte buena parte de la instrumentación que se emplea en la TFD, por lo que su uso es casi siempre simultáneo. Sin duda, la técnica LIF puede considerarse un buen ejemplo de lo que en estos momentos emerge como la teranóstica. La teranóstica, o los diagnósticos con fines terapéuticos, es un área dentro de los diagnósticos de cáncer. Se trata del resultado de la convergencia entre espacios terapéuticos y de diagnóstico.

El factor pronóstico más importante para los pacientes con cáncer es el descubrimiento temprano del tumor. Si se detectan tumores malignos durante la fase no invasiva, la mayoría de los tumores presentan una tasa de curación superior al 90%. Hay una variedad de procedimientos de diagnóstico convencionales, tales como imágenes de rayos X. Los resultados más avanzados se dan en investigaciones computarizadas, tales como CT, MRI o PET. La fluorescencia inducida por láser (LIF) para la caracterización de tejidos es una técnica que se puede utilizar para monitorear los cambios biomoleculares en el tejido en transformación de tejido normal a displásico y de cáncer antes de que se vean cambios estructurales en un estadio posterior. La técnica se basa en la iluminación para la excitación de fluorescencia. Se puede utilizar la fluorescencia de cromóforos endógenos en el tejido solo, o mejorada por sustancias que buscan tumores administradas exógenamente. La técnica es no invasiva y da los resultados en tiempo real. LIF se puede aplicar para la monitorización de puntos o en un modo de imagen para áreas más grandes, como las cuerdas vocales o la porción del área cervical.

Los resultados de la Fig. 8.9 muestran un ejemplo de aplicación de LIF. La muestra elegida es un tumor de rata en un tejido muscular que dos días antes se inyectó con una dosis de HpD, Los espectros para el tumor y para el tejido normal circundante se obtienen para dos longitudes de onda de excitación, 337 nm y 405 nm. La eficiencia de fluorescencia del HpD es de unos pocos por cientos por lo que es deseable utilizar un láser para la excitación. Para

ambas longitudes de onda de excitación se obtiene una distribución de intensidad ancha que se extiende desde el azul a la región IR cercana.

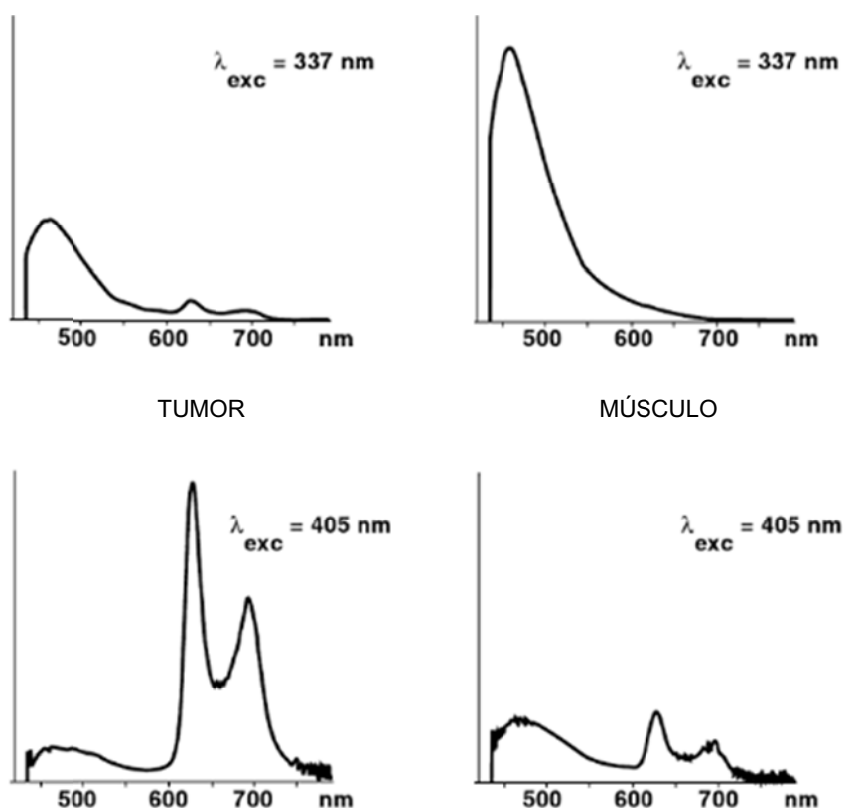


Fig. 8.9. Fluorescencia de un tumor de rata rodeado de músculo sano. Un filtro bloquea a la luz por debajo de 425 nm.

En los espectros del tumor, podemos ver la señal de fluorescencia de doble pico característica de HpD en la región de longitud de onda roja. Esta señal es menos prominente en el tejido normal debido a la retención selectiva del fármaco en el tejido tumoral. La señal en la región azul-verde se llama autofluorescencia, ya que es debida a los cromóforos naturales en el tejido. Esta señal tiene picos a aproximadamente 470 nm. La fluorescencia azul-verde es mucho más fuerte y la señal de HPD rojo mucho más débil cuando se elige 337 nm como la longitud de onda de excitación. Esto se puede entender a partir de las curvas de absorción ya que el máximo de absorción de las moléculas del HpD está en 405 nm y la excitación aquí es más eficiente que en 337 nm. Muchos cromóforos contribuyen a la señal en la región azul-verde. En un tumor, aumenta la fluorescencia en el rojo respecto a la fluorescencia azul-verde, de manera que un buen indicador se obtiene dividiendo la intensidad de la señal de color rojo por la intensidad azul. Estas observaciones forman la base para la detección eficiente de tumores y su demarcación utilizando fluorescencia inducida por láser después de la inyección de drogas apropiadas. A veces se pueden llevar a cabo diagnósticos basados en fluorescencia sin ninguna inyección de un medicamento, mediante la utilización de las propiedades de

cromóforos endógenos, en particular sobre el tracto gastrointestinal, en la que las porfirinas endógenas suelen localizarse con frecuencia, en tumores (Waynant, 2001).

La Fig. 8.10 muestra un diagrama de bloques de un experimento LIF moderno.

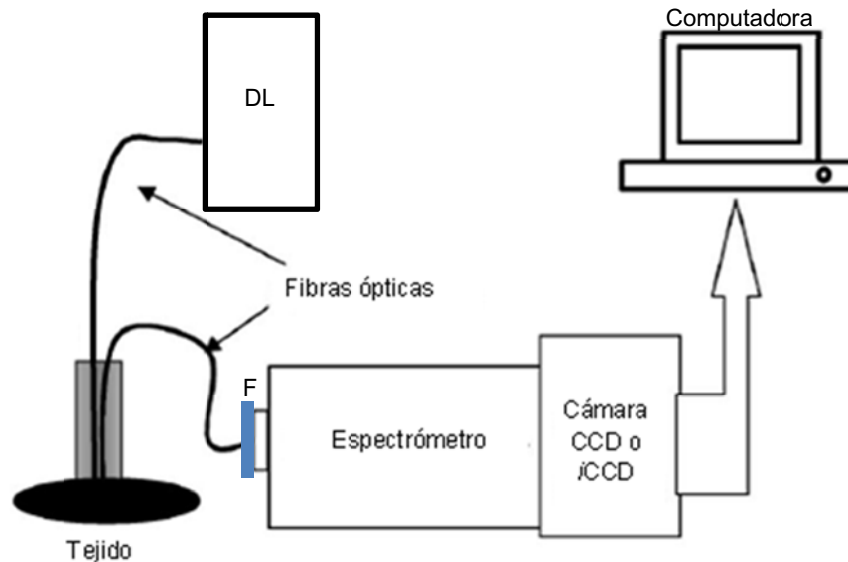


Fig. 8.10. Diagrama esquemático de la instrumentación utilizada en mediciones LIF. La fuente luminosa es un diodo láser. El filtro F bloquea la llegada de la intensa luz del láser al espectrómetro. La cámara CCD intensificada puede agregar la resolución

8.6. Bioestimulación

El médico húngaro Endre Mester (1903-1984) se relaciona con el descubrimiento de los efectos biológicos de los láseres de baja energía, cuando informó que la luz de un láser de HeNe podría acelerar la cicatrización de heridas en ratones. Mester originalmente llamó a este enfoque *bioestimulación láser*, pero actualmente se conoce como *terapia de luz de baja potencia* (LLLT) ya que también se utilizan diodos emisores de luz o LED's en esta terapia. En 2016 todavía se comercializan láseres para la curación de heridas, el abandono del hábito de fumar, la tuberculosis y afecciones tales como trastornos de la articulación temporomandibular, síndrome del túnel carpiano, fibromialgia, osteoartritis y artritis reumatoide, sin evidencias ciertas de resultados positivos. Actualmente casi ningún seguro médico en USA cubre estos tratamientos.

Las clínicas veterinarias utilizan dispositivos láser para tratar una amplia variedad de dolencias en caballos, perros y otros animales, a pesar de que se han realizado muy pocas investigaciones sobre los efectos de este tratamiento en animales. Actualmente, el equipo de terapia láser se comercializa agresivamente a los veterinarios como una herramienta terapéutica supuestamente poderosa y generador de ingresos.

La cicatrización de heridas y las propiedades anti-inflamatorias de la luz roja o infrarroja cercana, como la de los láseres de helio-neón o de diodo, se estudió en el rango de fluencias entre 1 y 10 J/cm², valores similares a los de las reacciones fotoquímicas. En varios casos, los observadores han notado mejoras para los pacientes, pero en muy pocos estudios, los resultados pudieron ser verificados por grupos de investigación independientes. Además, resultados contradictorios se obtuvieron en muchos experimentos. La Tabla 8.1 recopila trabajos que muestran los efectos positivos de la bioestimulación junto con los que la niegan. Los resultados muestran un empate técnico.

Tabla 8.1. Estudios de bioestimulación recopilados en Laser-Tissue Interactions. Fundamentals and Applications (Niemz, 2007)			
Observación	Tejido	Tipo de láser	Referencias (Niemz, 2007)
Más crecimiento del pelo	piel	Rubí	Mester et al. (1968)
Mejor cicatrización de heridas	piel	Rubí He-Ne	Mester et al. (1969; 1971); Brunner et al. (1984); Lyons et al. (1987)
Ninguna mejora en la cicatrización de heridas		He-Ne Argón iónico	Jongsma et al. (1983); McCaughan et al. (1985)
Síntesis estimulada de colágeno	fibroblastos	Nd: YAG He-Ne	Castro et al. (1983); Kubasova et al. (1984); Boulton et al. (1986)
Supresión de la síntesis de colágeno	fibroblastos	Nd: YAG	Abergel et al. (1984)
Incremento del crecimiento celular		DL	Dyson y Young (1986)
Disminución del crecimiento celular		He-Cd He-Ne	Lin y Chan (1984) Quickenden et al. (1993)
Vascularización	Tejido blando oral	DL	Kovacs et al. (1974); Cho y Cho (1986)
Alivio del dolor	Dientes	He-Ne; DL	Carrillo et al. (1990); Taube et al. (1990)
Sin alivio del dolor	Dientes	He-Ne; DL	Lundeberg et al. (1987); Roynesdal et al. (1993)

8.7. Resumen

Una reacción fotoquímica es una en la que la luz inicia una reacción química. El caso más estudiado de las interacciones fotoquímicas utilizado en terapia es el tratamiento del cáncer mediante terapia fotodinámica (PDT). El derivado de hematoporfirina (HpD) es uno de los muchos agentes fotosensibilizantes que se pueden incorporar en las células malignas. Cuando se expone a longitudes de onda específicas, este compuesto estimula la producción de oxígeno singlete, que mata las células cancerosas.

En el rango espectral entre 500 nm y 1,3 μm , el coeficiente de absorción del tejido es mucho más pequeño que el coeficiente de dispersión, por lo que la penetración está gobernada por la dispersión. Se debe utilizar luz roja o infrarrojo cercano para que la luz penetre profundamente. Esta gama espectral se llama *ventana óptica del tejido*.

Aunque las fuentes de láser no son estrictamente necesarias para la excitación de HpD, son muy útiles debido a su alta selectividad de irradiancia, longitud de onda, y la necesidad de acoplar la energía de la luz en fibras ópticas. Estas fibras son utilizadas para llevar la energía desde el láser al tumor irradiado. Aproximadamente entre 10 y 50 J/cm² se deben aplicar para provocar la reacción y se han utilizado indistintamente láseres continuos o pulsados.

La fluorescencia inducida por láser (LIF) es un método que se ha utilizado para distinguir entre tejido sano y enfermo y que se emplea para el diagnóstico de cáncer.

La bioestimulación es todavía un campo de investigación con un montón de especulaciones. La controversia se deriva de nuestra incapacidad para especificar los canales fotoquímicos potenciales.

Tabla 8.2. Resumen de la interacciones fotoquímicas	
Idea principal	Una droga activada por la luz actúa como catalizador de un proceso beneficioso
Láseres más usados	Diodos; colorantes (casi obsoletos)
Fluencia típica	10 – 50 J/cm ²
Irradiancia típica	1 W/cm ²
Duración del pulso	Continuos o pulsados de alta repetición, con exposiciones de minutos
Uso principal	Terapia fotodinámica; diagnóstico de cáncer

8.8. Referencias

- Allison R. R., Downie G. H., Cuenca R., Hu X. H., Childs C. J., Sibata C. H. (2004). Photosensitizers in clinical PDT. *Photodiagnosis Photodyn Ther.* 1(1), 27-42.
- Bellnier D. A., Greco W. R., Nava H., Loewen G. M., Oseroff A. R., Dougherty T. J. (2006). Mild skin photosensitivity in cancer patients following injection of Photochlor (2-[1-hexyloxyethyl]-2-devinyl pyropheophorbide-a; HPPH) for photodynamic therapy. *Cancer Chemother Pharmacol.* 57(1), 40-5.
- Cheung, R, Solonenko, M, Busch, T M., Del Piero, F, Putt, M. E., Hahn, S M., Yodh, Arjun G. (2003). Correlation of in vivo photosensitizer fluorescence and photodynamic-therapy-induced depth of necrosis in a murine tumor model. *Journal of Biomedical Optics* 8(2), 248–252.

- Dougherty, T. J. (1987). Photosensitizers: therapy and detection of malignant tumors. *Photochem. Photobiol.* 45, 6, 879-89.
- Fukuzumi, S. Ohkubo, K. Zheng, X. Chen, Y. Pandey, RK. Zhan, R. Kadish, K.M.(2008). Metal bacteriochlorins which act as dual singlet oxygen and superoxide generators. *Journal of physical chemistry B*; 112(9), 2738-2746.
- Lipson, RL. Baldes E.J. Gray J.J. (1967) Hematoporphyrin derivative for detection and management of cancer. *Cancer* 20, 12, 2255–2257.
- Mester E, Szende B, Tota JG. (1967). Effect of laser on hair growth of mice. *Kiserl Orvostud.* 19, 628–631.
- Modulight. <https://www.modulight.com>. Acceso 15 enero 2017.
- Niemz, M. H. (2007). *Laser-Tissue Interactions. Fundamentals and Applications*. Third, Enlarged Edition. Springer.
- Raab, O. Ueber die Wirkung Fluorescierenden Stoffe auf Infusorien. *Z. Biol.* 39, 524–546, 1904.
- Waynant, R. W. (2001). *Lasers in Medicine*. CRC Press.

CAPÍTULO 9

Procesos térmicos



9.1. Introducción

El grupo de las prácticas clínicas con láser que descansan en los efectos térmicos es el que engloba la mayor variedad de tratamientos, desde la fotocoagulación en la retina, que fue el primer uso médico de los láseres, hasta la depilación y los tratamientos estéticos en la piel, de gran popularidad hoy día. Esta interacción fue una de las primeras en ser utilizadas, ya que no requiere láseres muy potentes ni pulsos tan cortos (ps, fs) como los que suministran los láseres Q-switch o mode-locked. El término interacción térmica representa un grupo grande de tipos de interacción, donde el aumento de la temperatura local es el parámetro significativo.

La energía térmica se deposita en el tejido por la absorción de la luz en ciertas moléculas (cromóforos) que relajan para calentar el entorno. En términos del Diagrama de Jablonski presentado en el Cap. 6 estaremos interesados en moléculas que tengan elevada conversión interna y que no emitan fluorescencia o formen tripletes ($\varphi_{ic} \cong 1$; $\varphi_{flu} \cong 0$; $\varphi_{isc} \cong 0$). Esto provoca un aumento de la temperatura del tejido irradiado, pero a veces, el calor se difunde y causa un aumento de la temperatura en el tejido circundante.

Los efectos térmicos pueden ser inducidos por radiación continua (CW) o radiación láser pulsada. El daño causado al tejido depende de la temperatura que se alcanza y del tiempo en el que se mantuvo esa temperatura. Se pueden distinguir diferentes efectos como coagulación, vaporización y carbonización.

En este capítulo ahondaremos los conceptos planteados en el Cap. 6, donde analizamos la deposición de energía que entrega la luz. Describiremos el daño causado por la calefacción, sobre la base de la temperatura alcanzada y el tipo de tejido.

Existen muchas aplicaciones médicas diferentes y variadas que utilizan una interacción térmica. Al final del capítulo presentaremos algunos protocolos de aplicación de la luz – tipo de láser, longitud de onda, irradiancia, fluencia, tiempo de aplicación, tamaño del foco – utilizados en tratamientos médicos específicos.

9.2. Procesos térmicos

Para entender la forma en que la luz interactúa térmicamente con el tejido, lo primero que hay que modelar es el transporte de la luz y calcular dónde la energía de la luz se deposita en forma de calor. En segundo lugar, tenemos que tener en cuenta el hecho de que los tejidos blandos conducen el calor, lo que haremos mediante el uso de estimaciones del tiempo que toma una fuente de perder la mayor parte de su calor (tiempo de relajación térmica). Todo esto ha sido esbozado en el Cap. 6.

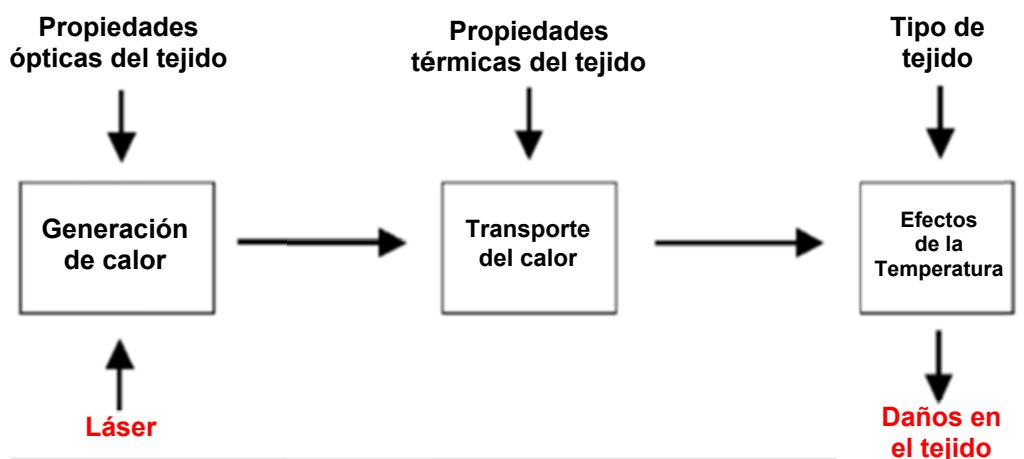


Fig. 9.1. La interacción térmica de la luz con el tejido.

En este capítulo estudiaremos qué es lo que sucede con el tejido una vez que se ha alcanzado una determinada temperatura. Para ello hay que tener una idea de que está hecho el tejido.

9.2.1. Composición del tejido

En una simplificación brutal diremos que el tejido se compone de agua, colágeno, hemoglobina y, en algunos tejidos especiales, algunos otros cromóforos, tales como melanina o las partículas de tinta agregadas al tejido en un tatuaje. Esta reducción de la biología del tejido nos ayudará a entender más fácilmente algunos de los efectos térmicos que tienen lugar en el tejido. Además consideraremos que el tejido se divide en células y tejido conectivo.

Las células en general serán tratadas como compuestas exclusivamente de agua, aunque algunas células pueden contener ciertos cromóforos importantes para ciertas aplicaciones. La hemoglobina, por ejemplo es crucial en el tratamiento de los coágulos retinianos.

La matriz extracelular (ECM) es un andamio fibroso en el que anidan las células y le da al tejido la mayor parte de su rigidez. Está hecha fundamentalmente de colágeno.

La relación entre la cantidad de ECM y el número de las células depende fuertemente del tipo de tejido. El tejido del hígado y el muscular, son escasos en ECM, mientras que el hueso, el tendón y la retina son en gran parte ECM. El ECM es de gran interés cuando se consideran los efectos térmicos, ya que se descompone a temperaturas muy por debajo de 100 °C.

La Fig. 9.2 muestra los coeficientes de absorción de algunos de los principales constituyentes del tejido que tienen interacción con los láseres.

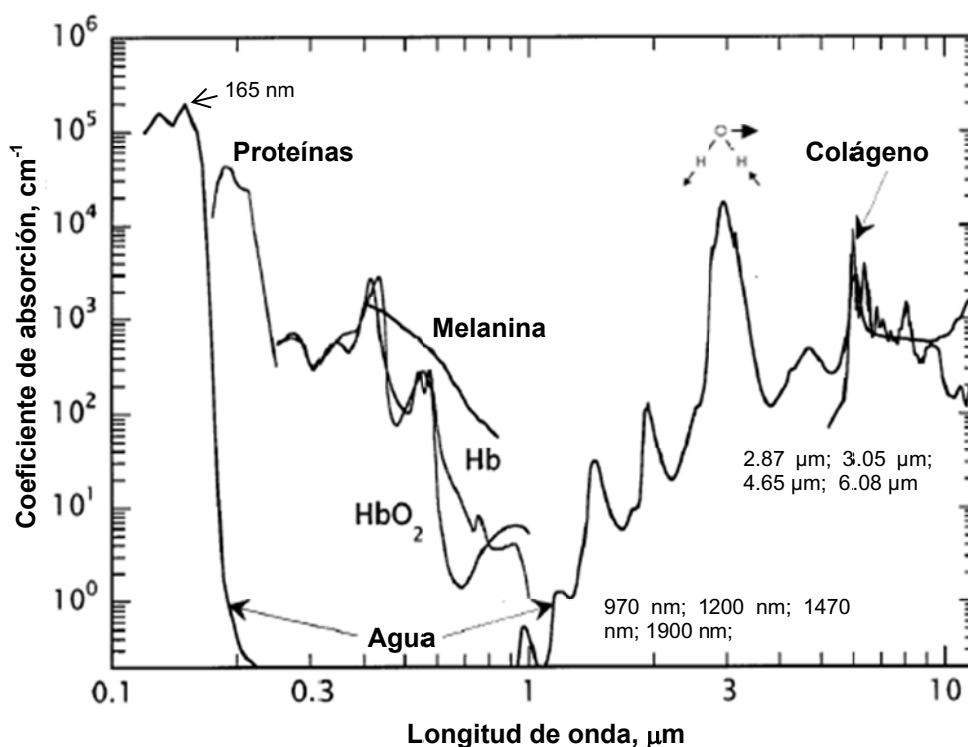


Fig. 9.2. Coeficiente de absorción de los componentes básicos de los tejidos

El agua tiene un pico de absorción, debido a una transición electrónica, en 166.5 nm. Si bien esta transición no se usa directamente, puede tener cierta importancia si se consideran procesos de absorción no lineales que describiremos más adelante. Entre 200 nm y 970 nm, la absorción del agua es mínima, pero bien dentro del rango IR del espectro, las moléculas de agua son los absorbentes dominantes, ya que su coeficiente de absorción aumenta en varios órdenes de magnitud, al excitarse distintos modos de vibración de las moléculas aisladas o de algunos de sus agregados. El valor máximo del coeficiente de absorción del agua se localiza en 2.87 μm y corresponde al modo de vibración esquematizado en la misma figura. Los láseres de la familia del Er^{3+} (Er:YAG, 2,94 μm ; Er:YLF, 2,8 μm y Er:YSGG, 2,79 μm) son algunos de los láseres que actúan térmicamente.

Un argumento similar se aplica a la longitud de onda del láser Ho:YAG en 2,12 μm que también coincide con un pico de absorción de agua. La absorción del agua o del colágeno es suficientemente intensa en 10,6 μm como para que el láser de CO_2 sea uno de los más usados para producir efectos térmicos.

El calentamiento de las formas de la hemoglobina o de la melanina debe realizarse con láseres visibles (diodos o Nd:YAG 2ω , Alejandrita, etc) pero debe recordarse que en esta zona espectral el tejido atenúa mucho la luz por dispersión y no por absorción, por lo que penetración de la luz puede ser mínima.

9.2.2. Los efectos de la temperatura sobre el tejido

Hasta que la temperatura no haya subido unos 5 $^{\circ}\text{C}$ por encima de la temperatura corporal normal que asumimos en 37 $^{\circ}\text{C}$, no se observan efectos apreciables y medibles sobre la integridad y funcionalidad el tejido.

Aproximadamente a los 41 - 42 $^{\circ}\text{C}$ comienzan a notarse varios efectos sobre el tejido. Por debajo de los 100 $^{\circ}\text{C}$, o mejor dicho, antes que ocurra la ebullición del agua extracelular y la de las propias células, los fenómenos son complejos procesos biológicos que pueden alterar los procesos fisiológicos y conducir o no a la muerte celular; esta etapa será designada con el término general de *hipertermia*.

Primero, las proteínas celulares – tanto en las membranas como las citoplasmáticas – comienzan a experimentar cambios de forma, porque los enlaces de hidrógeno que los mantienen en su estado nativo se rompen por las vibraciones cada vez más violentas de la molécula a medida que aumenta la temperatura. Cuando una molécula de proteína cambia de forma a menudo ya no puede cumplir su función dentro de la célula. Por ejemplo, cuando las enzimas, cuyas funciones catalíticas dependen crucialmente de su forma, empiezan a deformarse, las velocidades de reacción dentro de las células disminuyen. Incluso a pequeños aumentos de temperatura algunas células morirán debido a estos efectos y la velocidad con la que las células necrosan, aumenta con la temperatura. Las fibras de colágeno que forman la ECM comienzan a contraerse a medida que se deshace la estructura normal de triple hélice; la dispersión óptica en el tejido aumenta (se blanquea) y el colágeno se gelatiniza (la gelatina es un ovillo al azar de fibras de colágeno). El tejido comienza a coagular y se forman coágulos sanguíneos. Por último se incrementa drásticamente la permeabilidad de la membrana celular, destruyéndose el equilibrio de las concentraciones químicas entre las células y su entorno.

El daño en los tejidos debido a la hipertermia depende dramáticamente del tiempo que se mantiene el tejido a una temperatura dada. Por ejemplo, el 63 % del tejido epidérmico morirá si se mantiene a 45 $^{\circ}\text{C}$ durante 9 horas, pero la misma cantidad de daño ocurrirá en aproximadamente 1 s si el tejido se calienta a 60 $^{\circ}\text{C}$.

Varias técnicas de tratamiento, tales como la fotocoagulación en la retina, la fototermólisis selectiva de los vasos sanguíneos ensanchados o la depilación con láser, descansan en

poder mantener la temperatura del tejido a tratar justo en las condiciones de hipertermia, sin dañar el tejido circundante.

A 100 °C, las moléculas de agua contenidas en la mayoría de los tejidos se comienzan a vaporizar. Debido al gran aumento del volumen, durante esta transición de fase, se forman burbujas de gas que inducen rupturas mecánicas y la descomposición térmica de los fragmentos de tejido. El gran calor de evaporación del agua (2.253 kJ / kg) es ventajoso, ya que el vapor generado lleva el exceso de calor y ayuda a impedir cualquier incremento en la temperatura del tejido adyacente. La vaporización es la base del uso del láser como escarpelo.

Sólo si todas las moléculas de agua se han vaporizado y la exposición al láser todavía continúa, el aumento de la temperatura puede llevar el tejido por encima de 100 °C y conducir a la carbonización, lo que es observable por el ennegrecimiento del tejido adyacente y el escape de humo. La carbonización es parte del tratamiento quirúrgico de los pólipos o tumores en las cuerdas vocales.

9.2.3. La hipertermia

La hipertermia es un aumento de la temperatura por encima del valor hipotálmico normal, es decir, por encima de los 37,5 °C. La hipertermia puede ser creada artificialmente con drogas o aparatos médicos. En esas instancias puede tratar distintas patologías.

La hipertermia es un término general utilizado para describir el daño tisular debido al calentamiento por debajo de 100 °C. Esto podría ser la gelatinización del colágeno y la coagulación del tejido, o la desnaturalización de las membranas celulares o proteínas citoplasmáticas que conduce a necrosis o apoptosis. El daño en los tejidos debido a la hipertermia comienza alrededor de 41 °C cuando las proteínas comienzan a desnaturalizarse, y depende del tiempo que se mantiene el tejido a una temperatura dada.

La cantidad de daño que se hace en el tejido, o la proporción de los tejidos dañados, o de células muertas, o de moléculas desnaturalizadas, puede ser modelado utilizando el concepto de *daño integral*.

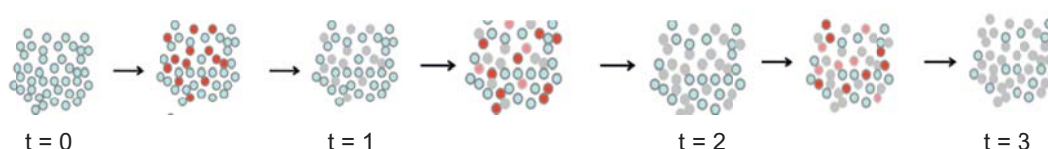


Fig. 9.3. Si una proporción fija de células sanas muere por unidad de tiempo, entonces la disminución en el número de células sanas será exponencial.

El modelo esbozado en la Fig. 9.3 nos dará una manera de estimar la proporción de tejido dañado después de un tiempo determinado. Sea C_0 sea la cantidad inicial del tejido dañado y $C(t)$ la cantidad de tejido sin dañar después del tiempo t . Si suponemos que a una determinada

temperatura, una fracción fija del tejido sano será dañada por unidad de tiempo, entonces se puede escribir que la velocidad de cambio de C con el tiempo es proporcional a C ,

$$\frac{dC}{dt} = -kC, \quad (9.1)$$

k , en s^{-1} , es una tasa de daño que depende de la temperatura y del tipo de tejido; k depende entonces del tiempo ya que la temperatura irá cambiando con tiempo, por ejemplo, durante la duración del pulso láser. La Ec. 9.1 se puede escribir,

$$\frac{dC}{C} = -k(t)dt. \quad (9.2)$$

La integración desde el tiempo 0 a t de (9.2) nos da,

$$\ln \frac{C(t)}{C_0} = - \int_0^t k(t')dt' = -\Omega(t), \quad (9.3)$$

Por lo que resulta,

$$C(t) = C_0 e^{-\Omega(t)}. \quad (9.4)$$

¿Cuánto tiempo debe transcurrir antes de que el tejido se considere dañado? Debido a que el daño se modela con un decaimiento exponencial, es natural pensar que cuando $\Omega(t) = 1$ y sólo el 37% del tejido permanece intacto, hemos alcanzado el punto de daño irreversible del tejido. Esto es, aceptamos que cuando el 63 % del tejido está dañado, el tejido en su conjunto ya no es viable.

La Ec. 9.4 esconde una dependencia implícita con la temperatura que será resuelta utilizando el modelo de Arrhenius generalmente empleado en cinética química. Aceptemos que una biomolécula en su estado nativo habitual a 37 °C puede alterarse (por ejemplo, cambiar de forma) si adquiere la energía E_a , suficiente para romper ciertos enlaces y formar otros y con ello pasar a otro estado. Esta es la llamada *energía de activación* que será diferente para diferentes moléculas. La probabilidad de que la molécula alcance la energía de activación aumenta a medida que aumenta la temperatura. Arrhenius dio cuenta de esta dependencia de la de la constante de velocidad con la temperatura, de la siguiente manera,

$$k(T) = A e^{-\frac{E_a}{RT}}, \quad (9.5)$$

donde $R = 8,31$ J/Kmol, es la constante de los gases, E_a es la energía de activación por mol y A , con unidades s^{-1} , se llama factor pre-exponencial. La Ec. 9.5 es la *Ecuación de Arrhenius* y el prefactor A y la energía de activación E_a se conocen como *parámetros de Arrhenius*. Claramente, la energía de activación necesaria para desnaturalizar una molécula puede variar con la molécula, y la velocidad a la cual las moléculas se desnaturalizan, k , también dependerá del entorno, es decir, del tipo de tejido; el prefactor A da cuenta de eso. La Tabla 9.1 muestra valores de los parámetros de Arrhenius para distintos tejidos, pero debe mencionarse que existen discrepancias importantes entre diversos autores. Las razones de las diferencias son fundamentalmente dos: las diferencias en la composición de las muestras (una dificultad encontrada en todas las medidas biológicas) y la diferente elección de los parámetros utilizados para determinar el grado de daño tisular. Varios Indicadores de daños

se han utilizado en la obtención de estos parámetros, incluyendo blanqueamiento, debido a un aumento en la dispersión óptica, la contracción y los cambios en la birrefringencia.

Tejido	A (s ⁻¹)	E _a (MJ/mol)
Aorta	5.6 E (63)	0.430
Retina	1.0 E (44)	0.293
Retina	3.1E(99)	0.628
Retina, T < 50 °C	4.32E(64)	0.416
Retina, T > 50 °C	9.39E(104)	0.665
Piel	3.1 E (98)	0.628
Piel, T > 50 °C	1.8 E (51)	0.327
Piel, T < 50 °C	2.2 E (124)	0.783

El manejo de la ecuación de Arrhenius es complicado por la doble dependencia del tiempo y de la temperatura. Para darnos una idea de su funcionamiento, podemos simplificar y considerar un caso en el que el tejido se mantiene a una temperatura constante. Entonces (9.3) se puede integrar y,

$$\Omega(t, T) = k(T)t = Ae^{-\frac{E_a}{RT}}t, \quad (9.6)$$

y el tiempo t_n necesario para alcanzar la necrosis ($\Omega = 1$), a la temperatura T , se puede calcular de,

$$t_n = \frac{1}{A} e^{\frac{E_a}{RT}}. \quad (9.7)$$

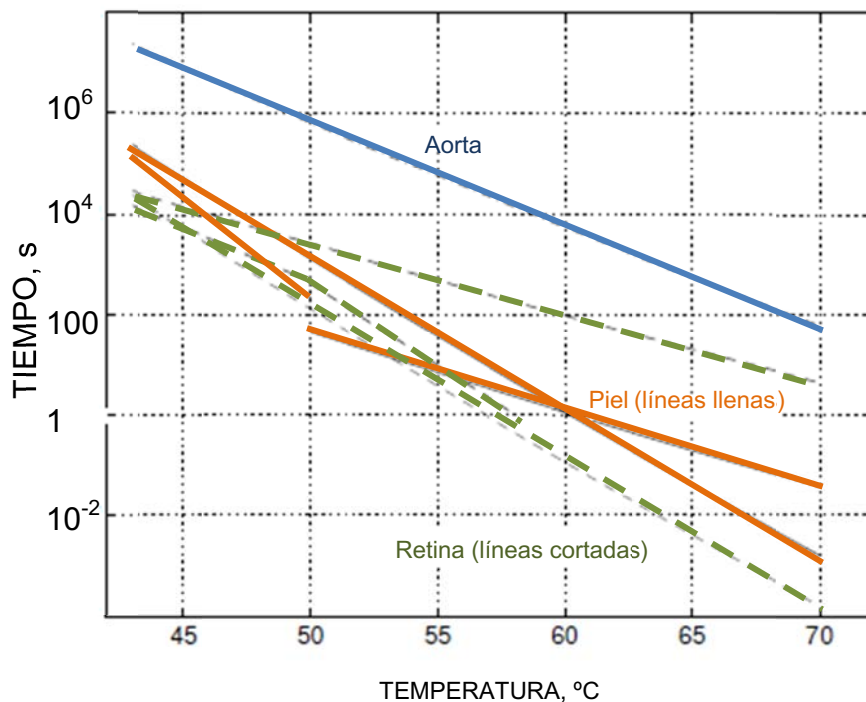


Fig. 9.4. Tiempo que toman distintos tejidos para dañarse significativamente, cuando se mantienen a una temperatura constante, de acuerdo al modelo de Arrhenius para la hipertermia. Las diferentes curvas para cada tejido corresponden a los distintos valores de los parámetros dados en la Tabla 9.1.

La Ec. 9.7 nos dice cuánto tiempo tarda un tejido, que se caracteriza por los parámetros de Arrhenius A y E_a , para dañarse significativamente, si se mantiene a la temperatura T . Este resultado se representa en la Fig. 9.4, para la aorta, la piel y la retina, utilizando los valores de A y E_a de la Tabla 9.1. Conforme a este modelo, a 60 °C la piel coagula en 1 s, pero la aorta tarda 2.8 horas.

