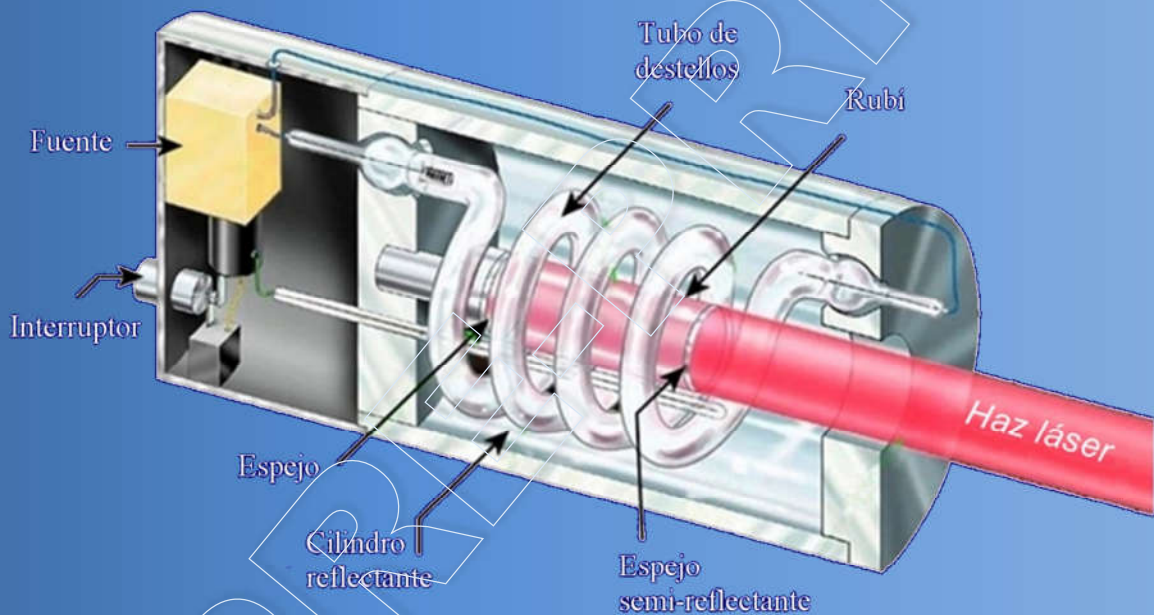


Introducción a la

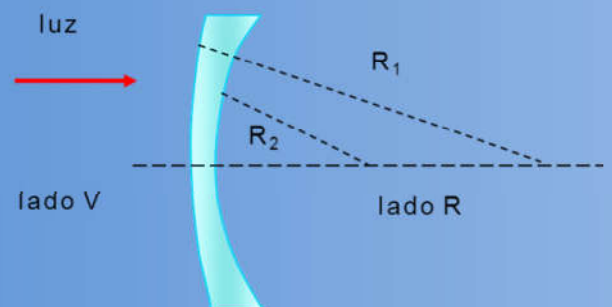
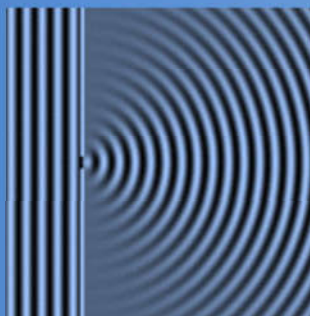
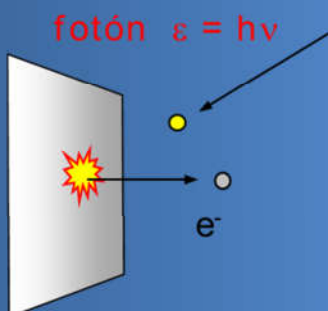
Óptica

Para estudiantes de la educación superior



Arnaldo González Arias

La Habana, febrero 2024



Prólogo

Estas notas resumen las experiencias del autor en la impartición de conferencias, clases prácticas y laboratorios durante varias décadas en diversas facultades de la Universidad de La Habana. Dada la usual escasez de tiempo disponible para impartir las disciplinas de física básica, sobre todo en especialidades no relacionadas directamente a la física, se ha tratado de extraer lo fundamental de las leyes básicas, dejando a un lado muchos aspectos interesantes, pero que en opinión del autor no son indispensables para el estudiante pueda alcanzar una visión adecuada de los aspectos esenciales de la óptica moderna y sirvan de base adecuada para estudiar asignaturas superiores. El contenido está separado en tres partes, óptica geométrica, ondulatoria y corpuscular, de acuerdo a los aspectos esenciales que caracterizan cada fenómeno estudiado; se ha subdividido en 7 secciones o capítulos.

Capítulo 1. *Óptica geométrica*. Comprende aquellos fenómenos donde no es necesario considerar la naturaleza ondulatoria o corpuscular de la luz. Incluye: Naturaleza de la luz; modelos ondulatorio y corpuscular. Dualidad partícula onda. Reflexión y refracción. Dispersión de la luz.

Capítulo 2. *Lentes delgadas*. Propiedades de las lentes delgadas exclusivamente. Ojo

humano y curvas de sensibilidad espectral. Absorción de la luz y dispersión o esparcimiento de Rayleigh.

Capítulo 3. *Óptica ondulatoria; interferencia*. Principio de Huygens. Experimento de Young. Coherencia y láser. Interferencia en láminas delgadas.

Capítulo 4. *Difracción*. Difracción de la luz. Difracción de Fraunhofer. Redes de difracción. Criterio de Rayleigh. Difracción de rayos x.

Capítulo 5. *Polarización de la luz*. Luz linealmente polarizada. Formas de obtener luz polarizada. Ley de Malus. Luz polarizada circularmente. Actividad óptica.

Capítulo 6. *Óptica corpuscular*. Análisis espectral. Radiación del cuerpo negro. Leyes de Kirchhoff, Stephan Boltzmann y Wien. Efecto invernadero. Modelo clásico de la radiación del cuerpo negro. Modelo cuántico de Planck. Efecto fotoeléctrico. Fotones. Presión de la luz.

Capítulo 7. *Ondas y partículas*. Efecto Compton. Hipótesis de Compton y resultados experimentales. Espectros del átomo de hidrógeno. Modelo de Bohr. Experimento de Davisson y Germer; propiedades ondulatorias de las partículas.

El autor

Actualizado feb. 2024

ÓPTICA GEOMÉTRICA

Capítulo 1

1.1 Naturaleza de la luz.

Esbozo histórico. El modelo ondulatorio.

El modelo corpuscular.

1.2 El espectro visible. Óptica geométrica.

1.3 Leyes de la reflexión y la refracción.

Ley de la reflexión. Espejo plano.

Leyes de la refracción.

Reflexión total interna.

Espejismos.

1.4 Dispersión de la luz.

Prisma.

Arco iris.

Halo.

Ilusión lunar.

Capítulo 2

Lentes

2.1 Lentes delgadas.

Definiciones y propiedades.

2.2 Formación de imágenes reales y virtuales.

Lentes convergentes.

Lupa.

Lentes divergentes.

2.3 Ecuación del fabricante de lentes.

2.4 Aberraciones de las lentes.

Aplicaciones de las lentes.

2.5 Ojo humano. Curvas de sensibilidad espectral.

Formación de imágenes.

Defectos del ojo.

2.6 Absorción de la luz.

Acerca de la intensidad de la luz.

Ley de Lambert-Beer.

Absorción en disoluciones.

Efectos de la absorción de la luz.

2.7 Dispersión de Rayleigh o esparcimiento de la luz.

ÓPTICA ONDULATORIA

Capítulo 3

Interferencia

3.1. Intensidad de la radiación electromagnética.

3.2 Principio de Huygens-Fresnel.

Frente de onda.

3.3 Experimento de Young.

Coherencia.

Condiciones de máximo y mínimo de intensidad.

Posición angular de los máximos en la pantalla.

Distancia entre máximos en la pantalla.

3.4 Coherencia y láser.

Láser semiconductor.

Aplicaciones.

3.5 Interferencia en láminas delgadas.

Capítulo 4

Difracción

4.1 Difracción de la luz.

4.2 Difracción de Fraunhofer.

Posición del 1er mínimo.

Posición del 2do mínimo.

Separación de los mínimos.

Posición de los máximos.

La difracción en el experimento de Young.

4.3 Redes de difracción.

Propiedades de las redes.

Iluminación con luz blanca.

4.4 Poder separador y dispersión de la red.

Criterio de Rayleigh.

Dispersión de la red.

4.5 Difracción de rayos x.

Rayos x.

Espectro característico.

Estructura cristalina de los sólidos.

Mecanismo de la difracción.

Ley de Bragg.

Capítulo 5

Polarización de la luz

5.1 Luz polarizada linealmente.

5.2 Formas de obtener luz polarizada.

Polarización por reflexión.

Polarización por absorción selectiva.
Láminas polaroides.

Polarización por birrefringencia.

Prisma de Nicol.

5.3 Sistema polarizador-analizador. Ley de Malus.

Aplicaciones.

5.4 Luz polarizada circularmente.

Aplicaciones.

5.5 Actividad óptica.

Sustancias ópticamente activas.

ÓPTICA CORPUSCULAR

Capítulo 6

6.1 Análisis espectral.

6.2 Radiación del cuerpo negro.

6.3 Ley de Kirchhoff de la radiación.

6.4 Espectro de frecuencias del cuerpo negro.

6.5 Equilibrio de la radiación solar-terrestre.

Efecto invernadero.

6.6 Modelos sobre la radiación del cuerpo negro.

Modelo clásico.

Modelo cuántico de Planck.

6.7 Efecto fotoeléctrico.

6.8 Teoría de los fotones de Einstein.

6.9 Cantidad de movimiento de la radiación. Presión de la luz

Capítulo 7

Ondas y partículas

7.1 Efecto Compton.

Hipótesis de Compton.

7.2 Modelo de Bohr del átomo de hidrógeno.

Postulados de Bohr.

Tratamiento matemático.

Átomos multielectrónicos y mecánica cuántica.

7.3 Propiedades ondulatorias de las partículas.

Experimento de Davisson y Germer.

Microscopios electrónicos.

Capítulo 8

Problemas

Óptica geométrica

Capítulo 1

1.1 Naturaleza de la luz

Esbozo histórico. El modelo ondulatorio

El modelo corpuscular

El modelo cuántico

1.2 El espectro visible. Óptica geométrica

1.3 Leyes de la reflexión y la refracción

Ley de la reflexión. Espejo plano

Leyes de la refracción

Reflexión total interna

Espejismos

1.4 Dispersión de la luz

Prisma

Arco iris

Halo

Ilusión lunar

Óptica geométrica

Capítulo 1

1.1 Naturaleza de la luz

La óptica es la parte de la física que estudia la luz y sus propiedades, sus leyes y la interacción de la luz con la sustancia. Su característica esencial es que aún no se conoce muy bien cuál es la naturaleza de la luz, y es por eso que existen dos modelos en principio contradictorios para tratar de explicarla, el modelo ondulatorio y el modelo corpuscular. Sin embargo, a pesar de que se contradicen, la combinación de ambos modelos permite explicar cualitativa y cuantitativamente las propiedades de la luz, y es de ahí donde surgió el concepto de *dualidad partícula-onda*.

La luz a veces se comporta como onda y a veces como partícula (pero que también tiene propiedades de onda). En un curso básico como este resulta imposible narrar una historia detallada de cómo se llegó a este concepto. No obstante, en lo que sigue se presentan los rasgos más esenciales de ambos modelos; el ondulatorio y el corpuscular, así como la forma en que abordan y explican algunas características básicas del comportamiento de la luz.

Hay interacciones ópticas en las que basta el concepto de *rayo luminoso* para dar una explicación cuantitativa de los sucesos, sin entrar en los detalles de la dualidad partícula-onda, tales como la formación de imágenes reales y virtuales o la dispersión de la luz. Estas propiedades se estudian dentro de la *óptica geométrica*, a la que se dedica este capítulo.

Esbozo histórico. El modelo ondulatorio.

Siglo XVII. Las primeras teorías conocidas acerca de la naturaleza de la luz datan de este siglo. Se destacan las teorías de Huygens, que consideraba la luz como una onda y la de Newton, que en 1704 la describió como un flujo de partículas, explicando la reflexión de la luz como los “choques” de esas partículas en un espejo. No estaba claro qué era lo que vibraba en las ondas de Huygens, ni tampoco como estaban constituidas las partículas de Newton. La reputación que ya poseía este último en la época hizo que mayoritariamente se aceptara la luz como un flujo de partículas.