9.3. Calentamiento del tejido con láseres continuos y pulsados

Supongamos que irradiamos tejido blando con un láser continuo en una longitud de onda tal que el coeficiente de absorción es α y que toda la energía se convierte en calor. En una geometría unidimensional, si no consideramos la difusión del calor, la temperatura T del tejido se puede calcular de,

$$\alpha I dt = \rho C dT. \quad (9.8)$$

por lo que resulta que la temperatura, en cada posición, crece linealmente con el tiempo de exposición,

$$T(x, t) = T_i + \frac{\alpha}{\rho C} I e^{-\alpha x} t. \quad (9.9)$$

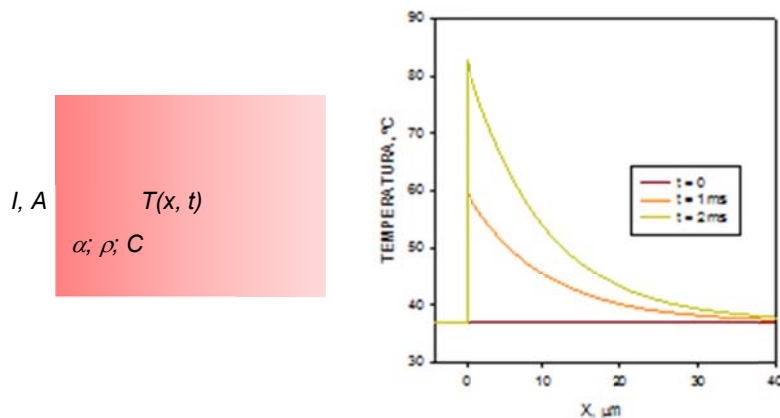


Fig. 9.5. Calentamiento por irradiación continua.

Los cálculos en la Fig. 9.3 corresponden a una irradiación con láser de CO_2 a una densidad de potencia muy baja de 100 W/cm^2 . Si consideramos la difusión del calor (el tiempo de relajación térmica en estas condiciones es 0.2 ms) la caída de la temperatura con la profundidad no es tan abrupta, pero el valor alcanzado en la superficie no se altera. El resultado muestra que es muy difícil controlar la temperatura del tejido, que en pocos ms llegaría a la temperatura de ebullición del agua. Por lo tanto el uso de láseres continuos para estos fines es muy escaso.

Viendo el resultado anterior podríamos pensar que con poco más de 2 ms de irradiación a 100 W/cm^2 llegaríamos a los 100 °C y que el tejido perdería el agua por ebullición. Sin

embargo esto no es así porque para cambiar de fase el agua necesita una cantidad extra de calor, el llamado *calor latente de ebullición* ($L = 2253 \text{ J/g}$). La Ec. 9.9 se debe modificar,

$$\alpha I \Delta t = \rho C(100^\circ\text{C} - T_i) + \rho L. \quad (9.10)$$

En estas condiciones, el tiempo Δt necesario para que toda el agua en la superficie se evapore es de aproximadamente 25 ms, un orden de magnitud mayor a nuestra estimación anterior.

Se puede usar un láser de CO_2 para cortar tejido, al vaporizarlo. A esta longitud de onda larga el agua absorbe fuertemente de modo que la profundidad de penetración óptica es sólo $10 \mu\text{m}$ en el tejido. Por lo tanto, la energía luminosa está siendo depositada en un pequeño volumen de tejido, que se calienta rápidamente de 37°C a 100°C , absorbe el calor latente de vaporización y se vaporiza.

Para un bloque de tejido iluminado continuamente, una vez que la primera capa de tejido se ha vaporizado, la luz iluminará el tejido por debajo, el que eventualmente también se vaporizará. Podemos estimar la velocidad con la que se mueve el plano de vaporización, esto es la velocidad de corte, si aceptamos que el tiempo calculado anteriormente corresponde a la vaporización de una profundidad igual a la profundidad de penetración óptica, $L_p = 1/\alpha$, entonces,

$$v_{\text{corte}} = \frac{L_p}{\Delta t} = \frac{L_p}{\frac{\rho C(100^\circ\text{C} - T_i) + \rho L}{\alpha I}} = \frac{I}{\rho C(100^\circ\text{C} - T_i) + \rho L}. \quad (9.11)$$

Para 100 W/cm^2 , la velocidad de corte es $0.4 \mu\text{m/ms}$. Este resultado no se altera si consideramos la difusión del calor.



Fig. 9.4. Ablación por vaporización.

Este mecanismo para cortar el tejido es bueno porque la profundidad del corte se puede controlar fácilmente y además los vasos sanguíneos en el tejido restante se coagulan con el calor, reduciendo el sangrado. Al igual que en el caso en el que se pretendan alcanzar temperaturas de hipertermia, el uso de láseres continuos no es frecuente.

Supongamos que utilizamos un láser que emite pulsos de 0.5 ms con una frecuencia de repetición de 300 pulsos por segundo, de manera que entre pulso y pulso hay unos 3 ms . Si mantenemos la irradiancia en el valor anterior (100 W/cm^2), la temperatura máxima del tejido, que se alcanza al finalizar el pulso, no pasa de 50°C . Luego la temperatura empieza a bajar (ver Ec. 7.6), y como el próximo pulso ocurre mucho después del TRT, llega hasta la temperatura basal de 37°C , antes que se repita el proceso.

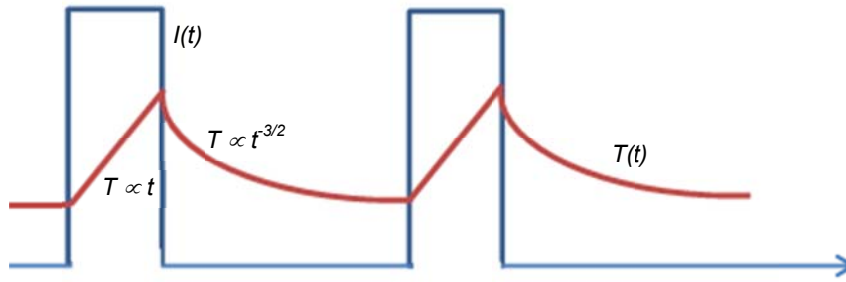


Fig. 9.6. Calentamiento con láser pulsado ($T < 100 \text{ }^\circ\text{C}$).

Si utilizamos una irradiancia mayor, por ejemplo 1000 W/cm^2 , la temperatura llega hasta los $100 \text{ }^\circ\text{C}$ en unos 0.3 ms y se estabiliza hasta el final del pulso y luego baja como antes. Si la irradiancia fuera mayor todavía, o si el pulso fuera más largo, una vez evaporada toda el agua, la temperatura vuelve a subir y el tejido se carboniza.

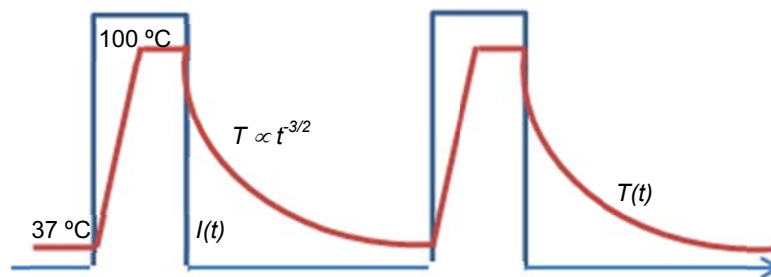


Fig. 9.7. Calentamiento con láser pulsado ($T \cong 100 \text{ }^\circ\text{C}$).

9.4. Tratamientos térmicos específicos

La radiación láser actúa térmicamente si se aplican densidades de potencia mayores a 10 W/cm^2 , desde radiación continua hasta pulsos de duración mayores a $1 \text{ } \mu\text{s}$. Los láseres típicos para la coagulación son los láseres Nd: YAG (fundamental o segunda armónica) y los láseres de diodo. Los láseres de CO_2 son muy adecuados para la vaporización y el corte térmico preciso de los tejidos. La carbonización puede ocurrir con casi cualquier tipo de láser si se proporcionan densidades de potencia y duraciones de exposición suficiente largas. Frecuentemente, no sólo uno sino varios efectos térmicos son inducidos en el tejido biológico, dependiendo de los parámetros del láser. Estos efectos pueden incluso ir desde la carbonización en la superficie del tejido hasta la hipertermia a unos pocos milímetros dentro del tejido. La coincidencia de varios procesos térmicos se ilustra en la Fig. 9.8. La ubicación y la extensión espacial de cada efecto térmico dependen de la temperatura localmente alcanzada durante y después de la exposición al láser.

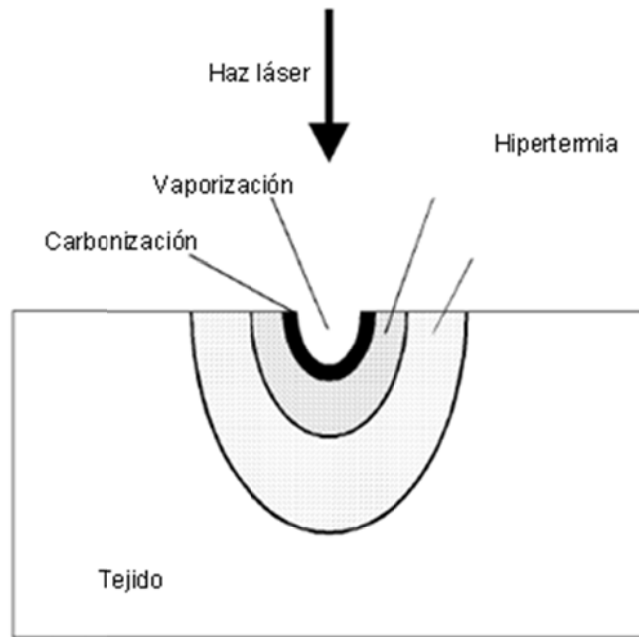


Fig. 9.8. Localización de los efectos térmicos en el tejido.

9.4.1. Fotocoagulación en la retina

La retina contiene muchos vasos sanguíneos que pueden crecer patológicamente (neovascularización) especialmente en los casos de retinopatía diabética. En algunos casos estos vasos presentan fugas de sangre que entorpecen la visión. La fotocoagulación con láser es una cirugía ocular que utiliza un láser para encoger o destruir los vasos sanguíneos anormales en la retina. El médico realiza pequeñas quemaduras para sellar los vasos sanguíneos que presentan fugas. Como el absorbente es la hemoglobina de la sangre, lo mejor es utilizar un láser verde. En la Introducción de este libro se ha mencionado que la fotocoagulación fue el primer tratamiento médico realizado con láseres y que se utilizó el láser de rubí. Sin embargo rápidamente fue reemplazado por el láser de argón iónico que emitía en

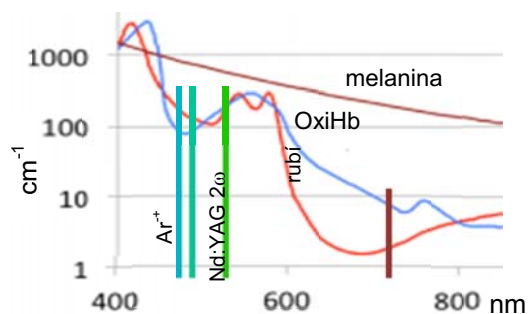


Fig. 9.9. Absorción de la hemoglobina (Hb) y láseres más comunes en fotocoagulación.

488 nm y en 514 nm; hoy día se utiliza un láser Nd:YAG doblado en frecuencia (532 nm).

La mayoría de los sistemas láser para fotocoagulación incluyen,

- una fuente láser tal como el láser Nd: YAG,
- un dispositivo óptico de suministro tal como una lámpara de hendidura o un oftalmoscopio indirecto, con un método para seleccionar el tamaño del enfoque,
- un sistema de control para seleccionar potencia y duración del pulso láser.

En un tratamiento común se realizan un centenar de disparos, cada una de los cuales utiliza una potencia de 100 mW enfocada a un diámetro de 50–100 μm con una duración de 50–100 ms (Salman, 2011). El Fotocoagulador PASCAL (PAtterned SCAnning Laser) es un sistema integrado de fotocoagulación por láser de escaneado de patrones semiautomático, diseñado para mejorar la seguridad, la precisión, la comodidad y la velocidad de los procedimientos de fotocoagulación para las enfermedades oculares (Blumenkranz, 2006).

9.4.2. Fototermólisis selectiva para tratar la mancha de vino de Oporto

La Mancha de vino de Oporto o *hemangioma plano* es una mancha de nacimiento causada por un tipo de malformación de los pequeños vasos sanguíneos de la piel que crea un punto de color rojo oscuro, que se ve como el vino marrón que se derrama o salpica en la piel. Estas manchas suele aparecer en cara, brazos o piernas. Algunas manchas son apenas perceptibles, especialmente cuando se encuentran en algún lugar que no sea la cara. Los capilares en la dermis tienen normalmente entre 10 μm y 30 μm de diámetro; Los vasos agrandados pueden tener hasta 150 μm de diámetro.

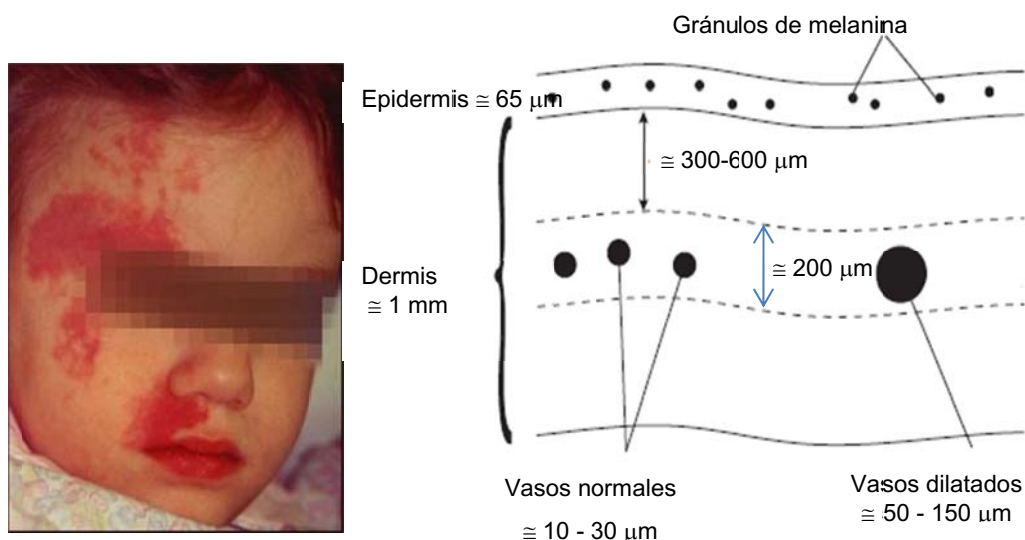


Fig. 9.10. Mancha de vino de Oporto. Corte transversal de la piel (Cox, 2015).

Tres factores permiten que los vasos dañados se coagulen térmicamente sin dañar ni el entorno ni los vasos normales.

En primer lugar, la *fortermólisis selectiva* se refiere a una técnica por la que elegimos un láser con una longitud de onda que es absorbida mucho más fuertemente por la hemoglobina de la sangre que por el tejido circundante, que en este caso es la dermis de la piel. El láser de Nd:YAG 2 ω (532 nm) parece ser, lo mismo que en el caso de coagulación en la retina, una buena opción. Sin embargo aquí el problema es un poco más complicado, porque el láser debe atravesar la capa pigmentada con melanina de la epidermis y entre 300 y 600 μm del tejido dispersor de la dermis. La solución de compromiso es utilizar la longitud de onda más larga posible para disminuir el efecto de la absorción de la melanina y el scattering, pero tener todavía una absorción importante en la Hb. El láser clásico en esta aplicación es un láser de colorante (rodamina 6G) emitiendo en 577 nm pero hoy día se ensayan otras variantes de uso más sencillo (láser de diodo; alejandrita) (Sarideechaigul, 2013).

En segundo lugar se elige la duración del pulso en función del tiempo de relajación térmica de los vasos. El TRT de un vaso (simetría cilíndrica) de diámetro d se puede estimar usando la tabla 7.1, $\text{TRT} = \frac{d^2}{16D}$. Usando para la difusividad del tejido el valor del agua, $D = 114 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, resultan,

$$\begin{aligned} \text{TRT (vasos normales)} &\cong 0,5 \text{ ms,} \\ \text{TRT (vasos ensanchados)} &\cong 12 \text{ ms.} \end{aligned}$$

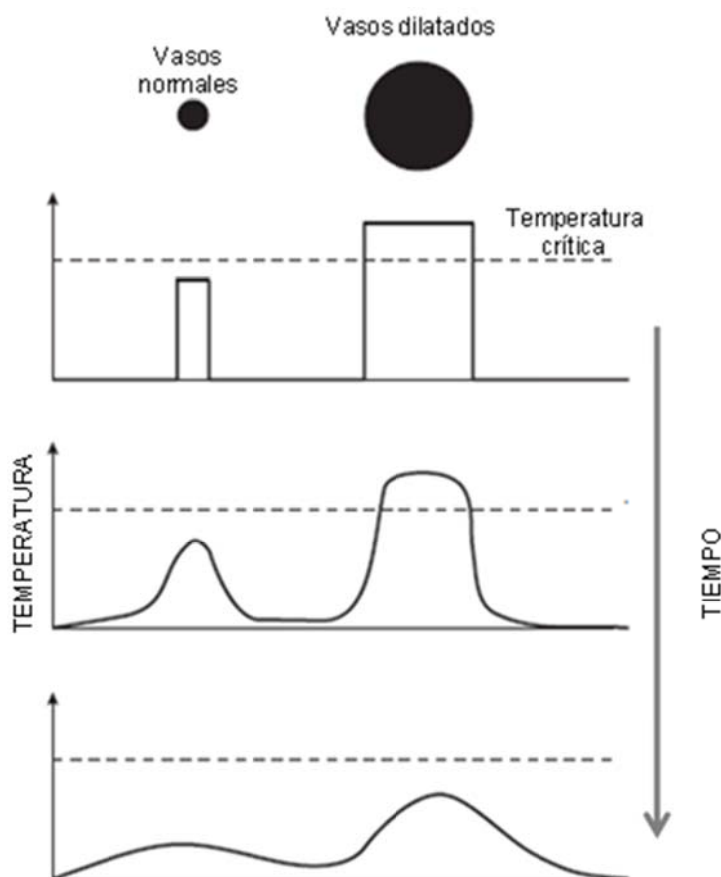


Fig. 9.11. Evolución simplificada de la temperatura en los vasos sanguíneos.

Por lo que elegiremos una duración del pulso láser entre los dos tiempos calculados, $0,5 \text{ ms} < t_p < 12 \text{ ms}$. De esta manera los vasos pequeños pierden su calor rápidamente, no alcanzan una temperatura elevada ni la pueden mantener el tiempo suficiente como para coagular. Por otro lado, los vasos grandes pueden alcanzar una temperatura más alta que los vasos más pequeños y mantenerla más tiempo.

Por último, en tercer lugar tenemos que asegurarnos que los vasos grandes alcanzarán la temperatura adecuada, por lo que debemos disponer de la irradiancia justa. En estos tratamientos es normal utilizar pulsos de 3 ms con una irradiancia de unos 150 W/cm^2 en una zona de iluminación de algunos mm de diámetro.

9.4.3. Fototermólisis selectiva para depilación láser

La depilación láser se basa en la fototermólisis selectiva de la melanina contenida en el bulbo piloso en fase *anágena*, cuando el bulbo está engrosado. El cabello crece en ciclos de varias etapas: *anágena* (crecimiento), *catágena* (involución) y *telógena* (descanso). Normalmente, hasta un 90% de los folículos pilosos están en la etapa *anágena*, mientras que el 10-14% restante está en *telógena* y hasta un 1-2% en *catágena*. La longitud de estos ciclos varía según la zona del cuerpo. La fase de crecimiento o *anagen* dura 2-5 años, pero varía según la región corporal: en cejas sólo 2-4 meses, en pestañas 100-150 días. La depilación láser es efectiva para eliminar los vellos. Teniendo en cuenta que el ciclo del vello tiene un periodo de algunas semanas, es común que se realicen varias sesiones con una diferencia de tiempo de cuatro a ocho semanas entre cada uno de ellos.

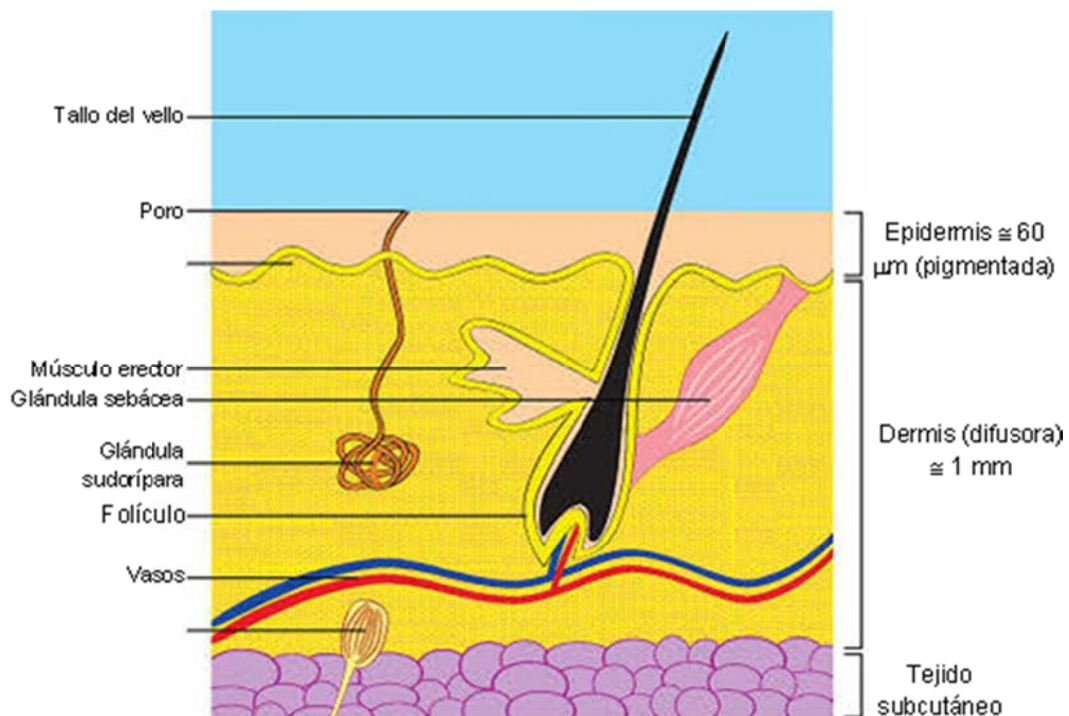


Fig. 9.12. La piel y el cabello humano.

Siguiendo el razonamiento esbozado en el punto anterior, debemos seleccionar el láser y su longitud de onda; la duración del pulso y la energía necesaria.

No hay duda que el cromóforo es la melanina con su espectro de absorción ya mencionado. El uso de láseres azules y verdes está vedado por el fuerte scattering en la piel. No hay más remedio que ir hacia longitudes de onda más largas (Alejandrita, 755 nm; diodo, 808 nm; Nd:YAG, 1064 nm). Actualmente la elección se vuelca hacia los DL por su practicidad. El daño epidérmico en las personas de piel oscura se reduce con un enfriamiento agresivo de la piel poniéndola en contacto con una punta refrigerada de zafiro transparente a la luz láser.

Los folículos pilosos tienen una forma aproximadamente esférica con dimensiones variables entre 100 μm y 300 μm de diámetro. El TRT puede ser estimado entonces entre 4 ms y 36 ms ($\text{TRT} = d^2/24D$). Estos cálculos justifican el uso de un pulso con $t_p < 36$ ms. Los dispositivos actuales para depilación con láser tienen una duración máxima del pulso en el rango de 20-40 ms. Sin embargo, algunos modelos de óptica de la piel y difusión de calor sugieren que para dañar todo el folículo piloso, incluyendo las estructuras foliculares más externas, donde se encuentran las células madre, se deben usar anchos de pulso sustancialmente más largos, de hasta 100 ms. Por lo tanto, parece que se necesita una duración de pulso mucho más larga para obtener resultados óptimos. El calor se conduce desde el eje y la parte melanizada del bulbo hasta las estructuras circundantes de acuerdo con las leyes de difusión térmica.

Un estudio reciente, utilizando DL en 808 nm (Battle, 2017) muestra que son necesarias fluencias entre 15 y 60 J/cm^2 para lograr resultados satisfactorios, dependiendo del tipo de piel y del color del pelo.

9.4.4. Tratamientos estéticos en la piel

Las tecnologías de rejuvenecimiento de la piel con láser representan una nueva herramienta en el repertorio del cirujano estético para mejorar el tono, la textura y la pigmentación de la piel. Existen láseres ablativos y no-ablativos, así como láseres fraccionados y extensos. Los láseres extensos actúan sobre todo el área de la piel tratada. En términos de imágenes digitales, diremos que tratan todos los píxeles, mientras que los dispositivos fraccionados tratan sólo un porcentaje de los píxeles en el área de tratamiento. Los láseres ablativos vaporizan el tejido y por lo tanto son más agresivos en comparación con los láseres no-ablativos, que solo producen coagulación, dejando a la piel aparentemente intacta. Aunque los láseres ablativos conllevan un proceso de recuperación más difícil, siguen siendo los láseres que producen los resultados más efectivos para arrugas faciales severas o problemas de pigmentación. Para los pacientes que buscan una mejoría moderada, sin los posibles efectos secundarios de los láseres ablativos, los láseres no-ablativos son eficaces (Preissig, 2012).

Los láseres más utilizados en estos tratamientos son el láser de CO₂ (10,6 μm), el láser de Erbio:YAG (2,94 μm) y más recientemente, el láser de Er en fibra óptica de vidrio (1,5 μm). En todos los casos, el cromóforo principal es el agua.

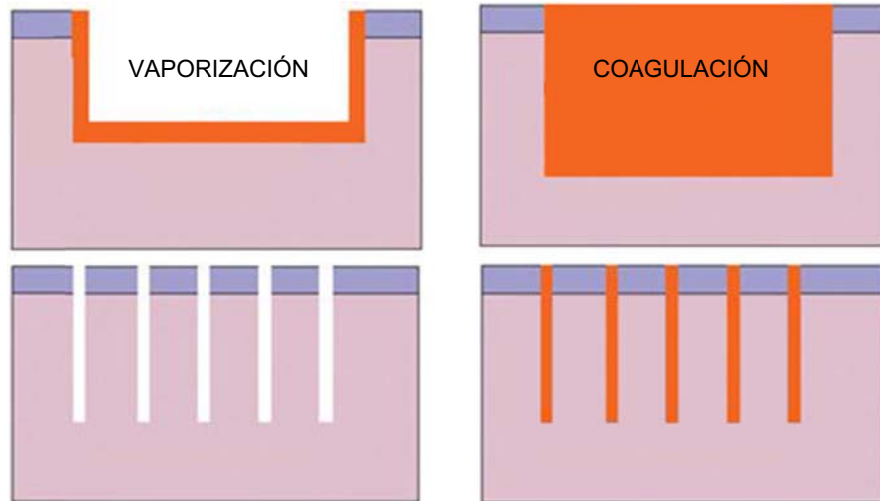


Fig. 9.13. Tratamientos en la piel. Izquierda: ablativos; derecha: no-ablativos. Arriba: extensos; abajo: fraccionados

En los tratamientos ablativos, la luz del láser rápidamente sobrecalienta las moléculas de agua en el tejido de la piel. Cuando el agua se convierte en vapor, las células de la piel se eyectan en un efecto exfoliante. Este hecho promueve la formación de colágeno y la retracción de la dermis y la epidermis para apretar la piel. Este fue el tratamiento original desarrollado para combatir el envejecimiento y sigue siendo el tratamiento más efectivo.

Los tratamientos no-ablativos entraron en el mercado a finales de los años noventa principalmente para su uso en el rejuvenecimiento moderado de la piel. Esta clase de láser produce un efecto más suave, induciendo una lesión tisular controlada en la dermis y estimulando la remodelación dérmica y la producción de colágeno. Los pacientes con tonos de piel más oscuros también son candidatos para los láseres no-ablativos, ya que no inducen la pigmentación anormal que a menudo surge con el uso de láser ablativo en la piel más oscura.

La tecnología fraccionada ablativa crea sobre la superficie de la piel tratada, miles de perforaciones microscópicas, manteniendo a la piel intacta alrededor de estas perforaciones. Cada canal crea una zona dañada, sin perturbar el tejido adyacente. Estos micropuntos (aproximadamente 15 – 20 % de la piel) son el punto de partida para el proceso de cicatrización. Esto permite a la parte más superficial de la piel, regenerarse (sanar) desde el exterior de manera muy rápida, lo que mejora significativamente el estado general de la piel.

En la variante no-ablativa, la tecnología fraccionada produce la coagulación de múltiples columnas de tejido que están separadas por el tejido no coagulado circundante. Estas columnas de tejido coagulado crean unidades, llamadas zonas microtérmicas (MTZs), que penetran a través de la epidermis hasta la dermis profunda. El patrón general de MTZs

establecido por el aplicador del láser es similar a los píxeles en una pantalla de computadora. En este proceso, la epidermis es coagulada, pero el estrato córneo permanece estructuralmente intacto y continuo. Debido a que no es necesario crear una capa completa de piel nueva, se elimina el tiempo de inactividad prolongado.

El láser se suministra a través de una lente especial (difractiva o de micro-lentes). Así se crea un patrón de tratamiento que puede tener 49 puntos (7x7) u 81 puntos (9x9) en la piel (Fig. 9.13). La zona de tratamiento normalmente es de 11 mm x 11 mm, por lo que se deben hacer sucesivas aplicaciones para cubrir zonas relativamente grandes. El practicante puede decidir entre la configuración de 49 y 81 píxeles, dependiendo del área y tipo de tratamiento requerido. Con el patrón de 49 puntos, la energía se divide entre menos píxeles, de modo que cada píxel recibe más densidad de potencia y la temperatura alcanzada puede ser mayor.

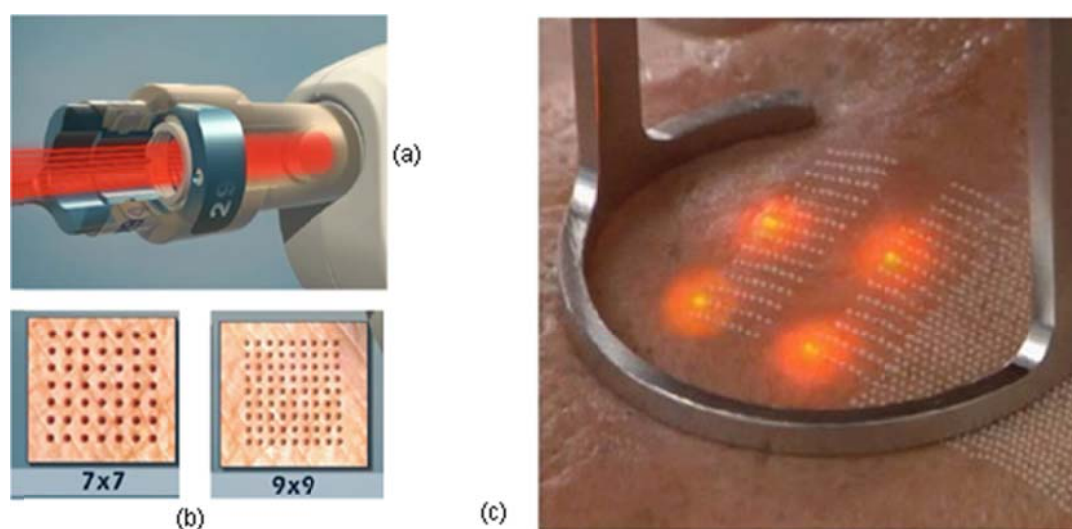


Fig. 9.14. Aplicador para tratamientos fraccionados. (a) lente fraccionadora. (b) Patrones pixelados. (c) Aplicaciones repetidas en la piel; las manchas rojas son para la puntería.

Es claro que las aplicaciones ablativas pueden tener la profundidad deseada con el solo expediente de utilizar la energía suficiente. En cambio los tratamientos no-ablativos alcanzan una profundidad que depende fundamentalmente del coeficiente de absorción, y este a su vez, de la longitud de onda. Para el láser de CO_2 ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$), la longitud de penetración ($L_p = 1/\alpha$) es $10 \mu\text{m}$; por lo que la coagulación no se extenderá más que unos $40 \mu\text{m}$, o sea el espesor de la epidermis. Para el láser de Er:YAG, el coeficiente de absorción del agua es máximo ($\cong 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$) y la penetración no-ablativa será casi inexistente. En cambio para el láser de Er en FO ($\lambda = 1,5 \mu\text{m}$) el coeficiente de absorción cae a 1 cm^{-1} , por lo que la coagulación puede alcanzar profundidades limitadas solo por la dispersión. Naturalmente un coeficiente de absorción pequeño exige valores elevados de irradiancia para alcanzar la temperatura necesaria para la coagulación.

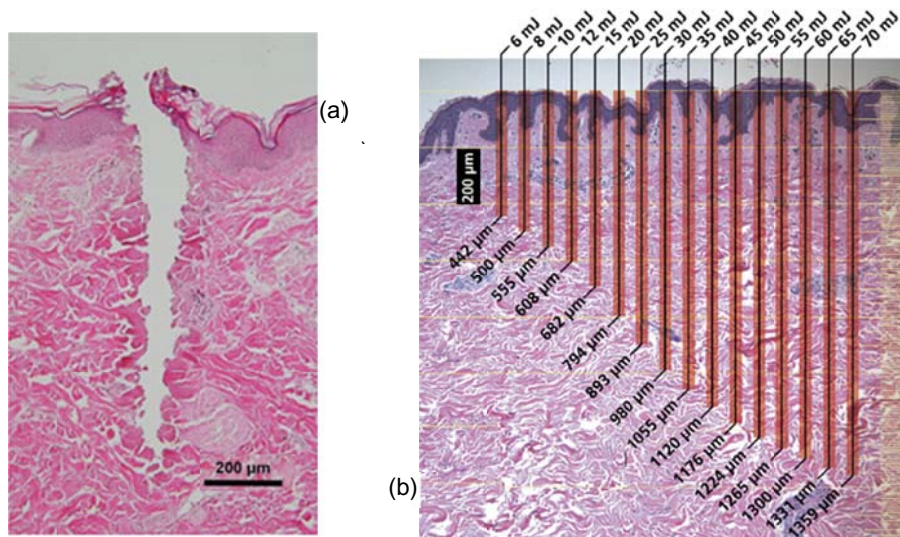


Fig. 9.15. (a) Corte histológico de un canal de daño en un tratamientos ablativo – fraccionado. (b) Profundidad de los canales en función de la energía por pulso con láser de Er:YAG.

9.4.5. Tratamientos de tumores en las cuerdas vocales

Las cuerdas vocales son la parte del aparato fonador directamente responsable de la producción de la voz. Se ubican dentro de la laringe, en la parte superior de la tráquea. No tienen forma de cuerda, sino que se trata de una serie de labios membranosos que más correctamente deberían llamarse *repliegues vocales*.

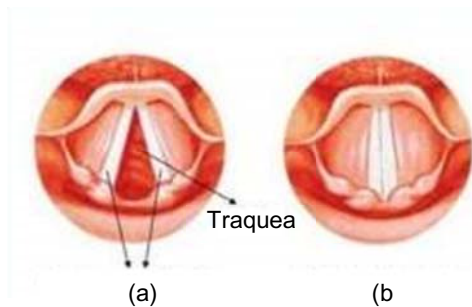


Fig. 9.16. Repliegues vocales.
 (a) Abiertos, durante la inspiración.
 (b) cerrados, durante la deglución.

Los nódulos de las cuerdas vocales son crecimientos benignos (no cancerosos) causados por el abuso de la voz. Con el transcurso del tiempo, el abuso continuo de las cuerdas vocales tiene como resultado un tejido suave e inflamado. Estos tejidos pueden endurecerse y convertirse en lesiones similares a un callo (nódulos).

Si el médico recomienda extirpar el nódulo, la cirugía con láser es una de las opciones válidas. La cirugía para eliminar tumores en las cuerdas vocales se suele realizar mediante láser de CO₂, con lo que la recuperación es mucho más rápida para el paciente, además de no ser necesaria la realización de una traqueotomía (apertura en el cuello a la altura de la

tráquea para permitir la llegada del aire a los pulmones). La experiencia en la utilización del láser CO₂ para el tratamiento de determinadas patologías de la Otorrinolaringología (ORL) ha alcanzado su plena madurez. Su uso es de primera elección para tratar tumores benignos y malignos, aunque su uso es controvertido en otras patologías de la esfera ORL como cambio de sexo vocal o en la reducción de las amígdalas.

El tratamiento de los tumores malignos de laringe con láser de CO₂ y microscopio quirúrgico es una alternativa al tratamiento clásico con cirugía abierta o radioterapia. La mayoría de estudios han demostrado la utilidad de la Cirugía Transoral Láser para el tratamiento del cáncer precoz de cuerda vocal, igualando los resultados de la cirugía abierta y la radioterapia en el control local y la supervivencia, mejorando los tiempos de tratamiento y hospitalización y haciendo el tratamiento significativamente menos caro. Las ventajas respecto a la conservación de las funciones fonatoria y deglutoria es clara respecto a las técnicas quirúrgicas abiertas, pero no frente a la radioterapia. No obstante, los últimos trabajos indican una tendencia a igualar los resultados funcionales y mejorar la calidad de vida (González García, 2006).

El láser de CO₂ se aplica a lo largo del eje del campo visual del microscopio utilizando un micromanipulador acoplado al microscopio para permitir un control preciso del haz para cortar con precisión tejidos y obtener hemostasia. Este láser tiene propiedades tisulares ideales para la cirugía en la laringe debido a su alto coeficiente de extinción del agua, lo que limita la penetración de los tejidos blandos y minimiza los efectos térmicos colaterales, proporcionando generalmente suficiente hemostasia. Recientemente se comienza a disponer de guías de onda flexibles para el láser de CO₂ que permitirán un acceso más fácil a algunas áreas que son difíciles de alcanzar con los sistemas láser tradicionales. Seguramente el láser de Er:YAG se usará rápidamente.