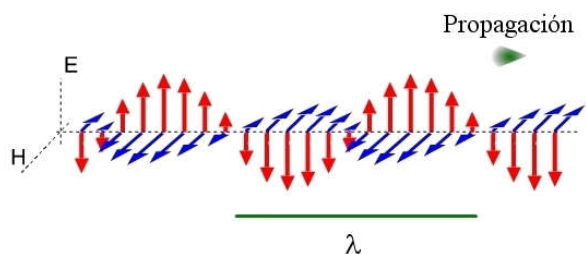


Figura 1.1. Modelo ondulatorio. Representación de una onda monocromática y polarizada (una sola $k = 2\pi/\lambda$ y $\omega = 2\pi\nu$); E y H oscilan en un plano que no varía con el tiempo.

Siglo XIX. En este siglo se logra dar explicación a propiedades tales como la interferencia, la difracción y la polarización de la luz sobre la base del modelo ondulatorio. Fueron importantes las aportaciones de Young y Fresnel. En 1860 aparece la teoría de Maxwell del campo electromagnético, que relaciona la óptica con el magnetismo mediante el concepto de onda electromagnética (figura 1.1). Según esa teoría, las intensidades de los campos eléctrico y magnético varían de acuerdo a la ecuación de una onda de frecuencia ν :

$$E = E_m \sin(kx - \omega t)$$

$$H = H_m \sin(kx - \omega t),$$

que se propaga en el vacío con una velocidad

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \cong 300\,000 \text{ km/s},$$

que concuerda de manera excelente con los resultados experimentales que ya se conocían en esa época. Las constantes μ_0 y ϵ_0 son la permeabilidad y la permitividad del vacío, respectivamente.

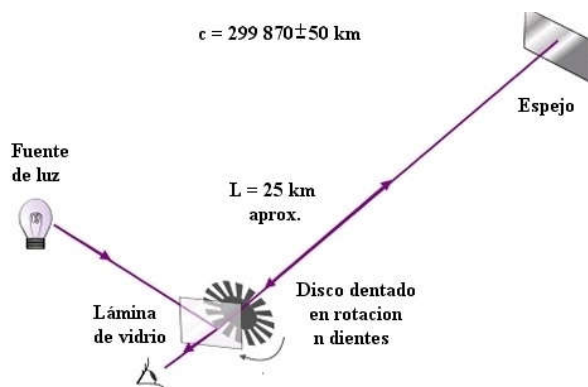


Figura 1.2. Experimento de Fizeau

Aunque valores aproximados de la velocidad de la luz ya se conocían a partir de determinaciones astronómicas, el francés Armand Hippolyte Louis Fizeau obtuvo en 1850 resultados que coinciden en lo esencial con el valor aceptado en la actualidad. En la figura 1.2, al regular la frecuencia f con que gira la rueda dentada, se logra que el reflejo de la luz que pasa por una ranura quede oculto por el diente posterior. De ahí se obtiene que $c = 4nLf$, donde L es la distancia hasta el espejo y n el número de dientes en la rueda.

Tras los resultados de Maxwell, el modelo ondulatorio ganó preponderancia absoluta sobre el modelo corpuscular. En la actualidad el valor de la velocidad de la luz en el vacío se considera como una definición, cuyo valor es

$$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}.$$

Este valor fue incluido oficialmente en el Sistema Internacional de Unidades como una constante el 21 de octubre de 1983, pasando así el metro a ser una unidad derivada; antes era al revés; se tomaba como patrón el metro. El metro se redefinió en 1983 como la longitud que la luz viaja en el vacío durante $1/(299\,792\,458)$ de segundo, mientras que el segundo se definió en 1967 como el tiempo que tardan en ser emitidas 9 192 631 770 vibraciones de la radiación de los átomos de Cs 133 en determinadas condiciones.

Las mediciones más precisas muestran que la velocidad de la luz es la misma en cualquier sistema de referencia que se mida, tanto si está en reposo como en movimiento; este es justo uno de los postulados de Einstein que condujo a la teoría especial de la relatividad, comprobada innumerables veces en la práctica. Es una velocidad muy grande, capaz de dar unas 8 vueltas a nuestro planeta por el ecuador en 1 segundo.

El modelo corpuscular

Fines del siglo XIX y principios del XX. Sin embargo, a inicios del siglo XX se detectaron propiedades de la luz y otras radiaciones que no se pueden explicar sobre la base del modelo ondulatorio, tales como:

- la distribución de intensidades de los espectros de radiación de los sólidos a alta temperatura (radiación del cuerpo negro)
- el efecto fotoeléctrico
- el efecto Compton

Estas propiedades se lograron explicar más adelante sobre la base de modelos que no consideraban el carácter ondulatorio de la

luz, sino que más bien lo rechazaban, considerando la luz como un flujo de partículas:

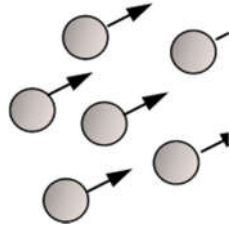


Figura 1.3. Modelo corpuscular

- la teoría cuántica de la luz (Planck, 1900)
- la teoría de los fotones (Einstein, 1905).

Según este último modelo, la luz es un flujo de partículas, que Einstein denominó fotones, con energía $\varepsilon = h\nu$ donde ν es la *frecuencia* asociada al flujo de partículas (figura 1.3).

Y el lector se preguntará ¿Qué frecuencia? ¿No dice Ud. que según el modelo de Einstein la luz es un flujo de partículas y no una onda? ¿Qué es lo que oscila entonces?

Esta ambigüedad es la característica esencial de esta teoría, que le atribuye a la luz propiedades de onda y de partícula de conjunto. A veces se habla de “*la onda asociada al flujo de partículas*”, lo que para nada aporta claridad al concepto, sino más bien lo oscurece. Esta particularidad de la luz es la que se conoce como dualidad partícula-onda.

Hasta el momento no existe una teoría unificada capaz de explicar todas las interacciones en las que interviene la luz. Las teorías ondulatoria y corpuscular se complementan; algunas particularidades se expli-

can correctamente utilizando la teoría ondulatoria, mientras que otras necesitan de la teoría corpuscular para ser analizadas de forma satisfactoria. El punto de vista moderno es considerar que la luz no es partícula ni es onda; se manifiesta como una o como otra en dependencia de la interacción específica que se esté considerando, y se trabaja para encontrar una teoría que represente mejor sus propiedades.

El modelo cuántico

S. Tomonaga, J. Schwinger y R. Feynman recibieron el Nobel de Física de 1965 por el desarrollo de la *electrodinámica cuántica*, que de alguna manera unifica los modelos electromagnético y corpuscular. Sin embargo, esta teoría no se basa en un modelo que se pueda representar con dibujos o esquemas, tal como sucede con los modelos ondulatorio y corpuscular. Tiene su fundamento en la *mecánica cuántica*, una disciplina matemática estadística basada en funciones de onda complejas (números complejos), que no incluye modelos similares a las representaciones del modelo ondulatorio o el corpuscular. Por lo general esta teoría ni siquiera se menciona en los cursos de física básica – y tampoco en la mayoría de los cursos avanzados de óptica – pues además de no poseer representación física, emplea matemáticas complejas, que no son objeto de estudio en los cursos habituales de cálculo avanzado.

1.2 El espectro visible. Óptica geométrica

El intervalo de longitudes de onda comprendido aproximadamente entre los 400 y 700 nm en el vacío se conoce como *espectro visible*, porque el ojo humano tiene la capacidad de detectar la radiación electro-

magnética en ese intervalo de longitudes de onda. Las longitudes más pequeñas (correspondientes a las frecuencias más altas) corresponden a los tonos violetas, mientras que las longitudes mayores corresponden a los tonos rojos. Por encima del violeta, en frecuencia, se encuentra la región del ultra-

violeta (UV) y por debajo del rojo el infrarrojo (IR). La luz natural o “blanca” como la proveniente del sol está compuesta por un continuo de frecuencias (o longitudes de onda) que contiene todos los colores del espectro (figura 1.4).

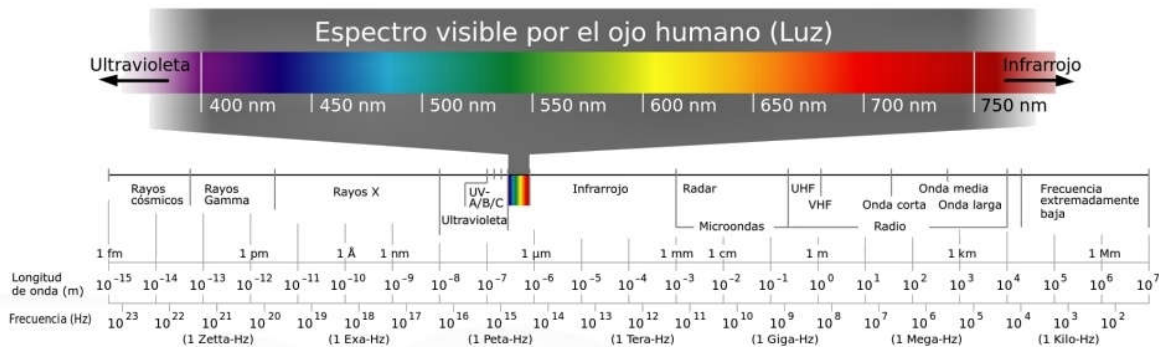


Figura 1.4. El espectro electromagnético

Existe un conjunto de propiedades que se pueden describir de forma satisfactoria utilizando el concepto de *rayo luminoso* sin necesidad de tomar en cuenta las propiedades de los campos E y H que componen la radiación; se agrupan bajo el término de *óptica geométrica*. Estas propiedades son:

- la reflexión, refracción y dispersión de la luz
- las propiedades de las lentes

Un rayo luminoso es la representación de la onda por un vector a lo largo de la dirección de propagación. Es usual que represente luz monocromática, pero también puede representar varias frecuencias o luz blanca.

En general, la velocidad de propagación de la radiación electromagnética depende del medio considerado. Cuando el medio de propagación no es el vacío, la teoría de

Maxwell proporciona el siguiente valor (y la realidad experimental lo confirma, ver tabla 1):

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0}}.$$

El valor máximo se obtiene en el vacío, cuando $\mu_r = \epsilon_r = 1$. Para caracterizar las particularidades de la propagación de la luz en los medios se introduce el índice de refracción $n = c/v$, donde

c : velocidad de la luz en el vacío

v_p : velocidad de la luz en el medio considerado.

Como consecuencia de la definición, $n \geq 1$ siempre, y sólo será igual a 1 en el vacío. En la tabla 1 se muestran algunos valores típicos de n . Note que n , como cociente de dos velocidades, es adimensional.

TABLA 1 VALORES EXPERIMENTALES DE LA PROPAGACIÓN DE LA LUZ (En condiciones normales de p y T, luz sodio 589 nm)		
Material	v_p (m/s)	Valor de n
Vacío (c)	299 792 458	1
Aire	299 705 543	1.00029
Hielo	228 849 205	1.31
Agua (a 20° C)	224 844 349	1.333
Alcohol etílico	220 435 631	1.36
Solución de azúcar 30%	217 240 912	1,38
Glicerina	203 525 090	1.473
Benceno	199 728 486	1.501
Polietileno	---	1.50 -1.54
Cuarzo	194 166 099	1.544
Rubí	169 661 832	1.767
Diamante	124 034 943	2.417

1.3 Leyes de la reflexión y la refracción

Cuando un rayo luminoso atraviesa la superficie de separación de dos medios, aparece un rayo reflejado y otro refractado (figura 1.5).

Una parte de la luz se refleja y la restante pasa al otro medio, desviándose de la dirección original. A título de ejemplo, considere que el medio 1 es aire, y que el medio 2 es vidrio.

Los experimentos confirman que la frecuencia de la radiación no cambia al pasar de 1 a 2. Por tanto:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda \nu}{\lambda' \nu}$$

$$\lambda' = \frac{\lambda}{n}$$

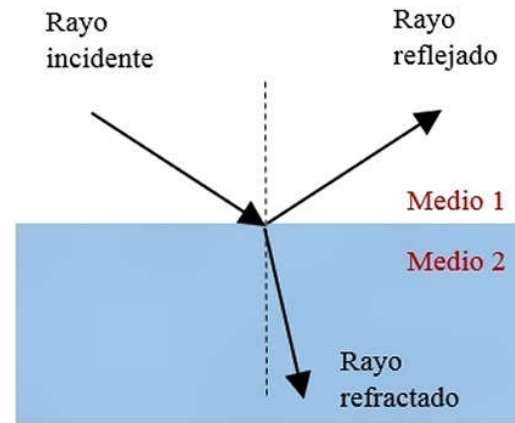


Figura 1.5. Reflexión y refracción de la luz ($n_1 < n_2$)

De aquí se ve que la longitud de onda se reduce cuando la luz pasa de un medio de menor índice (menor densidad óptica) a otro de mayor densidad óptica. En el caso contrario λ aumenta.