Cuando se corta a través del cuerpo del tumor con CO₂, es necesario disponer de una potencia media del orden de 20 W y enfocar fuertemente hasta un diámetro del haz tan bajo como 400 μm, A medida que el láser corta los tejidos, estos se separan, exponiendo las estructuras subyacentes y para reducir la formación de carbón. Para disecar vasos grandes o nervios, es importante disminuir la potencia y desenfocar el haz para aumentar el tamaño del punto hasta aproximadamente 1 mm.



Fig. 9.17. (A) Una imagen que muestra a un paciente con diagnóstico de carcinoma de células escamosas glóticas. (B) Situación inmediatamente después de la extirpación del tumor. (C) Resultados 6 meses después de la cirugía (Rubinstein, 2011).

9.5. Resumen

En el tejido biológico, la absorción de la luz y la posterior generación de calor son debidas principalmente a la presencia de agua, proteínas y pigmentos. El coeficiente de absorción depende fuertemente de la longitud de onda de la radiación láser incidente. Para la descripción de almacenamiento y transferencia de calor, son de importancia fundamental las propiedades térmicas de los tejidos, como el calor específico y la conductividad o la difusividad térmica.

No se observan efectos apreciables y medibles en el tejido hasta que la temperatura no haya subido unos 5 °C por encima de la temperatura corporal normal. Por debajo de 100 °C, englobamos los efectos bajo el nombre de hipertermia. La gravedad de estos procesos no solo dependen de la temperatura sino también del tiempo en el que ésta se mantiene, de una manera que puede ser modelada convenientemente con una ecuación de Arrhenius. Varias técnicas de tratamiento, tales como la fotocoagulación en la retina, la fototermólisis selectiva de los vasos sanguíneos ensanchados y la termoterapia intersticial inducida por láser (LITT), aspiran a mantener la temperatura del tejido justo en condiciones de hipertermia.

A 100 °C, las moléculas de agua contenidas en la mayoría de los tejidos se comienzan a vaporizar. Debido al gran aumento del volumen, durante esta transición de fase, se forman burbujas de gas que inducen rupturas mecánicas y la descomposición térmica de los fragmentos de tejido. Sólo si todas las moléculas de agua se han vaporizado y la exposición al láser todavía continúa, el aumento de la temperatura puede llevar el tejido por encima de 100 °C y conducir a la carbonización, lo que es observable por el ennegrecimiento del tejido adyacente y el escape de humo. La carbonización es parte del tratamiento quirúrgico de los pólipos o tumores en las cuerdas vocales.

Si bien la hipertermia se puede mantener por debajo del umbral en el que los daños son irreversibles, las técnicas con láser generalmente persiguen resultados terapéuticos permanentes. Para ello la correcta dosimetría de la entrega de la energía láser en el interior del tejido, es fundamental.

9.6. Referencias

- Battle, E. F., Anderson, R. R. (2017). Study of Very Long-Pulsed (100 ms) High-Powered Diode Laser for Hair Reduction on All Skin Types. En línea en: http://www.aesthetic.lumenis.com/pdf/laser_hr_all_skintypes.pdf. Acceso 19 de enero de 2017.
- Blumenkranz, M. S., Yellachich, D., Andersen, D. E. (2006). Semiautomated patterned scanning laser for retinal photocoagulation. *Retina*, 26(3), 370-376.
- Cox, B. T. (2015). Introduction to Biomedical Optics. En línea en: http://www.ucl.ac.uk/medphys/contacts/people/bcox/MPHYX910_Biomedical_Optics_notes_Nov2015.pdf. Acceso 19 de enero de 2017.

- González-García, J. A., Rodríguez Paramás, A., Souvirón Encabo, R., Ortiz García, R. P., Scola Yurrita, B. (2006). Tratamiento del cáncer glótico precoz con cirugía transoral láser CO₂. *Acta Otorrinolaringol. Esp.*, 57, 364-368.
- Preissig, J. Hamilton, K., Markus, R. (2012). Current Laser Resurfacing Technologies: A Review that Delves Beneath the Surface. *Semin. Plast. Surg.*, 26, 109 -116.
- Rubinstein, M., Armstrong, W. B. (2011). Transoral laser microsurgery for laryngeal cancer: A primer and review of laser dosimetry. *Lasers Med Sci.*, 26(1), 113–124.
- Salman, A. G. (2011). Pascal laser versus conventional laser for treatment of diabetic retinopathy. *Saudi J Ophthalmol.* 25(2), 175–179.
- Sarideechaigul, W., Sattayut, S. (2013). Clinical outcome and complication of treating port wine stains with diode laser: A case report. *Proceeding The 3rd International Khon Kaen University, Symposium, Thailand.*

CAPÍTULO 10

Fotoablación



Presbicia

10.1. Introducción

Rangaswamy Srinivasan, un científico de origen indio, dedicó toda su carrera de investigación al estudio de la acción de la luz ultravioleta sobre la materia orgánica. Durante un período de 30 años, entre 1961 y 1990, dirigió un grupo en el Centro de Investigación IBM T. J. Watson en Yorktown Heights, NY, USA, dedicado a investigar dichas interacciones. Cuando los láseres ultravioleta estuvieron disponibles comercialmente en la década de 1980, Srinivasan utilizó el láser pulsado de excímero en 193 nm para este propósito. Su grupo encontró un nuevo fenómeno que produce el grabado o la perforación de sólidos orgánicos, tales como polímeros o tejido biológico, sin ningún daño térmico al material circundante. Este fenómeno se denominó *fotodescomposición ablativa* (APD) o *fotoablación*. Hoy día, la técnica se ha convertido en el método de elección para perforar polímeros tales como la *poliimida* que se usa en la fabricación de los circuitos electrónicos y en las boquillas de las impresoras de chorro de tinta.

Srinivasan personalmente trabajó con cirujanos para introducir el método en intervenciones quirúrgicas. Una de las aplicaciones notables que se ha aceptado en todo el mundo es el uso del láser de 193 nm para remodelar la córnea. Millones de personas se han beneficiado de esta cirugía hasta la fecha. Dado que APD es aplicable al corte o grabado de cualquier tejido blando, también se están desarrollando otras aplicaciones como la cirugía a nivel de una sola célula.

A principios de los 80, James Wynne (físico), Rangaswamy Srinivasan (químico) y Samuel Blum (experto en materiales) trabajaban con un nuevo láser que emitía pulsos muy intensos en el UV, el *láser de excímeros*. Srinivasan había descubierto que se podían trabajar polímeros con ese láser y que la fineza del acabado era sobresaliente. Como los polímeros comparten ciertas características químicas con los tejidos biológicos, realizaron distintas pruebas en el cabello y en las uñas, hasta que después de la fiesta de Acción de Gracias de

1981, grabaron formas precisas en el cartílago de la carcasa de un pavo. Srinivasan y Wynne especularon sobre el uso del fenómeno en alguna forma de aplicación quirúrgica disminuyendo los daños colaterales, de la misma manera que cuando nos cortamos las yemas de los dedos con el filo de una hoja de papel y vemos que la herida se cura sin formar tejido cicatricial (Elsevier, 2015).

Poco después, Stephen Trokel, un oftalmólogo de Nueva York, aprendió como utilizar esta tecnología en la cirugía del ojo. La forma de la córnea podía ser modificada por el láser con una mejora en la visión de personas con miopía, hipermetropía y astigmatismo. A finales de 1983, Trokel publicó un artículo sobre el procedimiento en una importante revista de oftalmología que mostró el potencial de la *cirugía refractiva con láser* (Trokel, 1983). Después de años de investigaciones y ensayos clínicos, muchos de los cuales se hicieron en Argentina, la Administración de Alimentos y Medicamentos de USA (FDA) aprobó un sistema comercial de cirugía refractiva con láser en 1995. Desde entonces se han realizado decenas de millones de operaciones en todo el mundo.

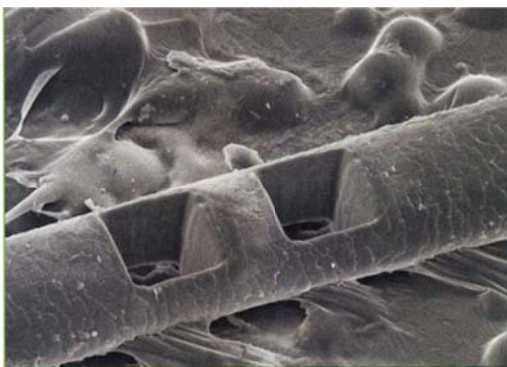


Fig. 10.1. Cortes limpios de 50 μm de lado con láser de excímero, sobre un cabello. Diámetro del cabello 125 μm . No se observa ningún daño térmico en el tejido circundante al irradiado.

10.2. Fotoablación

Cuando radiación láser ultravioleta pulsada intensa incide sobre la superficie de un polímero orgánico o sobre tejido biológico, el material en la superficie se eyecta de manera limpia sin daño apreciable en el entorno. En el proceso, la profundidad de ataque está controlada por la irradiancia y por la duración del pulso; con *láseres de excímeros* de 20 ns, es común obtener una profundidad de ablación entre 0,1 y varios micrómetros con fluencias entre 50 y 1000 mJ/cm^2 . Aún con las fluencias más altas no se observa daño térmico ni mecánico en el material remanente, a pesar de que los productos que se eliminan por este ataque, que van desde átomos hasta fragmentos moleculares pequeños, se eyectan a velocidades supersónicas.

Hay varios parámetros claves a considerar para la ablación con láser. La primera es la selección de una longitud de onda con una profundidad de absorción mínima. Esto ayudará a asegurar una alta deposición de energía en un pequeño volumen para una ablación rápida y completa. El segundo parámetro es una duración de pulso corta para minimizar la conducción

térmica al material circundante. El tercer parámetro es la fluencia o densidad de energía, que debe superar un cierto valor umbral que depende de la longitud de onda y del material. El cuarto parámetro es la calidad del haz medida por su homogeneidad en el plano de trabajo.

Actualmente se acepta que para pulsos láser de ns, la energía de los fotones UV se utiliza en un primer paso para la excitación electrónica del material. Este proceso se puede representar esquemáticamente con los diagramas siguientes que incluyen niveles electrónicos y vibracionales en términos de la distancia entre fragmentos de la molécula.

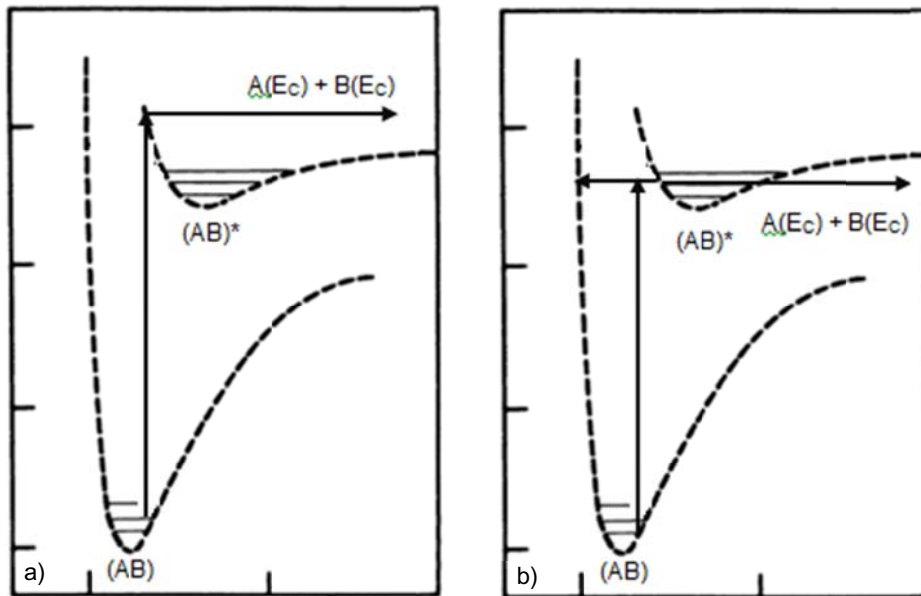


Fig. 10.2. Canales de reacción que conducen a la fragmentación de la molécula AB. a) *Canal fotoquímico* donde la excitación electrónica da como resultado la rotura directa del enlace. b) *Canal fototérmico* donde la excitación electrónica se transfiere a un nivel vibracional muy elevado del estado electrónico fundamental desde donde se disocia o fragmenta.

Los diagramas tratan de representar el hecho de que la contribución de la descomposición fotoquímica al proceso de ablación disminuye cuando se utilizan longitudes de onda más largas.

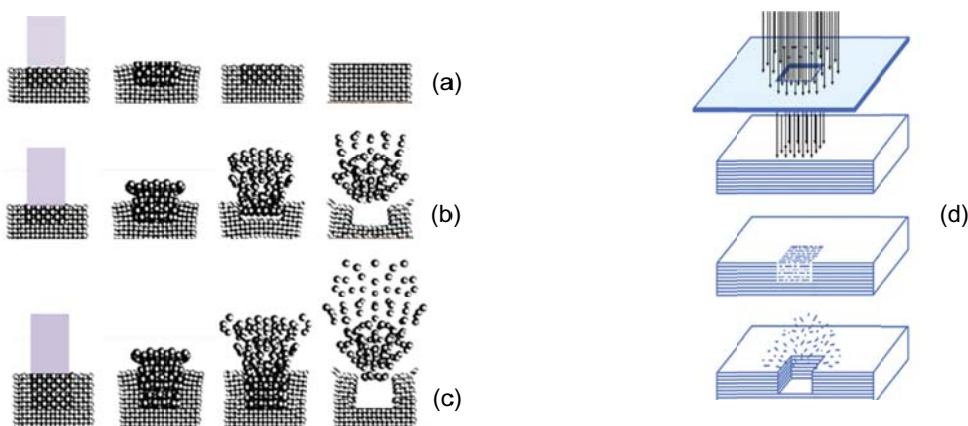


Fig. 10.3. Representación idealizada de la fotoablación. En (a) la fluencia está por debajo del umbral, en (b) ha superado el umbral y la profundidad de ablación crece con la fluencia, aunque no linealmente; en (c) se ha alcanzado la saturación y la profundidad de ablación alcanza su valor máximo. El uso de máscaras es común en la industria electrónica (d).

Sin embargo, la fragmentación ablativa de una macromolécula (polimérica o biológica) es más complicada que la de una molécula biatómica, por lo que es razonable pensar que es necesario romper muchos enlaces simultáneamente para que realmente el material se fragmente y no se recombine. Los hechos muestran que para las exposiciones por debajo del umbral de ablación toda la energía depositada se convierte en calor (Voguel, 2003). Por encima del umbral, la energía absorbida se transformará fundamentalmente en energía cinética de los fragmentos eyectados.

10.2.1. Modelo fotoquímico de ablación

Este modelo se desarrolló para predecir la profundidad de ataque (etching) resultante de la ablación con láser UV pulsado en polímeros y también se ha aplicado a la ablación de tejidos (Srinivasan, 1983, 1986).

El uso de este modelo requiere que se cumplan cuatro condiciones,

1) la ley de Lambert-Beer debe describir con precisión la distribución espacial de la energía láser absorbida en el tejido;

2) se requiere una exposición radiante por encima de un umbral finito F_u para iniciar la ablación y las exposiciones por debajo del umbral resultan solamente en el calentamiento del blanco;

3) se supone que la extracción del material comienza sólo después del final de la irradiación láser, y,

4) se cumplen las condiciones para el confinamiento térmico, lo que implica duraciones de pulsos de 100 ns o menos.

En estas condiciones, la fluencia dentro del blanco disminuye exponencialmente como $F = F_0 e^{-\alpha x}$ y se elimina el material comprendido hasta que F alcanza el valor F_u . Esto da como resultado la siguiente relación semilogarítmica entre la profundidad de ataque δ y la fluencia incidente,

$$\delta = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{F_0}{F_u}. \quad (10.1)$$

10.2.2. Modelo fotoquímico para la fluencia umbral

Supongamos que la longitud de onda utilizada en la ablación es la adecuada para que el proceso sea puramente fotoquímico. Podemos pensar entonces que la fluencia umbral es la que asegura que se disponga de al menos un fotón por ligadura a romper. Supongamos una zona irradiada de área A , espesor $L_p = 1/\alpha$, en un material que tiene N_e enlaces por unidad de volumen. Igualando el número de fotones absorbidos y el número de enlaces a romper por unidad de volumen, resulta para la fluencia umbral,

$$F_u = \frac{hc}{\lambda} \frac{N_e}{\alpha}, \quad (10.2)$$

Este resultado justifica el hecho de que el uso de longitudes de onda en las que el coeficiente de absorción es grande corresponde con un umbral pequeño, y por el contrario, los coeficientes de absorción pequeños dan lugar a un umbral mucho más alto. Otro efecto no tan evidente en (10.1) y (10.2) es que coeficientes de absorción grandes dan profundidades de ataque pequeñas que aumentan lentamente con la fluencia, y por tanto, muestran una pendiente poco profunda cuando los datos se representan en un gráfico semilogarítmico. En los casos en que la penetración es más profunda, se observa una pendiente mucho más pronunciada en la curva de la profundidad de ataque contra la exposición. Esto se muestra en la Fig. 10.4, donde se ha tomado una densidad de energía umbral, $\alpha F_u = 2583 \text{ J/cm}^3$.

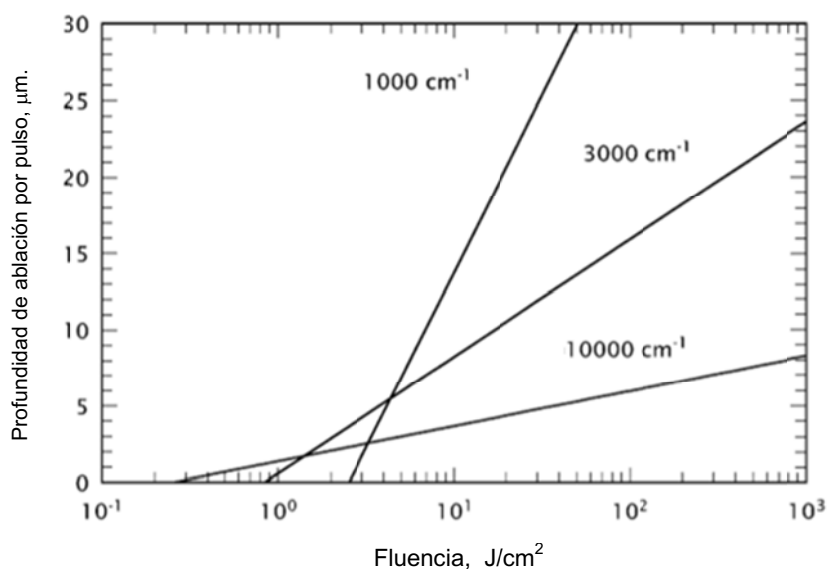


Fig. 10.4. Profundidad de ablación por pulso (μm) en función de la fluencia (J/cm^2) para varios coeficientes de absorción asumiendo que $\alpha F_u = 2583 \text{ J/cm}^3$ (Voguel, 2003).

10.2.3. Modelo fototérmico para la ablación

El montaje de una secuencia de acontecimientos para explicar un proceso de fotoablación en tejidos biológicos es mucho más complejo que en un polímero orgánico debido a su heterogeneidad estructural y gran contenido de agua. En la región UV de interés para la fotoablación, los cromóforos primarios son las proteínas en las fibrillas de colágeno y las proteínas globulares que residen entre las fibrillas. La evidencia experimental indica que estos cromóforos se calientan a temperaturas altas, incluso cuando la descomposición fotoquímica de las proteínas puede ser de gran importancia. El tiempo para la difusión térmica de las proteínas entremezcladas en la sustancia fundamental con el agua del tejido es de orden de los picosegundos. La transferencia rápida de calor de las proteínas absorbentes al agua tisular implica que un potencial cambio de fase del agua interactuará fuertemente con

cualquier proceso de descomposición fotoquímica. El aumento de la presión que acompaña al cambio de fase contribuye a la ruptura de la matriz tisular.

En un extremo totalmente térmico podemos pensar que la fluencia umbral es la necesaria para que se absorba la cantidad de energía necesaria para elevar la temperatura del tejido hasta 100 °C y luego entregar el calor latente de vaporización.

$$F_u = \frac{\rho C \Delta T + \rho L}{\alpha}. \quad (10.3)$$

Nuevamente la fluencia umbral resulta inversamente proporcional a la absorción. Si asumimos que las propiedades térmicas del tejido son similares a las del agua, el producto αF_u , que corresponde a la densidad de energía de ablación resulta igual a 2580 J/cm³, un valor similar al que se ha utilizado en el cálculo representado en la Fig. 10.3.

10.3. Fotoablación de la córnea

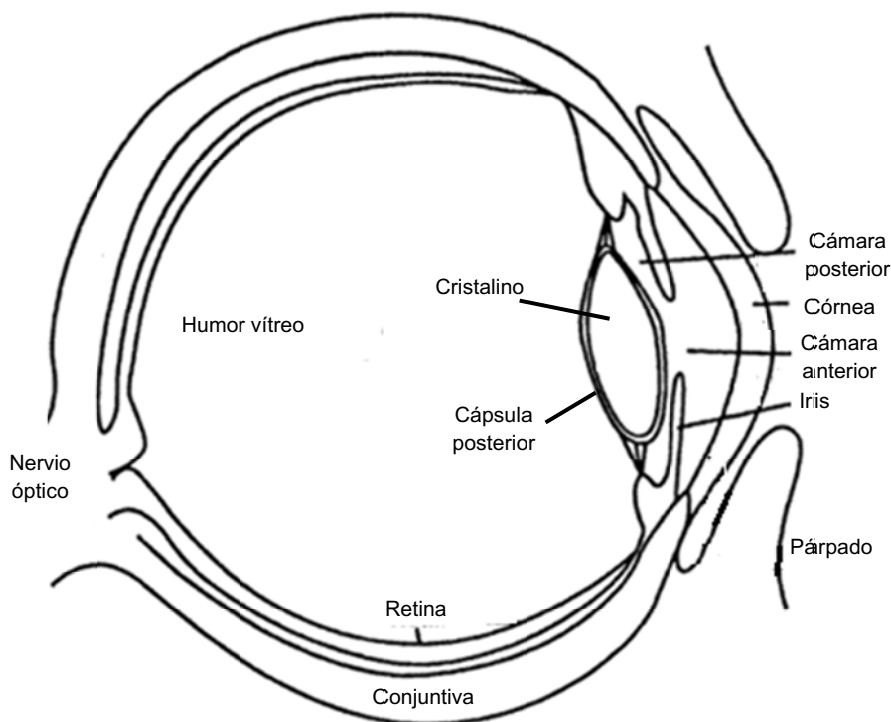


Fig. 10.5. El ojo humano.

La cornea está formada fundamentalmente por fibras de colágeno dispuestas en láminas delgadas y superpuestas. Todas las formas de colágeno son moléculas proteicas o proteínas formadas por asociaciones de aminoácidos. El colágeno está compuesto por tres cadenas que forman una triple hélice. Cada cadena tiene unos 1400 aminoácidos de los cuales uno de cada tres es *glicina*. A intervalos regulares se encuentran otros aminoácidos, la *prolina* y la

hidroxiprolina, poco frecuentes en otras proteínas. La presencia de estos aminoácidos particulares permite que las tres cadenas se enrollen una alrededor de la otra formando una fibra muy resistente. Además, entre las cadenas se establecen puentes de hidrógeno. Estas propiedades supramoleculares son las que le confieren al colágeno propiedades mecánicas únicas y la sensible labilidad térmica de la que hemos hablado en el Cap. 7.

Ahora nos interesan los aspectos más microscópicos o intramoleculares. La unión de los aminoácidos en la cadena se hace por *enlaces peptídicos*. Esta unión se establece entre el grupo *amino* de un aminoácido y el grupo *carboxílico* de otro, a través de un enlace covalente C-N con pérdida de una molécula de agua. Una parte minúscula pero representativa de esta cadena se muestra en la figura de abajo, donde asoma la similitud con los plásticos poliméricos sintéticos.

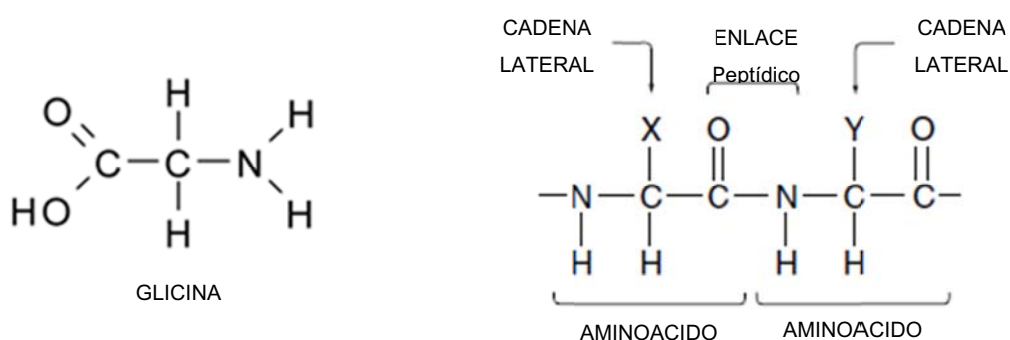


Fig. 10.6. El aminoácido alicina y la unión peptídica en la cadena del colágeno.

El enlace peptídico (-CO-NH-) se representa normalmente como un enlace sencillo. Sin embargo, posee una serie de características que lo aproximan más a un doble enlace. Como el nitrógeno es menos electronegativo que el oxígeno, el enlace C-O tiene un 60% de carácter de doble enlace mientras que el enlace C-N tiene un 40%. Por tanto, los enlaces C-O y N-C del enlace peptídico tienen características intermedias entre el enlace sencillo y el enlace doble. De hecho, las distancias interatómicas medidas en los enlaces C-O y C-N son intermedias entre las del enlace sencillo y el doble enlace. La unión peptídica no es estrictamente una ligadura covalente simple ya que tiene un comportamiento parcial de ligadura doble, similar al de las uniones carbono en los polienos o en el benceno.



Fig. 10.7. Estructura resonante de la unión peptídica

En química, la *energía de disociación de enlace*, es una medida de la fuerza de enlace en un enlace químico que se puede cuantificar por la energía suficiente para romper la molécula en ese lugar generando dos fragmentos separados. En las tablas siguiente se muestran los

valores de la energía de ruptura de los enlaces involucrados en la unión peptídica expresadas en eV, junto a las longitudes de onda y energías del fotón de los láseres más comunes en Medicina. Recordar que la energía del fotón se calcula de,

$$E_f = hv = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1240 \text{ eV}}{\lambda(\text{nm})}. \quad (10.4)$$

Tabla 10.1. Energías de disociación de enlaces moleculares seleccionados

Enlace	Energía eV
C=C	6.4
C=N	6.3
O-H	4.8
C-H	4.3
N-H	4.1
C-C	3.6
C-O	3.6
S-H	3.5
C-N	3.1

Tabla 10.2. Energía de los fotones emitidos por los láseres usados comúnmente en Medicina.

Láser (nm)	Energía del fotón (eV)
F ₂ (157)*	7.9
ArF (193)	6.4
KrF (248)	5.0
Nd:YAG 4 ω (266)	4.7
XeCl (308)	4.0
XeF (351)**; Nd:YAG 3 ω (355)	3.5
Nd:YAG 2 ω (532)	2.3
Nd:YAG (1064)	1.2
Ho:YAG (2120)	0.6
Er:YAG (2940)	0.4
CO ₂ (10600)	0.1

*La radiación de 157 nm, en el llamado *UV de vacío* se absorbe fuertemente por el oxígeno del aire y por lo tanto no es práctica.

**La mezcla de gases para operar el láser de XeF no se ofrece comercialmente.

De la observación de las tablas 10.1 y 10.2 surge que el láser de ArF es el único capaz de romper de manera totalmente fotoquímica todos los enlaces involucrados en las uniones peptídicas de las cadenas proteicas. El láser de KrF, con un fotón de 5 eV, le sigue en capacidad. Los láseres con fotones menos energéticos, raramente son usados en fotoablación de la córnea, pero si pueden ser usados en trabajos de ablación de materiales industriales.

Si aceptamos que los cromóforos primarios de la córnea son los enlaces peptídicos que unen aminoácidos adyacentes en las moléculas de colágeno, se puede estimar su abundancia. El cálculo de enlaces peptídicos es de $5,3 \times 10^{21}$ enlaces por gramo de proteína. Debido a que la córnea es aproximadamente tan densa como el agua y que el 20% del peso es colágeno, la densidad de enlaces peptídicos en el tejido es aproximadamente 10^{21} cm^{-3} . El uso de (10.2) nos permite calcular la fluencia umbral si conocemos el coeficiente de absorción de la córnea. Este es un punto conflictivo ya que las medidas, como las mediciones de otros parámetros en tejidos biológicos, discrepan en más de un orden de magnitud (Krauss, 1986; Marshall, 1985; Puliafito, 1987).

Tabla 10.3. Coeficiente de absorción de la córnea en el UV			
Autor y año	α , cm^{-1} (λ , nm)	Método para medir α	F_u (mJ/cm^2)
Puliafito, 1985	2700 (193)		382
Pettit, 1996	39900 ± 9800 (193) 21400 ± 4900 (213)	Reflexión de Fresnel	26 ± 5
Lembares, 1997	2340 ± 450 (193) 2320 ± 470 (210)	Espectrofotómetro	440 ± 69

La Fig. 10.8 resume las medidas experimentales de la profundidad erosionada por un pulso UV en función de la fluencia del láser sobre la córnea.

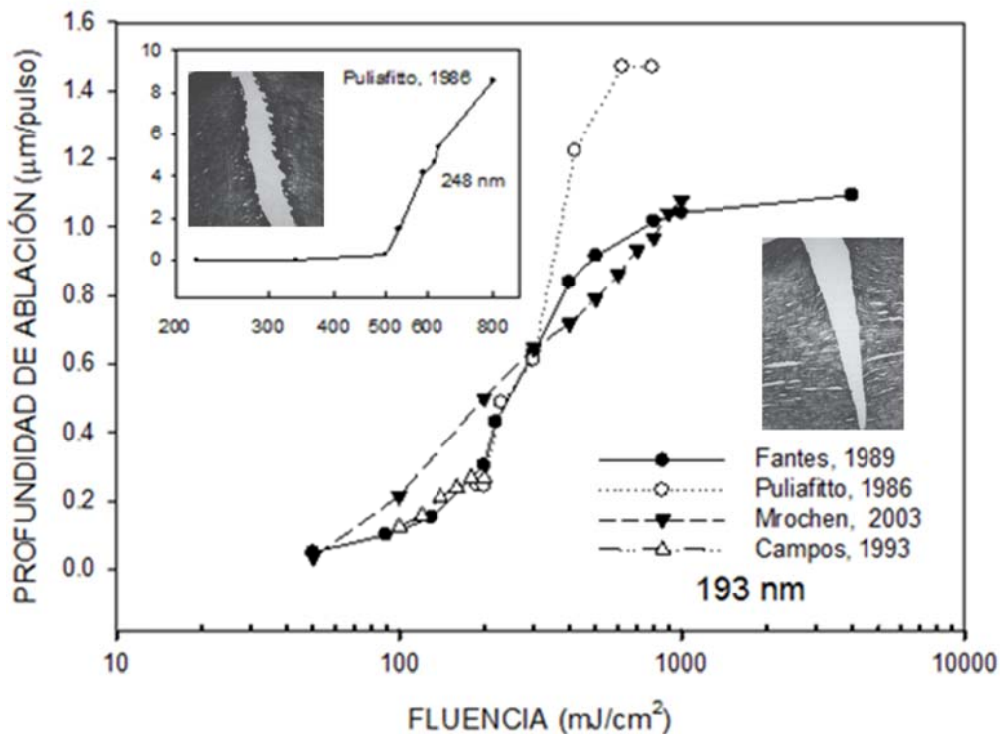


Fig. 10.8. Resultados experimentales para la ablación de la córnea con dos longitudes de onda.

Hay evidencias que sugieren una componente térmica en el proceso de ablación que crece con la longitud de onda. Las explicaciones de este fenómeno no son todavía claras. Por ejemplo, se ha postulado que a 193 nm y a valores elevados de fluencia, la absorción no lineal del agua puede ser muy importante. Esto plantea la posibilidad de que la ablación con láser UV del tejido es impulsada por la absorción óptica del colágeno (procesos fotoquímico) y del agua (relajación térmica). El análisis detallado de las vías de reacción y los productos resultantes de la ablación con láser UV de polimetilmetacrilato (PMMA) proporcionó información valiosa. El proceso fotoquímico primario en la ablación de PMMA fue la escisión de cadenas laterales, formando fragmentos gaseosos y volátiles. Los productos volátiles poseen un volumen específico mayor que el PMMA y fracturan los enlaces en la cadena polimérica principal poniéndolos bajo tensión. Este modelo se puede trasladar para explicar la física de la ablación con láser UV de la córnea, suponiendo que la ebullición del agua presente en el biopolímero proporcionará las tensiones necesarias para la división mecánica

de los enlaces. La ablación con láser UV no implica exclusivamente la disociación fotoquímica, sino que los procesos térmicos también están presentes (Voguel, 2003). La contribución de la descomposición fotoquímica al proceso de ablación disminuye rápidamente cuando se utilizan longitudes de onda más largas. Esto explica la degradación de la calidad de los bordes en la ablación de la córnea cuando se utiliza el láser de 248 nm (ver insertos en la Fig. 10.8).

10.3.1. El segundo umbral

La fig. 10.8 muestra que la profundidad de ablación por pulso satura al alcanzar un determinado valor de fluencia. Denominaremos a este valor de fluencia como el *segundo umbral*. Este efecto proviene de un fenómeno bien conocido llamado *blindaje de plasma*. A altas densidades de potencia se genera un plasma y la mayor parte de la radiación láser es absorbida por el mismo. Toda la energía excedente se disipa en calor y no contribuye a un aumento adicional en la profundidad de la ablación. Por lo tanto, la curva de ablación se satura a altas densidades de energía. El coeficiente de absorción del plasma inducido es significativamente mayor que el coeficiente de absorción del tejido. Una discusión detallada de los parámetros que gobiernan la formación del plasma y del blindaje que este produce se encuentra en el capítulo siguiente.

10.4. Procedimientos quirúrgicos

A partir de 1936, el oftalmólogo japonés Tsutomu Sato realizó una forma temprana de cirugía refractiva que intentó tratar el *queratocono*, la *miopía* y el *astigmatismo* haciendo incisiones en la córnea. En 1974, Svyatoslav Fyodorov trató a un muchacho que había sufrido un accidente. El paciente, que usaba anteojos para la corrección de la miopía, cayó de su bicicleta. Sus gafas se rompieron en el impacto y quedaron trozos de vidrio alojados en ambos ojos. Para salvar la visión del niño, Fiodorov realizó una operación que consistió en hacer numerosas incisiones radiales que se extendían desde el centro a la periferia de la córnea en un patrón radial, como los rayos de una rueda, para quitar los trozos de vidrio. Luego del proceso de cicatrización de la córnea, Fyodorov encontró que la agudeza visual del muchacho había mejorado perceptiblemente. En poco tiempo se desarrolló toda una especialidad quirúrgica para corregir los defectos comunes de la visión por este procedimiento. Cuando Stephen Trokel realizó los primeros ensayos con láser para mejorar la visión de personas con miopía, hipermetropía y astigmatismo, la estrategia fue totalmente diferente: se modificó directamente la forma de la córnea (Krueger, 2013).

10.4.1. Procedimiento PRK

La *queratotomía fotorrefractiva* o PRK es un procedimiento quirúrgico utilizado para corregir problemas de visión comunes, incluyendo la miopía, la hipermetropía y el astigmatismo, mediante la remodelación de la córnea

Para corregir la miopía, el láser ultravioleta elimina por fotoablación el tejido desde el centro de la córnea hacia los bordes para que la superficie de la córnea tenga una curvatura menor. En el caso de hipermetropía ocurre lo contrario, ya que para aumentar la curvatura, se procede a eliminar tejido en los bordes externos de la córnea. El astigmatismo se corrige por la remodelación de la córnea para lograr simetría esférica.

El tejido se puede quitar de un área grande de dos maneras. Se puede irradiar la córnea con una serie de pulsos láser expandidos espacialmente a un perfil de intensidad adecuado, o el ojo puede ser irradiado con una serie de pulsos láser estrechos, siguiendo un patrón de repetición de geometría apropiada. En el primer caso, un perfil de haz gaussiano, donde el centro contiene la mayor concentración de energía, eliminará más tejido en el centro que en la periferia, lo que aplana la córnea para la corrección miope. Si la irradiancia en la periferia se hiciera más grande, se retiraría más tejido del borde, corrigiendo la hipermetropía. El uso de un haz de diámetro pequeño desplazado a través del área de ablación permite utilizar láseres que no generan las altas energías requeridas por los láseres que usan un haz grande estacionario. Por lo tanto, el dispositivo clínico puede ser más pequeño y menos costoso. Para completar el tratamiento dentro de un período de tiempo razonablemente corto, el haz de diámetro pequeño debe ser escaneado rápidamente a través de la córnea y la tasa de repetición debe ser alta, de hasta 500 Hz.

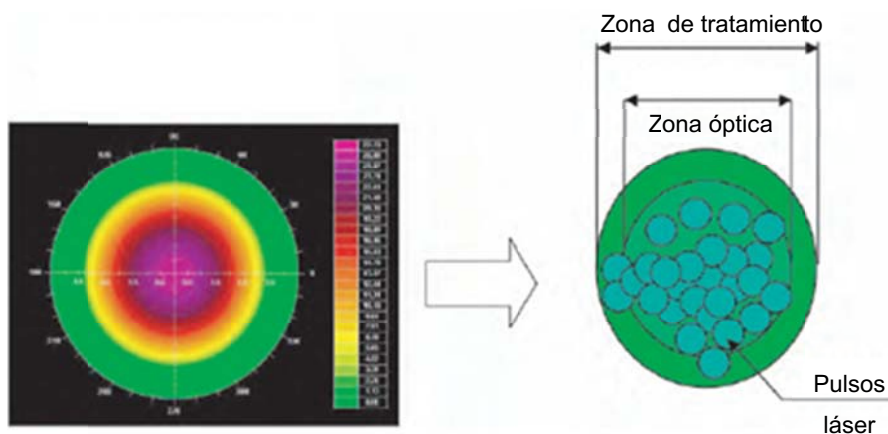


Fig. 10.9. Perfil de ablación calculado (izquierda). Realización mediante la superposición de pulsos de haz estrecho (derecha).

Durante una corrección de miopía estándar, se elimina tejido central con una profundidad a_0 , dada por (Munnerlyn, 1988),

$$a_0(\mu m) = \frac{P(\text{dioptrías})d(\text{mm})^2}{3}. \quad (10.5)$$

Esta fórmula se utiliza rutinariamente para calcular la profundidad de la queratectomía central y se basa en el diámetro (d) en mm y el cambio refractivo en las dioptrías (P). Para una corrección de $-6,0$ D con un diámetro de la zona óptica de 6 mm, la profundidad de queratectomía central (a_0) sería de 108 μm . Suponiendo una velocidad de ablación de 0,2 μm por pulso, serían necesarios un total de 540 pulsos de láser en el centro de la córnea. Una fórmula similar se aplica para realizar correcciones hiperométricas, en las que se extrae el tejido en la periferia de la córnea, evitando el área central.

El tamaño del área de ablación estándar es de 6,5 mm de diámetro para la miopía y 7 mm para la hipermetropía.



Fig. 10.10 Cambios en la curvatura de la córnea por ablación para corregir la miopía (izquierda) o la hipermetropía (derecha), dentro de un diámetro d .

La cirugía ocular PRK no se realiza con tanta frecuencia como lo fue en el pasado debido a las nuevas tecnologías y procedimientos que proporcionan tiempos de curación más cortos y una mayor tasa de éxito. PRK todavía se utiliza, sin embargo, cuando los pacientes tienen, por ejemplo, una córnea muy delgada.

10.4.2. Procedimiento LASIK

LASIK, del inglés Laser-Assisted in Situ Keratomileusis, es un procedimiento ambulatorio de cirugía refractiva utilizado para tratar la miopía, la hipermetropía y el astigmatismo. La cirugía utiliza un láser para moldear la córnea para mejorar la forma en que el ojo enfoca los rayos de luz hacia la retina en la parte posterior del ojo. Durante el procedimiento LASIK, se corta una tapa delgada del epitelio de la córnea con un bisturí o con un láser especial, se dobla este colgajo y se elimina con precisión una cantidad específica del estroma corneal por debajo, usando el láser UV. La tapa se pone de nuevo en su posición y sana por sí misma (Fankhauser, 2003).

Para analizar las ventajas de este procedimiento sobre el anterior, debemos analizar la Fig. 10.11 que representa un corte transversal de la córnea.

En la córnea se diferencian 5 capas (epitelio, membrana de Bowman, estroma, membrana de Descemet y endotelio), de las cuales, dos de ellas, el epitelio y el estroma, juegan un papel importante en la cirugía fotorrefractiva.

El *epitelio corneal* cumple funciones claves entre las que destacan la protección física de traumas externos y la barrera que ofrece a los fluidos y a los microorganismos. Sólo se conocen cinco microorganismos que pueden traspasar el epitelio intacto. El epitelio corneal sufre un proceso de descamación natural y existe el medio para que sus células se renueven de forma continuada. Sin embargo el proceso es lento y muy especializado. Sólo recientemente se explica la renovación del epitelio corneal por medio del concepto de célula madre (stem cell). Estas se hallan en la periferia (limbo) de la córnea desde donde se produce el proceso de renovación.

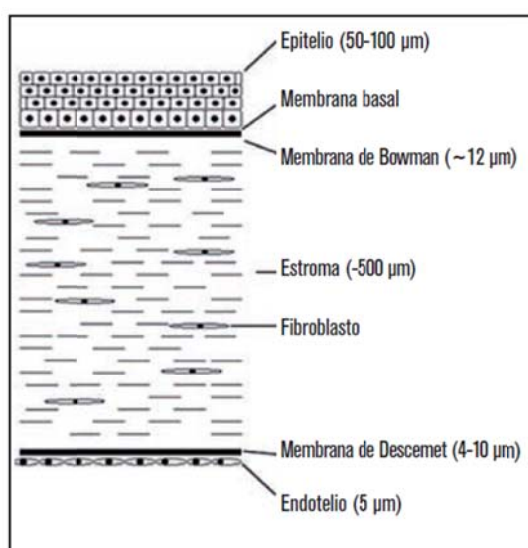


Fig. 10.11. Corte transversal de la córnea humana.

El *estroma* o sustancia propia constituye el 90% del tejido corneal. Tiene un grosor aproximado de 500 μm y está formado por fibras de colágeno, fibroblastos y matriz extracelular. El colágeno es fabricado por los fibroblastos que juegan un papel primordial en la cicatrización después de la cirugía refractiva corneal. A diferencia del epitelio, que se regenera luego de la ablación, el estroma no recupera su volumen y forma original, permaneciendo con la forma tallada mediante la ablación.

La queratectomía fotorrefractiva o PRK produce fotoablación UV capa por capa, comenzando desde la capa más externa. Después de que se ha eliminado el epitelio, se realiza la fotoablación del estroma. PRK tiene la desventaja de un largo periodo de cicatrización y un dolor postoperatorio relativamente severo, producto de la lenta recuperación epitelial y de la ausencia de sus funciones cruciales durante algunas semanas. Un tratamiento preventivo con antibióticos es imprescindible en este periodo.

El método LASIK implica la ablación con láser UV de estructuras estromales corneales después de la remoción temporaria del epitelio por medio de un micrótopo (bisturí) o de un láser de femtosegundos. Después del procedimiento con láser UV, la solapa se reubica y

cubre de nuevo el estroma. Así el epitelio y la capa de Bowman se preservan casi intactos y el proceso de cicatrización es mucho más rápido que con PRK.

La elección entre PRK y LASIK es una decisión que debe tomar un oculista que se especializa en la cirugía ocular con láser. Si la córnea es muy delgada o la corrección en dioptrías es importante, posiblemente PRK sea la única técnica viable. Ambas cirugías son seguras y efectivas y llevan una tasa muy alta de satisfacción del paciente (Mrochen, 2003).

10.4.3. Equipo quirúrgico

El aparato óptico del sistema de suministro está compuesto por lentes de cuarzo y espejos recubiertos.

Para mejorar la longevidad del sistema óptico, la vía óptica se purga con nitrógeno. Esto es para evitar la contaminación del oxígeno en el aire, que cuando ionizado por la luz UV puede erosionar las superficies de la óptica. Sin embargo, la óptica envejece y debe ser reemplazada, debido a los centros de color creado por la luz ultravioleta de alta energía dentro del cuarzo.

La precisión de la energía de los pulsos láser a la salida del sistema de suministro es crucial para el éxito de un procedimiento refractivo. Por lo tanto, la salida de energía se controla en el plano corneal al menos una vez por día de operación, utilizando láminas metálicas o placas de polimetilmetacrilato (PMMA) que son fotoabladas a una profundidad específica.

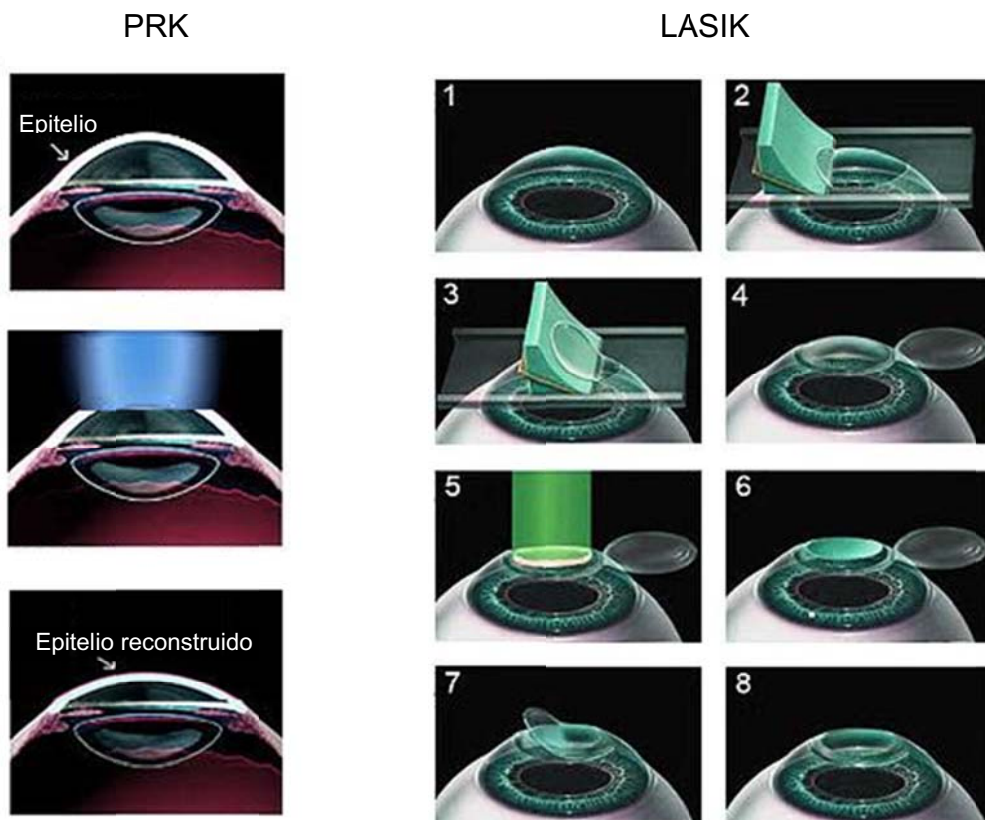


Fig. 10.12. Comparación entre PRK y LASIK. En un caso el láser actúa desde el epitelio para adentro de la córnea: en el otro, lo hace directamente sobre el estroma.

El sistema de barrido consta de un par de espejos de exploración galvanométricos o piezoeléctricos controlados por computadora. El error de posición de la mancha en la córnea debe ser inferior a 10 μm .

Finalmente, el haz láser debe acoplarse a un microscopio quirúrgico para que el cirujano pueda mirar a lo largo del eje del rayo láser.

Todos los sistemas incluyen dispositivos de succión suficientes para eliminar el efluente de ablación pero no afectar la hidratación de la superficie corneal.



Fig. 10.13. MEL® 80 de Zeiss para tratar defectos visuales. Opera con un Láser de excímero de 193 nm a una frecuencia de 250 Hz (<http://www.asta-tec.com/mel-80.html>).

10.5. Fotolitografía

Los láseres de excímeros son utilizados ampliamente en máquinas de fotolitografía de alta resolución, una de las tecnologías críticas necesarias para la fabricación de los dispositivos microelectrónicos, basados en circuitos integrados semiconductores o *chips* (Basting, 2005). Históricamente, desde principios de los años sesenta hasta mediados de la década de 1980, las lámparas de xenón y mercurio se habían utilizado en litografía en sus líneas espectrales de 436, 405 y 365 nm de longitud de onda. Sin embargo, con la necesidad de la industria de semiconductores tanto de mayor resolución, para producir chips más densos y rápidos, como de mayor rendimiento, para reducir costos, las herramientas de litografía basadas en lámparas ya no fueron capaces de satisfacer las necesidades de la industria. Este desafío fue superado cuando en un desarrollo pionero, el láser de excímeros fue propuesto y demostrado en 1982, en IBM. Con los avances fenomenales realizados en la tecnología de equipos en las últimas décadas, hoy en día todos los dispositivos microelectrónicos se fabrican utilizando la litografía con láser de excímeros. Esto ha posibilitado que las dimensiones mínimas en la fabricación de *chips* se reduzcan de 800 nanómetros en 1990 a 15 nanómetros en 2016. Esta tendencia se espera que continúe en esta década para chips aún más densos, con características mínimas que se aproximan a 10

nanómetros, mediante el uso de nuevas fuentes que emiten rayos X blandos. Desde una perspectiva científica y tecnológica amplia, el desarrollo de la litografía láser se ha destacado como uno de los hitos más importantes en los 50 años de historia del láser.

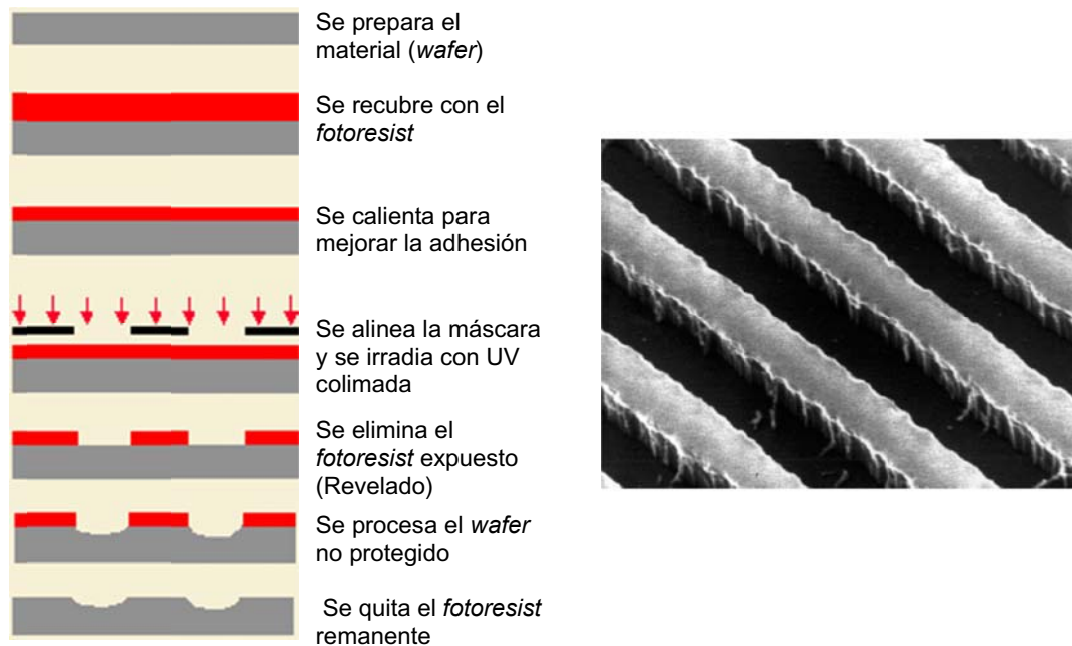


Fig. 10.14. Secuencia de un proceso fotolitográfico típico (izquierda). *Pistas* y espaciados de 200 nm fabricados por fotolitografía DUV (derecha).

10.6 Resumen de la fotoablación

- Idea principal: ruptura directa de los enlaces moleculares por fotones UV de alta energía; no se descarta una sinergia con procesos térmicos o mecánicos.

- Resultados: ablación muy limpia, asociada a ruido audible y en algunos casos a fluorescencia visible.

- Láseres típicos: láseres de excímeros ArF, KrF, XeCl, XeF

- Duración típica de los pulsos: 10 ns - 100 ns.

- Densidades de potencia típicas: 10^7 - 10^{10} W/cm²

- Aplicaciones especiales: cirugía refractiva (Medicina); fotolitografía (fabricación de dispositivos microelectrónicos).

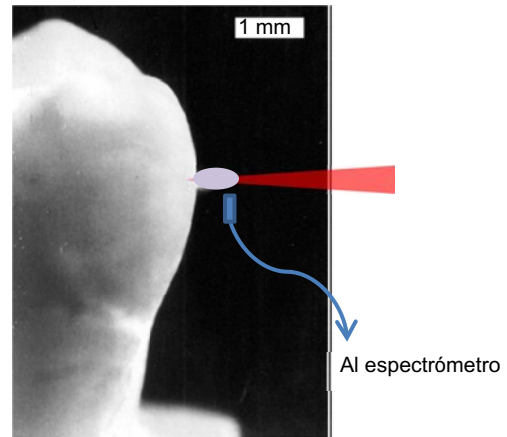
10.7 Referencias

Basting, D. and Marowsky, G. (2005). (Eds.) Excimer Laser Technology. Springer. ISBN 978-3-540-26667-9,

- Campos, M. Wang, X. W., Hertzog, L. Lee, M. Clapham, T., Trokel, Stephen L, and McDonnell, P.J. (1993) Ablation Rates and Surface Ultrastructure of 193 nm Excimer Laser Keratectomies. *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, 34, July.
- Elsevier. Chemistry + Physics + Biology = Clear Vision. Elsevier whitepaper May 2015. https://blog.sciencedirect.com/sites/default/files/201603/R_D%20Solutions_Value_of_Interdisciplinary_Research_ClearVision_2.pdf. Acceso 12/02/2017.
- Fankhauser, Fr. and Kwasniewska, S. (2003). (Ed.) *Lasers in ophthalmology basic, diagnostic and surgical aspects. A review*. Kugler Publications.
- Fantes, F. E., Waring, G. O. (1989). III. Effect of excimer laser radiant exposure on uniformity of ablated corneal surface. *Lasers in Surgery and Medicine* 9(6),533–542.
- Krauss, J. M., Puliafito, C. A., Steinert, R. F. (1986). Laser interactions with the cornea. *Surv Ophthalmol.*31, 37–53.
- Krueger, R. R. (2013). *Textbook of Refractive Laser Assisted Cataract Surgery (ReLACS)*. Edited by Ronald R. Krueger, Jonathan H. Talamo and Richard L. Lindstrom. Springer-Verlag, New York.
- Krueger, R. R., Trokel, S. L., Schubert, H. D. (1985)Interaction of ultraviolet laser light with the cornea. *Invest Ophthalmol Vis Sci.* 26, 1455–1464.
- Lembares, A, Hu X. and Kalmwf, G.W. Absorption Spectra of Corneas in the Far Ultraviolet Region. *Invest. Ophthalmol. Vis Sci.*, 38, 1283-1287.
- Marshall, J, Trokel, S, Rothery, S, Schubert, H. (1985). An ultrastructural study or corneal incisions induced by an excimer laser at 193 nm. *Ophthalmology.* 92, 749–758.
- Mrochen, M. Bueeler, M. and Seiler, T. (2003). *Corneal laser surgery for refractive corrections*. University of Zurich, Department of Ophthalmology, Zurich, Switzerland, 159-170.
- Munnerlyn, C. R., Koons, S. J., Marshall, J. (1988.). Photorefractive keratectomy: a technique for laser refractive surgery. *J. Refract. Surg.*, 14, 46-52.
- Pettit, G. H., Ediger, M. N. (1996). Corneal-tissue absorption coefficients for 193- and 213-nm ultraviolet radiation. *Applied Optics*, **35**, 3386-3391.
- Puliafito, C. A.,Steinert, R. F., Deutsch, T. F., Hillenkamp, F.,Dehm, E. J., Adler, C. M. (1985). Excimer laser ablation of the cornea and lens. Experimental studies. *Ophthalmology*, 92(6), 741-8.
- Puliafito, C. A., Wong, K., Steinert, R. F. (1987). Quantitative and ultrastructural studies of excimer laser ablation of the cornea at 193 and 248 manometers. *Lasers Surg Med.* 7, 155–159.
- Puliafito, C. A., Stern, D. Krueger, R. R. and Mandel, E. (1987). High-Speed Photography of Excimer Laser Ablation of the Cornea. *Arch Ophthalmol.*105(9), 1255-1259.
- Srinivasan, R. Action of far-ultraviolet light on organic polymer films: applications to semiconductor technology. *Journal of Radiation Curing* 10(4), 12-15, 1983.
- Srinivasan, R. *Science* 234, 559, 1986.
- Trokel, S., L., Srinivasan, R., Braren, B. (1983). Excimer laser surgery of the cornea. *Am. J. Ophthalmol.* 96(6), 710-5.
- Voguel, A. and Venugopalan, V. (2003). Mechanisms of Pulsed Laser Ablation of Biological Tissues. *Chem. Rev.* 103, 577 644.

CAPÍTULO 11

Ablación inducida por plasma



Plasma en la superficie de un diente producido por un solo pulso de un láser Nd: YLF de 30 ps, 1 miliJoule, enfocado en 30 μm . Con estos parámetros, la densidad de potencia es aproximadamente $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Modificado de Niemz, 2007.

11.1. Introducción

A finales de la década de 1970 y principios de los 80 se informaron los primeros usos de los láseres Q-switch (pulsos de nanosegundos) y mode-locking (pulsos de picosegundos) para realizar distintos procedimientos quirúrgicos en el tratamiento del glaucoma (Krasnov, 1979, Fankhauser, 1983) y para realizar capsulotomías posteriores después de la cirugía de catarata (Aron-Rosa, 1980). La posibilidad de operar quirúrgicamente, en estructuras pigmentadas y no pigmentadas, sin abrir el ojo, suscitó gran entusiasmo entre los oftalmólogos así como preocupaciones sobre la seguridad debido al desconocimiento de los mecanismos físicos fundamentales involucrados y al hecho de que parte de la luz láser se pudiera transmitir hasta la retina.

Cuando un láser con pulsos de menos de 1 μs se enfoca sobre un sólido o un fluido hasta alcanzar *densidades de potencia (irradiancias)* muy altas, ocurren una serie de fenómenos que generalmente producen un daño permanente en el material (Mulser, 2010). Estos procesos ya se han convertido en una herramienta bien establecida en la *cirugía mínimamente invasiva (MIS)*.

A menudo, el proceso se inicia con un fenómeno llamado *ruptura óptica*. Este efecto se muestra en la figura del epígrafe, donde un pulso de 30 ps de un láser mode-locking de Nd: YLF se enfocó en un diente humano extraído. Una pluma brillante apuntando hacia la fuente

del láser es claramente visible y, en algunos casos, si el láser es repetitivo, por ejemplo a 1000 pulsos por segundo, se oye un chasquido típico a la frecuencia de repetición de los pulsos.

Los láseres de alta potencia cuando se enfocan en la materia conducen a una ionización extremadamente rápida del material. Cuando esta ionización es suficiente como para afectar significativamente las características eléctricas del material, se tiene un *plasma*.

El plasma es un estado muy inestable y las intensas fuerzas coulombianas hacen que el material se altere, en algunos casos de una manera tan suave que recuerda la evaporación de un líquido, antes de la ebullición. En otros casos, el proceso de transferencia de energía continúa y el daño adquiere características más complejas, ya que se originan fuerzas mecánicas, burbujas que cavitan, ondas acústicas, etc.

Desde el principio se reconoció que si el pulso láser tiene energía suficiente puede desencadenar efectos mecánicos secundarios inducidos o mediados por el plasma. Estos efectos se vuelven más significativos e incluso pueden determinar el efecto global sobre el material. Esto se debe al hecho de que el plasma se vuelve muy absorbente u opaco y a que los efectos mecánicos escalan linealmente con la energía absorbida. Cuando el impacto mecánico es importante, el término *fotodisrupción* (del latín: ruptus = ruptura) es más apropiado. La fotodisrupción se estudiara detenidamente en el capítulo siguiente.

No siempre es fácil distinguir entre estos mecanismos de interacción, ablación inducida por plasma y fotodisrupción. En realidad, en los años setenta y ochenta, todos los efectos producidos por pulsos láser cortos y ultracortos se atribuyeron a la fotodisrupción.

Sólo a causa de investigaciones recientes, cuando se dispone de fuentes láser accesibles con emisiones en todo el rango temporal, desde menos de 100 fs hasta varios ns, parece justificada una diferenciación entre las ablaciones debidas únicamente a la ionización y las ablaciones debidas a fuerzas mecánicas. Dos hechos nos permiten echar un poco de luz sobre la situación.

i) Usando pulsos por debajo de 100 ps de duración es posible ablacionar tejido sin producir efectos mecánicos apreciables,

ii) En materiales absorbentes, como las tintas para tatuar, es posible generar efectos mecánicos disruptores sin formación apreciable de plasma.

Hoy día, los umbrales de irradiancia y fluencia, en función de la duración del pulso usado, en tejidos transparentes, se pueden establecer razonablemente para los dos procesos.

Este capítulo está dedicado a describir la ablación mediada por plasma. Comienza con una descripción resumida del estado de la materia conocido como plasma y enumera algunas de sus propiedades físicas relevantes para la terapéutica. Posteriormente se mencionan los mecanismos físicos que se evocan en las primeras etapas de la formación del plasma, un tema todavía controversial y de mucha actividad en la física básica actual. Por último el capítulo culmina con la mención de las fuentes láser utilizadas en este campo y con la descripción de algunas aplicaciones específicas, que si bien son escasas al presente, no se descarta que se incrementen en el futuro, especialmente en el campo de la neurociencia.

11.2. El plasma

En la Fig. 11.1. se muestra el resultado del análisis espectroscópico de la luz emitida por el diente del epígrafe.

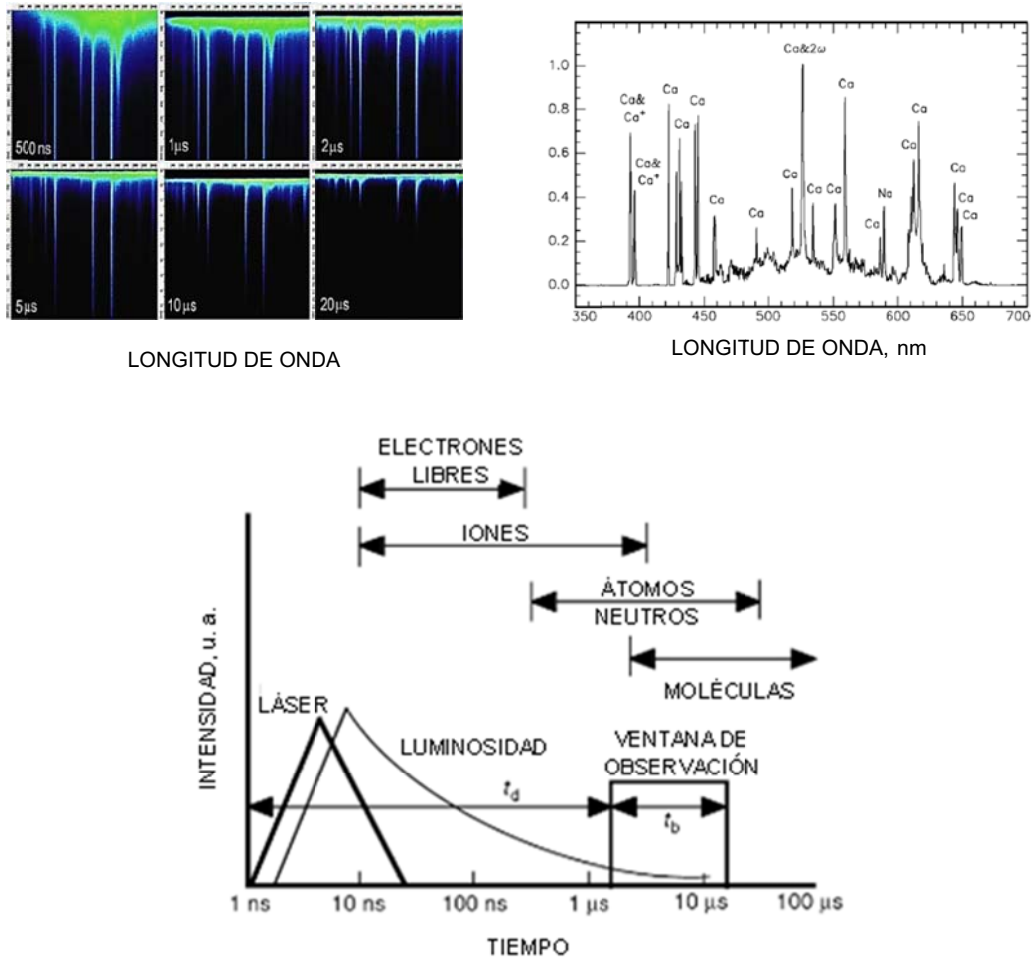


Fig. 11.1. Comportamiento espectral y temporal del plasma inducido por láser.

Arriba a la izquierda se muestra como la luz emitida varía en el tiempo. Al principio hay una emisión principalmente continua, propia de una densidad importante de electrones libres, que evoluciona hacia un espectro de líneas discretas. A la derecha se muestra el espectro obtenido a los 10 μs después del disparo del láser, cuando prevalece la emisión del calcio neutro. Abajo se muestra esquemáticamente como se puede seguir temporalmente la evolución del material.

El estado en el que coexisten electrones libres e iones atómicos o moleculares, se denomina *plasma*, a veces llamado *cuarto estado de la materia*. El plasma es un estado distinto de la materia que contiene un número suficiente de partículas cargadas eléctricamente como para afectar sus propiedades eléctricas y su comportamiento. Además de ser importantes en muchos aspectos de nuestra vida cotidiana, se estima que los plasmas constituyen más del 99 % del universo visible. En la Tierra se encuentran plasmas en los rayos, en las lámparas fluorescentes, en los soldadores de arco y en ciertas pantallas de televisión, ya casi obsoletas.

La ablación mediada por plasma hace uso de pulsos de láser de alta energía para ionizar el material dentro de la duración del pulso. Este proceso conduce a la generación de un plasma del tamaño del foco de la luz, que puede horadar el tejido con una transferencia de calor y daño colateral insignificante, al tejido vecino.

11.2.1. Absorción óptica no lineal de un plasma

Realicemos un experimento sencillo como el descrito en 6.2.2: una cubeta con agua, medidores de potencia lumínica, un láser que emita pulsos ultracortos en $1.06 \mu\text{m}$ y unas lentes que permitan cambiar el tamaño transversal del foco desde mm hasta pocos μm . Supongamos un láser que emita pulsos de 100 mJ y 20 ps de duración en un haz de 6 mm de radio. En esas condiciones la fluencia (densidad de energía) es aproximadamente 0.1 J/cm^2 , pero la irradiancia, o densidad de potencia, resulta $4 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, un valor elevado que nos lleva al extremo superior izquierdo en el Diagrama de Bouilnois (Fig. 7.1). A medida que enfocamos utilizando las lentes, los valores de F y de I escalan como se muestra en la Tabla 11.1.

Tabla 11.1				
EKSPLA modelo PL2251C ($1.06 \mu\text{m}$; 100 mJ; 20 ps; diámetro del haz: 12 mm)				
Foco de la lente, cm	Radio del foco, cm	$2z_R$, mm	Fluencia, J/cm^2	Irradiancia, W/cm^2
Sin lente	0.6	∞	9×10^{-2}	4×10^9
25	2.2×10^{-2}	382	7×10^1	3×10^{12}
10	5.4×10^{-3}	23	1×10^3	5×10^{13}
5	2.2×10^{-3}	3.8	7×10^3	3×10^{14}
1	1.1×10^{-3}	0.95	3×10^4	1×10^{15}

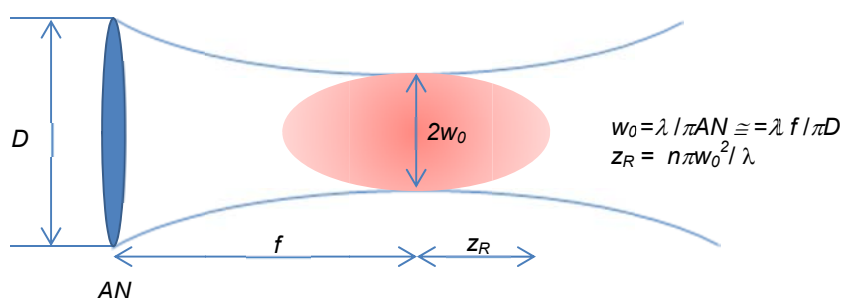


Fig. 11.2. Enfoque de un haz gaussiano.

Como hemos hecho en el capítulo 6, determinemos el coeficiente de atenuación comparando las medidas de potencia antes y después de la cubeta. La Fig. 11.2 muestra los parámetros principales del enfoque. En realidad este experimento no es tan sencillo de realizar como pensamos ya que debemos conocer en todo momento la longitud del plasma. Debemos

utilizar una muestra suficientemente larga y una lente con focal corta, como para que el plasma quede lejos de las fronteras. Este cuidado es necesario porque los umbrales para el aire y para el vidrio son similares a los del agua y de la mayoría de las muestras biológicas (Schaffer, 2001, Xiao-Lei, 2008). En primera aproximación podemos asumir que la longitud del plasma es $2z_R$, pero veremos que esto es difícil de asegurar.

La Fig. 11.3 muestra un resultado de estos experimentos en agua con pulsos de 30 ps y $1.053 \mu\text{m}$ de longitud de onda (Niemz, 2007). El cálculo del coeficiente de absorción que resulta, sirve para destacar varios hechos.

- 1.- Existe un umbral de fluencia, por encima del cual el agua deja de ser transparente y absorbe la radiación;
- 2.- El coeficiente de absorción crece entre dos y tres órdenes de magnitud cuando la fluencia es el doble del valor umbral;
- 3.- El coeficiente de absorción alcanza valores tan altos que la radiación no atravesará la muestra. Este fenómeno se conoce como el efecto de blindaje.

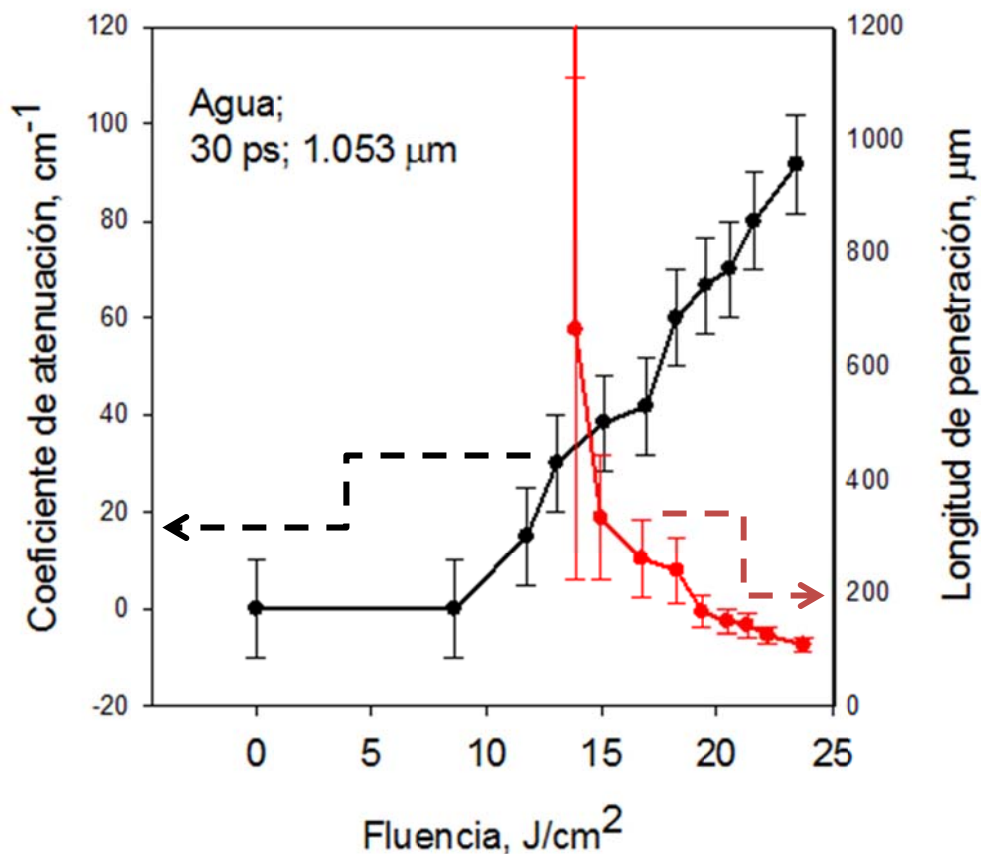


Fig. 11.3. Coeficiente de atenuación medido en agua en función de la fluencia incidente para un pulso de 30 ps de un láser de Nd: YLF, $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$.

Del análisis de los resultados mostrados en la Fig. 11.3 surge que la fluencia umbral es del orden de 10 J/cm^2 , que para pulsos de 30 ps significa un umbral para la irradiancia de aproximadamente $3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

La Fig. 11.4 muestra una recopilación de la irradiancia umbral de ruptura óptica medida para el agua, para distintas longitudes de onda y para pulsos con duraciones desde 6 ns hasta 44 fs (Vogel, 2005), donde se agregan algunas otras medidas en vidrio, sílice y esmalte dental (Schaffer, 2001; Niemz, 2007).

Una variedad de factores comprometen la exactitud de los datos de umbral medidos. A la ya mencionada incerteza en la longitud del plasma, debe sumarse el tamaño de la cintura en el enfoque (alterado principalmente por las aberraciones de la óptica y el autoenfoco para irradiancias elevadas) y el batido de modos longitudinales, que hacen inestable la irradiancia. Este último efecto es muy común en los pulsos de 6-10 ns generados en láseres de Nd:YAG Q-switch.