Las leyes de la óptica geométrica se pueden deducir a partir de las ecuaciones de Maxwell. Aquí simplemente se enuncian a partir de la evidencia experimental conocida con anterioridad a la teoría de Maxwell (ley de la reflexión y ley de Snell).

Ley de la reflexión. Espejo plano.

Un espejo es cualquier superficie capaz de reflejar la mayor parte de la luz incidente. Los ángulos que forman los rayos con la perpendicular al espejo siempre son iguales (figura 1.6). Designando por o la distancia de un objeto al espejo, por consideraciones geométricas (líneas rectas, igualdad de triángulos), se llega con facilidad a la conclusión de que

$$i = -o,$$

donde i es la distancia aparente de la imagen al espejo. El signo (-) indica que se encuentra en sentido contrario al objeto. La imagen es *virtual* porque para un observa-

dor la luz parece salir de un cuerpo ubicado al otro lado del espejo, donde en realidad no hay cuerpo alguno.

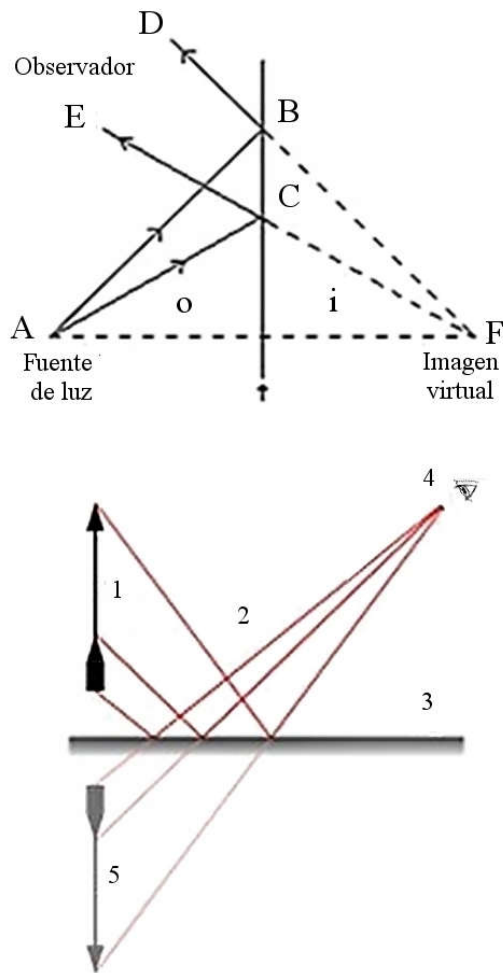


Figura 1.6. Formación de imágenes en un espejo plano.

Leyes de la refracción.

Son tres las leyes que rigen el comportamiento del rayo refractado (cuando no existe birrefringencia, que se estudia más adelante). El medio 1 siempre se toma como aquel desde donde incide la luz.

- El rayo incidente, el reflejado y el refractado siempre están en un mismo plano.
- El ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión ($\theta_1 = \theta_1'$)

- El ángulo de incidencia y el de refracción cumplen la *ley de Snell*:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2.$$

En la refracción, cuando $n_2 > n_1$ el rayo refractado se acerca a la normal a la superficie de separación de los medios (figura 1.7.A).

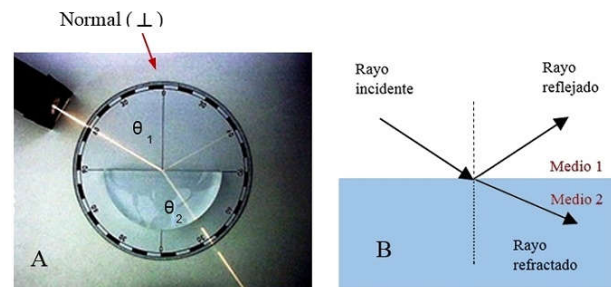


Figura 1.7. (A) $n_1 < n_2$; (B) $n_1 > n_2$.

Efectivamente, según Snell,

$$\sin \theta_2 = (n_1/n_2) \sin \theta_1,$$

y si $n_2 > n_1$ entonces $\sin \theta_2 < \sin \theta_1$, por lo que $\theta_2 < \theta_1$. En caso contrario, cuando la luz pasa de un medio de mayor índice a otro de menor índice, $n_1 > n_2$ y el rayo refractado se aleja de la normal (figura 1.7.B).

En la figura 1.8 se muestra la trayectoria de un rayo de luz que atraviesa varios medios con superficies de separación paralelas. El índice de refracción del agua es superior al del aire, y más bajo que el del vidrio, por lo que el rayo refractado se acerca cada vez más a la normal. Al pasar del vidrio al aire el rayo pasa de un medio con mayor índice a otro de menor índice, y tiende a alejarse de la normal. Como los índices de refracción son diferentes, el rayo no emerge en la misma dirección en que incidió.

La refracción de la luz hace que los objetos sumergidos se vean más cercanos a la superficie cuando se observan desde el exte-

rior. El rayo de luz que sale del objeto en el fondo del recipiente se aleja de la normal al atravesar la separación de los medios ($n_{\text{agua}} > n_{\text{aire}}$). Un observador fuera del recipiente verá venir la luz de un punto (imagen) que se encuentra más cercano a la superficie que el objeto.

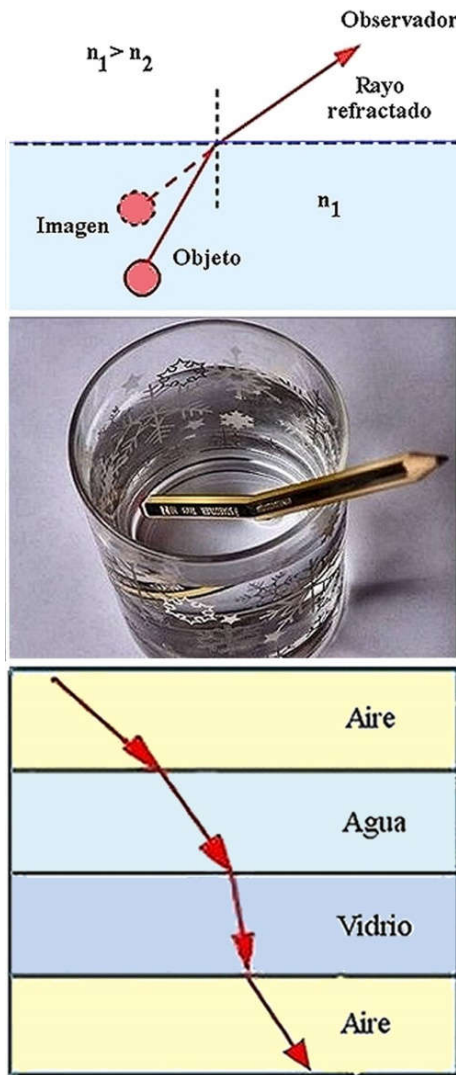


Figura 1.8. Efectos de la refracción.

Reflexión total interna

Como el rayo refractado se aleja de la normal cuando $n_1 > n_2$, si θ_1 sigue aumentando llega un momento en que el rayo refractado desaparece y toda la luz se refleja al medio

inicial (figura 1.9).

El ángulo crítico θ_c a partir del cual no hay rayo refractado se obtiene haciendo $\theta_2 = 90^\circ$ en la ley de Snell:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin(90^\circ)$$

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1},$$

donde $n_1 > n_2$ siempre.

Una aplicación importante de la reflexión total interna es la de transmisión de información por fibra óptica. Ésta consiste en un hilo de vidrio u otro material transparente con un índice de refracción alto que se emplea para transmitir luz. Cuando la luz entra por uno de los extremos de la fibra, se transmite con muy pocas pérdidas incluso aunque la fibra esté curvada. El principio en que se basa la transmisión de luz es la reflexión total interna; la luz que viaja por el centro de la fibra incide sobre la superficie externa con un ángulo mayor que el ángulo crítico, de forma que se refleja sin pérdidas hacia el interior. Así, la luz se transmite a largas distancias, reflejándose miles de veces en el interior de la fibra.

La aplicación más sencilla de la fibra óptica es la transmisión de luz a lugares que serían difíciles de iluminar de otro modo, como la cavidad perforada por el rotor de un dentista o en una arteria.

También se emplea para transmitir imágenes. En este caso se utilizan haces de varios miles de fibras muy finas, situadas una al lado de la otra y pulidas en sus extremos. Cada punto de la imagen proyectada sobre un extremo del haz se reproduce en el otro extremo, con lo que se reconstruye la imagen, que puede ser observada a través de

una lupa o en una pantalla. Este procedimiento es muy utilizado en instrumentos médicos para examinar el interior del cuerpo humano y para efectuar cirugía láser. Se

han desarrollado fibras que transmiten rayos láser de alta potencia para cortar y talar materiales.

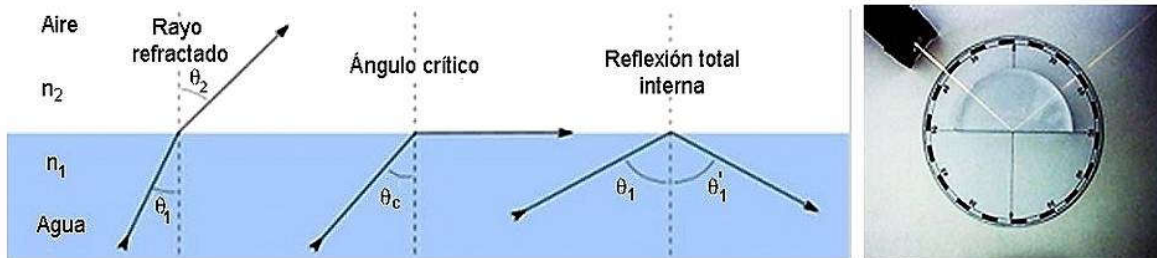


Figura 1.9. Reflexión total interna

La fibra óptica se emplea desde hace mucho en las comunicaciones, ya que las ondas de luz tienen una frecuencia muy alta y la capacidad de una señal para transportar información aumenta con la frecuencia. Comenzando a finales de los años 70 del siglo pasado se sustituyeron muchas líneas de transmisión de conductores metálicos por redes de fibra óptica en conexiones telefónicas, correo electrónico e internet transoceánica. Éstas, a su vez, se han visto desplazadas poco a poco por las conexiones wifi (wireless fidelity) y la conexión satelital.

Una ventaja de los sistemas de fibra óptica es la gran distancia que puede recorrer una señal antes de necesitar un repetidor para recuperar su intensidad. En la actualidad, los repetidores de fibra óptica están separados entre sí unos 100 km, frente a unos 1.5 km en los sistemas eléctricos convencionales.

En la figura 1.10 se observa una porción de fibra óptica compuesta de muchas hebras delgadas de vidrio o plástico con diámetro de 50 a 125 micras cada una.



Figura 1.10. Fibra óptica

El conjunto de núcleo y revestimiento está a su vez rodeado por un forro o funda de plástico u otros materiales que lo resguardan contra la humedad, el aplastamiento, los roedores, y otros riesgos del entorno.

Espejismos

Un espejismo *no es* una ilusión óptica como a veces se afirma. Es un hecho físico que consiste en que un objeto distante se observa desplazado de su verdadera posición. Tiene su origen en la reflexión y refracción de la luz en capas atmosféricas que presenten grandes gradientes de temperatura (figura 1.11).

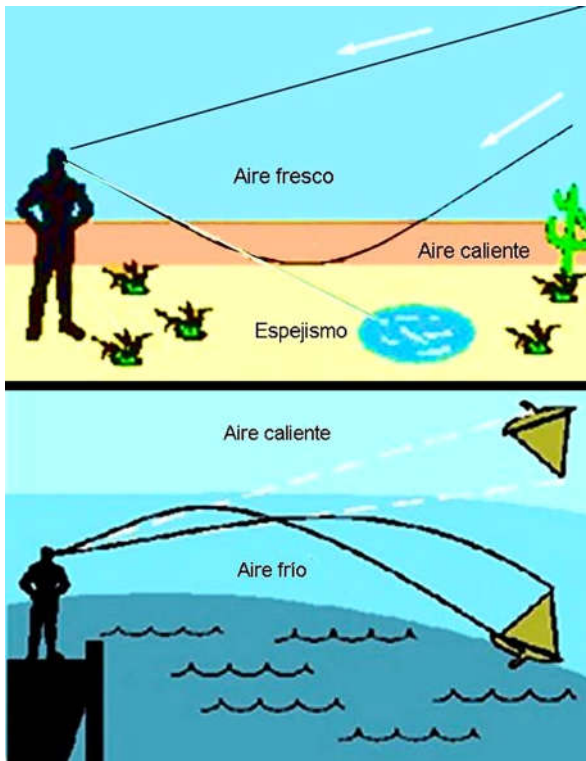


Figura 1.11. Espejismos

La imagen puede aparecer derecha, invertida, o haciendo ondulaciones. Por lo general los espejismos se presentan en los lugares muy fríos o en la arena caliente de los desiertos, y se caracterizan porque aparece al menos una imagen invertida de algún objeto, aunque pueden aparecer dos, tres o más imágenes derechas e invertidas. Un espejismo muy común es el *espejismo de las carreteras* (figura 1.12), cuando en días

soleados se observa a lo lejos el pavimento al parecer mojado, aunque la humedad aparente siempre desaparece antes que se logre alcanzar el punto en cuestión.



Figura 1.12. Espejismo de las carreteras.

Prisma

En óptica, un prisma es un bloque de vidrio u otro material transparente que tiene la misma sección transversal (por lo general un triángulo) en toda su longitud.

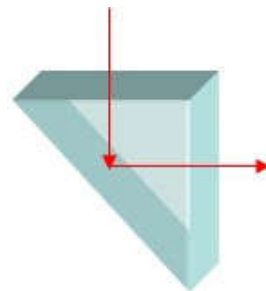


Figura 1.13. Prisma reflector

Los tipos de prisma más frecuentes tienen secciones transversales triangulares con ángulos de 45° o 60° . Se usan para reflejar la luz en muchos instrumentos ópticos, pero también se emplean en los *espectrómetros* para analizar el espectro visible de una determinada fuente de luz. El procedimiento permite obtener información sobre la natu-

raleza de las sustancias a partir de la luz que emiten o absorben. En la actualidad los prismas se han sustituido por redes de difracción, que realizan igual función con mayor eficacia.

1.4 Dispersión de la luz

Se llama dispersión de la luz al proceso que

tiene lugar cuando la luz blanca se refracta en un medio tal que su índice de refracción n varía apreciablemente con la frecuencia ν ; i.e., $n = n(\nu)$. Suponiendo que la luz incide desde el aire $n_1 \approx 1$ y de acuerdo a la ley de Snell,

$$\sin\theta_2 = (1/n_2)\sin\theta_1.$$

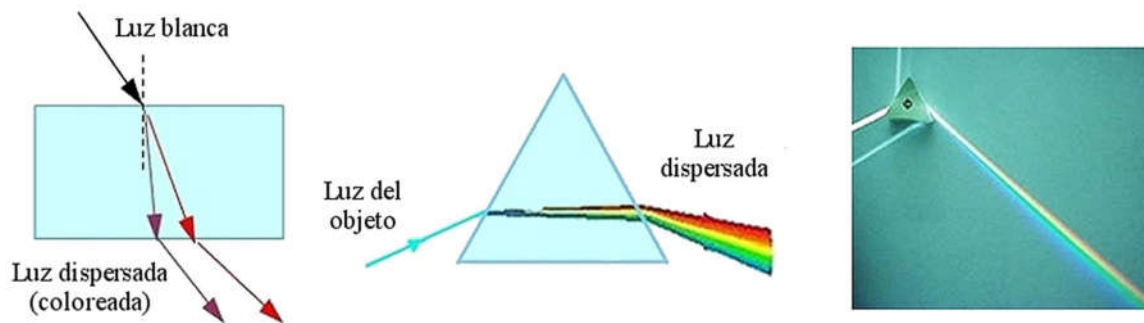


Figura 1.14. Dispersión de la luz en un prisma

Si n_2 depende de la frecuencia θ_2 también lo hará, y el ángulo de refracción será ligeramente diferente para cada frecuencia, dando lugar a la separación de los correspondientes rayos luminosos. En la figura 1.14, la luz se dispersa al pasar por un medio donde el valor del índice de refracción es diferente para cada frecuencia.

La dispersión se llama *normal* cuando n aumenta con ν , mientras que cuando n disminuye con ν la dispersión es *anómala*. La dispersión normal es característica de la mayoría de los medios transparentes incoloros, mientras que la anómala se presenta en algunos medios coloreados. En la figura 1.15 se muestra el espectro que se detecta en la Tierra al hacer pasar la luz solar por un prisma. Aparecen franjas de absorción provenientes tanto de la atmósfera solar como de la atmósfera terrestre, a causa de la

interacción de la luz con los diferentes elementos que se encuentran en cada atmósfera.

Comparando esas líneas con las de los espectros obtenidos en el laboratorio bajo condiciones controladas es posible identificar los elementos presentes en el Sol, pues cada átomo solo absorbe determinadas longitudes de onda. La línea C en el extremo del rojo del espectro es una de las líneas del hidrógeno y el doblete amarillo corresponde al sodio. Las líneas del hierro y el calcio aparecen en el extremo violeta.

Cuando un rayo de luz incide sobre un prisma con forma e índice de refracción adecuados, el ángulo de incidencia sobre la cara interna del prisma es mayor que el ángulo crítico; el rayo experimenta una reflexión total interna y no hay pérdidas de radiación.

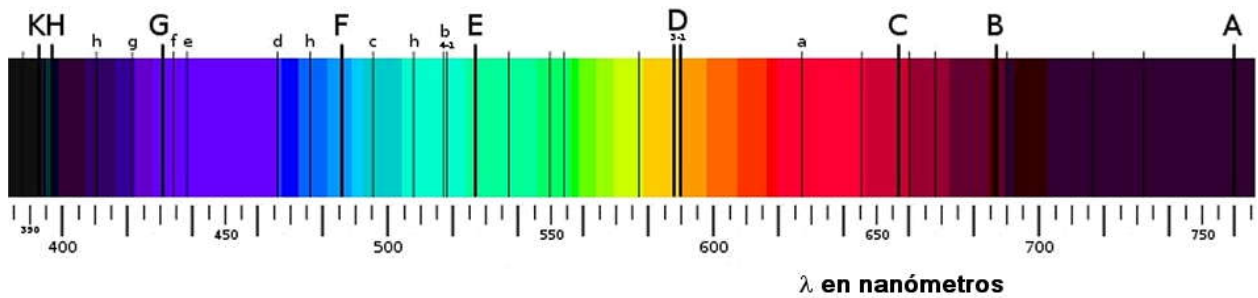


Figura 1.15. Espectro solar y líneas de absorción. A: oxígeno terrestre (extremo rojo). B: oxígeno terrestre (rojo). D: doblete del sodio solar (amarillo). E: hierro solar (verde). F: hidrógeno solar (azul). G: hierro solar + grupo del calcio (violeta). H: calcio solar (extremo violeta).

Esto hace que el prisma actúe como un espejo muy eficiente de gran resistencia mecánica, por lo que se usa en muchos instrumentos ópticos resistentes a sacudidas como periscopios y binoculares o prismáticos (de ahí este último nombre).

Arco iris

El arco iris se origina tras la lluvia cuando la luz solar se refracta en las minúsculas gotas de agua que quedan en la atmósfera. El índice de refracción del agua no es el mismo para todas las longitudes de onda ($n = n(v)$), por lo que en cada minúscula gota de agua se produce un efecto similar al que tiene lugar en un prisma. En la figura 1.16 se ha representado la refracción correspondiente a una sola frecuencia. Al ocurrir dos refracciones (en 1 y 3) el ángulo dispersado se hace mayor. El efecto combinado de los procesos de refracción – reflexión – refracción que tienen lugar en cada gota respecto a un observador colocado en posición favorable da lugar a la formación del arco iris (el sol debe estar siempre detrás del observador).

Es posible demostrar que, de acuerdo a la geometría de los procesos involucrados en el suceso, el ángulo entre la dirección del observador al sol y la dirección entre este y

cualquier punto del arco iris siempre será igual 138° . Por lo general es posible observar un segundo arco iris, más tenue y mayor que el primero, con los colores invertidos, que se origina por los rayos que son reflejados dos veces dentro de la gota.

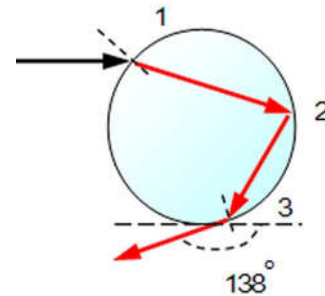


Figura 1.16. Refracción de la luz en una gota agua.

Halo

Los halos son anillos pálidos que se forman alrededor del Sol o de la Luna. El mecanismo que los produce tiene que ver con procesos de reflexión y refracción en los pequeños cristales de hielo que constituyen las nubes altas de tipo cirros. El tipo más común es el generado por procesos de refracción en cristales de hielo hexagonales. En este caso, el diámetro del círculo que forma el halo es tal que, si uno apunta con un brazo en la dirección del Sol (o de la Luna) y con el otro en la dirección de cualquier punto del halo, el ángulo entre los

brazos será siempre de 22° .



Figura 1.17. Halo solar

Ilusión lunar

La Luna y el Sol se ven mucho mayores cuando están cerca del horizonte, sin embargo esta particularidad no es a causa de una refracción u otro fenómeno físico, pues las mediciones angulares no muestran dife-

rencia alguna cuando el diámetro de la luna se mide a diferentes alturas. Se reconoce que es una ilusión óptica, pero no hay una explicación única de por qué ocurre la ilusión. Hay explicaciones diversas, que no concuerdan ni son aceptadas por todos, por lo que el tema aún se encuentra abierto a discusión.

En la figura 1.18 la barra amarilla que se encuentra arriba tiene el mismo tamaño que la inferior, pero parece mayor.

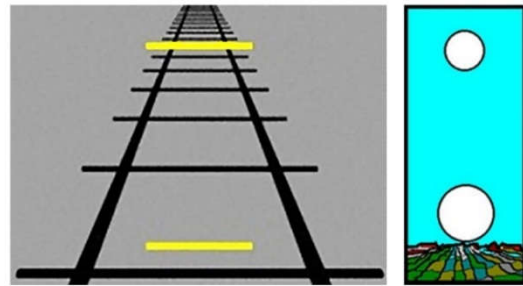


Figura 1.18. Ilusiones ópticas.

Capítulo 2

Lentes

2.1 Lentes delgadas

Definiciones y propiedades

2.2 Formación de imágenes reales y virtuales

Lentes convergentes

Lupa

Lentes divergentes

2.3 Ecuación del fabricante de lentes

2.4 Aberraciones de las lentes

Aplicaciones de las lentes

2.5 Ojo humano. Curvas de sensibilidad espectral

Formación de imágenes

Defectos del ojo

2.6 Absorción de la luz

Acerca de la intensidad de la luz

Ley de Lambert-Beer

Absorción en disoluciones

Efectos de la absorción de la luz

2.7 Dispersión de Rayleigh o esparcimiento de la luz

Capítulo 2

Lentes

2.1 Lentes delgadas

Definiciones y propiedades

Una lente es un dispositivo óptico transparente (vidrio, plástico) limitado por dos superficies esféricas, que pueden ser cóncavas o convexas respecto al plano que pasa por el centro de la lente. En la figura 2.1 se muestran algunos ejemplos.

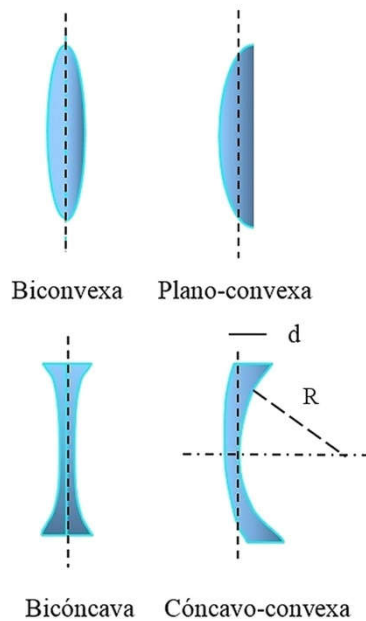


Figura 2.1. Lentes delgadas.

Sea d el espesor de la lente, y R al radio de curvatura de su superficie. Una *lente delgada* es aquella en que $d \ll r$. En las lentes delgadas el análisis de la trayectoria de los rayos luminosos se simplifica mucho. En lo que sigue solo se consideran este tipo de lentes.

Las lentes hacen uso de la refracción para concentrar o dispersar los rayos de luz. Si la luz atraviesa un vidrio plano, es posible comprobar, aplicando la ley de Snell, que el

rayo emergente sale paralelo al rayo incidente, aunque su dirección varía (figura 2.2).

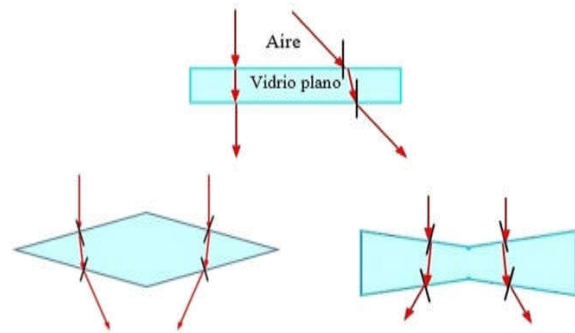


Figura 2.2. Comportamiento de los rayos paralelos al atravesar en un vidrio plano, una lente convergente y otra divergente.