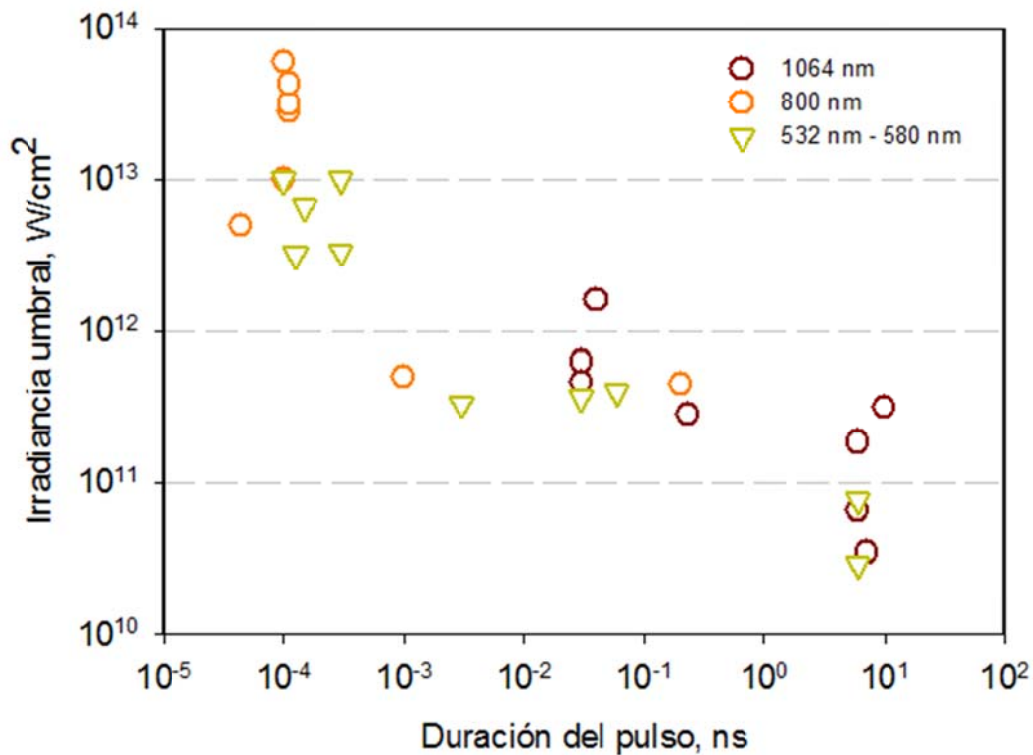


Fig. 11.4. Irradiancia umbral en función de la duración del pulso en diversos materiales.

Otro punto conflictivo en estas medidas es la definición operacional de *umbral*. Cuando se emplean pulsos de ns o de ps, la ruptura óptica en el seno de un material se detecta por la formación de un plasma luminoso, por la emisión de ondas de choque y eventualmente por la formación de una burbuja oscilante. Para estas duraciones de pulso, la luminiscencia del plasma suele servir como un criterio experimental de haber alcanzado el umbral. Con pulsos más cortos, normalmente no hay luminiscencia en la región visible del espectro, y la ruptura se

detecta generalmente por la formación de la burbuja. Por el contrario, en las investigaciones teóricas, el umbral de ruptura se define por la irradiancia requerida para producir una cierta densidad de electrones libres en el foco láser.

Por último, otra dificultad que entorpece la interpretación de estas mediciones es que no están realizadas con un mismo tipo de láser y por lo tanto, con diferentes longitudes de onda. Los láseres de Nd pueden generar pulsos de ns y de ps en distintas armónicas, pero no más cortos; los viejos láseres de colorantes suministraban pulsos de ps en el visible y los pulsos de fs actualmente se obtienen de láseres de titanio:zafiro en 800 nm.

Sin embargo, la Fig. 11.4 suministra una información muy importante que indica la conveniencia de utilizar pulsos ultracortos cuando se quiere realizar una intervención muy definida espacialmente. El hecho es que cuando la duración del pulso disminuye unos 5 órdenes de magnitud, la irradiancia umbral para producir plasma aumenta sólo en aproximadamente 3 órdenes. Esto conduce a que la energía necesaria disminuya sensiblemente cuando se usan pulsos ultracortos y por lo tanto sean menores las posibilidades de encontrar daños en la región aledaña al enfoque.

11.2.2. Modelo de generación de plasma con láseres

La absorción de luz por un plasma se entiende fácilmente usando el modelo de Drude o de Lorentz-Drude, desarrollado hacia el 1900 para explicar las propiedades de transporte de electrones en materiales, especialmente en metales (Drude, 1900). El desarrollo del cálculo se puede encontrar en el Capítulo 3 del libro *Laser-Tissue Interactions* (Niemz, 2007).

En las condiciones encontradas en los plasmas producidos por láser de uso médico, el coeficiente de absorción del plasma viene dado por,

$$\alpha_{plasma} = \frac{\nu_{e-i}}{ncm\epsilon_0} \frac{Nc^2}{\omega^2}, \quad (11.1)$$

donde N es la densidad de electrones libres, ν_{e-i} la frecuencia de colisión entre los electrones y los iones y ω la frecuencia angular del láser; los demás símbolos tienen el significado corriente. La Ec. 11.1 hace suponer que el crecimiento del plasma conduce a una transferencia de energía desde la luz al material, cada vez mayor. Sin embargo los fotones láser no sólo son absorbidos sino también dispersados por el plasma. A medida que aumenta la densidad de electrones libres N , aumenta la dispersión de fotones. La densidad crítica N_{crit} en la que ya no se transfiere energía al plasma porque este se vuelve totalmente reflector, está dada por,

$$N_{crit.} = \frac{m\epsilon_0}{e^2} \omega^2, \quad (11.2)$$

por lo que para la radiación láser de $1.06 \mu\text{m}$, con $\omega \cong 2 \times 10^{15} \text{ Hz}$, la densidad de electrones puede así alcanzar valores máximos de unos 10^{21} cm^{-3} . Sin duda la evolución temporal de la densidad de electrones juega un papel fundamental en la dinámica del plasma.

Dada la gran complejidad de la interpretación en los experimentos que puedan echar luz sobre las relaciones entre los parámetros del láser y el comportamiento del material en las condiciones de generación de plasma, se ha perfeccionado muchísimo el cálculo con modelos cada vez más complejos. En lo que sigue vamos a esbozar un modelo que permite calcular la evolución temporal de la densidad electrónica y su dependencia con los parámetros del láser, principalmente la irradiancia y la duración del pulso.

Se acepta que la ruptura óptica es el resultado de la fotoionización y de un proceso de avalancha, donde los electrones ganan energía en el campo eléctrico de la radiación láser y luego disocian otros electrones. Como la mayoría de los láseres usados en Medicina producen fotones con energía inferior a la barrera que protege de la ionización espontánea, la fotoionización debe ser *multifotónica*, esto significa que un número k de fotones se deben absorber simultáneamente; k es el primer entero que cumple $kh\nu > E_g$. Una vez que se generan electrones en la banda de conducción, estos pueden ganar energía del campo eléctrico de la luz ($\mathcal{E} \propto \sqrt{I}$) hasta que alcancen una energía suficiente para producir otro par electrón – hueco. De un electrón obtenemos dos y así siguiendo en un proceso de *cascada*. Recordemos que el campo es oscilatorio, por lo que la energía que ganan está limitada a un cuarto del periodo de la luz y por el tiempo τ que transcurre entre colisiones elásticas.

Además de estos mecanismos de producción, los electrones libres experimentan mecanismos de pérdida. Por *difusión* escapan del volumen iluminado y también experimentan *recombinación* con los fragmentos iónicos que han dejado atrás.

La evolución temporal de la densidad de electrones N en la banda de conducción bajo la influencia de la luz láser se calcula utilizando una ecuación del tipo,

$$\frac{dN}{dt} = \eta_{MPI} + \eta_{cas}N(t) - \eta_{dif}N(t) - \eta_{rec}N^2(t), \quad (11.3)$$

El primer término representa la producción de electrones libres mediada por el fuerte campo eléctrico en el foco láser (fotoionización multifotónica o ionización túnel, ver más adelante), el segundo término representa la contribución de la ionización en cascada y los dos últimos términos describen las pérdidas a través de la difusión de electrones fuera del volumen focal y la recombinación. La tasa de ionización y la tasa de pérdida de difusión son proporcionales al número de electrones libres ya producidos, mientras que la velocidad de recombinación es proporcional a N^2 , ya que implica una interacción entre dos partículas cargadas (un electrón y un ión). La densidad de los iones es igual a la de los electrones, por partir de un material neutro). Aunque la difusión y la recombinación no juegan un papel importante durante los pulsos láser de femtosegundo, se incluyen para permitir una comparación con la formación de plasma con pulsos de nanosegundos.

11.2.2.1. Fotoionización

La *fotoionización* se refiere a la excitación directa del electrón por el campo eléctrico del láser. Debido a que un solo fotón de luz visible no tiene suficiente energía para excitar un electrón de la valencia a la banda de conducción, muchos fotones deben cooperar juntos para excitar el electrón. Dependiendo de la frecuencia e irradiancia del láser, existen dos regímenes diferentes de fotoionización, el régimen de ionización multifotónica y el régimen de ionización por efecto túnel. Keldysh demostró que los dos procesos podrían ser descritos dentro del mismo formalismo (Keldish, 1965). Sin embargo, el cuadro conceptual de estos dos mecanismos es muy diferente, por lo que la distinción sigue siendo útil. Además, las aproximaciones utilizadas para calcular las tasas de ionización son muy diferentes en los dos regímenes.

Para frecuencias de láser grandes, pero no lo suficiente como para que pueda ocurrir la absorción de un solo fotón, la ionización se describe usualmente en términos de la absorción de varios fotones, como se muestra a la izquierda de la Fig. 11.4. En estas condiciones la tasa de fotoionización depende fuertemente de la irradiancia. En el régimen de ionización multifotónica, la velocidad crece como I^k .

Para campos láser muy intensos y frecuencias más bajas que en el caso anterior, la fotoionización ocurre por efecto túnel. En la ionización por túnel, el campo eléctrico del láser deprime el pozo de Coulomb que une un electrón de valencia a su átomo padre. Si el campo eléctrico es muy fuerte, el pozo puede ser suprimido lo suficiente como para que el electrón enlazado atraviese la barrera corta y se libere, como se muestra esquemáticamente a la derecha de la Fig. 11.5.

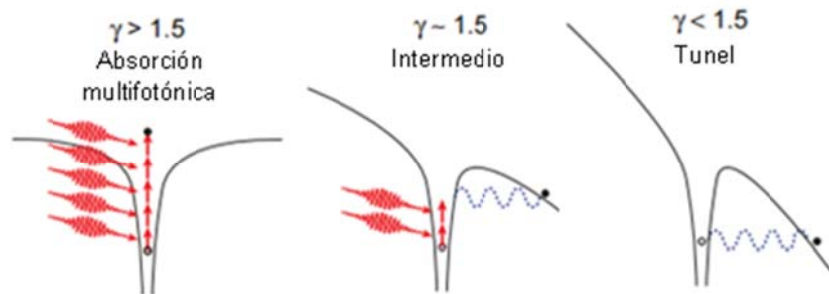


Fig. 11.5. Fotoionización en términos del parámetro de Keldysh (Schaffer, 2001).

El punto de transición entre la ionización multifotónica y la ionización por túnel fue calculado por Keldysh y se expresa en términos de un parámetro y dado por,

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m c \epsilon E_g}{I}}, \quad (11.4)$$

donde ω es la frecuencia angular del láser, I es la irradiancia del láser en el foco, m y e son la masa y la carga del electrón, c es la velocidad de la luz, n es el índice de refracción del material, E_g es el ancho de la banda prohibida del material, y ϵ_0 es la permeabilidad del espacio libre. El agua se considera un semiconductor con brecha de energía de 10,5 eV (Dochio, 1988). Cuando el parámetro de Keldysh es mayor que aproximadamente 1,5, la fotoionización es un proceso multifotónico. En el régimen intermedio ($\gamma \cong 1.5$) se puede pensar en la fotoionización como una mezcla entre la ionización multifotónica y el tuneo. Cuando $\gamma < 1,5$, la velocidad de la fotoionización crece con la irradiancia, pero más débilmente que la tasa multifotónica.

En las condiciones usuales en Medicina, la fotoionización es puramente multifotónica y en situaciones de trabajo con alta irradiancia, el proceso de cascada supera a la fotoionización.

11.2.2.2. Cascada

Tan pronto como los electrones libres existen en el volumen de interacción, ganan energía cinética a través de la absorción de fotones y pueden generar electrones libres adicionales a través de ionización de impacto, una vez que su energía excede cierta energía crítica. Para irradiancias elevadas, la tasa de ionización por electrón que participa en la cascada es proporcional a la irradiancia, y se puede escribir,

$$\eta_{cas} = \frac{1}{\omega^2 \tau^2 + 1} \frac{e^2 \tau}{c n m \epsilon_0 E_g} I, \quad (11.5)$$

donde τ es el tiempo entre colisiones (del orden de 1 fs), c la velocidad y n el índice de refracción del medio a la frecuencia ω .

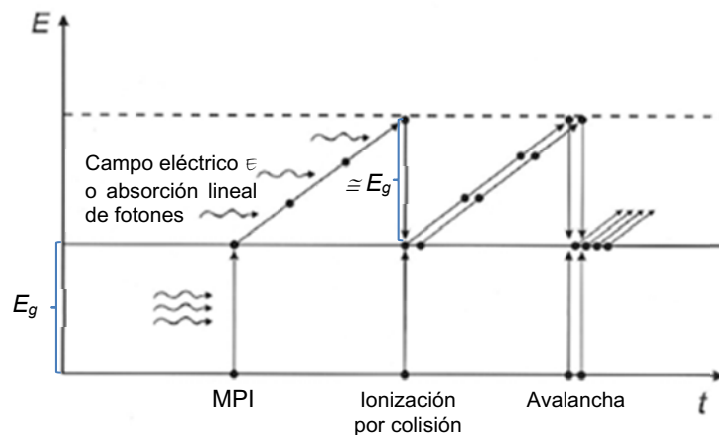


Fig. 11.6. Fotoionización por avalancha o cascada. (Vogel, 2003).

11.2.2.3. Pérdidas de electrones

Los electrones libres se pierden en el volumen de interacción por difusión y a través de la recombinación. Se supone que el volumen focal es elipsoidal con semiejes w_0 y z_R , dados en la Fig. 11.2. La recombinación de electrones libres en el agua no es un proceso único, sino que

consiste en la hidratación del electrón dentro de unos 300 fs y la posterior relajación del estado hidratado que tiene una vida media de 300 ns.

11.2.3. Resultados calculados en agua

La Fig. 11.7 muestra los resultados del cálculo de la evolución de la densidad de electrones libres durante el pulso de láser en el umbral de ruptura óptica para pulsos de 6 ns (1064 nm) y para pulsos de 100 fs (800 nm), en agua. Se ha definido la irradiancia umbral como la necesaria para lograr una densidad máxima de electrones de 10^{20} cm^{-3} , para pulsos de ns y de 10^{21} cm^{-3} , para pulsos de 100 fs. Para facilitar una comparación entre las diferentes duraciones de pulsos, el tiempo t se normaliza con la respectiva duración del pulso láser, t_p . La fila inferior muestra cómo la máxima densidad de electrones libres lograda durante el pulso láser depende de la irradiancia. Se muestran los resultados suprimiendo la generación por cascada (línea de puntos) y los que corresponden a los dos procesos de generación, absorción multifotónica y cascada (línea llena).

Es obvio que la dinámica de la formación de plasma es extremadamente diferente para pulsos de nanosegundos y femtosegundos.

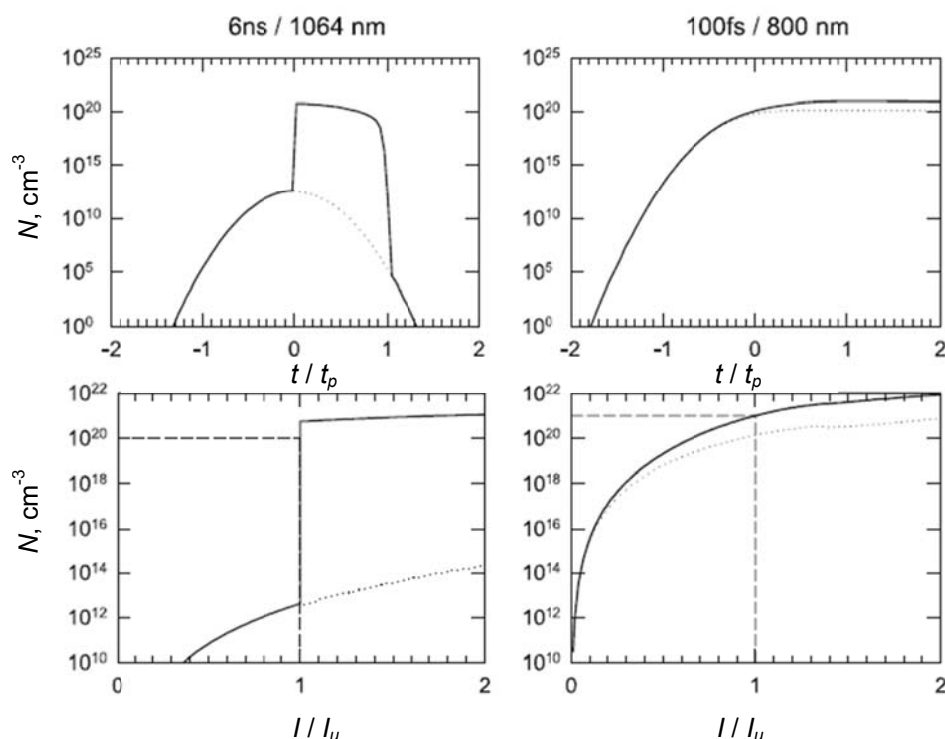


Fig. 11.7. (Arriba) Densidad electrónica en función del tiempo para la irradiancia umbral. (Abajo) Idem en función de la irradiancia (Vogel 2005)

Con pulsos de nanosegundos no se forman electrones libres, en concentraciones apreciables, para valores de irradiancia por debajo del umbral de ruptura. Una vez que la

irradiancia supera el umbral, la densidad de electrones se dispara dentro de una pequeña fracción de la duración del pulso láser e incluso sobrepasa la densidad máxima (10^{20} cm^{-3}). El umbral de ruptura es, por lo tanto, extremadamente nítido; o no tenemos plasma o se produce un plasma altamente ionizado.

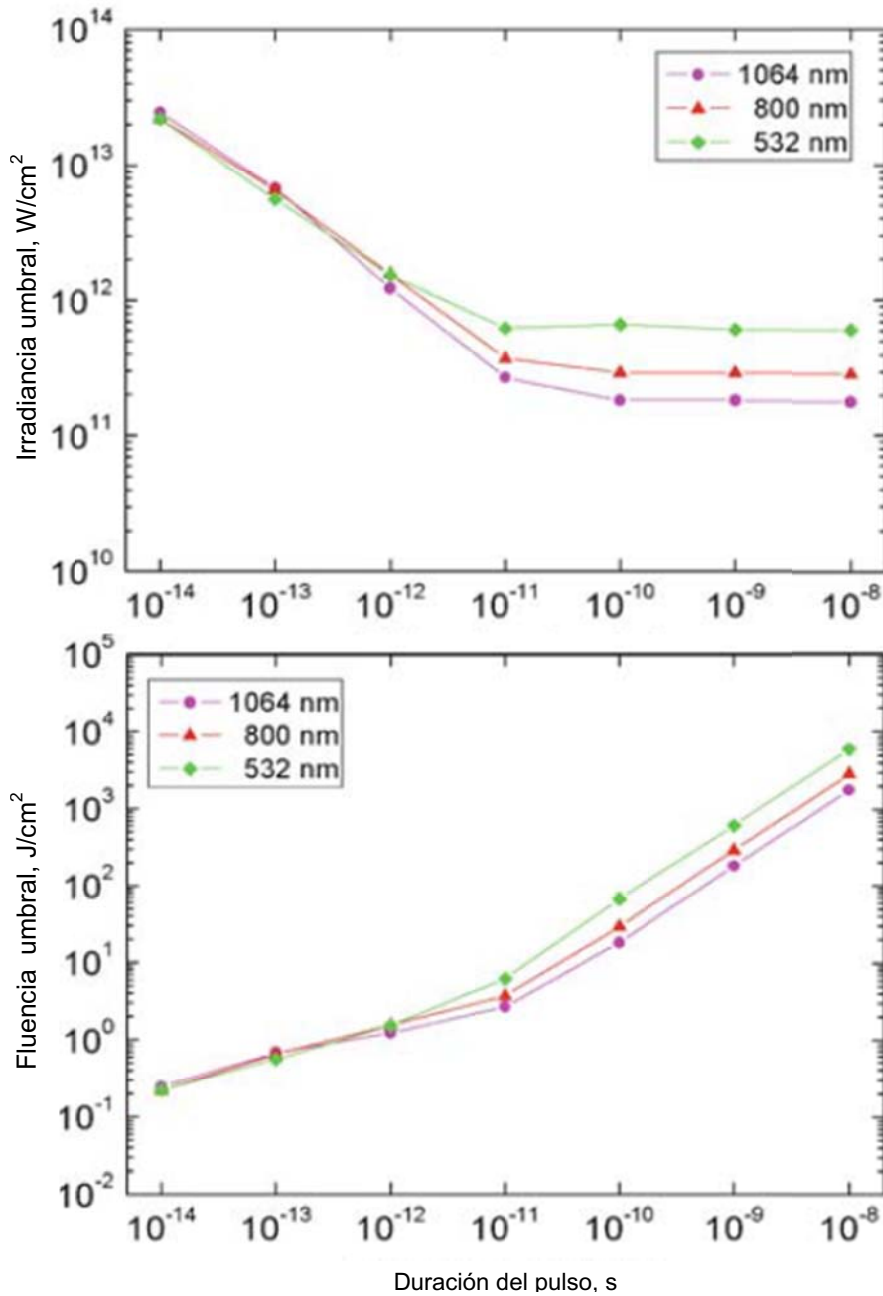


Fig. 11.8. Irradiancia y fluencia umbral para el agua calculada en función de la duración del pulso láser de diferentes longitudes de onda (Vogel, 2005).

Con pulsos de 100 fs, la concentración de electrones alcanza valores apreciables a valores de irradiancia considerablemente inferiores al umbral. La densidad de electrones libres

depende suavemente de la irradiancia y por lo tanto, se puede generar una densidad de electrones libres deseada, seleccionando un valor de irradiancia apropiada.

La Fig. 11.8 presenta los valores umbral para la irradiancia, necesarios para alcanzar una densidad de electrones libres crítica. Los umbrales se calcularon para varias longitudes de onda y duraciones de pulsos que varían desde 10 fs hasta 10 ns.

Para $t_p < 10$ ps, el umbral de irradiancia decrece con la duración del pulso, de manera que la fluencia umbral ($F_u = I_u \times t_p$) solo muestra una débil dependencia con la duración del pulso. Por el contrario, para pulsos más largos, la irradiancia umbral permanece aproximadamente constante y el umbral de fluencia aumenta abruptamente con el aumento de la duración del pulso.

La forma predicha de la dependencia de la irradiancia umbral coincide cualitativamente con las observaciones experimentales de la dependencia de la duración del pulso de los umbrales de daño de un solo disparo en las superficies de los dieléctricos transparentes y con los umbrales de ablación del agua dados en la Fig. 11.4.

Los cálculos de la evolución de la densidad electrónica permiten estimar el coeficiente de absorción del plasma mediante la Ec. 11.1. La absorción del plasma determina la cantidad de energía disipada en el blanco y la cantidad que se transmite después del mismo. La Fig. 11.9 muestra los resultados obtenidos para la irradiancia umbral.

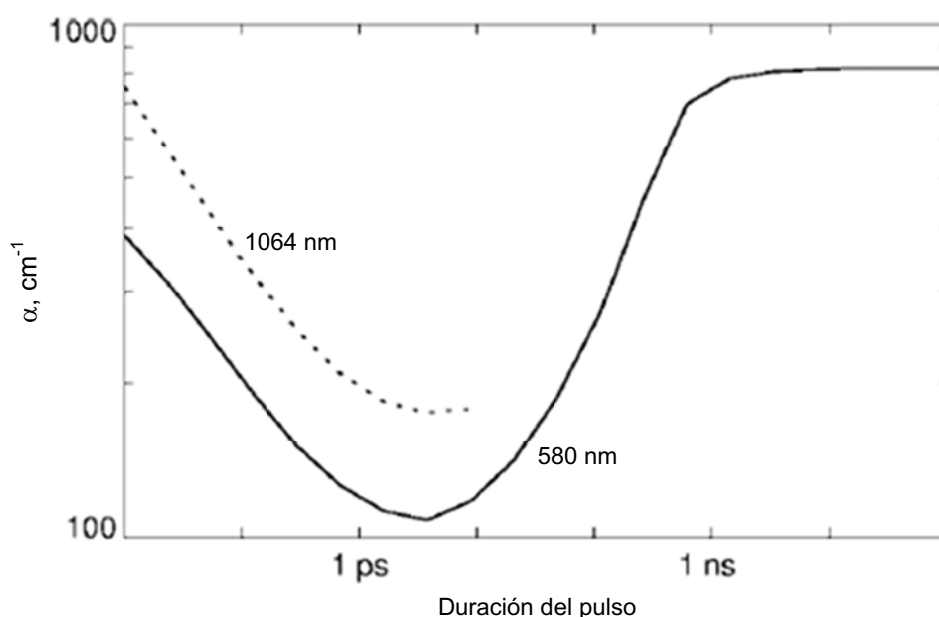


Fig. 11.9. Coeficiente de absorción del agua a la irradiancia umbral de formación de plasma, calculada en función de la duración del pulso laser de diferentes longitudes de onda (Noack, 1999).

Finalmente podemos calcular la energía depositada por la luz en el plasma. En el Cap. 7 hemos mostrado que la energía absorbida por unidad de volumen y por unidad de tiempo h (W/cm^3), resulta,

$$h = \alpha I. \quad (7.1)$$

por lo que podemos calcular la energía depositada por unidad de volumen por un pulso de duración t_p con la irradiancia umbral, como,

$$\left[\frac{dE}{dV}\right]_u = \alpha I_u t_p. \quad (11.6)$$

Los resultados del cálculo se muestran en la Fig. 11.10, donde se han utilizado los umbrales de fluencia utilizados por Vogel (2005) y el coeficiente de absorción del agua calculado por Noack (1999).

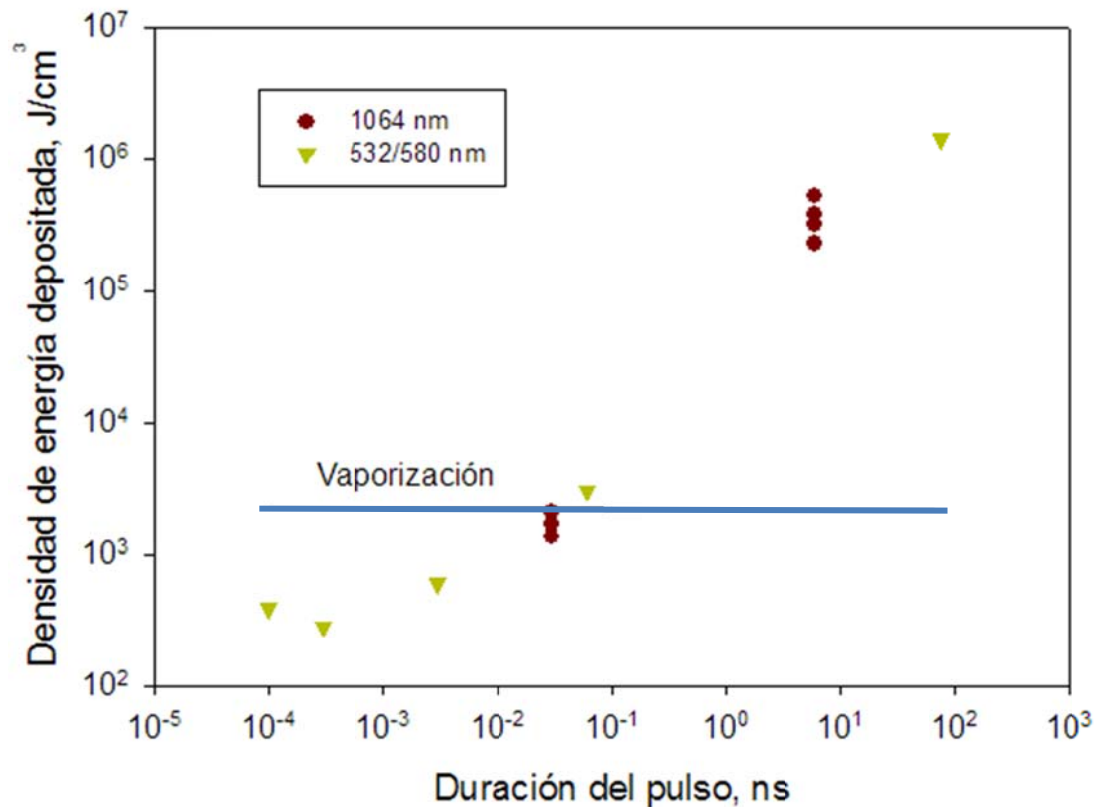


Fig. 11.10. Energía depositada en el agua para la irradiancia umbral de formación de plasma, calculada en función de la duración del pulso laser y comparada con la energía necesaria para evaporar el agua.

Este cálculo muestra que para pulsos de menos de una decena de ps, la energía por unidad de volumen que deposita un pulso que tenga la fluencia umbral, queda por debajo de la energía necesaria para calentar el agua hasta 100 °C y evaporarla. Mientras que para pulsos de ns. el llegar al umbral de la formación del plasma significa depositar una energía muy superior a la necesaria para evaporar todo el volumen focal. Estos valores calculados se pueden comparar con determinaciones experimentales para la densidad de energía que son 30-40 kJ/cm³ para pulsos de ns y menos de 1 kJ/cm³ para pulsos de 100 fs.

Los efectos físicos asociados con la ruptura óptica son la formación de plasma y la generación de ondas acústicas de choque. Si la descomposición se produce dentro de los tejidos blandos o fluidos, se puede formar una burbuja oscilante (cavitación). Las burbujas de

cavitación consisten principalmente de vapor de agua y óxidos de carbono y eventualmente se difunden en el tejido circundante

En la Fig. 11.11 se muestra el balance de energía por interacción con plasma en el seno de un fluido. En el diagrama de arriba se muestra que la energía incidente se divide entre la que se transmite (T), la que se dispersa incluyendo la que se refleja (S) y la que se absorbe (A). Abajo se muestra que la energía absorbida se distribuye entre los efectos mecánicos, burbujas y ondas acústicas (E_b , E_w), la evaporación del volumen focal (E_v) y la radiación térmica (E_r). Un quinto canal muestra el ajuste como de origen desconocido ($\zeta?$).

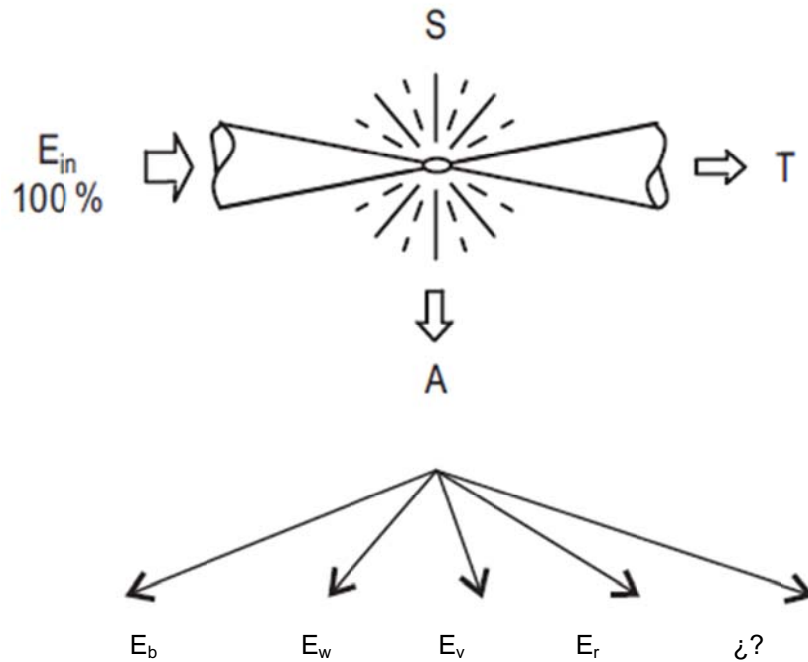


Fig. 11.11. Balance de energía por interacción con plasma.

A energías de pulso más altas y por lo tanto mayores energías de plasma, las ondas de choque y otros efectos secundarios mecánicos se vuelven más significativos e incluso pueden determinar el efecto global sobre el tejido. Principalmente, esto se debe al hecho de que los efectos mecánicos escalan linealmente con la energía absorbida.

Además de vaporizar la muestra, la energía absorbida por el plasma en el seno de un líquido o un tejido, puede conducir a la formación de una burbuja oscilante y a la emisión de ondas acústicas. Por otro lado, las mediciones mostraron que la energía radiada por efecto de la temperatura del plasma es despreciable. Como se puede mostrar que la energía de la burbuja y la de la onda acústica son proporcionales, la energía de burbuja, que puede medirse fácilmente (Vogel, 1999) puede utilizarse como un *marcador* para la energía mecánica total.

El resultado fundamental del balance es que la partición entre la energía mecánica y la energía utilizada en la evaporación cambia desde 12:1, para pulsos de 6 ns a 2:1 para pulsos de 30 ps y si asumimos que la energía de la onda acústica es aproximadamente el doble de la energía de la burbuja (como se observa para duraciones de pulso más largas), se estima que

para duraciones de pulso más cortas, la relación E_m/E_v , disminuirá aún más, hasta 1:2, para pulsos de 100 fs.

Además de la reducción del umbral energético con la disminución de la duración del pulso, es el cambio de la partición de energía E_m/E_v , lo que hace posible disminuir los efectos secundarios perturbadores con el uso de pulsos de láser ultra-cortos.

Por otro lado, cuando la partición E_m/E_v alcanza un cierto valor, se alcanza el umbral de la fotodisrupción y los daños producidos por la onda acústica se hacen muy importantes. La Fig. 11.13 representa los valores estimados para el tejido corneal.

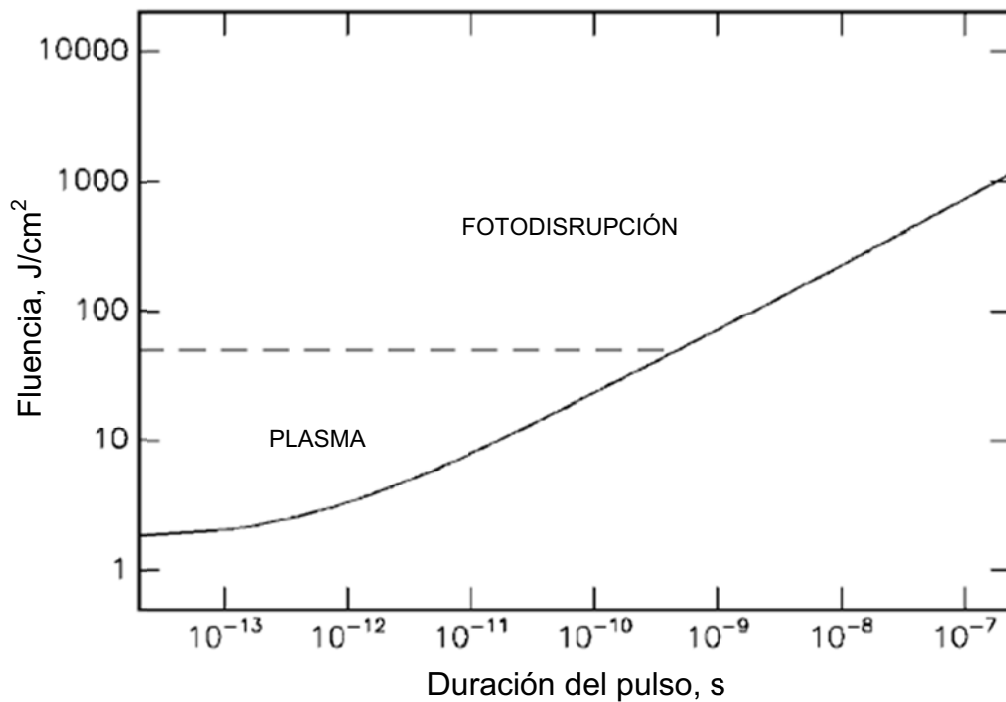


Fig. 11.13. Fluencia umbral calculados para la ruptura óptica en la córnea (línea continua) y umbral para la fotodisrupción (línea punteada) (Niemz, 2007).

Obviamente, la ablación inducida por plasma está limitada a un intervalo de duraciones de pulsos de hasta aproximadamente 0,5 ns. Con tiempos de pulso más largos, la densidad de energía necesaria para conseguir la ruptura óptica induce efectos secundarios mecánicos significativos.

Por último mencionemos otra diferencia entre los plasmas generados con pulsos ultracortos y pulsos cortos. Supongamos un pulso ultracorto que alcanza una irradiancia 6 veces la del umbral. En el comienzo del pulso (punto 1, de la Fig. 11.14 a) se alcanza el umbral en la cintura del enfoque. La zona se vuelve absorbente y la luz no pasa hacia la izquierda. Sin embargo en un instante posterior, la irradiancia alcanza el umbral en la zona 2 y finalmente en la zona 3, que se extienden hacia el lado del láser (Fig. 11.14 b). Si recordamos que $w =$

$w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$, se puede mostrar (Fig. 11.14 c) que la longitud de la zona dañada crece con la irradiancia como,

$$z_{plasma} = z_R \left(\frac{I}{I_u} - 1 \right). \quad (11.7)$$

Por el contrario para pulsos de ns, la Fig. 11.14 d muestra que el daño se produce en una región más extensa transversalmente, por efecto de la onda de choque y más corta axialmente, por la elevada absorción del plasma.

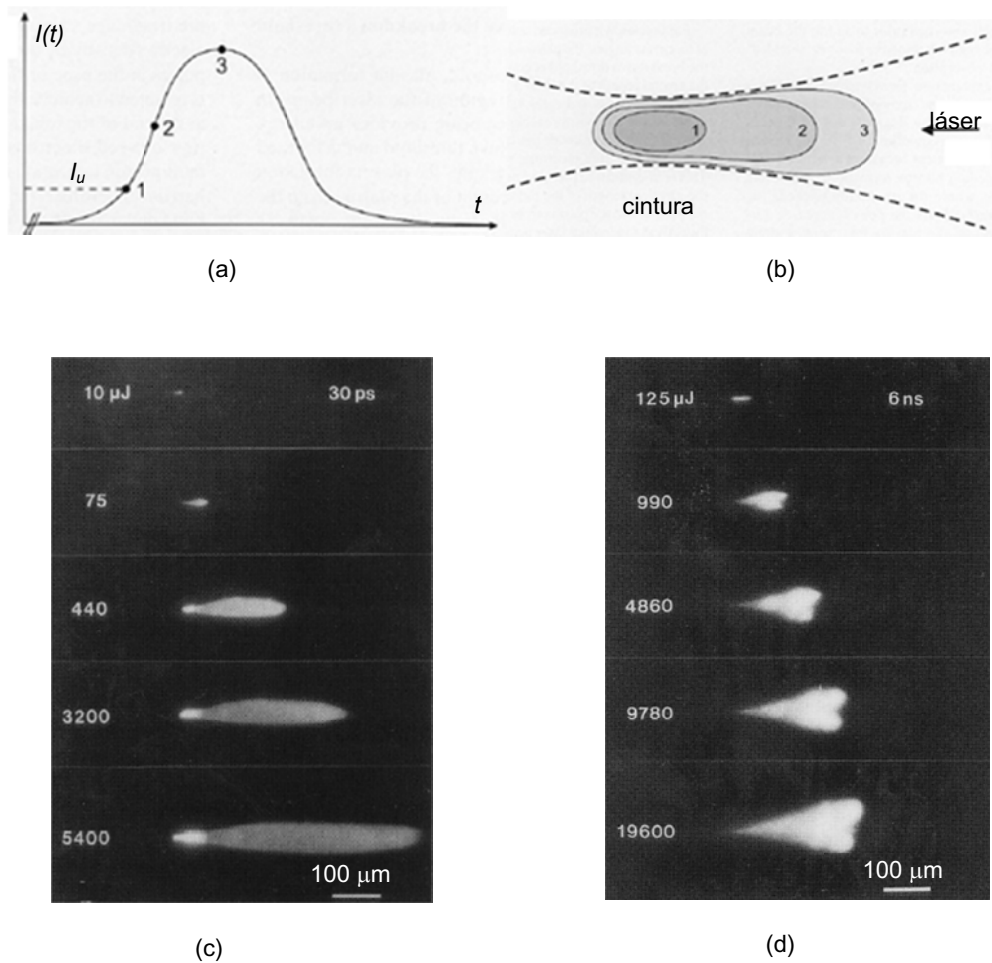


Fig. 11.14. Desarrollo espacial del plasma cuando la irradiancia supera el umbral.

11.3. Fotablación mediada por plasma

La absorción no lineal originada en un plasma inducido por láser puede producirse tanto en la superficie de un material así como en el interior de medios que son transparentes a intensidades de luz bajas.

Como una herramienta para la ablación superficial, la ruptura óptica compite con la ablación de material basado en la absorción lineal, que hemos discutido en el Cap. 10.

Por otra parte, la ruptura óptica dentro de materiales transparentes ofrece una posibilidad de deposición de energía localizada que no puede conseguirse por ningún otro medio óptico. Esta característica única permite algunas cirugías no invasivas de avanzada.

Antes de abandonar el tema de la ablación superficial, veamos algunos resultados obtenidos con plasma. La Fig. 11.15 resume los resultados de la ablación del estroma corneal con un láser de 1053 nm y 60 ps, enfocado en un diámetro de 15 μm (Niemz, 1991). A primera vista parecen ser similares a los obtenidos para la fotoablación con láseres de excímeros mostrados en la Fig 10.8 del capítulo anterior. Sin embargo las diferencias cuantitativas son importantes. La primera es que la fluencia necesaria es mayor y por lo tanto, o se dispone de un láser de mayor energía por pulso o se debe enfocar en un área menor, con lo que se deben tratar mayor cantidad de puntos para lograr cubrir la misma superficie. La segunda diferencia está en lo abrupto de la curva que relaciona la profundidad de ablación con la fluencia utilizada. En el caso de la ablación por plasma, la pendiente es mucho más abrupta que en el caso de la fotoablación, por lo que el procedimiento en el caso de la remodelación de la córnea debe ser muy cuidadoso.

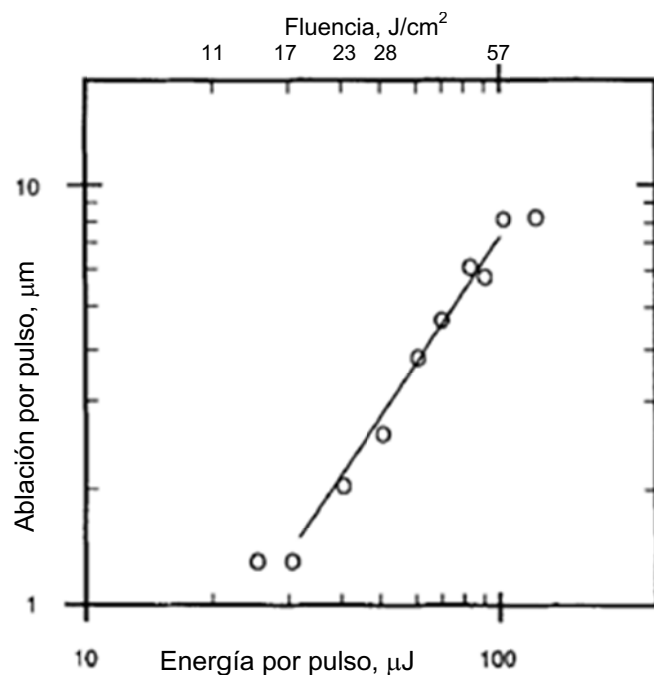


Fig. 11.15. Espesor de ablación en el estroma de la córnea con láser de 1053 nm y 60 ps, enfocado en un diámetro de 15 μm (Niemz, 1991).

Si en lugar de ablacionar una zona extensa, el objetivo es producir agujeros profundos de diámetro pequeño, el plasma resulta muy útil. En la Fig. 11.4 se muestran ablaciones de hasta 1 mm de profundidad con diámetros que no exceden el tamaño de la cintura del haz.

Las ventajas únicas de la ablación con plasma surgen en los tratamientos en profundidad. Muchos procesos biológicos de interés actual se producen por debajo de las capas

superficiales de tejido accesible. Con frecuencia, las capas superficiales no pueden eliminarse fácilmente sin afectar adversamente la fisiología y la función de las capas más profundas.

Actualmente se están estudiando los efectos químicos que surgen en plasmas por debajo del umbral de ablación, o será con densidades electrónicas por debajo de la crítica. Los efectos químicos mediados por plasma en medios biológicos se originan en dos fenómenos distintos, cambios en las moléculas de agua, por las que se crean especies reactivas de oxígeno (ROS) que afectan a las moléculas orgánicas y los cambios directos generados por electrones en las moléculas orgánicas del tejido.

Los ROS, tales como OH^* y H_2O_2 , creados a través de diversas vías después de la ionización y disociación de moléculas de agua, causan daño celular, como se ha visto en el Cap. 8. La captura de electrones en un orbital molecular puede iniciar directamente la fragmentación de biomoléculas.

Para pulsos ultracortos por debajo de 200 fs, el papel de los efectos químicos mediados por plasma es solamente importante cuando se utilizan frecuencias de repetición muy elevadas (MHz) y los efectos acumulativos son importantes (Loesel, 1996).

11.3.1. Queratomileusis in situ

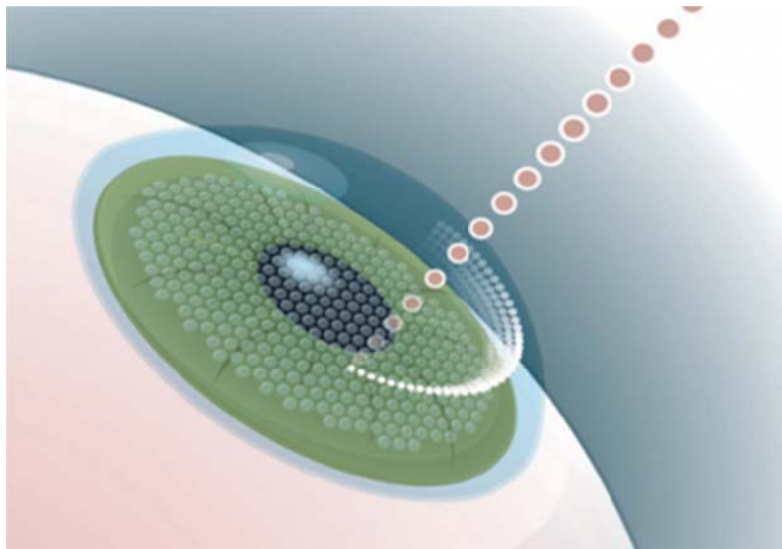


Fig. 11.6. Vista idealizada del corte del colgajo (flap) con láser de femtosegundos.

En la queratomileusis láser in situ tradicional (LASIK), se utiliza un microquerátomo para cortar mecánicamente una aleta corneal de 100-200 μm de espesor. A continuación se utiliza un láser de excímeros para horadar el estroma de la córnea, después de lo cual se reemplaza la aleta corneal.

Actualmente, la aplicación más difundida de la ablación mediada por plasma se utiliza para hacer un corte subsuperficial en la córnea para generar la solapa, evitando la necesidad de un microquerátomo, en una técnica conocida como z-LASIK. El láser genera unas burbujas de aire

que separan la capa de la córnea seleccionada. Se obtiene un *flap* de superficie regular, más delgado, que elimina los problemas potenciales asociados al corte con cuchilla y proporciona el más alto nivel de seguridad y precisión.

Como en el caso tradicional, el excímero se utiliza luego para atacar el lecho estromal de la córnea.

El uso de la ablación mediada por plasma tiene la ventaja potencial de hacer un colgajo corneal más delgado y más uniforme en comparación con el uso de un microqueratomo

Los láseres de femtosegundos permiten crear capas o colgajos con un grosor de 100 μm , lo que da mucho más margen para intervenir a todos aquellos pacientes cuyo espesor corneal no les hace aptos para el LASIK convencional. Más allá de esto, no hay actualmente diferencias claras en el resultado quirúrgico a largo plazo de los dos métodos.

En el futuro, la ablación mediada por plasma producirá grandes avances en la cirugía neurológica (Tsai, 2009).


11.4. Fuentes de luz para la ablación óptica mediada por plasma

La arquitectura de todos los sistemas de fs de cierta energía (pulsos amplificados) sigue un plan que es esencialmente independiente del material específico del láser. En primer lugar, el tren de pulsos de aproximadamente 100 fs de un oscilador que opera a alta frecuencia (100 MHz) se expande temporalmente en un arreglo de prismas o redes de difracción (stretcher) que amplía el ancho de los pulsos hasta cientos de ps. Un selector de pulsos muestrea los pulsos y le baja la frecuencia de repetición a unos pocos kHz. En segundo lugar, los pulsos estirados pasan a través de una etapa de ganancia, lo que aumenta su energía de los pulsos de nJ hasta unos pocos mJ. Finalmente, un compresor óptico restaura el ancho del pulso a la duración original. La disipación de calor por la etapa de ganancia sugiere la necesidad de mantener un nivel de potencia promedio por debajo de los 10 W.

Los amplificadores ópticos operan a frecuencias de repetición mucho más bajas, típicamente de 1 kHz, que los cien MHz de los osciladores. Para una potencia media de 1 W, la energía de cada pulso es de 1 mJ. Para pulsos del orden de 100 fs, estas energías de pulso y las tasas de repetición son suficientes para permitir la ablación rápida del tejido cerca de la superficie o para permitir una ablación de alta precisión profunda dentro de los tejidos.

Los osciladores / amplificadores de fs a base de Ti:zafiro funcionando en 800 nm, son actualmente los más difundidos. Los osciladores basados en iterbio tienen características de potencia promedio similares a las alcanzadas con un amplificador, aunque presentan anchos de pulso ligeramente más largos, del orden de 200 fs o mayor. Los sistemas basados en Yb emiten entre 1030 y 1070 nm. Desde un punto de vista práctico, las fuentes de Yb pueden ser bombeadas con láseres de diodo semiconductor de bajo costo y de larga duración, lo que los convierte en sistemas muy rentables de usar y mantener. El diseño de sistemas láser

amplificados es un proceso en curso, con el láser basado en fibra óptica como la último y prometedora incorporación (Tabla 11.2).

<p>Tabla 11.2 Menlo Systems</p>  <p>Femtosecond Fiber Lasers Ytterbium Laser</p>	
Longitud de onda central	1040 nm ± 10 nm
Potencia media	> 10 W
Energía del pulso	>100 nJ
Ancho de pulso	< 200 fs
Frecuencia de repetición	100 MHz

11.5. Resumen de la ablación inducida por plasma

Idea principal: ablación por formación de plasma.

Resultados: ablación muy bien definida espacialmente; permite operaciones dentro de una célula.

Láseres típicos: láseres mode-locking de Nd:YAG, Nd:YLF, Ti:Zafiro, Yb en fibra óptica.

Duración típica de los pulsos: 100 fs - 500 ps.

Densidades de potencia típicas: 10^{11} - 10^{13} W/cm².

Aplicaciones especiales: cirugía corneal refractiva, terapia de caries, cirugía neuronal.

11.6. Referencias

Aron-Rosa, D., Aron, J., Griesemann, J., Thyzel, R. (1980). Use of the neodymium:YAG laser to open the posterior capsule after lens implant surgery. J Am Interocul Implant Soc 6, 352-354.

- Dochio, F., Regondi, P., Capon, M. R. C. Mellerio, J. (1988) Study of the temporal and spatial dynamics of plasma induced in liquids by nanosecond Nd:YAG laser pulses 1. Analysis of the plasma starting times. *Appl. Opt.* 27, 3661-3674.
- Drude, P. (1900). *Zur Elektronentheorie der metalle.* *Annalen der Physik* 306 (3), 566.
- Fankhauser, F., Roussel, P., Steffen, J., Van der Zypen, E., Chrenkova, A. (1981). Mechanisms of short-pulsed plasma-mediated laser ablation and disruption. *Int Ophthalmol* 3, 129-139.
- Keldysh, L. V. (1965). *Sov. Phys. JETP* 20, 1307.
- Krasnov, M. M. (1977). Q-switched laser iridectomy and Q-switched laser goniopuncture. *Adv Ophthalmol* 34, 192-196.
- Loesel, F.H., Niemz, M.H., Horvath, C., Juhaszt, T.J., Bille, F. (1996). Experimental and theoretical investigations on threshold parameters of laser-induced optical breakdown on tissues. *Proceedings SPIE* 2923, 118-126.
- Niemz, M. H., Klancnik, E. G, Bille, J, F. (1991). Plasma-mediated ablation of corneal tissue at 1053 nm using a Nd:YLF oscillator/regenerative amplifier laser. *Lasers Surg. Med.* 11, 426-31.
- Niemz, M. H. (2007). *Laser-Tissue Interactions. Fundamentals and Applications Third, Enlarged Edition.* ISBN 3-540-40553-4. 3rd Edition Springer Berlin Heidelberg New York.
- Noack, J., Vogel, A., Hammer, D. X., Noojin, G. D. and Rockwell, B. A. (1998). Influence of pulse duration on mechanical effects after laser-induced breakdown in water. *J. Appl. Phys.*, 7488–7495.
- Noack, J., Vogel, A. (1999). Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 35, no. 8, pp. 1156-1167
- Mulser, P. Bauer, D. (2010). *High Power Laser–Matter Interaction*, STMP 238, 5–89. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Schaffer, C. B. (2001). *Interaction of Femtosecond Laser Pulses with Transparent Materials.* Ph. D. Thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts.
- Tsai, P, Blinder, S. Migliori, P. Neev, B.J. Yishi, Jin, J. Squier, J.A. and Kleinfeld, D. (2009). *Curr. Opin. Biotechnol.*, 20(1), 90–99.
- Vogel, A., Nahen, K., Theisen, D. and J. Noack. (1996). Plasma formation in water by picosecond and nanosecond Nd :YAG laser pulses—I: Optical breakdown at threshold and superthreshold irradiance, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 847–860.
- Vogel, A., Noack, J., Hüttmann, G., and Paltauf, G. (2002). Femtosecond-laser-produced low-density plasmas in transparent biological media: A tool for the creation of chemical, thermal and thermomechanical effects below the optical breakdown threshold. *Proc. SPIE Commercial and Biological Applications of Ultrafast Lasers IV*, 4633, 23-37.
- Vogel, A., Noack, J., Nahen, K., Theisen, D., Busch, S., Parlitz, U., Hammer, D. X.G., Noojin, D. Rockwell, B. A. and Birngruber, R. (1999). Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales, *Appl. Phys. B*, vol. 68, pp. 271–280.

Vogel, A., Noack, J., Uttman, G. H., Paltauf. (2005). Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Applied Physics B*, 81, 1015–1047.

Xiao-Lei, W. Nan, Z. You-Bo, Z. Zhi-Lei, Li. Hong-Chen, Z. Xiao-Nong, Z. Determination of air ionization threshold with femtosecond laser pulses. *Acta Phys. Sin.*, 57 (1), 354-357.

CAPÍTULO 12

Fotodisrupción



Eliminación de tatuajes con láser.

12.1. Introducción

Cuando un láser se enfoca sobre un sólido o un fluido hasta alcanzar densidades de potencia o irradiancias superiores a 10^{10} W/cm² ocurren una serie de fenómenos que generalmente producen un daño mecánico permanente en el material. Estos procesos fotodisruptivos ya se han convertido en una herramienta bien establecida en la cirugía mínimamente invasiva (MIS). Dos de las aplicaciones más importantes son la capsulotomía posterior del cristalino, tratamiento frecuentemente necesario después de la cirugía de catarata, y la litotricia inducida por láser de los cálculos urinarios. Una aplicación quizás más frívola pero usual, es la remoción de tatuajes con láser.

En los tejidos transparentes el proceso se inicia cuando la irradiancia alcanza el umbral de ruptura óptica y se forma un plasma más o menos denso que se calienta de manera explosiva. En las condiciones estudiadas en el capítulo anterior, se trata por todos los medios de mantener acotada la zona de daño al volumen del plasma. Esto se consigue generalmente cuando se usan pulsos de menos de 100 ps, pero es muy difícil con pulsos más largos. Aún con pulsos ultracortos, si se exceden las condiciones del umbral se pueden alcanzar condiciones de producir daños mecánicos fuera del volumen de irradiación. En el caso de pulsos de nanosegundos la zona de transición no existe y al alcanzar el umbral del plasma se desencadenan los procesos mecánicos de daño.

Varios mecanismos se combinan para generar ondas de presión que se irradian desde la zona de ruptura, de los cuales el más importante es la rápida expansión del plasma que comienza como una onda hipersónica. En agua, el proceso tiene un desarrollo siguiente,

i) Las ondas hipersónicas u *ondas de choque* comienzan inmediatamente con la formación de plasma, y se expanden a una velocidad de aproximadamente 4 km/s, cayendo a una velocidad sónica en un rango de cientos de μm del punto focal. El transitorio

acústico dura unos 50 ns a esa distancia, mientras que la presión cae de 1000 a 100 atm a 1 mm de distancia.

ii) El siguiente proceso es la cavitación, o formación de burbujas de vapor. Esto comienza dentro de los 50-150 ns después de la rotura en agua, se expande rápidamente para los primeros 20 μ s, alcanza un tamaño máximo de aproximadamente 0.6 mm a 300 μ s, y colapsa dentro de 300-650 μ s. El tamaño de la zona de daño depende de la irradiación y la energía total, la duración del plasma y las propiedades mecánicas (incluyendo densidad, masa, resistencia a la tracción y elasticidad) del material.

Durante la fotodisrupción, el tejido se divide por fuerzas mecánicas. Mientras que la ablación inducida por plasma está confinada espacialmente a la región de ruptura óptica, la onda de choque y los efectos de cavitación se propagan al tejido adyacente, aumentando así la zona de interacción. Para duraciones de pulso en el intervalo de nanosegundos, la extensión espacial de los efectos mecánicos ya es del orden del milímetro, incluso en el umbral de ruptura. En realidad, la ablación puramente inducida por plasma no se observa para los pulsos de nanosegundos, debido a que la densidad de energía umbral de la ruptura óptica es mayor que el umbral de fotodisrupción (Fig. 11.1).

Por lo tanto, para los pulsos de nanosegundos, la degradación óptica está siempre asociada con la formación de ondas de choque incluso en el umbral mismo. Dado que el tejido adyacente puede ser dañado por las fuerzas disruptivas, la presencia de estos efectos puede ser beneficiosa o perjudicial. En este capítulo trataremos los casos en los que se aplica clínicamente.

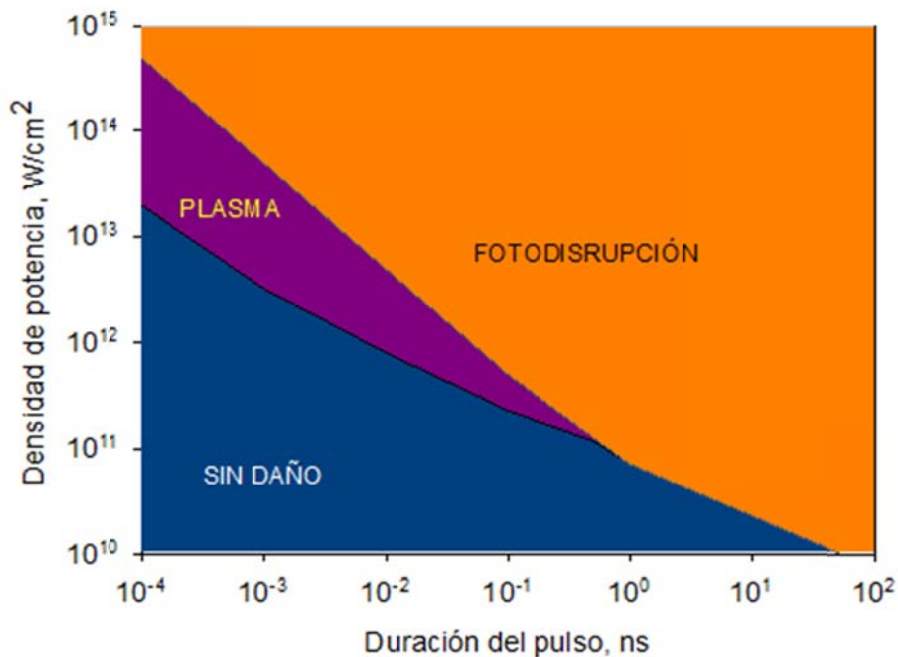


Fig. 12.1. Umbrales de irradiancia calculados para la formación de plasma y el comienzo de los efectos disruptivos en un tejido transparente (Niemz, 2007).

12.2. Fotodisrupción

Antes que nada debemos distinguir los casos en los que tratamos con tejidos no absorbentes, como la cápsula del cristalino, de los que implican la combinación de un material y un láser cuya longitud de onda es absorbida selectivamente.

En el primer caso el proceso se inicia por la formación de un plasma absorbente que se calienta explosivamente y da origen a los procesos mecánicos disruptivos buscados. La Fig. 12.1 nos muestra una de las diferencias que aparecen cuando se usan pulsos ultracortos, fs – ps o pulsos de ns. Para pulsos más largos, la densidad de energía necesaria para conseguir la descomposición ya induce efectos secundarios mecánicos significativos. En general, la fotodisrupción en materiales transparentes puede considerarse como un efecto mecánico de múltiples causas que comienza con la ruptura óptica. Los mecanismos posteriores son la generación de ondas de choque y la cavitación, si la ablación es en un fluido.

En un material absorbente, el calentamiento directo puede ser tan violento como para generar una onda de choque sin necesidad de formar un plasma que actúe de intermediario. Esto se pone de manifiesto en el hecho de que el umbral puede ser sustancialmente menor. Por ejemplo, las partículas de tinta de un tatuaje pueden fracturarse con pulsos de 5 ns de duración con irradiancias del orden de 10^9 W/cm^2 , casi dos órdenes de magnitud menor que el mostrado en la Fig. 12.1.

12.2.1. Generación de ondas de choque

En la mecánica de fluidos, una onda de choque es una onda de presión abrupta producida por un objeto que viaja más rápido que la velocidad del sonido en dicho medio. Una de sus características es que el aumento de presión en el medio se percibe como una explosión. En los alrededores de los rayos atmosféricos hay un canal de aire muy caliente que produce ondas de choque responsable del trueno en tormentas. Lo mismo sucede cuando un avión supera la velocidad del sonido en el aire.

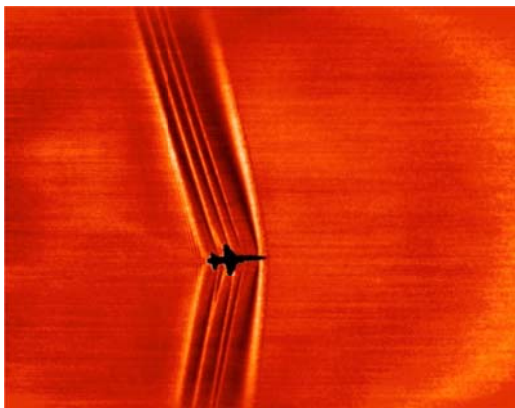


Fig. 12.2. Cuando el avión aplasta las moléculas de aire separadas y empuja algunas juntas, crea gradientes de densidad del aire que cambian la forma en que la luz se propaga. Estos cambios pueden ser capturados en imágenes que visualizan las diferencias en la densidad (y en la presión) del aire causadas por la onda de choque.

A diferencia de las ondas acústicas ordinarias, la velocidad de una onda de choque varía con su amplitud. La velocidad de una onda de choque es siempre mayor que la velocidad del sonido en el fluido y disminuye a medida que disminuye la amplitud de la onda. Cuando la velocidad de la onda de choque es igual a la velocidad normal, la onda de choque muere y se reduce a una onda sonora ordinaria. Mientras la velocidad del sonido en el agua es de 1483 m/s a 37 °C, las ondas de choque inducidas por láser suelen alcanzar velocidades de hasta 5000 m/s. Los gradientes de presión son enormes y las fuerzas resultantes pueden romper las estructuras más débiles o frágiles a medida que se propagan, cuando una fracción importante de la energía entregada por el láser se acopla a esta onda mecánica.

12.2.2. Cavitación

La cavitación es la formación de cavidades de vapor en un líquido. Suele ocurrir cuando un líquido es sometido a rápidos cambios de presión que causan la formación de cavidades donde la presión es relativamente baja. Otra forma de generar huecos de cavitación implica la liberación local de energía, como ocurre con un pulso láser enfocado intenso. Los gases de vapor se difunden en la superficie de la cavidad con el medio circundante; si bien la cavidad no es un vacío perfecto, tiene una presión de gas relativamente baja. Tal burbuja de baja presión en un líquido comienza a colapsarse debido a la mayor presión del medio circundante. A medida que la burbuja se derrumba, aumenta la presión y la temperatura del vapor. La burbuja eventualmente colapsa a una fracción diminuta de su tamaño original, en cuyo punto el gas dentro se disipa en el líquido circundante a través de un mecanismo bastante violento que libera una cantidad significativa de energía en forma de una onda de choque.

12.2.3. Formación de chorros (jets)

El choque de un chorro de líquido de alta velocidad que se desarrolla durante el colapso de una burbuja de cavitación cercana a un sólido o a una pared relativamente rígida, puede provocar daños graves y erosión. Se ha observado la formación de chorros cuando se producían burbujas de cavitación únicas enfocando los pulsos láser Q-switch en fluidos (Lauterborn, 1974, 1975). Cuando las burbujas de cavitación colapsan en la proximidad de un límite sólido, se produce un chorro de líquido de alta velocidad dirigido hacia la pared.



Fig. 12.3. Colapso de una burbuja de cavitación cerca de una pared rígida y formación de un chorro que se dirige hacia ella (Vogel, 1989).

Si la burbuja está en contacto directo con el límite sólido durante su colapso, el chorro puede causar una presión de alto impacto contra la pared. Así, las burbujas unidas a sólidos tienen el mayor potencial de daño. Se ha estimado la velocidad de los chorros en más de 150 m/s y la presión del martillo de agua correspondiente a dicha velocidad es de aproximadamente 2 kbar. El efecto de chorro aumenta enormemente si una burbuja de gas que queda de un pulso láser anterior es golpeada por transitorios acústicos generados por pulsos subsiguientes.

Los cuatro efectos – formación de plasma, generación de onda de choque, cavitación y formación de chorro – tienen lugar en una escala de tiempo diferente. Esto se ilustra esquemáticamente en la Fig. 11.3, para el caso de medios transparentes. La formación de plasma comienza durante el pulso láser y dura unos pocos nanosegundos después. Este es básicamente el tiempo que necesitan los electrones libres para calentar el medio. La generación de ondas de choque se asocia con la expansión del plasma y, por tanto, ya comienza durante la formación del plasma. Sin embargo, la onda de choque se propaga entonces en el tejido adyacente y deja el volumen focal. Aproximadamente 30-50 ns más tarde, se ha reducido a una onda acústica ordinaria. La cavitación, finalmente, es un efecto macroscópico que comienza aproximadamente 50-150 ns después del pulso láser. El retardo de tiempo es causado por el material durante el proceso de vaporización. Por lo general, la burbuja de cavitación realiza varias oscilaciones de expansión y colapsos dentro de un período de unos pocos cientos de microsegundos. Dado que la presión dentro de la burbuja aumenta de nuevo durante el colapso, cada rebote de la burbuja de cavitación se acompaña de otra onda de choque. Además, cada colapso puede inducir una formación de chorro si la burbuja se genera en la proximidad de un límite sólido.

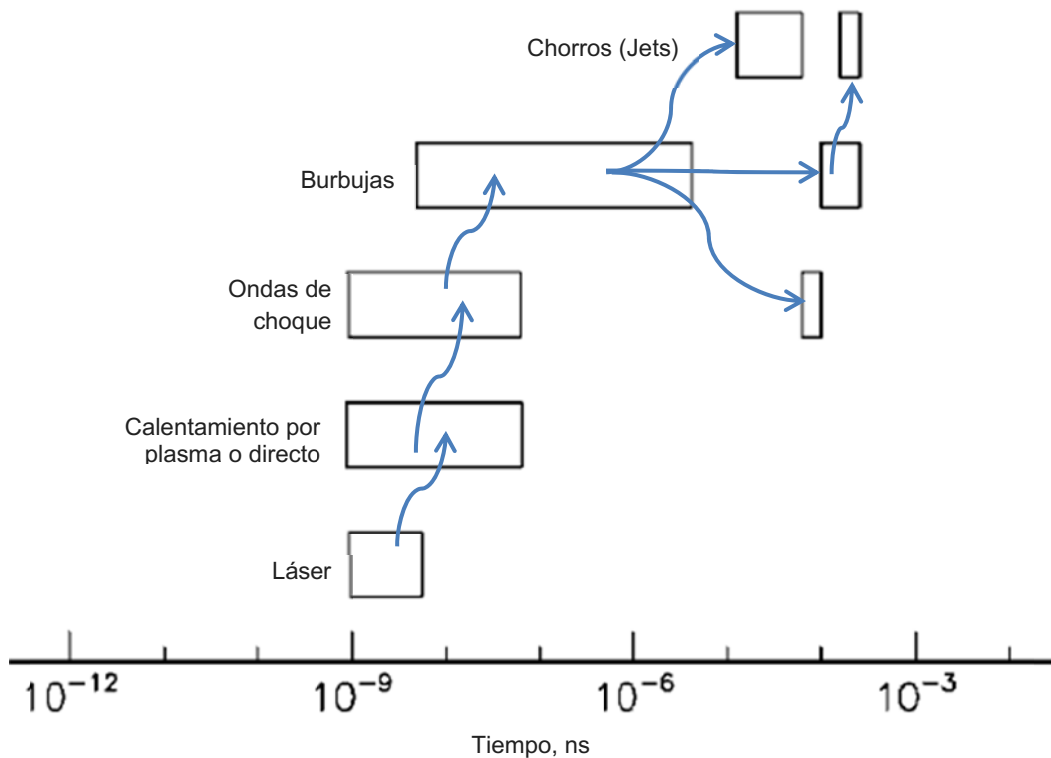


Fig. 12.3. Encadenamiento temporal de los procesos termomecánicos inducidos por láser.

12.3. Aplicaciones médicas relevantes

A finales de los años setenta se introdujo el uso de pulsos de láser de rubí Q-switch enfocados para la goniopuntura y la iridotomía en el tratamiento del glaucoma (Krasnov, 1977). Poco después, siguiendo extensos estudios morfológicos preliminares, se publicaron los primeros informes sobre la cirugía láser en los sectores anterior y posterior del ojo, que se realizaron utilizando pulsos de un láser Nd: YAG Q-switch de 10 ns de duración (Fankhauser, 1981, 1982). La posibilidad de operar quirúrgicamente mediante la «fotodisrupción» en estructuras pigmentadas y no pigmentadas sin abrir el ojo suscitó gran entusiasmo entre los oftalmólogos, así como preocupaciones por la seguridad debido al carácter explosivo de los efectos láser y al hecho de que parte de la luz láser se transmite a través del plasma sobre la retina. Posteriormente, se desarrolló un cuadro más consistente a partir de estudios sistemáticos que examinaron la secuencia completa de diferentes mecanismos físicos involucrados en la fotodisrupción y ablación intraocular (formación de plasma, producción de ondas de choque, cavitación) y los efectos resultantes en el tejido.

Los primeros experimentos sobre la litotricia con láser fueron realizados usando un láser de rubí (Mulvaney, 1968). Los escasos éxitos iniciales postergaron el uso de los láseres hasta comienzos de los ochenta cuando se empleó por primera vez un láser de Nd:YAG Q-switch en Urología (Watson, 1983). Hoy día el campo tiene un franco crecimiento pero el mecanismo de daño que se utiliza no es exclusivamente la fotodisrupción, ya que los láseres empleados emiten pulsos muy largos y las longitudes de onda se sintonizan a bandas de absorción del blanco, por lo que los mecanismos térmicos son fundamentales.

Los láseres Q-switch son actualmente los mejores para la eliminación del tatuaje. Aunque estos sistemas son eficaces en la limpieza de tatuajes y tienen un historial de seguridad establecido, todavía el mecanismo de daño no se comprende totalmente.

12.3.1. Capsulotomía posterior con láser Nd: YAG

Durante muchos años, la mayoría de las operaciones de cataratas han incluido la inserción de lentes intraoculares (IOL) hechas inicialmente de vidrio, luego de polimetilmetacrilato y, más recientemente, de silicona u otros materiales plegables. La opacidad capsular posterior puede aparecer luego de unos meses de la operación y es la complicación más frecuente de la cirugía de catarata.

La *capsulotomía posterior* con láser Nd: YAG se caracteriza por las ventajas de ser no invasiva y factible durante el tratamiento ambulatorio (Aron-Rosa, 1980; Terry, 1983). Por lo general, un láser de helio-neón se utiliza como un haz de orientación. El cirujano enfoca primero este láser en la cápsula posterior y luego añade el haz de rayos Nd: YAG de corte (Fig. 12.3).

Típicamente, se utilizan duraciones de pulso de 10 ns, energías de pulso de hasta 5 mJ y diámetros de enfoque de 50-100 μm . Con estos parámetros, se consiguen densidades de

potencia local superiores a 10^{10} W/cm², lo que produce fotodisrupción. Después de haber hecho varios cortes, la membrana posterior se desgarra como se ilustra en la Fig. 12.5

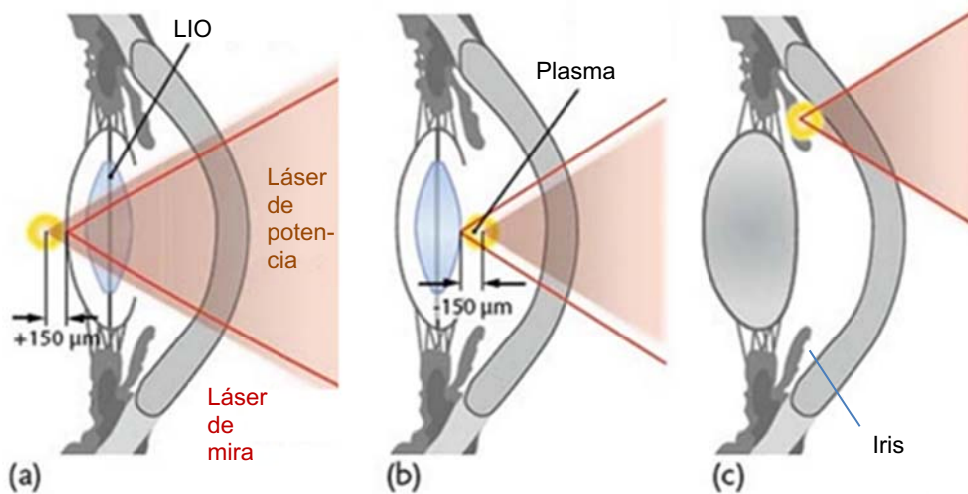


Fig. 12.4. Tratamientos fotodisruptivos en el ojo. a) Apertura de la cápsula posterior. b) Idem cápsula anterior. c) Iriditómia.