Sin embargo, si las superficies no son planas, se puede lograr la concentración o dispersión de los rayos luminosos. En las figuras 2.3 y 2.4 se muestran los esquemas para una lente convergente y otra divergente.

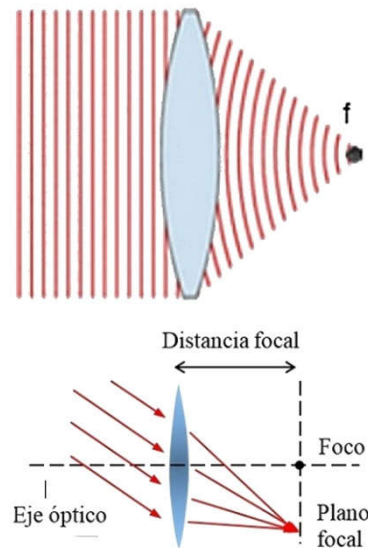


Figura 2.3. Lente delgada.

Plano focal. Es el plano donde se concentran los rayos paralelos que inciden sobre una lente.

Eje óptico. Es la recta perpendicular que

pasa por el centro de la lente.

Foco. Intersección del plano focal con el eje óptico (fig. 2.3)

Si los rayos paralelos inciden $\perp$ a la lente, se concentran en el foco. En las lentes divergentes son las prolongaciones de los rayos refractados quienes se concentran en el plano focal (figura 2.4).

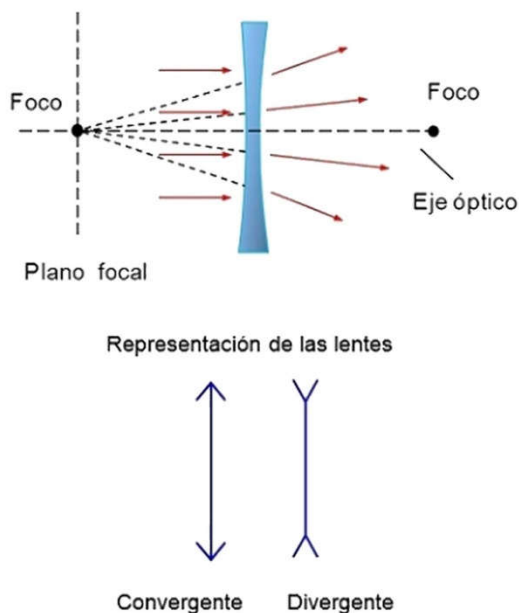


Figura 2.4. Lente divergente y su representación.

- Cada lente posee dos focos, situados a igual distancia de la lente. La distancia del foco al centro de la lente es la *distancia focal*.
- El rayo de luz que pasa por el centro de la lente no se desvía, cualquiera sea su ángulo de incidencia.
- El rayo que incide perpendicular a la lente pasa por uno de los focos.
- El rayo que pase por un foco sale perpendicular a la lente.

Estos rayos se conocen como *rayos nota-*

bles, y se pueden utilizar para analizar la formación de imágenes, como se verá en los ejemplos a continuación.

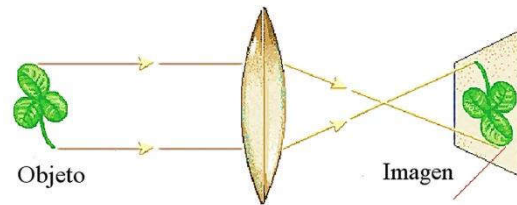


Figura 2.5. Formación de una imagen real

2.2 Formación de imágenes reales y virtuales

La propiedad más importante que poseen las lentes es que permiten obtener imágenes reales y virtuales de los objetos, aumentados o disminuidos.

Lentes convergentes

La imagen es *real* cuando se forma del lado contrario a donde incide la luz. Si se forma del mismo lado, entonces la imagen es *virtual*. En la figura 2.5 se muestra la formación de una imagen real proyectada en una pantalla.

Lupa. Considere la formación de una imagen virtual a partir de los rayos notables en la lente convergente de la figura 2.6. La imagen es virtual porque un observador situado a la derecha y mirando hacia la lente ve salir los rayos de donde no hay nada en realidad. Note que el rayo que pasa por el centro no se desvía, y el que incide perpendicular a la lente pasa por el foco. La imagen es mayor que el objeto, que se encuentra a una distancia del lente menor que la distancia focal ($o < f$).

Lentes divergentes

En ese caso los rayos notables se construyen considerando sus prolongaciones (fig.

2.6, abajo). La imagen es menor que el objeto según la ve un observador situado en lado R.

Sea o la distancia del objeto a la lente e i la distancia imagen. Mediante consideraciones geométricas básicas es posible demostrar que estos dos parámetros se relacionan con la distancia focal f de la lente por la expresión

$$\frac{1}{o} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f}.$$

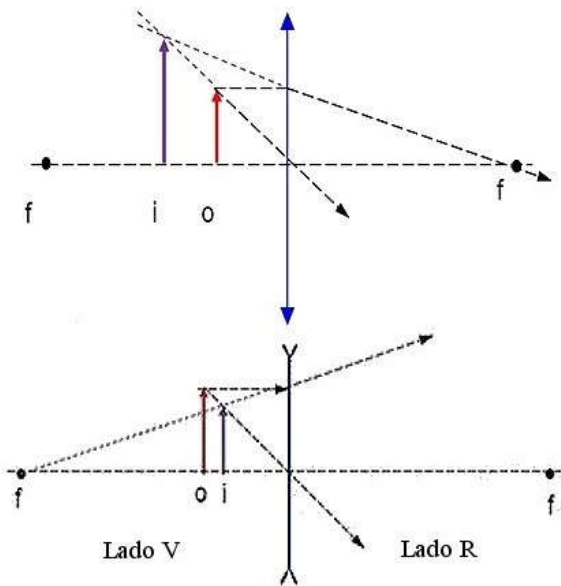


Figura 2.6. Formación de imágenes virtuales.

El *aumento* m de la lente se define por la relación

$$m = \frac{\text{tamaño imagen}}{\text{tamaño objeto}} = -\frac{i}{o}$$

Estas expresiones son válidas para todas las lentes delgadas, siempre y cuando se considere el siguiente convenio de signos:

- o es siempre positivo
- i es (+) si la imagen está en el lado R, y (-) si está en el lado V

- f es (+) para lentes convergentes y (-) para lentes divergentes.

2.3 Ecuación del fabricante de lentes

La siguiente expresión relaciona la distancia focal de una lente con el índice de refracción del material con que está hecha y los radios de curvatura de sus superficies. Se conoce como *la ecuación del fabricante de lentes*.

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

En esta expresión,

- n : índice de refracción
- f : distancia focal
- R_1 : radio de curvatura de la superficie de la lente *más cercana al origen de luz*

R_1 y R_2 son (+) si el centro de curvatura está en el lado R, y (-) si está en el lado V.

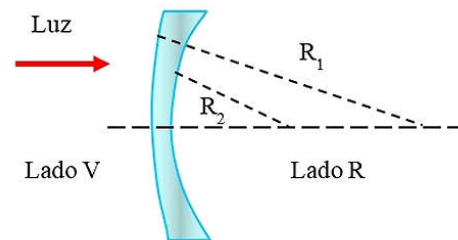


Figura 2.7. Interpretación de la ecuación del fabricante de lentes

En el ejemplo que se muestra, R_1 y R_2 son positivos. Además $R_1 > R_2$. Por tanto,

$$\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} < 0,$$

y según la ecuación, $f < 0$. Significa que la lente del ejemplo es una lente divergente (fig. 2.7).

2.4 Aberraciones de las lentes y aplica-

ciones

Se denominan así a las deformaciones de las imágenes que forman las lentes a causa de determinadas imperfecciones en su construcción. Se destacan dos tipos fundamentales: la aberración esférica y la aberración cromática.

Aberración esférica. Causada por la falta de esfericidad de las superficies (R varía ligeramente de punto a punto). En este caso los rayos que pasan por una parte de la lente, digamos, por los bordes, se desvían más que los que pasan por el centro. Trae por consecuencia que las imágenes se ven borrosas o “desenfocadas” (fig. 2.8).

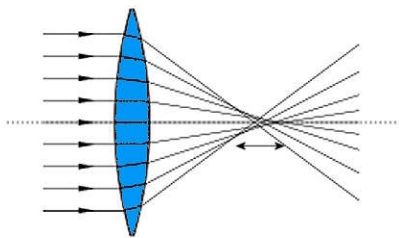


Figura 2.8a. Aberración esférica.

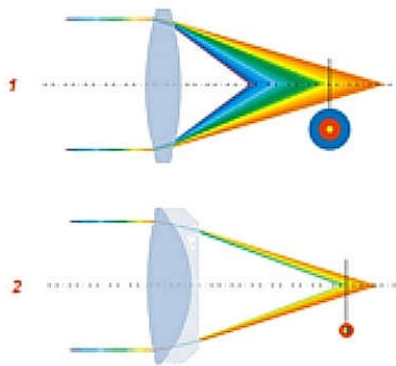


Figura 2.8b. Aberración cromática (1) y su corrección (2).

Aberración cromática. Se debe al hecho de que el índice de refracción no es el mismo para diferentes longitudes de onda; $n = n(\lambda)$. La luz proveniente de un objeto ilu-

minado con luz blanca se descompone al atravesar la lente, y los bordes se ven difusos, con una cierta coloración. La aberración cromática se puede corregir usando sistemas de lentes.

Aplicaciones

Entre las aplicaciones más comunes de las lentes se encuentran los binoculares, microscopios, periscopios y telescopios.

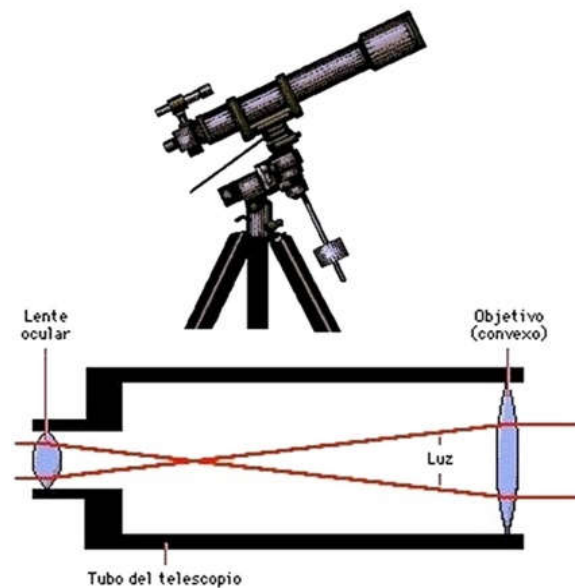


Figura 2.9. Telescopio refractor. En un telescopio para observación terrestre se inserta una tercera lente con el fin de invertir la imagen por segunda vez, de modo que se pueda ver un objeto distante tal como es.

Telescopio astronómico refractor. El tipo de telescopio astronómico más sencillo tiene dos lentes. Ambas lentes son convexas (figura 2.9). La lente más cercana al objeto se llama *objetivo*. La luz de una fuente distante pasa por esta lente y llega a un foco como una imagen ‘real’ e invertida dentro del tubo del telescopio. La lente del *ocular* aumenta la imagen formada por el objetivo. En un telescopio astronómico, la imagen ‘virtual’ formada por el ocular queda inver-

tida. Los oculares incluyen a menudo varias lentes, pero su acción es, en lo esencial, la misma que la de las lentes convexas sencillas.

Binoculares. Los binoculares o prismáticos presentan una visión distinta para cada ojo; sus dos elementos funcionan de forma independiente, permitiendo al usuario una percepción en profundidad. Con frecuencia se utilizan dos prismas en cada antejo para desviar el recorrido de la luz (figura 2.10).

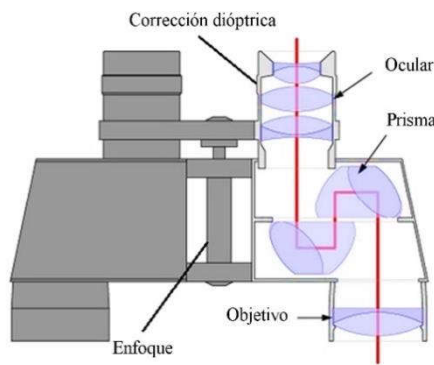


Figura 2.10. Prismáticos.

Esto impide la inversión de la imagen que se formaría con la utilización única de dos lentes, y permite que el antejo pueda ser más pequeño. La percepción de profundidad aumenta cuando aumenta la distancia entre los objetivos.

Microscopio óptico. De manera similar a otros instrumentos ópticos, la imagen que proporciona un lente convergente se aumenta ubicando esa imagen a una distancia menor que la distancia focal del ocular, de manera similar a como ocurre en una lupa. Se usan lentes gruesas, no delgadas (figura 2.11).

Microscopio confocal. La introducción de la tecnología láser (sección 3.4) dio origen a microscopios de mejor resolución; ejem-

plos son el confocal y el confocal de barrido.

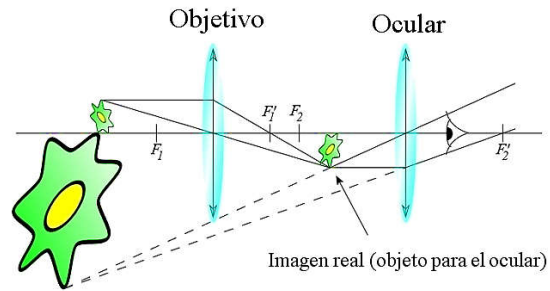


Figura 2.11. Microscopio óptico. Principio de operación.

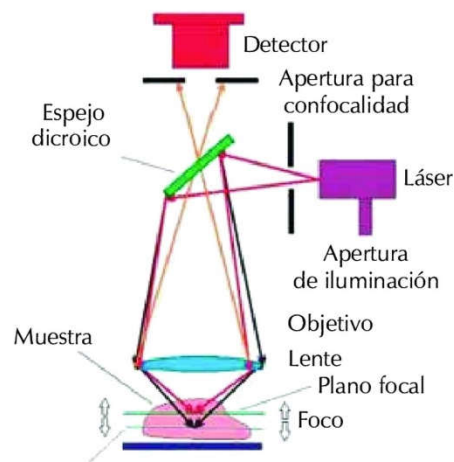


Figura 2.12. Microscopio confocal. El tamaño del pinhole junto al detector está muy exagerado. La luz láser genera menor dispersión.

El microscopio confocal permite reconstruir imágenes tridimensionales en especímenes gruesos utilizando un colimador de orificio delimitante (*pinhole*), para eliminar la luz desenfocada que proviene fuera del plano focal de la lente. La luz que proviene de regiones ubicadas por encima o por debajo del plano focal no converge en el pinhole y no es detectada por el fotomultiplicador (figura 2.12). A su vez, es posible enfocar diferentes planos en la muestra. El microscopio de barrido es similar, capaz de escanear la muestra de forma automática y proporcionar imágenes tridimensionales. Am-

bos se aplican regularmente en las ciencias biológicas y en la inspección de semiconductores.

2.5 Ojo humano. Curvas de sensibilidad espectral

El ojo humano es un sistema complejo que

permite distinguir la radiación electromagnética en el intervalo $400 < \lambda < 700 \text{ nm}$. En el fondo del ojo hay células especializadas (conos y bastoncillos) que permiten determinar los colores mediante un complejo proceso bioquímico (figura 2.13).

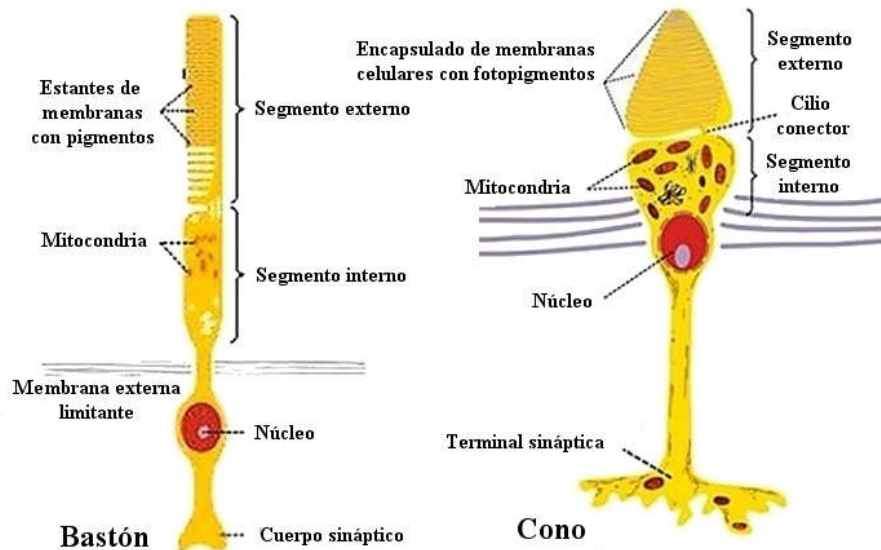


Figura 2.13. Conos y bastones monocelulares.

Los bastones o bastoncillos no detectan los colores, pero son muy sensibles a la luz. Algunos los consideran capaces de detectar un solo fotón y son los responsables de la visión en condiciones de poca luminosidad. Se ha señalado que en condiciones óptimas el ojo es capaz de detectar, en una noche oscura y sin estrellas, la luz de una vela a 100 km de distancia.

Hay tres tipos de conos: sensibles al azul, al verde y al rojo por separado (figura 2.14). El cerebro se encarga de ajustar la información recibida.

Sensibilidad del ojo. La sensibilidad del ojo humano no es la misma para todas las frecuencias ópticas.

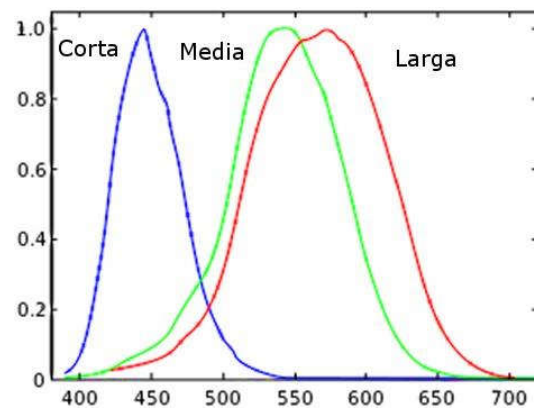


Figura 2.14. Sensibilidad de los tres tipos existentes de conos para ondas cortas, medias y largas en nm.

La diferencia en la sensibilidad se expresa mediante la *función de luminosidad*, que difiere en condiciones de buena iluminación (visión fotópica, curva roja en la figura 2.15), y mala iluminación (visión escotópi-

ca, curva azul).

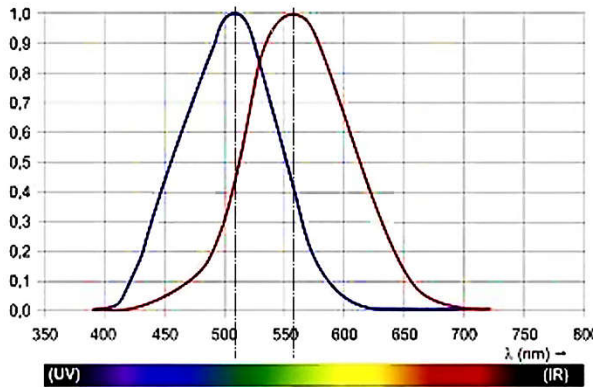


Figura 2.15. Funciones de luminosidad del ojo. Curva roja: visión fotópica con buena iluminación. Curva azul: escotópica con mala iluminación.

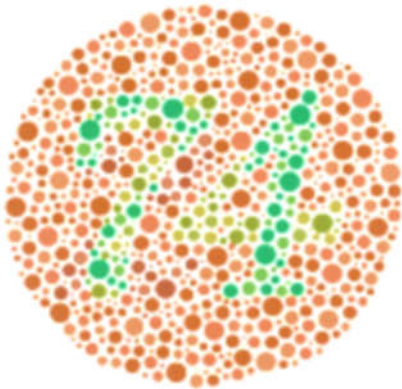


Figura 2.16. Test para comprobar la ausencia de daltonismo.

La máxima sensibilidad de la visión fotópica se encuentra en los 555 nm. Las funciones de luminosidad son magnitudes subjetivas, pues dependen de las sensaciones psicofisiológicas del observador y algunas personas poseen un rango de visión más amplio que otras. Por esta razón las curvas se han calculado para muchas personas tomando un promedio estadístico.

La curva de sensibilidad del ojo humano difiere bastante de la de muchos animales. Por ej., las abejas no distinguen la luz roja, pero son capaces de ver el ultravioleta,

mientras que los pájaros son más sensibles a la luz roja.

El *daltonismo* aparece cuando hay dificultad para diferenciar los colores, lo que puede detectarse con algunas pruebas simples como la de la figura 2.16. Quien padezca de daltonismo no distinguirá correctamente el número 74.

Formación de imágenes en el ojo

La formación de imágenes en la retina se logra con el auxilio de un lente convergente capaz de variar de manera automática su distancia focal (cristalino), haciendo uso de los músculos ciliares (figura 2.17). También posee un diafragma (iris con el orificio de la pupila en el centro) que regula la entrada de luz de forma automática.

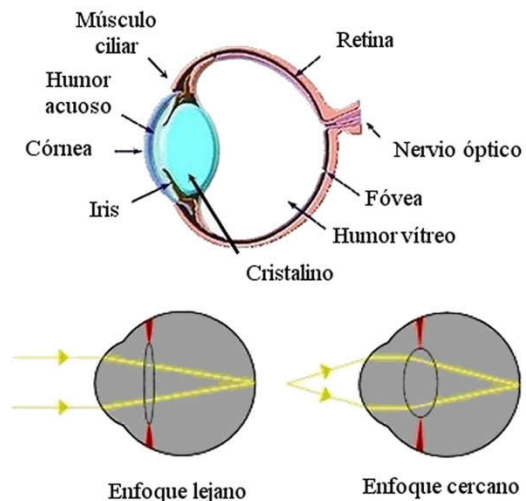


Figura 2.17. Ojo humano

El músculo ciliar es capaz de modificar el radio de curvatura del cristalino, cambiando la distancia focal y la posibilidad de enfocar un objeto de forma nítida.

Defectos del ojo

Los más comunes son la miopía, la hipermetropía y el astigmatismo. En el primer caso las imágenes se forman delante de la

retina. En el segundo, detrás de la retina. Y en el último hay diferencias de curvatura en el cristalino que dan origen a una imagen borrosa (figura 2.18).

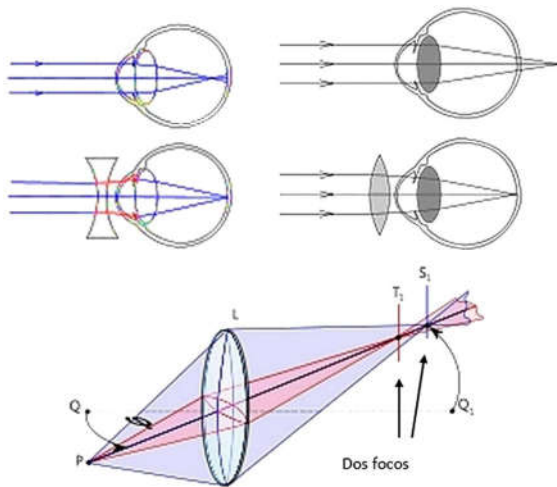


Figura 2.18. De arriba a abajo: miopía (izq), hipermetropía y astigmatismo.

2.6 Absorción de la luz

Acerca de la intensidad de la luz

Existen diversas magnitudes para medir la intensidad de la radiación (visible o no visible). Algunas de ellas se definen sobre la base del ángulo sólido, una de las magnitudes derivadas del Sistema Internacional de Unidades.

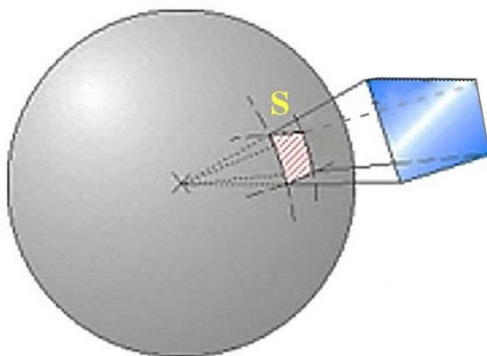


Figura 2.19. Ángulo sólido

Si S es el área proyectada por un objeto sobre una esfera de radio R, al ángulo sólido

do subtendido se define como

$$\Omega = \frac{S}{R^2},$$

(ver figura 2.19). La unidad es el estereorradián (adimensional). El ángulo correspondiente a la superficie total de una esfera es

$$\Omega = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi \text{ estereorradianes}.$$

Las magnitudes que se emplean para medir la intensidad de cualquier radiación, no sólo de la luz visible, aparecen en la tabla 2. El concepto de intensidad utilizado en este texto aparece resaltado en la tabla (w/m^2).

También existen las unidades fotométricas, que sólo se refieren a la luz visible (lumen, lux, etc., tabla 3). La unidad básica en el SI es la candela (cd).