Fig. 12.5. Visión a través de la LIO antes, durante y después del tratamiento.

Todo el procedimiento se puede controlar a través de una lámpara de hendidura. El ojo del cirujano está protegido por un divisor de haz especialmente recubierto.

Como las aplicaciones clínicas de la fotodisrupción con Nd:YAG implican energías significativamente por encima de los umbrales de daño retiniano, se deben resaltar distintas condiciones que aseguran el procedimiento.

i) La divergencia de haz, es decir, el ángulo formado por el cono de luz convergente y divergente del punto focal del sistema láser, es el elemento más importante en la protección de la retina. Los láseres oftálmicos Nd: YAG generalmente ensanchan el rayo láser con un telescopio galileano inverso y luego emplean una lente de enfoque final de gran diámetro y alta potencia para lograr la combinación deseada de ángulo de cono, tamaño de punto mínimo y distancia de trabajo cómoda (Fig. 12.6). Como resultado de esto, la energía usada durante la capsulotomía posterior con láser Nd:YAG, es unas 20 veces inferior a la necesaria para producir daño en la córnea.

ii) La formación de plasma es un factor secundario en la protección de la retina durante la fotodisrupción en la cercanía del cristalino. El plasma absorbe y dispersa la radiación incidente, disminuyendo así la transmisión de energía radiante a lo largo de la trayectoria del haz. Observar como en la Fig. 12.4 el láser se enfoca un poco después de la cápsula ya que el plasma se desarrolla hacia el lado del láser y no hacia adelante, donde se absorbe fuertemente.



Ocular Abraham Capsulotomy YAG Laser Lens							
	Product Code	Image Mag	Laser Spot Mag	Contact OD	Lens Height	Designed with: Robert K. Abraham, M.D., Encino, CA Reference: Ocular Surgery News Vol. 14, No. 17, p. 36, September 1, 1996	
	OAYA CE	1.8x	.56x	15.5mm	18.5mm		
Design							
<ul style="list-style-type: none"> The Abraham Capsulotomy YAG Laser Lens features a 10.0mm diameter HeNE YAG coated plano-convex 1.8x magnification button positioned at the center of the lens. The spherical button provides high image quality and beam control when treating the region from the anterior to the posterior capsule by mode-locked or Q-switched YAG laser systems. 							
Comparison of Beam Diameters							
When the YAG laser cone angle Equals 16°				With Abraham Iridectomy Lens		No Contact Lens	
Convergence Angle				24°		18°	
Focus Spot Size at Posterior Capsule (um)				14		21	
Beam Diameter at Cornea				3.4mm		2.2mm	
Beam Diameter at Retina				7.2mm		4.7mm	
Cleaning & Disinfection							
See Cleaning Method 1							

Fig. 12.6. Lente de contacto usada para aumentar la convergencia del láser y disminuir la irradiancia en la retina.

12.3.2. Litotricia

La litotricia de los cálculos urinarios se basa a menudo en técnicas de ultrasonido (Auge, 2002). Sin embargo, no todos los cálculos están igualmente indicados para esta terapia externa. En particular, los cálculos que están pegados dentro del uréter están en una ubicación extremadamente incómoda. En estos casos, la litotricia inducida por láser ofrece la ventaja de aplicar directamente la energía a la vecindad del cálculo mediante una fibra flexible.

Los primeros experimentos sobre la litotricia con láser fueron realizados en 1968, usando un láser de rubí (Mulvaney, 1968). Estos estudios iniciales estuvieron restringidos a la investigación básica, ya que tenían efectos secundarios graves. En 1983 se propuso la aplicación de un láser Nd:YAG Q-switch (Watson, 1983). Poco después, fueron utilizados los láseres de colorante pulsado (Watson, 1987). Típicamente, se aplican energías de 50 a 200 mJ con duraciones de pulsos entre 10 ns y 1 μs. El diámetro de la fibra óptica varía entre 200 μm y

600 μm . Con estos parámetros, la ruptura óptica se logra solamente cerca de la terminación de la fibra. Esta interacción fotodisruptiva finalmente conduce a la fragmentación de los cálculos urinarios. El procedimiento empleado en esos primeros 20 años fue detallado convenientemente (Hofstetter, 1986).



Fig. 12.7. Litotricia externa.

Más recientemente se ha incorporado a estos tratamientos el láser de holmio (Ho:YAG) con su emisión en 2100 nm, con una duración de pulso de aproximadamente 250 μs (Chan, 1999). Este no es un láser Q-switch ya que el funcionamiento sigue a la excitación (free running). Hace pocos años se ha publicado una comparación del comportamiento de los distintos sistemas láser utilizados hoy día (Sroka, 2009).

Si bien la composición de los cálculos puede variar sustancialmente, podemos simplificar diciendo que en la longitud de onda del láser de Nd:YAG (1,06 μm) ninguno presenta una absorción importante. Esto lleva a pensar que la ruptura está mediada por la formación de plasma y su posterior absorción óptica.

En cambio, cuando se utiliza un láser de colorante (504 nm) o la 2^{da} armónica del Nd:YAG (532 nm), se busca la absorción de la hemoglobina, que estará presente en mayor o menor medida en el cálculo. El proceso primario es entonces *fototérmico* y no es necesario llegar a las condiciones de formación de plasma. La vaporización del material de la piedra ocurre de una manera similar a los procesos descritos en el Cap. 9, pero seguidos en este caso de procesos disruptivos como la formación de ondas de choque.

El uso del láser de Ho persigue el mismo fin, pero buscando picos de absorción del agua, que sin duda se encuentra en el material de la piedra. La fragmentación de los cálculos depende principalmente del efecto térmico que causa la vaporización de la piedra. El procedimiento puede ser explicado de la siguiente manera: con cada pulso del láser la

superficie de la piedra se calienta, lo cual causa la vaporización del agua en el interior de la misma, así como en su superficie. Se produce por tanto un efecto ablativo en pequeñas áreas del cálculo, lo cual debilita las fuerzas tensoriales en el interior del mismo. Es entonces, cuando la emisión de las pequeñas ondas de choque producidas por el láser pueden contribuir al proceso de fragmentación, ya que contribuirían a la rotura del cálculo en estas cavidades previamente debilitadas. Algunos investigadores han definido este efecto como *drilling effect* (efecto de perforación), en el cual, se produce la vaporización de pedazos pequeños del cálculo, lo cual emite una fina capa de polvo de piedra.

Esta característica del láser de Ho resulta especialmente interesante al tratar cálculos ureterales y intrarrenales, ya que los efectos de las ondas de presión son débiles; por lo tanto, el daño mecánico colateral sobre el uréter o el riñón, es insignificante.

El Láser de Ho:YAG es el *gold standard* en la litotricia actual con láser. Es un láser sólido y pulsado y utiliza fibras de 170 a 1000 μm de diámetro. Fragmenta la litiasis utilizando un efecto fototérmico y origina efectos fotoacústicos débiles debido a ondas de presión de baja amplitud, de tal forma que el daño mecánico sobre el uréter y el riñón es insignificante, y además por ello es seguro en pacientes que reciben terapia de anticoagulación, ya que el riesgo de sangrado es bajo. Además su efecto fototérmico se reduce a menos de 1 mm, de tal forma que si el láser se dispara directamente en el parénquima renal, el daño se limita a una escasa cantidad de volumen de tejido.

Recientemente se ha propuesto el láser de tulio en fibra óptica (TFL) como una alternativa al láser de Ho:YAG, para la litotricia (Hutchens, 2013). El perfil de haz espacial gaussiano del TFL proporciona una mayor transmisión de potencia a través de fibras ópticas más pequeñas con un daño reducido en la punta de la fibra. El TFL emite en 1.9 μm de manera continua y puede ser fácilmente modulado temporalmente a alta frecuencia. Con una energía de pulso de 30 mJ y una duración de pulso de 500 μs , las piedras urinarias humanas de oxalato cálcico monohidratado se vaporizaron a una velocidad media de 187 $\mu\text{g/s}$ utilizando paquetes de pulsos modulados a 20 Hz. El láser de Tulio CW se utiliza en los tratamientos prostáticos desde 2005 para obtener una completa enucleación del adenoma prostático en menor tiempo y con menor riesgo de sangrado, comparando con el láser pulsado de Ho:YAG (Fried, 2005).

12.3.3. Eliminación de tatuajes

La técnica del tatuaje consiste en introducir un pigmento en la piel con una aguja creando algún tipo de diseño. La razón por la que duran tanto es su profundidad en la piel, aproximadamente entre 1 y 2 mm. La tinta no se inyecta en la epidermis (la capa superior de la piel que continuamos produciendo y cambiando a lo largo de toda la vida), sino en la dermis, que es la segunda capa de piel más profunda. Las células de la dermis son muy estables, por lo tanto el tatuaje es prácticamente permanente.

Un aspecto primordial a la hora de hacerse un tatuaje es ser consciente de que la decisión que se toma es para toda la vida. Para quitarse un tatuaje existen tratamientos, pero son muy costosos y la piel nunca vuelve a su estado original en un cien por ciento.

Hoy en día, el uso del láser es el tratamiento recomendado para eliminar los tatuajes. El láser destruye la tinta de forma selectiva sin afectar a la piel circundante. La tecnología láser actúa fraccionando las partículas de tinta, que son reabsorbidas después por los macrófagos y eliminadas mediante el sistema linfático. El tratamiento es seguro y eficaz siempre que sea realizado por dermatólogos con experiencia en un centro médico que disponga de láseres con las longitudes de onda necesarias para eliminar cada color.

12.3.3.1. Técnicas de remoción de tatuajes

Los tatuajes consisten en miles de partículas relativamente grandes de pigmento suspendidas en la piel. La eliminación del tatuaje láser se basa en un proceso que combina la fototermólisis selectiva y la generación de ondas de choque, con un efecto claramente fotodisruptivo. A diferencia de lo que sucede con materiales transparentes, donde la absorción debe ser mediada por plasma, aquí la absorción ya es importante desde el principio.

Un láser de pulsos cortos (Q-switch) o ultracortos (mode-locking) proporciona energía con una potencia pico muy alta. Esta energía es entonces absorbida selectivamente por la tinta del tatuaje debido a su longitud de onda preferencial.

Como la relajación térmica de la partícula es más lenta que la duración del pulso, la temperatura de la superficie de las partículas de tinta podría ascender a miles de grados, pero en realidad la energía rápidamente genera una onda mecánica u onda de choque. Esta onda de choque causa la fragmentación del pigmento del tatuaje.

Como efecto secundario, la onda de choque puede generar daños en las estructuras celulares y la ruptura de las membranas celulares. Por ejemplo, el calentamiento rápido de los melanosomas convierte el agua citoplasmática en vapor, lo que da lugar a la formación de vacuolas intracitoplásmicas. Debido a esto, hay un cambio repentino en las propiedades de la piel, que se evidencia como un blanqueamiento y que evita la penetración posterior del láser en la piel. Esta situación es reversible; Si esperamos algún tiempo, el blanqueo suele desaparecer y el láser puede penetrar de nuevo. Normalmente se pueden hacer hasta cuatro pasadas de láser en una sola sesión, después de esperar 20 minutos entre cada paso (método R20, Kossida, 2010)

En los días y semanas siguientes a un tratamiento con láser, el sistema inmune del cuerpo vacía las partículas de tinta rotas, haciendo que el tatuaje se desvanezca, pero puede ser necesario una serie de tratamientos para dejar la piel libre de tinta.

12.3.3.2. Las tintas

Las tintas consisten de *pigmentos* suspendidos en un *portador*. Si bien la mayoría de los profesionales del tatuaje compran tintas pre-dispersadas, algunos tatuadores mezclan sus propios pigmentos secos con un portador. Los médicos han observado que muchos pigmentos utilizados en

los tatuajes son productos industriales utilizados en la tinta de las impresoras o en la pintura del automóvil. En general, los fabricantes de estas tintas no están obligados a revelar sus ingredientes o realizar ensayos, y las recetas pueden ser de propiedad.

En la ciudad de Buenos Aires la Ley N° 1897 del 2005, establece normas sanitarias básicas de regulación de actividades vinculadas con la aplicación de tatuajes. El Art. 16 de dicha ley expresa que, *los pigmentos utilizados para la práctica del tatuaje, deberán ser calificados por los organismos de aplicación de la ciudad o del país de origen como "aptos para la utilización en seres humanos". No obstante la calificación de origen, los mismos deberán someterse a controles periódicos por los organismos de control, dentro del ámbito de la Ciudad Autónoma de Buenos Aires.* Parece claro que el organismo de aplicación debe ser el ANMAT.

Un portador actúa como un disolvente para el pigmento, para "transportar" el pigmento desde el punto de trauma de aguja a la dermis circundante. El disolvente más típico es alcohol etílico o el agua, pero también se usan propilenglicol y glicerina. Cuando se utiliza un alcohol como parte de la base del soporte en la tinta del tatuaje o para desinfectar la piel antes de la aplicación del tatuaje, aumenta la permeabilidad de la piel, ayudando a transportar más productos químicos al torrente sanguíneo.

12.3.3.3. El color de las tintas

Un pigmento es azul porque iluminado con luz blanca (de todos los colores), el pigmento refleja sólo el azul y absorbe los otros colores.

Un análisis similar se puede hacer con otros colores. La tinta negra absorbe todos los colores y la blanca o la de colores claros, ninguna. La tinta negra se realiza con carbón y es la más inofensiva de todas. Además es la más fácil de eliminar con cualquier láser, ya que como hemos dicho absorbe cualquier longitud de onda visible. Por eso es una de las más utilizadas. Por otro lado, los pigmentos blanco y beige, que contienen dióxido de titanio u óxido de zinc, no responden al láser.

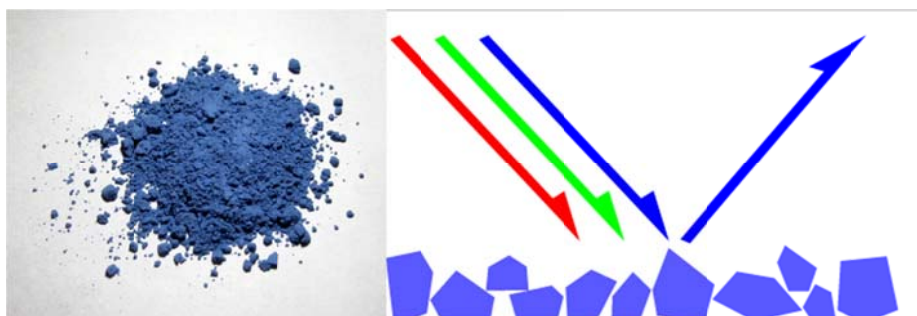


Fig. 12.8. Los pigmentos azules absorben bien el rojo y el verde, por lo que se pueden tratar con el láser de Nd:YAG emitiendo la 2da armónica (532 nm)

La mayoría de las tintas de color generalmente están compuestas de pigmentos con metales pesados, entre los cuales se incluyen mercurio (rojo); plomo (amarillo, verde, blanco); cadmio (rojo, naranja, amarillo); níquel (negro); zinc (amarillo, blanco); cromo (verde); azul cobalto); aluminio (verde, violeta); titanio (blanco); cobre (azul, verde); hierro (marrón, rojo, negro); y bario (blanco). Otros elementos utilizados como pigmentos incluyen antimonio,

arsénico, berilio, calcio, litio, selenio y azufre. Existen también ciertos colorantes orgánicos que no incluyen metales pesados, pero su inocuidad debe ser demostrada.

12.3.3.4. Los láseres

Los láseres de uso común para la eliminación de tatuajes son láseres Q-switch que emiten en distintas longitudes de onda: el de rubí en 694 nm, el láser de alejandrita en 755 nm y el láser de Nd: YAG, con emisiones en 1064 nm y en 532 nm. Varios estudios han mostrado la eficacia de cada uno de los tres dispositivos, que están disponibles comercialmente y aprobados para su uso en USA por la FDA.

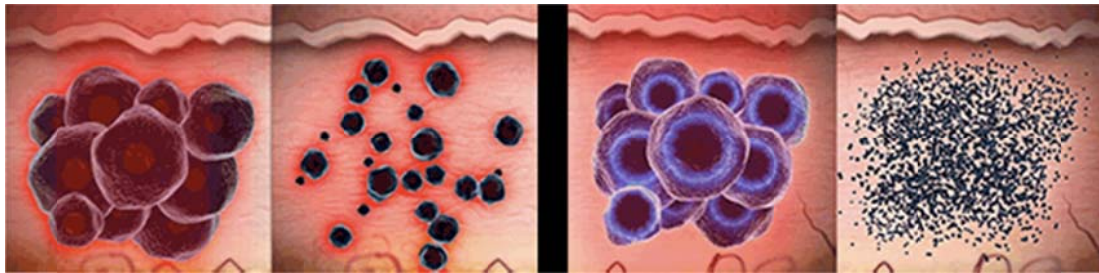


Fig. 12.9. El uso de láseres de pulsos ultracortos puede producir una mayor fragmentación en las partículas de pigmento. Láser de ns (izquierda); láser de ps (derecha).

Los láseres Q-switch emiten pulsos con duración de nanosegundos. Si se reduce la duración del pulso, el calentamiento de la tinta es más rápido y se puede obtener una fragmentación más fina. La eliminación linfática de estas partículas más finas es más fácil, resultando en un tratamiento más rápido de los tatuajes. Los láseres de picosegundos fueron accesibles en 2013. En la actualidad se dispone de sistemas que emiten pulsos de 50 a 100 ps en 755 nm y en 1064 nm. Aunque eficaz y seguro en la piel blanca, su ventaja respecto a los Q-switch, sigue siendo evaluada en la piel pigmentada. Además, su costo actual los hace menos atractivos.

12.4. Resumen de la fotodisrupción

Idea principal: fragmentación y corte de tejido por fuerzas mecánicas que surgen luego del calentamiento violento de la zona de interacción. En materiales transparentes debe ser mediado por la formación de plasma.

Láseres típicos: láseres de estado sólido Nd:YAG, Nd:YLF, Ho:YAG, Alejandrita. Duración típica de los pulsos: 100 ps; 10 ns; 100 ns; 250 μ s.

Densidades de potencia típicas en materiales transparentes: 10^{10} W/cm² - 10^{13} W/cm²; en materiales absorbentes: 10^8 W/cm² - 10^{10} W/cm²

Aplicaciones médicas relevantes: fragmentación de capsula posterior, litotricia, eliminación de tatuajes.

12. 5. Referencias

- Aron-Rosa, D., Aron, J., Griesemann, J., Thyzel, R. (1980). Use of the neodymium:YAG laser to open the posterior capsule after lens implant surgery. *J. Am. Interocul. Implant. Soc.* 6, 352-354.
- Auge, B. K., Preminger, G. M. (2002). Update on shock wave lithotripsy technology. *Curr. Opin. Urol.*, 12(4), 287-90.
- Chan, K. F., Vassar, G. J., Pfefer, T. J., Teichman, J. M. H. , Glickman, R. D., Weintraub, S. T., Welch, A. J. (1999.). Holmium: YAG Laser Lithotripsy: A dominant photothermal ablative mechanism with chemical decomposition of urinary calculi. *Lasers Surg. Med.* 25, 22-37.
- Fankhauser, F. Roussel, P., Steffen, J., Van der Zypen, E., Chrenkova, A. (1981). Clinical studies on the efficiency of high power laser radiation of some structures of the anterior segment of the eye. *Int. Ophthalmol.* 3, 129-139.
- Fankhauser, F., Loertscher, H. P., Van der Zypen, E. (1982).Clinical studies on high and low laser power radiation upon some structures of the anterior and posterior segments of the eye. *Int. Ophthalmol.* 5, 15-32.
- Fried, N.M., Murray, K.E. (2005). High-power thulium fiber laser ablation of urinary tissues at 1.94 μm . *J. Endourol*, 19, 25–31.
- Hofstetter, A., Schmeller, N., Pensel, J., Arnholdt, H., Frank, F. (1986). Wondrazek, F. Harnstein-Lithotripsy mit laserinduzierten Stosswellen. *Fortschr. Med.* 104, 654–656.
- Hutchens, T. C., Blackmon, R. L., Irby, P. B., Fried, N. M. (2013). Detachable fiber optic tips for use in thulium fiber laser lithotripsy. *J. Biomed. Opt.* 8(3).
- Kossida T, Rigopoulos D, Katsambas A, Anderson R. R. (2012). Optimal tattoo removal in a single laser session based on the method of repeated exposures. *J. Am. Acad. Dermatol.*,66, 271–7.
- Krasnov, M. M. (1977). Q-switched laser iridectomy and Q-switched laser goniopuncture. *Adv Ophthalmol* 34, 192-196.
- Lauterborn, W. (1974). Kavitation durch Laserlicht. *Acustica* 31, 51–78.
- Lauterborn, W., Bolle, H. (1975). Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.* 72, 391–399.
- Leuenberger, M. L., Mulas, M. W., Hata, T. R., Goldman, M. P., Fitzpatrick, R. E., Grevelink, J. (1999). Comparison of the Q-switched alexandrite, Nd:YAG, and ruby lasers in treating blue-black tattoos. *M. Dermatol. Surg.* 25(1), 10-4.
- Mulvaney, W.P., Beck, C.W. (1968). The laser beam in urology. *J. Urol.* 99, 112.
- Sroka, R., Hecht, V., Reich, O., Seitz, M., Stief, C.G., Bader, M. J. (2009). In-vitro Comparison of Laser Induced Lithotripsy on Artificial Stones by Means of Different Laser Systems. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, February.
- Terry, A.C., Stark, W.J., Maumenee, H.E., Fagadau, W. (1983). Neodymium-Yag laser for posterior capsulotomy. *Am. J. Ophthalmol.*, 96, 716–720.

- Vogel, A., Lauterborn, W., Timm, R. (1989). Optical and acoustic investigation of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary. *J. Fluid Mech.* 206, 299–338.
- Vogel, A., Busch, S., Jungnickel, K., Birngruber, R. (1994). Mechanisms of intraocular photodisruption with picosecond and nanosecond laser pulses. *Lasers Surg. Med.*, 15, 32–43,
- Watson, G.M., Wickham, J.E.A., Mills, T.N., Bown, S.G., Swain, P., Salmon, P.R. (1983). Laser fragmentation of renal calculi. *Br. J. Urol.* 55, 613–616.
- Watson, G.M., Murray, S., Dretler, S.P., Parrish, J.A. (1987). The pulsed dye laser for fragmenting urinary calculi. *J. Urol.* 138, 195–198.

CAPÍTULO 13

Uso seguro de los láseres



*Hombres necios que acusáis
a la mujer sin razón,
sin ver que sois la ocasión
de lo mismo que culpáis:*
Fragmento, SOR JUANA INÉS DE LA CRUZ,
finales del siglo XVII

13.1. Introducción

Todos los láseres que se utilizan en terapia son potencialmente peligrosos, de la misma manera que lo es un bisturí, o cualquier otro elemento de uso común en un quirófano. El médico, es sin duda el profesional que más consciente está de la potencialidad de daño que tiene el láser, ya que permanentemente utiliza esa capacidad para realizar aplicaciones beneficiosas. De todas maneras, no hay dudas de que dado el uso cada vez más extendido de láseres requiere que más gente se familiarice con los peligros potenciales asociados con el mal uso de este valioso recurso.

Las aplicaciones técnicas de los láseres existen en muchas áreas, incluyendo procesamiento de materiales, construcción, medicina, comunicaciones y seguridad, desde hace mucho tiempo. Sin embargo, la introducción de dispositivos láser en productos más orientados a un mercado masivo, tales como las impresoras, escáners y dispositivos de grabación y reproducción de datos, es la que ha provocado la atención reciente sobre la seguridad. Afortunadamente la mayoría de los dispositivos de este mercado emiten niveles de energía relativamente bajos o bien están encerrados dentro de carcazas protectoras que hacen que su uso sea seguro.

Volviendo a los láseres de uso técnico y antes de discutir los potenciales riesgos del uso de los láseres que surgen de la radiación emitida, debemos hacer énfasis en que estos láseres son equipos más o menos complicados que muchas veces utilizan fuentes de alta tensión, gases a presión, bombas de vacío, lámparas gaseosas a alta presión, ampollas de vidrio, etc. Todas estas partes implican riesgos ciertos. El autor no conoce ningún caso de muerte atribuible a una exposición accidental a la emisión de un láser, mientras que han sido informados, por ejemplo, varios casos de muerte por electrocución.

El riesgo en el uso de los láseres se asocia al daño que pueda producir en los ojos o en la piel y a su capacidad para producir incendios.

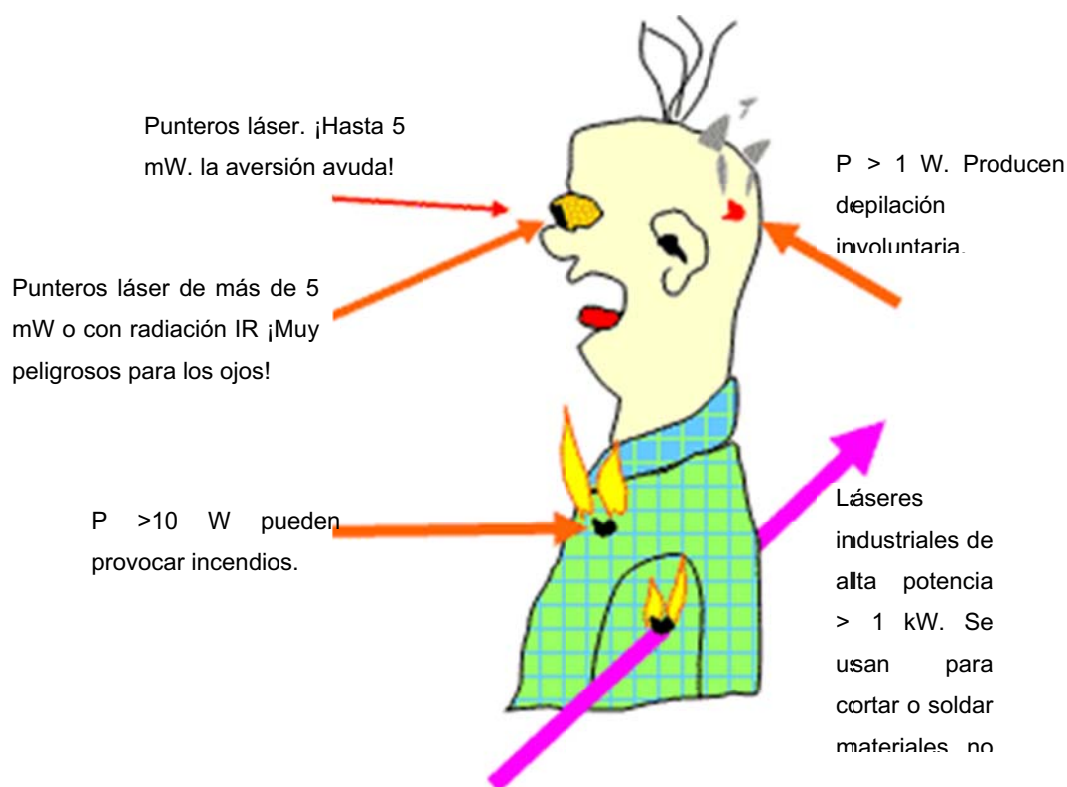


Fig. 13.1. Peligros asociados a los láseres (Paschotta, 2016)

Tabla 13.1. Mecanismos relevantes de interacción, efectos adversos y cantidades físicas biológicamente efectivas.

Coherencia	Parte del espectro	Mecanismos relevantes de la interacción	Efecto adverso	Exposición, nivel de referencia
Radiación incoherente	Radiación ultravioleta UVA, UVB, UVC (180 a 400 nm).	Alteraciones fotoquímicas de moléculas activas tales como ADN, lípidos y proteínas.	Eritema agudo, queratitis, conjuntivitis, cataratas, foto retinitis, aceleración del envejecimiento de la piel, cáncer de piel.	Exposición radiante en la piel o en la córnea.

	Radiación visible (380 a 600 nm).	Alteraciones fotoquímicas de las moléculas en la retina.	Foto retinitis ("riesgo de la luz azul").	Radiancia y duración de la exposición.
	Visible y cercano infrarrojo (400 nm – 1,4 μm).	Activación térmica o inactivación Fotocoagulación.	Daño térmico: quemaduras en la piel y en la retina. Desnaturalización térmica de proteínas, Coagulación tejido / necrosis.	Radiancia y duración de la exposición.
	Radiación infrarroja media e infrarroja lejana (3 μm – 1 mm).	Activación o inactivación térmica. Coagulación.	Lesiones térmicas: quemaduras en la piel y en la córnea, Desnaturalización térmica de proteínas, Coagulación tejido / necrosis.	Exposición radiante e irradiancia en la piel o en la córnea.
Coherente	Láser (180 nm hasta 1 mm).	Fotoquímicos, fototermales, fotoacústicos, para duración de la exposición < 100 μs. Fotoablativos, para duración de la exposición < 100 ns. Plasma o formación de burbujas (cambio de fase). Efectos ópticos no lineales.	Daño al tejido. Quemaduras en la piel. Quemaduras en los ojos. Evaporación de tejidos.	Exposición radiante e irradiancia en la piel o en la córnea; duración de la exposición

Las fuentes de radiación incoherente (lámparas, Sol, etc.) se caracterizan por tener una emisión doblemente distribuida; por un lado emiten espectros más o menos anchos (de *banda ancha*) y por otro, su radiación está distribuida espacialmente con baja colimación. El espectro ancho hace que los daños no sean específicos y puedan resultar de una variedad de efectos. La distribución espacial hace que se deban considerar otras variables para caracterizar a la fuente.

Las magnitudes claves son la extensión angular de la fuente vista desde la posición del observador y la *radiancia*. Se define *radiancia* o *brillo* de la fuente como la irradiancia por unidad de ángulo sólido. La extensión angular de la fuente es el ángulo α , subtendido por la fuente en la posición del ojo (Fig. 13.2). Una fuente que subtiende un ángulo de 1,5 mrad o menos se conoce como una *fente puntual*. Dicha fuente produce el tamaño más pequeño de la imagen retiniana, de unos 25 μm de diámetro, cuando se consideran la difracción ocular y las aberraciones del ojo.

Cuando $\alpha > 1,5$ mrad, la fuente se dice *extensa* y el tamaño de la imagen retiniana se calcula de,

$$d_r = \frac{f}{r} d_s, \quad (13.1)$$

donde $f = 17 \text{ mm}$ es la *distancia focal efectiva* del ojo (Gullstrand 1909) y las otras variables están definidas en la Fig. 13.2.

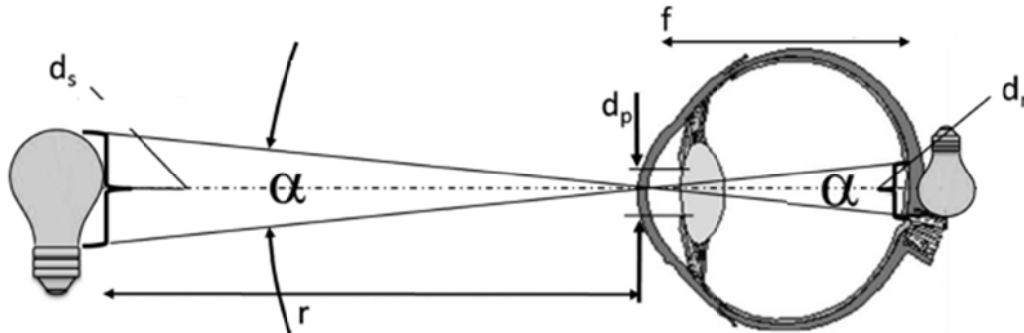


Fig. 13.2. Imagen retiniana de una fuente incoherente mostrando el ángulo subtendido por la fuente, α .

Para una fuente que emite igualmente en todas las direcciones, la irradiancia en la retina, $I_r (\text{W}/\text{m}^2)$ está relacionada con la radiancia o brillo de la fuente, $L_s (\text{W}/\text{m}^2 \text{ sr})$, la transmitancia del medio ocular, t , el diámetro de la pupila del ojo, d_p , y con la distancia focal efectiva del ojo, f , según,

$$I_r = \frac{\pi t L_s d_p^2}{4 f^2} = a t L_s d_p^2, \quad (13.2)$$

donde $a = 2700/\text{m}^2$ (Sloney, 1980). Para el espectro visible, la transmitancia en los medios oculares para los más jóvenes y la mayoría de los animales es tan alta como 0,9. En individuos albinos, el iris no es muy eficaz y el diámetro de la pupila se debe aumentar.

Más detalles de la protección con fuentes incoherentes se encuentra en el trabajo, ICNIRP Guidelines on Limits of Exposure to Incoherent Visible and Infrared Radiation (ICNIRP, 2013a).

En lo que sigue nos concentraremos en las fuentes coherentes o láseres.

13.2. Estrategia de la protección

Hay un conjunto robusto de datos para el umbral de daño experimental que describen las relaciones dosis-respuesta para los efectos biológicos de la radiación láser en el ojo y en la piel. La mayoría de los datos de umbral se derivan de modelos animales con criterios de respuesta que van desde la observación directa de una "lesión visible mínima" (por ejemplo, una lesión oftálmica visible de la retina o un eritema mínimo observado en la piel) y de evaluaciones de la respuesta histológica. Estos datos están respaldados por la experiencia clínica del uso de láser en humanos y, en cierta medida, el análisis de exposiciones humanas

tanto de exposiciones intencionales controladas como de casos de accidentes con láser. La mayoría de las interacciones láser-tejido son apoyadas por la aplicación de modelos biofísicos que ayudan a comprender el mecanismo de lesión y la estimación de umbrales para las condiciones de exposición no investigadas experimentalmente.

Sobre la base de todos estos resultados se estiman las dosis de umbral de daño y se informa el valor de *exposición máxima permisible* o MPE que para los láseres continuos se expresa en W/cm^2 y para los láseres pulsados en J/cm^2 . A diferencia de otras zonas del espectro electromagnético o del caso de otras fuentes de radiación, los valores de MPE dependen de una serie de situaciones, entre las que destacan, la longitud de onda, la duración de la exposición, la apertura limitadora, la forma y tamaño del enfoque y la repetición de pulsos. Todo esto hace que el estudio de cada caso particular resulte bastante complicado.

13.2.1 Límite de exposición

Normalmente se acepta que el *límite de exposición* (LE) a la radiación láser que uno puede recibir sin riesgo es una fracción de la dosis conocida para producir efectos adversos para una condición de exposición dada. Esto requiere un análisis cuidadoso de la dependencia de los umbrales de daño en las condiciones de exposición, las evaluaciones de la incertidumbre en los datos y la susceptibilidad individual. En vista de las incertidumbres inherentes al daño, un factor de reducción de al menos dos se aplica para determinar los límites de exposición. En algunos casos, la simplificación de la longitud de onda, la duración de la exposición y / o la dependencia del tamaño de mancha, ha implicado en muchos casos mayores factores de reducción, tan altos como aproximadamente dos órdenes de magnitud.

Actualmente se acepta que los LE establecidos por la ICNIRP constituyen los valores de referencia para observar un uso seguro de los láseres (ICNIRP, 2013b). Estos conceptos están destinados a ser utilizadas por los diversos expertos y organismos nacionales e internacionales encargados de elaborar reglamentos, recomendaciones o códigos de prácticas para proteger a los trabajadores y al público en general contra los efectos potencialmente adversos de la radiación óptica. Se aplican a las exposiciones a la radiación láser que producen el inicio agudo de las respuestas biológicas observables. En general hay una falta de conocimiento sobre el umbral de lesión para los efectos de la exposición crónica a largo plazo.

Los límites de exposición indicados se aplican a longitudes de onda de 180 nm y 1 mm ya duraciones de exposición entre 100 fs y 30 ks (aproximadamente 8 h). Es claro que *los límites de exposición no se aplican a la exposición deliberada como parte integral del tratamiento médico*.

Los LE para el ojo están divididos en 21 canales espectrales; 14 corresponden al UV (180 nm – 400 nm), uno al visible (400 nm – 700 nm) y el resto al IR (700 nm – 1 mm). En muchos

casos, cada canal está dividido en zonas para distintos tiempos de aplicación. Se utilizan distintos factores de corrección que tienen en cuenta la extensión de la fuente (láser directo, reflexión difusa, etc.), correcciones espectrales en canales de banda ancha, como el visible y el efecto aditivo de los pulsos repetidos.

En el caso de la piel, el ICNIRP considera solo 3 canales, el UV, el VIS-cercano IR (700 nm – 1400 nm) y el IR medio y lejano (1400 nm – 1 mm). Sólo el canal visible se divide de acuerdo a la duración de la interacción. Los canales UV y el IR medio y lejano tienen los mismos LE que para el ojo.

Los LE se presentan en tablas extensas que resultan complejas de usar, ya que están expresadas con fórmulas que incluyen muchos factores. Para las condiciones más comunes, el documento elaborado por ICNIRP incluye una serie de gráficos donde se indican los LE de una manera más directa. La Fig. 13.3 muestra los valores para el ojo y la Fig. 13.4, los correspondientes a la piel.