TABLA 2 MAGNITUDES USADAS PARA MEDIR LA INTENSIDAD DE CUALQUIER RADIACIÓN		
Magnitud física	Símbolo	Significado
Potencia o flujo radiante	$\Phi \text{ (w)}$	watt
Intensidad	$I \text{ (w/m}^2\text{)}$	Energía/tiempo/área
Irradiancia	$E \text{ (w/m}^2\text{)}$	Intensidad incidente
Emitancia radiante	$M \text{ (w/m}^2\text{)}$	Intensidad emitida por una fuente radiante
Intensidad radiante	$I_\Omega \text{ (w/}\Omega\text{)}$	Ω estereorradián (ángulo sólido)
Radiancia	$L \text{ (I}_\Omega\text{/m}^2\text{)}$	Intensidad emitida por ángulo sólido
Irradiancia espectral	$E_\lambda \text{ ó } E_\nu \text{ (I/}\lambda\text{) ó (I/}\nu\text{)}$	Para una longitud de onda determinada

TABLA 3

INTENSIDAD FOTOMÉTRICA DE ALGUNAS FUENTES DE LUZ EN CANDELAS		
Fuente	Potencia en watt	Luminosidad en candela
Vela de cera	No notoria	1 cd
LED baja potencia	Decenas de mw	Decenas de mcd
Led de potencia	Algunos w	Algunas cd
Lámpara incandescente	40 w	40 cd
	100 w	130 cd
Lámpara fluorescente	40 w	200 cd
Proyector de alta potencia	Decenas de miles de w	Millones de candelas

Candela: intensidad luminosa en una dirección dada de una fuente de radiación monocromática con $\nu = 540 \times 10^{12}$ Hz e intensidad de $1/683$ w/Ω. Es igual a $1/60$ de la luz emitida por un cm^2 de Pt puro en estado sólido a su temperatura de fusión (1768°C).

Otras unidades son:

Lumen (lm) = candela x estereorradián ($\text{Cd} \cdot \Omega$)

Lux = lm/m^2 .

Ley de Lambert-Beer

Cuando la luz atraviesa un medio semitransparente, una parte se difunde y la restante es absorbida de forma parcial por el medio.

Si se mide la relación entre la intensidad transmitida medida en watt/m^2 y la incidente (I/I_0) en función del espesor de la lámina (añadiendo láminas de diferentes espesores), se encuentra que el cociente disminuye de forma exponencial. Cuando se grafica el logaritmo del ese cociente en función del espesor x , se obtiene una dependencia lineal como la que se representa en la figura 2.20.

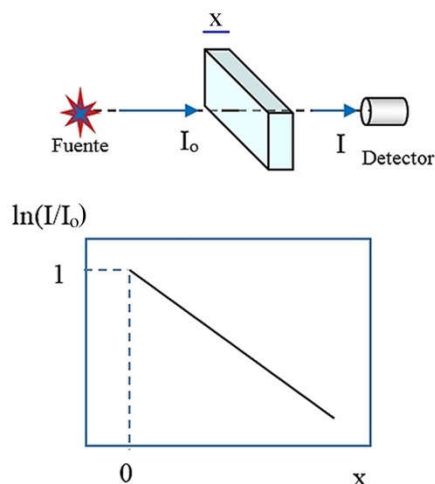


Figura 2.20. Absorción de la luz

Es posible expresar esta dependencia en forma analítica según

$$\ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = -kx.$$

Ésta es la ley de Lambert – Beer. El parámetro k se denomina *coeficiente de absorción lineal*, y tiene dimensiones de longitud inversa (L^{-1}). Por lo general se expresa en cm^{-1} . La ley de Lambert-Beer puede ser escrita en forma exponencial como:

$$I = I_0 e^{-kx}.$$

La expresión se cumple para otros tipos de radiación no visible como los rayos X y γ . En la tabla siguiente aparecen algunos valores típicos de k para radiación visible (en realidad, el coeficiente k varía en dependencia de la frecuencia de la radiación. Es usual que la penetración de la radiación aumente con la frecuencia.

Los metales en capas muy delgadas, del orden de μm , dejan pasar la luz. En los sólidos se cumple que $k = \alpha\rho$, donde ρ es la densidad de la sustancia. El parámetro α es el *coeficiente de absorción másico* y por lo general se usa para caracterizar la absorción

a los rayos X y la radiación γ de alta energía.

TABLA 4 VALORES TÍPICOS DEL COEFICIENTE DE ABSORCIÓN LINEAL	
Sustancia	$k(\text{cm}^{-1})$
aire	10^{-5}
vidrio	10^{-2}
metal (capa delgada)	10^4

Absorción en disoluciones

En una disolución no electrolítica diluida lo suficiente, de forma tal que las moléculas del soluto prácticamente no interaccionen entre sí, se encuentra en la práctica que

$$k = \beta C,$$

donde C es la *molaridad* de la disolución y β un coeficiente que depende de la frecuencia y del tipo de disolución. La ley de Beer es la base de muchos métodos de análisis para determinar la concentración de solutos en disoluciones de composición desconocida, utilizando luz visible o ultravioleta.

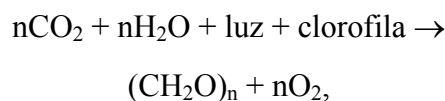
Efectos de la absorción de la luz

En la piel humana. La luz visible y la infrarroja causan el calentamiento superficial. La ultravioleta da origen a una reacción fotoquímica en las capas externas, formando *melanina*, un pigmento oscuro que actúa como protección al absorber los rayos UV. La radiación UV es benéfica en dosis moderadas, pero es muy perjudicial en exceso. Tiene efecto acumulativo a lo largo de toda la vida.

Acción bactericida. La radiación UV con $\lambda < 290$ nm mata las bacterias. Se usa en lámparas de cuarzo para descontaminar el aire, ya que el vidrio común absorbe con

fuerza el UV en esa región de frecuencias. La componente de la radiación solar con $\lambda < 290$ nm es muy nociva para el organismo, pero es absorbida por completo por la capa de ozono, y de ahí la importancia de la protección de esa capa.

Fotosíntesis. La fotosíntesis es una reacción de oxidación-reducción de varios pasos o etapas, que se puede representar de forma simbólica como sigue:



donde n es un número entero que se corresponde con la fórmula de algún hidrato de carbono (por ejemplo, para la glucosa, $n = 6$). La clorofila es el catalizador de la reacción.

La absorción de la luz en las plantas es muy selectiva. Prácticamente no se absorbe radiación en la región correspondiente a $520 < \lambda < 600$ nm (verde-amarillo-naranja) ni tampoco para $\lambda > 700$ nm (infrarrojo). Los máximos de absorción en la fotosíntesis se observan para $\lambda = 410\text{-}450$ nm (violeta) y para $\lambda = 640\text{-}680$ (rojo). El proceso también depende de la temperatura. La temperatura óptima es de 25 a 28° C y se detiene por completo a los 45°C.

2.7 Dispersión de Rayleigh o esparcimiento de la luz

La dispersión de Rayleigh tiene lugar cuando la luz atraviesa partículas del orden de la longitud de onda dispersada. Si las partículas son mayores aparece otro fenómeno adicional, la difusión de Mie, que se suma al anterior, aunque es menos importante.

En lo esencial, consiste en que al atravesar

un medio sólido, líquido o gaseoso, la radiación electromagnética se esparce en mayor o menor grado en todas direcciones, con desigual intensidad para las diversas frecuencias (fig. 2.21). Tiene su origen en que la radiación incidente excita los átomos y moléculas que forman el medio en cuestión, que a su vez son capaces de emitir ondas de diferentes frecuencias en cualquier dirección, con la correspondiente disminución de la intensidad en la dirección de propagación de la radiación inicial.

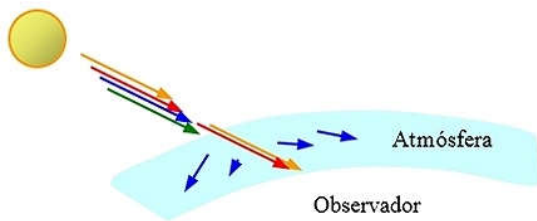


Figura 2.21 Dispersión de Rayleigh

Los modelos matemáticos basados en la teoría electromagnética muestran que la intensidad dispersada en la región visible aumenta con la frecuencia de la radiación incidente de acuerdo a la relación

$$\frac{I_D}{I_0} \propto \nu^4.$$

I_D es la intensidad dispersada por unidad de longitud a lo largo de una dirección deter-

minada e I_0 la intensidad inicial de la radiación a lo largo de esa dirección.

El modelo de Rayleigh predice que la radiación de alta frecuencia (tonos verdes y azules que forman parte del espectro de la luz blanca) se dispersa mucho más que los tonos rojos y naranjas, que son los que llegan al observador que mira la fuente. Esta particularidad es la que hace que el sol se vea rojizo al amanecer y al atardecer.

Cuando el sol está cercano al horizonte, los rayos emitidos deben recorrer una gran distancia a través de la atmósfera, y un observador en tierra, al mirar hacia el sol o hacia una nube donde incida la luz solar no verá los tonos azules, muy atenuados por la dispersión. La fuerte dependencia de la dispersión con la frecuencia (ν^4) indica que en la atmósfera la luz azul se dispersa mucho más que la luz roja. Es por eso que vemos el cielo azulado en todas direcciones y sólo lo vemos enrojecido cuando miramos hacia el Sol. Si no existiera la dispersión de Rayleigh, en un día claro sin nubes el cielo se vería negro, tal como se ve en un vehículo orbital.

Óptica ondulatoria

Capítulo 3

Interferencia

3.1. Intensidad de la radiación electromagnética

3.2 Principio de Huygens-Fresnel

Frente de onda

3.3 Experimento de Young

Coherencia

Condiciones de máximo y mínimo de intensidad

Posición angular de los máximos en la pantalla

Distancia entre máximos en la pantalla

3.4 Coherencia y láser

Láser semiconductor

Aplicaciones

3.5 Interferencia en láminas delgadas

Óptica ondulatoria

Capítulo 3

Interferencia

En la óptica geométrica se considera que la luz siempre viaja en línea recta. Sin embargo, existen fenómenos donde esto no ocurre así. En determinadas condiciones aparecen franjas alternas más o menos brillantes en el borde de los objetos, o aparece luz donde no debiera y viceversa (figura 3.1).

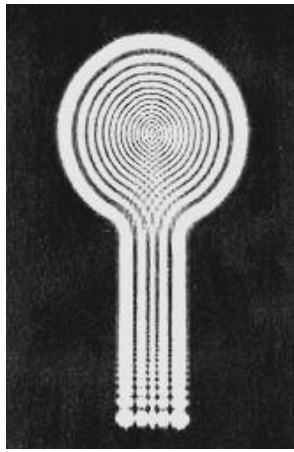


Figura 3.1. Foto de un agujero en forma de cerradura iluminado por el lado contrario.

En vez de obtenerse una separación nítida entre luz y sombra, se observa a la perfección la formación de zonas alternas de mayor y menor iluminación a distancias definidas del borde. En la parte inferior también se nota como la luz rebasa un poco el borde del agujero, como si se curvara en su trayectoria. Este efecto no es causado por la cámara fotográfica, pues puede ser observado a simple vista en condiciones adecuadas.

Estas particularidades de la luz se pueden explicar desde el punto de vista cualitativo

y cuantitativo sobre la base del modelo ondulatorio de la luz.

3.1 Intensidad de la radiación electromagnética

La densidad de energía ϵ (energía/volumen) transportada por la onda es la suma de las energías del campo eléctrico y el magnético. En el vacío:

$$\epsilon = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2.$$

Sea $\vec{S}$ el vector que indica la dirección y sentido en que se mueve la onda y v_p la velocidad de propagación:

$$\Delta l = v_p \Delta t.$$

Cuando la onda avanza un Δl , la energía E contenida en el volumen $V = \Delta A \Delta l = \Delta A v_p \Delta t$ será

$$E = \epsilon V = \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \right) v_p \Delta A \Delta t.$$

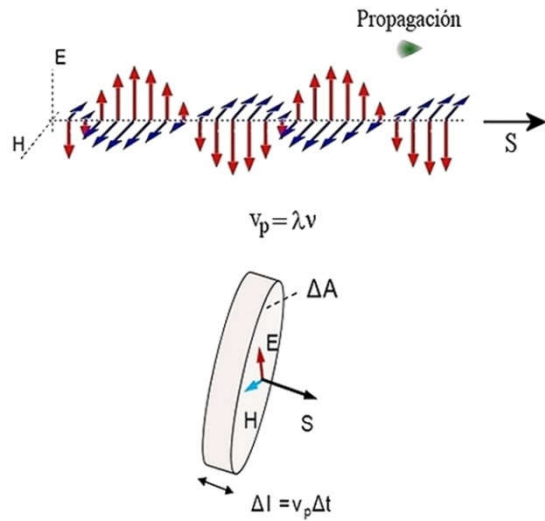


Figura 3.2. Onda electromagnética (monocromática y polarizada) y vector de Poynting S .