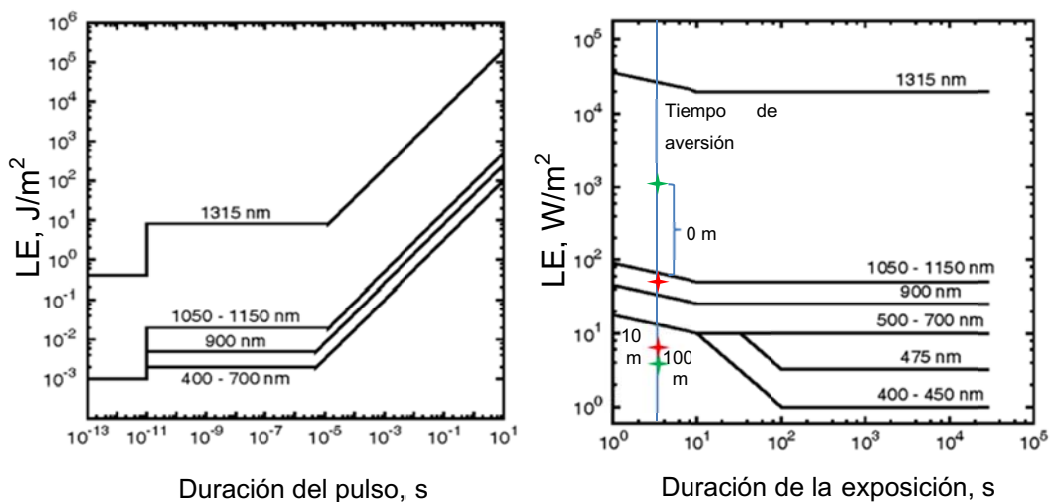


Fig. 13.3. Límites de exposición para el ojo con láseres entre 400 nm y 1315 nm. Izquierda, fuente pulsada; derecha, fuente continua. Las estrellas indican los valores para dos tipos de punteros láser, a distintas distancias (ver más abajo).

En la Fig. 13.3 se han indicado los valores de densidad de potencia (W/m^2) que alcanzan los punteros láser comúnmente utilizados en las presentaciones públicas, inmediatamente a la salida del láser, donde el diámetro de la mancha es alrededor de 2 mm. .

Las estrellas rojas indica el caso de un puntero láser antiguo construido con un diodo láser de 1 mW y 650 nm. Estos son los más simples, ya que los diodos láser están disponibles en estas longitudes de onda. El puntero no es más que un diodo láser alimentado por batería colimado por una óptica sencilla. Inmediatamente a la salida del láser la irradiancia es aproximadamente $80 W/m^2$, un valor por encima del LE permitido. Pero, como la divergencia es elevada, el tamaño de la mancha que producen crece rápidamente con la distancia. Si suponemos que la mancha coincide con la pupila (7 mm de diámetro), la irradiancia sobre el ojo cae a unos $6 W/m^2$, un valor por debajo del LE permitido. Esta comparación supone que la

aversión del ojo hace que el tiempo de exposición se limite a 0.25 s. Se debe tener mucho cuidado con estos elementos.

Las estrellas verdes indican el caso de un puntero láser verde de 15 mW y 532 nm. En este caso el radio de la mancha inmediatamente a la salida del láser puede ser 1 mm, por lo que la irradiancia alcanza los 1200 W/m^2 , unas 60 veces el *LE* estipulado.

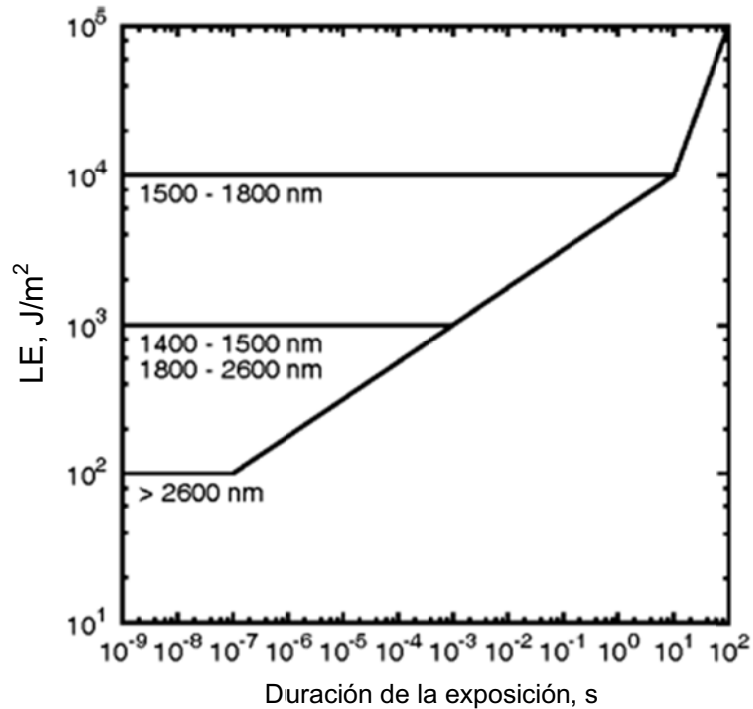


Fig. 13.4. Límites de exposición para la piel con láseres pulsados, en el infrarrojo medio y lejano.

¿Por qué no han ocurrido accidentes en las canchas de fútbol hasta ahora? Aún con la escasa divergencia, el tamaño de la mancha a unos 100 m del emisor puede tener un par de cm de radio, en ese caso, la irradiancia baja hasta unos 3 W/m^2 , que quedan por debajo del *LE*

Los punteros láser verdes aparecieron en el mercado alrededor del año 2000 y son mucho más complicados que los punteros de diodo. Debido a que son visibles por la noche a través de la dispersión en las partículas en suspensión en el aire, este tipo de puntero es utilizado por los astrónomos para señalar fácilmente las estrellas y constelaciones.



Fig. 13.5. Un puntero láser verde de 5 mW dirigido a una palmera por la noche. El haz es visible a través de la dispersión (scattering).

Un puntero láser verde de 15 mW y 1 mm de radio, produce una irradiancia de 1200 W/m², cerca del LE para la piel, que se estima en 2 kW/m². ¡Seguramente se siente el *pinchazo* quemante del láser! Más teniendo en cuenta dos hechos encontrados comúnmente,

i) Normalmente la potencia indicada es incorrecta. El Instituto Nacional de Estándares y Tecnología de USA, NIST, encontró que aproximadamente la mitad de los punteros de 5 mW estudiados emitían una potencia mayor que la permitida. La potencia máxima medida fue de 66,5 mW.

ii) Como la luz láser verde se genera a partir de un láser infrarrojo, se encontró que más del 75% de los dispositivos probados emitían luz infrarroja por encima del límite permitido.

13.2.2. Clasificación de los láseres según su riesgo

Los láseres no forman un grupo homogéneo de riesgo ya que pueden emitir radiación en un amplio intervalo de longitudes de onda, con potencias o energías de salida muy variables y con una distribución temporal que puede ser continua o pulsada. La clasificación de un láser en categorías de riesgo está basada en el *Límite de Emisión Accesible* (LEA) para el usuario y permite identificar la peligrosidad del mismo, Dependiendo del LEA el láser obtendrá una clasificación u otra (Diego Segura, 2002).

La clase del láser debe ser fijada por el fabricante o el instalador del mismo. La clase es un indicador directo del grado de peligrosidad que supone la utilización de un dispositivo de estas características. Los tres factores que principalmente definen la clase de un láser son,

- i) Longitud de onda,
- ii) Duración / tiempo de exposición.
- iii) Potencia / energía del haz.

La norma UNE EN 60825-1/A2 clasifica a los láseres dentro de siete clases: Clase 1; Clase 1m; Clase 2; Clase 2m; Clase 3; Clase 3b; Clase 4. La tabla 13.2 brinda un resumen de las diferentes clases, junto con los riesgos que implican.

Tabla 13.2. Clases de láseres según su peligrosidad

Clase de sistema láser	Riesgos
Clase 1	No generan riesgos si se usan con normalidad. No es previsible que causen daño ocular aunque el operador emplease algún tipo de instrumento óptico (por ejemplo: lente de aumento) de visión directa.
Clase 1M	No generan riesgos si se usan con normalidad, pero podrían causar daño ocular si el operador emplea algún tipo de instrumento óptico (por ejemplo: lente de aumento) de visión directa.
Clase 2	Podría causar daños oculares. A priori los mecanismos de aversión son suficientes como protección. El riesgo de padecer daño ocular aumenta si el operador emplea algún tipo de instrumento óptico (por ejemplo: lente de aumento) de visión directa.
Clase 2M	Puede causar daños oculares. El riesgo de padecer daño ocular <u>aumenta</u>

	notablemente si el operador emplea algún tipo de instrumento óptico (por ejemplo: lente de aumento) de visión directa.
Clase 3R.	La visión directa del haz es potencialmente peligrosa. Pueden causar daños oculares agudos y crónicos. EXTREMAR PRECAUCIÓN
Clase 3B.	La visión directa del haz es siempre peligrosa. La visión de reflexiones difusas podría ser peligrosa. Pueden causar daños oculares agudos y crónicos. EXTREMAR PRECAUCIÓN
Clase 4.	Pueden causar daños oculares y cutáneos agudos o crónicos si se entra en contacto directo, indirecto, o por reflexión, con el haz láser. EXTREMAR PRECAUCIÓN

La clase de un sistema láser debe figurar en la etiqueta colocada en el mismo dispositivo, con las frases de advertencia para que el usuario conozca a que riesgo está expuesto, y en el manual de instrucciones / operaciones del dispositivo láser.

13.2.3. Medidas de seguridad

De acuerdo con la clase del láser se recomiendan las distintas medidas de seguridad que se brindan en la Tabla 13.3.

Tabla 13.3. Medidas de seguridad según las clases.

Clase	Medidas de seguridad
Clase 1	<ul style="list-style-type: none"> • Señalización. • Información y formación del personal involucrado o expuesto.
Clase 1M	<ul style="list-style-type: none"> • Señalización. • Información y formación del personal involucrado o expuesto.
Clase 2	<ul style="list-style-type: none"> • Idem Clase 1M, y además: • Ingeniería. • Equipos de Protección Individual.
Clase 2M	<ul style="list-style-type: none"> • Idem Clase 1M, y además: • Ingeniería. • Equipos de Protección Individual.
Clase 3R	<ul style="list-style-type: none"> • Idem Clase 2M, y además: • Ingeniería. • Equipos de Protección Individual. • Controles administrativos.
Clase 3B	<ul style="list-style-type: none"> • Idem Clase 2M, y además: • Ingeniería. • Equipos de Protección Individual. • Controles administrativos.
Clase 4	<ul style="list-style-type: none"> • Idem Clase 2M, y además: • Ingeniería. • Equipos de Protección Individual. • Controles administrativos.

Toda persona que participe directamente en las operaciones, o que sin estar involucrada directamente en las mismas, pueda verse afectada por estos dispositivos, debe ser informada por los responsables de las actividades acerca de los riesgos a los que está expuesto, los medios con los que debe protegerse, cómo y cuándo utilizarlos, y especialmente, sobre el conjunto medidas preventivas y de normas internas o de Procedimientos de Trabajo Escritos (PTE) con que se acostumbre operar.

En este contexto, *Ingeniería* son las medidas técnicas destinadas a minimizar el riesgo que puedan generar los dispositivos láser, como, confinamiento del láser; carcasas protectoras con seguros; llaves de operación; luces de advertencia, etc.

Los controles administrativos comprenden exclusivamente los Procedimientos de Trabajo Escritos (PTE.). Los PTE, deben ser generados por los responsables de las operaciones. En principio los PTE deben dejar constancia escrita de aquellos aspectos críticos de las operaciones que puedan afectar al resultado de las mismas, que puedan afectar a la seguridad de los operadores, o al deterioro de los equipos. Los PTE deben ser expuestos, explicados, y conocidos obligatoriamente por todo aquel personal que esté involucrado en las tareas, especialmente el personal nuevo o que carezca de la experiencia suficiente. Especial mención requieren las tareas de alineación, ajuste del haz y reparaciones, actividades en las que se mayoritariamente se producen los daños personales.

La utilización de sistemas láser conlleva un riesgo intrínseco de exposición del organismo humano a una fuente de Radiación No Ionizante, en función de la clase del sistema y de las medidas de control (esto es, medidas preventivas) que sean adoptadas. Obviamente, será necesario conocer las bases de estos dos conceptos con el fin de lograr una protección eficaz del personal que pueda llevar a cabo o verse afectado por las operaciones ejecutables con sistemas de este tipo.

13.2.4. Anteojos de seguridad

En general, cuando un haz de luz se transmite a través de un material, parte de la energía luminosa es absorbida y la intensidad del haz disminuye continuamente. La absorción puede ser mínima, como en el aire, o considerable, como en una pieza de vidrio oscuro. En cada caso, el proceso de absorción elimina parte de la energía del haz y la convierte en energía térmica del medio transparente, aumentando la energía cinética de los átomos y moléculas (Seeber, 2016).

Si un haz de irradiancia I_0 W/cm² incide sobre una lámina, la irradiancia disminuye hasta un valor I_x W/cm² después de pasar por un espesor x del medio,

$$I_x = I_0 e^{-\alpha x}. \quad (13.3)$$

El coeficiente de absorción α es una propiedad del material y de la longitud de onda de la luz. Para filtros utilizados en gafas de seguridad láser, el producto αx es reemplazado por una cantidad denominada *densidad óptica*, descrita por el símbolo OD . En ese caso, la ecuación anterior se escribe con la base 10 reemplazando a la base e,

$$I_x = I_0 10^{-OD}. \quad (13.4)$$

Puesto que la *transmisión* de luz a través de un absorbente se define como la relación I_x/I_0 , podemos escribir la Ec. 13.4 en una forma comúnmente usada con filtros ópticos,

$$T = 10^{-OD}. \quad (13.5)$$

Así, un filtro con $OD = 3$ tiene una transmisión de un milésimo. Generalmente las gafas de seguridad se rotulan con la DO .

Tabla 13.4. Características de la gafas de seguridad

DO	Transmisión		% Transmisión
0	1	1.0	100%
1	10^{-1}	0.1	10%
2	10^{-2}	0.01	1%
3	10^{-3}	0.001	0.1%
4	10^{-4}	0.0001	0.01%
5	10^{-5}	0.00001	0.001%
6	10^{-6}	0.000001	0.0001%
7	10^{-7}	0.0000001	0.00001%

Es común que las gafas de seguridad usadas con un láser *Clase 4* tengan DO de 5, 6 o 7. Si bien las zonas UV y FIR son relativamente fáciles de cubrir, el visible y el cercano IR son más difíciles, ya que los filtros deben filtrar el láser y ser transparentes a la mayor parte de la zona visible, para que el usuario pueda ver su entorno.

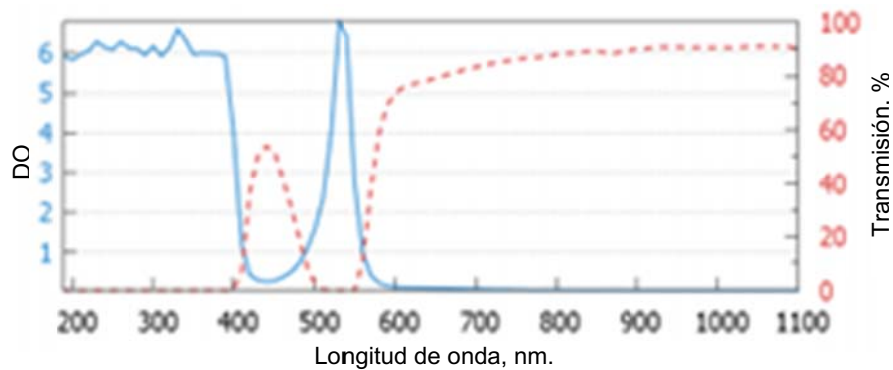


Fig. 13.6. DO y transmisión de las gafas de seguridad para trabajar con un láser de Nd que emite la 2^{da} armónica (532 nm)

La Fig. 13.6 muestra las especificaciones de un filtro apto para trabajar con la 2^{da} armónica del láser de Nd en 532 nm y con relativamente buena transmisión en el azul y en el rojo (NoIr, 2016).

Los marcos también deben cumplir ciertas condiciones mínimas de seguridad (Fig. 13.7).

1. Deben incluir protecciones laterales,
2. No se deben salir al bajar la cabeza (lo mejor es que tengan un cordón de seguridad),
3. Deben ser lo suficientemente amplios como para poder usar anteojos correctivos por debajo.



Fig. 13.7. Marco para las gafas de seguridad con protecciones laterales.

13.2.5. Reglas de seguridad para el uso de todos los láseres, independientemente del nivel de potencia de salida

1. Evitar mirar directamente cualquier láser o mirar sus reflejos.
2. Retirar todas las superficies reflectantes especulares (brillantes) innecesarias del área de trabajo. Esto aplica para los relojes o cualquier tipo de joya.
3. Operar los láseres en áreas bien definidas a las que se puede controlar el acceso. El área debe tener las señales adecuadas para alertar a las personas que transitan por el sector de riesgo.
4. El sistema láser debe ser operado sólo por una persona o bajo la supervisión directa de ella. Esta persona debe conocer los peligros y los métodos de control para los haces como para las condiciones accesorias. Este individuo debe actuar como *oficial de seguridad láser* (LSO) y será designado por la administración de la empresa, el hospital o la institución educativa. El LSO deberá tener la autoridad y la responsabilidad de efectuar el control y hacer cumplir el control de los riesgos del láser.
5. Cualquier accidente debe ser reportado inmediatamente a la autoridad responsable. Si hay una exposición accidental del ojo, se debe recurrir a los servicios de un oftalmólogo.

13.3. Referencias

- Segura, D. y Rupérez Calvo, M.J. Láseres: nueva clasificación del riesgo. UNE EN 60825-1 /A2.
- Gullstrand, A. Die Dioptrik des Auges. (1909). Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik, 3rd ed. 1.
- ICNIRP. International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection. ICNIRP Guidelines on Limits of Exposure to Incoherent Visible and Infrared Radiation. Health Physics 105(1), 74-96, 2013a.
- ICNIRP, International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection. ICNIRP Guidelines on Limits of Exposure to Laser Radiation of Wavelengths Between 180 nm and 1,000 nm. Health Physics 105(3), 271-295, 2013b.
- Noir, 2016. http://noirlaser.com/media/wysiwyg/LaserShield_Specification_Schedule_1.pdf. Acceso 24 de noviembre de 2016.
- Paschotta, R. Laser safety. Encyclopedia of Laser Physics and Technology. Acceso 17 noviembre de 2016.
- Seeber, Fred. Light Sources and Laser Safety. Fundamentals of Photonics, Module 1.2. <http://spie.org/Documents/Publications/00%20STEP%20Module%2002.pdf>. Acceso 24 de noviembre de 2016.
- Sliney, D. H., Wolbarsht, M. L. (1980). Safety with lasers and other optical sources. New York: Plenum Publishing Corp.

APÉNDICE 1

Modos de Cavidad



Doodle de Google Argentina, 23 de agosto de 2015.
147° aniversario del nacimiento de Paul Otlet,
cofundador del Mundaneum

A-1.1 Modos de cavidad

Por simplicidad consideremos una cavidad cúbica de lado L . Las paredes de la cavidad reflejan la radiación electromagnética de manera que se establece un campo de radiación estacionaria, que puede ser descrito en el punto \mathbf{r} por una superposición de ondas planas con amplitudes A_p , vectores de onda \mathbf{k}_p , y frecuencias angulares ω_p ,

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_p A_p \exp[i(\omega_p t - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})] + \text{complejo conjugado} \quad (\text{A-1.1})$$

Una configuración de campo estacionario sólo se produce si se imponen condiciones de contorno para el vector de onda,

$$k_x = n_1 \frac{\pi}{L}; \quad k_y = n_2 \frac{\pi}{L}; \quad k_z = n_3 \frac{\pi}{L}; \quad (\text{A-1.2})$$

El módulo del vector de onda será,

$$|\mathbf{k}| = \frac{\pi}{L} \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2},$$

que puede escribirse en términos de la longitud de onda $\lambda = 2\pi / |\mathbf{k}|$ o de la frecuencia $\omega = c / \lambda$,

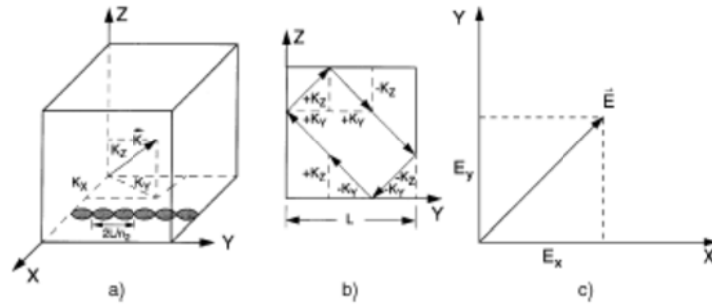
$$\lambda = 2L / \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2},$$

o,

$$\omega = \frac{\pi c}{L} \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2},$$

Estas ondas estacionarias se llaman *modos de la cavidad*.

Puesto que la radiación es una perturbación de carácter transversal, debemos considerar la *polarización*. Cualquier polarización arbitraria siempre se puede expresar por una combinación lineal de dos polarizaciones lineales ortogonales entre sí. A cada modo de cavidad definida por el vector de onda \mathbf{k}_p por lo tanto, pertenecen dos posibles estados de polarización. Esto significa que cada tripleta de números enteros (n_1, n_2, n_3) representa dos modos de la cavidad.



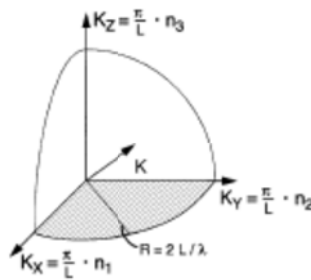
Modos en una cavidad. (a) Ondas estacionarias en una cavidad cúbica. (b) valores posibles del vector de onda para formar ondas estacionarias. (c) Polarización lineal de una onda electromagnética.

Cualquier configuración arbitraria de campo estacionario puede expresarse como una combinación lineal de modos de la cavidad.

Ahora vamos a contar los modos que son necesarios para describir radiación con frecuencia entre ω y $\omega + \delta\omega$, ya que nos interesa saber con cuantos modos interactuará la radiación emitida o absorbida por un átomo dentro del ancho de línea de una transición resonante.

Comencemos contando los modos que tienen frecuencia menor a un cierto ω_m . Debido a la condición de contorno, este número es igual al número de las triplas (n_1, n_2, n_3) que cumplen la condición,

$$c^2 k^2 = \omega^2 \leq \omega_m^2 \quad (\text{A-1.3})$$



En un espacio de coordenadas (π/L) (n_1, n_2, n_3) , el llamado *espacio de las k*, cada tripleta (n_1, n_2, n_3) representa un punto de una red tridimensional con constante de red π/L . Entonces, cada modo ocupa un *volumen* $(\pi/L)^3$ en el espacio k . En este sistema, (A-1.3) describe todas las frecuencias posibles dentro de una esfera de radio ω/c . Si este radio es grande en comparación a π/L , lo que significa que $2L \gg \lambda_m$, el número de puntos de la red con $\omega \leq \omega_m$, está dado por el cociente entre el volumen del octante de la esfera de radio k_m y el volumen de cada modo,

$$N_{k_m} = 2 \frac{1}{8} \frac{4\pi}{3} k_m^3 \frac{1}{(\pi/L)^3},$$

donde multiplicamos por 2 para considerar una polarización arbitraria. Si ahora derivamos respecto a k , obtendremos los modos necesarios para describir la radiación con k entre k_m y $k_m + \delta k$,

$$N \delta k = \frac{\pi k_m^2}{(\pi/L)^3} \delta k.$$

Como $k = \omega/c$, resulta, $\delta k = \delta\omega/c$, de manera que el número de modos necesarios para describir radiación con frecuencia entre ω y $\omega+\delta\omega$, es,

$$N\delta\omega = \frac{\omega^2 L^3}{\pi^2 c^3} \delta\omega.$$

Donde podemos reemplazar L^3 por el volumen de la cavidad y recuperar el valor correcto para una cavidad de forma arbitraria, siempre que ningún lado sea comparable a la longitud de onda,

$$N\delta\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} V\delta\omega. \quad (\text{A-1.4})$$

En términos de la frecuencia espectroscópica $\nu = \omega/2\pi$, el número de modos de cavidad necesarios para describir radiación con frecuencia entre ν y $\nu+\delta\nu$, es,

$$N\delta\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V\delta\nu. \quad (\text{A-1.5})$$

Que también puede escribirse en términos del ancho espectral en longitud de onda,

$$N\delta\lambda = 8\pi \frac{V}{\lambda^3} \frac{\delta\lambda}{\lambda}.$$

La densidad volumétrica espectral de modos resulta,

$$n_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}. \quad (\text{A-1.6})$$

El resultado (A-1.6) es uno de los más importantes de este Apéndice.

Veamos algunos ejemplos numéricos.

i) La emisión del neón en la longitud de onda que opera el láser rojo (633 nm) tiene un ancho de línea de aproximadamente 1500 MHz. Si suponemos una descarga gaseosa con un volumen de 1 cm^3 . ¿Cuántos modos son necesarios para describir adecuadamente la radiación?

Solución: Longitud de onda = $0.633 \text{ }\mu\text{m}$; frecuencia = $4.74\text{e}+14 \text{ Hz}$; Número de modos necesarios para un volumen de $1 \text{ cm}^3 = 3.14\text{E}+8$.

ii) Un *led* es una lámpara de estado sólido que emite radiación bastante monocromática en longitudes de onda que dependen de la composición del semiconductor. Por ejemplo las aleaciones de AsInGa emiten en la región de 650 nm con un ancho de línea de 30 nm. Supongamos una juntura emisora de $10 \text{ }\mu\text{m} \times 1 \text{ }\mu\text{m} \times 200 \text{ }\mu\text{m}$. ¿Cuántos modos son necesarios para describir adecuadamente la radiación?

Solución. $N = 8.45\text{e}+3$. Significativamente menor que el caso anterior por lo pequeño del volumen de la cavidad considerada. Una de sus dimensiones es comparable a la longitud de onda por lo que se debe tener cuidado con el resultado obtenido.

Estamos en condiciones de plantear la analogía con Mundaneum, un archivo en el que se pensaba colocar, clasificado, todo el conocimiento disponible en el mundo. Los modos de una cavidad son equivalentes a los *cajones* de Mundaneum. Pero los cajones pueden estar vacíos o tener *fichas*. Las fichas son los fotones. Veamos como colocamos los fotones.

A-1.2. Modos y fotones

Supongamos que tenemos una cavidad con una densidad de energía ρ_ν ; esto es la energía por unidad de volumen que tiene frecuencia alrededor de ν . Ahora pensemos que tenemos q fotones en cada modo de esta frecuencia, entonces podemos escribir,

$$\rho_\nu = q \frac{N_\nu}{V} h\nu = q \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu,$$

de manera que, el número de fotones por modo, resulta,

$$q = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \rho_\nu. \quad (\text{A-1.7})$$

A-1.3. Relación entre la emisión estimulada y la emisión espontánea

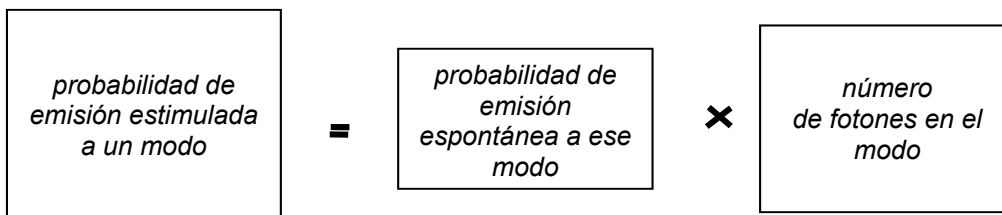
Recordando la relación entre los coeficientes A y B de Einstein,

$$\frac{B_{21}}{A_{21}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3},$$

y usando A-1.7, nos queda,

$$\frac{\text{Probabilidad de emisión estimulada}}{\text{probabilidad de emisión espontánea}} = \frac{B_{21}\rho_\nu}{A_{21}} = \frac{c^3\rho_\nu}{8\pi h\nu^3} = q. \quad (\text{A-1.8})$$

Entonces, cuando un átomo excitado en una cavidad emite radiación, *la probabilidad de que lo haga a través del mecanismo de emisión estimulada es la probabilidad de la emisión espontánea multiplicada por el número de fotones en el modo.*

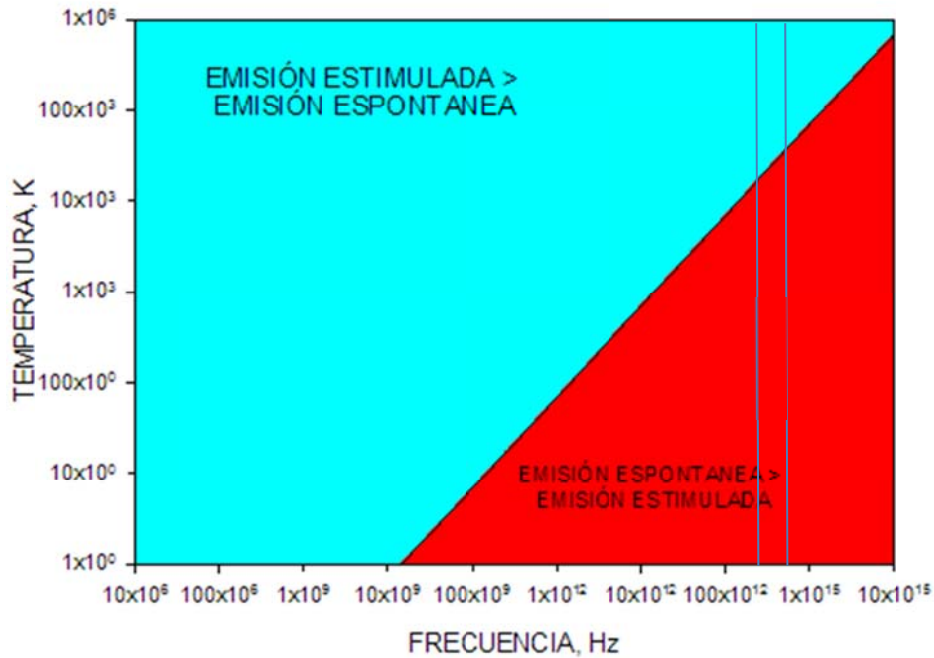


Este es el otro resultado importante de este Apéndice. Entonces, cuando el número de fotones en un modo es menor que 1, prevalece la emisión espontánea y cuando el número de fotones en el modo es mayor que 1, empieza a prevalecer la emisión estimulada.

Para alcanzar una situación donde $q > 1$, se pueden seguir dos caminos: la fuerza bruta o el ingenio.

Parece que las situaciones naturales donde se produce emisión estimulada utilizan el primer camino. A un mecanismo que permita obtener una inversión de población suman fuerzas cosmológicas que alcancen temperaturas extremas. Si revisamos la figura siguiente veremos

que para frecuencias en el rango visible, solo a temperaturas mayores a 10.000 K, la radiación tipo CN alcanza valores de número de fotones por modo suficientes como para que prevalezca la emisión estimulada.



Temperatura para la radiación del CN que hace que el número de fotones por modo sea igual a 1

Para las temperaturas que se pueden realizar en un laboratorio, la emisión espontánea por modo excede con mucho, a la emisión inducida. Si es posible concentrar la mayoría de la energía de radiación en unos pocos modos, el número de fotones en estos modos puede llegar a ser muy grande y la emisión inducida en estos modos domina, aunque el total de la emisión espontánea en todos los modos todavía puede ser mayor que la tasa inducida. Un dispositivo que logra tal selección de unos pocos modos es un *láser*.

Veamos un ejemplo. Calculemos el número de fotones dentro de la cavidad de un láser de He-Ne de 31 cm de largo, que oscila en un solo modo y emite una potencia de 1 mW, con espejo de transmitancia $T = 1\%$. Los demás datos son iguales a los que se mencionaron más arriba. $\lambda = 633 \text{ nm}$; $\nu = c/\lambda = 4.74 \times 10^{14} \text{ Hz}$.

$$\rho = U/V = qh\nu/V \quad P = IA = T\rho cA$$

Dentro de la cavidad, el número de fotones en el modo láser es,

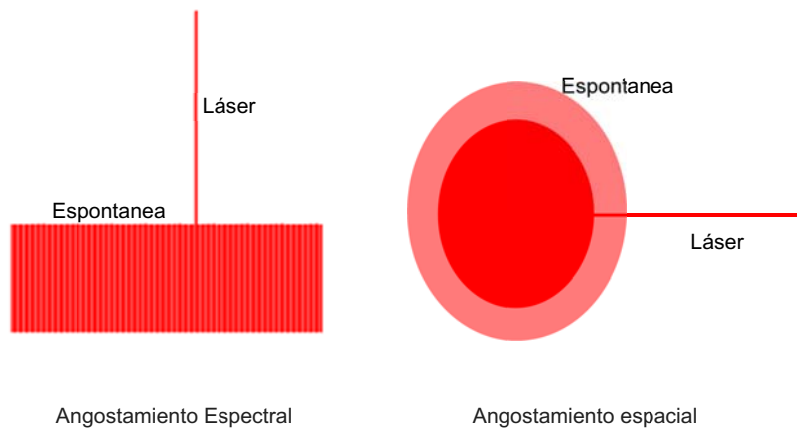
$$q = \frac{PL}{ch\nu T} = 3.3 \times 10^8.$$

Esta es la relación entre la intensidad de la emisión estimulada y la espontánea en ese modo. Pero, para calcular la potencia de emisión espontánea total que se emite en todas las direcciones

y en todo el ancho de línea, debemos recordar que se emite en 3×10^8 modos (para una cavidad de 1 cm^3 , ver más arriba).

Por lo tanto tenemos 1 modo de 1 mW donde la emisión inducida es 3×10^8 veces mayor que la emisión espontánea, que se emite en 3×10^8 modos. Conclusión, la tasa espontánea total es de aproximadamente igual a la inducida. O sea el láser emite 1 mW de radiación coherente y 1 mW de radiación incoherente en 633 nm.

En el láser se producen dos procesos de concentración, uno espectral y el otro espacial.



Los dos procesos de concentración en el láser.

A-1.4. Fuentes luminosas

El sol, el alambre de tungsteno brillante de una bombilla de luz, las lámparas de flash y lámparas de alumbrado de descarga de alta presión, son algunos ejemplos de fuentes de radiación reales con distribuciones de energía espectrales cerca de la distribución de Planck. Hay equilibrio térmico entre los átomos y la radiación y ésta es isotrópica.

Las lámparas espectrales con gases a baja presión, que emiten espectros discretos, son ejemplos de fuentes de radiación *no térmicas*. En estas lámparas de descarga eléctrica, los átomos o moléculas emisores de luz pueden estar en equilibrio térmico con respecto a su energía de traslación, lo que significa que su distribución de velocidad es de Maxwell. Sin embargo, la población de los diferentes niveles atómicos excitados, no necesariamente siguen una distribución de Boltzmann. Generalmente no hay equilibrio térmico entre los átomos y la radiación. No obstante, la radiación puede ser isotrópica.

Los láseres son ejemplos de fuentes de radiación no térmicas y anisotrópicas. El campo de radiación se concentra en unas pocas frecuencias y la mayoría de la energía de la radiación se emite en un pequeño ángulo sólido. Esto significa que el láser representa una fuente de radiación no térmica anisotrópica extrema.

A-1.5. Mundaneum



El *Mundaneum* fue creado en 1910 por Paul Otlet y Henri La Fontaine (Wikipedia, 2016). Otlet es considerado el fundador de la ciencia de la Bibliografía y de lo que actualmente se considera la ciencia de la Documentación y precursor de las enciclopedias informáticas universales. Su objetivo era crear un archivo de todo el conocimiento disponible en el mundo. Algunos lo consideran un precursor de Internet y de Wikipedia. El mismo Otlet había soñado que algún día, de alguna manera, toda la información que había recogido pudiera estar al alcance de todo el mundo desde la comodidad de sus propios hogares. El Mundaneum se encontraba originalmente en el Palacio del Cincuentenario de Bruselas (Bélgica) pero se trasladó a la ciudad de Mons en 1930. Esta información fue extraída de Wikipedia, 2016.

https://es.wikipedia.org/wiki/Mundaneum#cite_note-Google-1. Esta página fue modificada por última vez el 18 may 2016 a las 07:46.

El autor

Tocho, Jorge O.

Es Profesor Titular del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNLP, Investigador Superior del CONICET y Director del Centro de Investigaciones Ópticas (CONICET-UNLP-CIC). Ha dictado cursos de grado relacionados con la Física General, la Óptica, la Física Moderna y los láseres. Es profesor de las maestrías Física Contemporánea de la facultad de Ciencias Exactas y del Magister en Aplicaciones del Ultrasonido en Cardiología de la Facultad de Medicina, ambas de la UNLP. Ha dirigido siete tesis doctorales y ha publicado más de 120 trabajos científicos en revistas indexadas con referato.

Tocho, Jorge Omar

Fundamentos de láser : aplicaciones en terapia médica / Jorge Omar Tocho. - 1a edición para el alumno. - La Plata : Universidad Nacional de La Plata ; La Plata : EDULP, 2018.
Libro digital, PDF - (Libros de cátedra)

Archivo Digital: descarga y online
ISBN 978-950-34-1668-6

1. Medicina. 2. Terapia por Láser. I. Título.
CDD 535.2

Diseño de tapa: Dirección de Comunicación Visual de la UNLP

Universidad Nacional de La Plata – Editorial de la Universidad de La Plata
47 N.º 380 / La Plata B1900AJP / Buenos Aires, Argentina
+54 221 427 3992 / 427 4898
edulp.editorial@gmail.com
www.editorial.unlp.edu.ar

Edupl integra la Red de Editoriales Universitarias Nacionales (REUN)

Primera edición, 2018
ISBN 978-950-34-1668-6
© 2018 - Edulp

e
exactas