Dividiendo por el $\Delta A \Delta t$ se obtiene la intensidad que atraviesa la superficie,

$$I = E / \Delta t.$$

Se puede considerar a (I) como el módulo del vector de Poynting S:

$$I \equiv |\vec{S}| = \frac{v_p}{2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2).$$

De la teoría del electromagnetismo se sabe que

$$\mu_0 H^2 = \epsilon_0 E^2$$

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E,$$

por tanto,

$$S = v_p \epsilon_0 E^2$$

$$I = \propto E^2.$$

Es decir, la intensidad de la radiación es proporcional al cuadrado de la intensidad del campo eléctrico. Este resultado será usado más adelante. Sustituyendo

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

en la expresión del módulo de Poynting:

$$S = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \epsilon_0 E^2 = \left(\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E \right) E = HE$$

$$S = HE.$$

Como E y H son siempre $\perp$ s entre sí y a la dirección de propagación, $\sin 90^\circ = 1$ y $S=EH$. Entonces es posible escribir la relación en forma vectorial:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}.$$

Efectivamente, al aplicar la definición de producto vectorial:

$$|\vec{S}| = |\vec{E} \times \vec{H}| = EH (\sin 90^\circ)_1 = EH.$$

3.2 Principio de Huygens-Fresnel

Dentro del modelo ondulatorio de la propagación de la luz, el principio de Huygens-Fresnel es, a su vez, un *modelo* que permite analizar en forma sencilla aquellos fenómenos donde la luz no viaja en línea recta.

Frente de onda

Se llama frente de onda a la superficie imaginaria formada por todos los puntos de la onda monocromática donde, en un instante dado, el vector intensidad de campo eléctrico tiene la misma fase $\phi = (kx - \omega t)$.

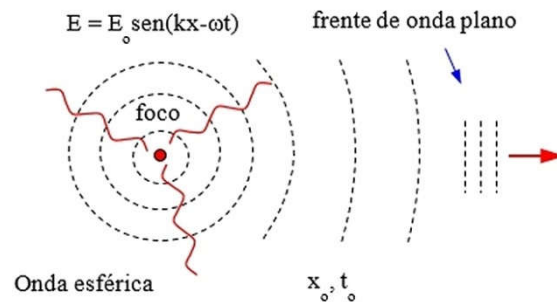


Figura 3.3. Frente de onda. Cuando la distancia al foco es grande, una sección del frente se puede considerar plana.

Si consideramos una fuente puntual de radiación, los frentes de onda tendrán la forma de circunferencias concéntricas con centro en la fuente (figura 3.3). Según la expresión $\phi = (kx - \omega t)$, donde k y ω son constantes, para un instante dado t_0 , y si la fase $\phi = \text{constante}$, la distancia x_0 a la fuente será la misma para todos los puntos, lo que proporciona una circunferencia. En esa figura también se observa que cuando el frente de onda se encuentra alejado de la fuente en la práctica se convierte en un *frente de onda plano*.

El principio de H-F dice lo siguiente:

- Durante la propagación de la luz, cada punto de un frente de onda se comporta

como un emisor de ondas esféricas secundarias (sólo se considera el movimiento hacia adelante).

- El nuevo frente de onda se forma a partir de la curva tangente construida a partir de las ondas secundarias. Este frente, creado en un instante Δt posterior, pasa por la superficie tangente así construida (figura 3.4).

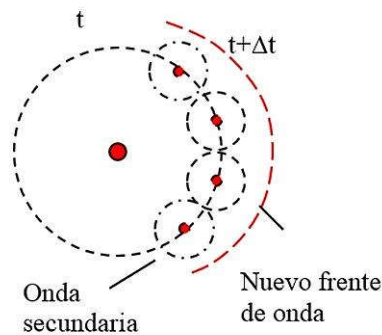


Figura 3.4. Principio de Huygens. Construcción de un nuevo frente de onda.

De los muchos ejemplos posibles de aplicación de este principio, se muestra uno de los más importantes experimentos clásicos relacionados al modelo ondulatorio: el experimento de Young.

3.3 Experimento de Young

Si se iluminan dos rendijas muy unidas y pequeñas con una fuente de luz monocromática, es posible observar en una pantalla, colocada a una distancia adecuada, un conjunto de franjas donde la luz presenta máximos y mínimos alternos de intensidad. Si se hace un gráfico de las intensidades de las franjas en la pantalla en función de la posición, se obtiene una dependencia similar a la mostrada en la figura 3.5. En el dibujo, la separación entre franjas está muy exagerada para facilitar la visualización; lo usual es que el espesor de las franjas no sea mayor de una fracción de mm.

El fenómeno mediante el cual aparecen las franjas alternas de luz y sombra se conoce como *interferencia de la luz* y puede ser analizado a partir del principio de Huygens, el concepto de *coherencia* y el modelo ondulatorio de la luz.

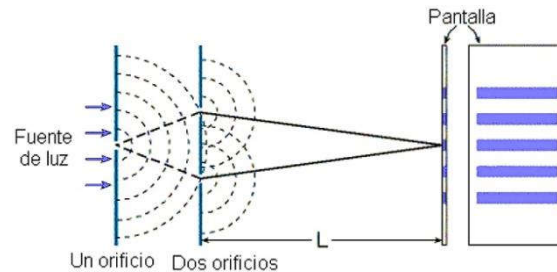


Figura 3.5. Experimento de Young y gráfico de la intensidad observada en la pantalla.

Coherencia

Dos fuentes luminosas son *coherentes* cuando la diferencia de fase de la radiación por ellas emitida se mantiene constante al transcurrir el tiempo. En el experimento que estamos analizando, las rendijas se comportan como fuentes coherentes, porque su radiación está originada por el mismo frente de onda (o por diferentes frentes que mantienen constante su diferencia de fase). Si las fuentes no son coherentes el fenómeno no se observa, pues al cambiar la diferencia de fase de manera continua, lo que se obtiene en la pantalla es una iluminación promedio.

Condiciones de máximo y mínimo de intensidad

En la figura 3.6, ℓ_1 y ℓ_2 representan las distancias de cada rendija hasta un punto P en la pantalla, y $\Delta\ell = \ell_2 - \ell_1$ es la *diferencia de camino*. En el punto P habrá luz o sombra según el valor de $\Delta\ell$, que define la diferencia de fase entre la radiación proveniente

de las dos rendijas, como se ve al analizar el campo eléctrico asociado a cada onda.

La suma de las amplitudes de las ondas que llegan a P es

$$E = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

donde

$$E_1 = E_{o1} \sin(k\ell_1 - \omega t)$$

$$E_2 = E_{o2} \sin(k\ell_2 - \omega t).$$

Recordando que la intensidad es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico ($I \propto E^2$), si $\vec{E}_1$ y $\vec{E}_2$ son tales que su dirección y sentido coincide en la pantalla de manera que se suman ($\uparrow\uparrow$) habrá un máximo de intensidad, mientras que si los vectores están en sentido contrario, se restan y habrá un mínimo ($\uparrow\downarrow$). En una posición intermedia, la intensidad tomará un valor intermedio.

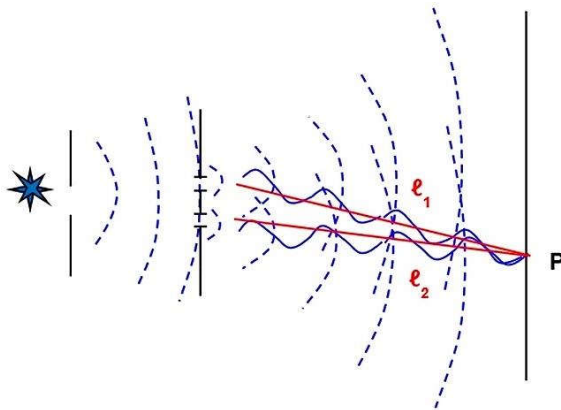


Figura 3.6. Diferencia de camino en el experimento de Young

Este análisis cualitativo también se puede llevar a cabo de forma rigurosa y cuantitativa, como se muestra a continuación en los casos extremos.

Análisis cuantitativo

En el punto P,

$$E = E_{o1} \sin(k\ell_1 - \omega t) + E_{o2} \sin(k\ell_2 - \omega t).$$

El valor de $k = 2\pi/\lambda$ es el mismo, al igual que la frecuencia $\omega = 2\pi\nu$. Además, si las rendijas son iguales, $E_{o1} \sim E_{o2} \sim E_o$, por tanto, la expresión anterior se reduce a:

$$E = E_o \{ \sin(k\ell_1 - \omega t) + \sin(k\ell_2 - \omega t) \}.$$

Haciendo uso de la igualdad trigonométrica $\sin A + \sin B = 2 \sin \frac{1}{2}(A+B) \cos \frac{1}{2}(A-B)$ y agrupando términos se llega a:

$$E = 2E_o \cos \frac{1}{2} \{ k(\ell_1 - \ell_2) \} \sin \{ k \frac{1}{2} (\ell_1 + \ell_2) - \omega t \}.$$

Designando

$$E_o' = 2E_o \cos \frac{1}{2} \{ k(\ell_1 - \ell_2) \}$$

$$\ell' = \frac{1}{2} (\ell_1 + \ell_2),$$

es de notar que ni E_o' ni ℓ' dependen de t . Entonces,

$$E = E_o' \sin(k\ell' - \omega t).$$

Significa que al punto P sigue llegando una onda electromagnética con las mismas k y ω que las originales. Lo que varía es la amplitud, pues la nueva amplitud E_o' depende de la diferencia de caminos $\Delta\ell = \ell_1 - \ell_2$. Es decir:

$$E_o' = 2E_o \cos \Phi,$$

$$\Phi = \frac{1}{2} k \Delta\ell.$$

La amplitud de la onda resultante será máxima (y habrá un máximo de intensidad en el punto P) si el $\cos \Phi$ toma su valor máximo de 1 ó -1 (figura 3.7). Eso ocurre cuando

$$\frac{1}{2} k \Delta\ell = 0, \pm \pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \pm 4\pi, \pm 5\pi, \dots$$

Es decir, cuando

$$\frac{1}{2} k \Delta\ell = m\pi \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \text{entero}).$$

Sustituyendo $k = 2\pi/\lambda$ en esta expresión y simplificando se llega a la *condición de máximo de interferencia*:

$$\Delta\ell = m\lambda.$$

La diferencia de camino debe ser igual a un número entero de longitudes de onda.

La amplitud será mínima (y habrá un mínimo de intensidad en el punto P) cuando $\cos \frac{1}{2} k\ell = 0$. Esto se cumple cuando

$$\frac{1}{2} k\ell = \pm \pi/2, \pm 3\pi/2, \pm 5\pi/2, \pm 7\pi/2, \dots$$

$$\frac{1}{2} k\ell = (2m+1)\pi/2$$

$$(m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \text{entero}).$$

Sustituyendo y simplificando se llega a la *condición de mínimo de interferencia*:

$$\Delta\ell = (m + \frac{1}{2})\lambda.$$

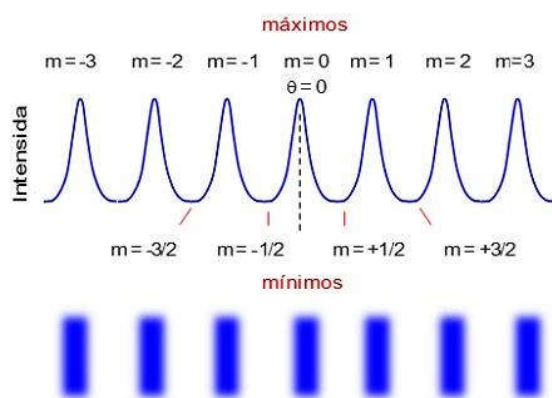


Figura 3.7. Máximos y mínimos de intensidad en el experimento de Young

Habrà un mínimo de interferencia cuando la diferencia de camino es igual a un número semientero de longitudes de onda.

Posición angular de los máximos en la pantalla

De la figura 3.8 se ve que $\theta \approx \theta'$, por ser ángulos agudos cuyos lados son casi perpendiculares (no son perpendiculares exac-

tos por construcción, sino que se toman segmentos iguales en ℓ_1 y ℓ_2 , pero la aproximación es excelente). Entonces, suponiendo exacta la aproximación:

$$\text{sen}\theta' = \frac{\Delta\ell}{d}.$$

Sustituyendo en la expresión anterior las correspondientes condiciones de máximo y mínimo de interferencia, $\Delta\ell = m\lambda$ y $\Delta\ell = (m + \frac{1}{2})\lambda$, tomando $\theta' = \theta$ se obtiene:

$$d\text{sen}\theta = m\lambda \text{ máximo}$$

$$d\text{sen}\theta = (m + \frac{1}{2})\lambda \text{ mínimo}$$

$$(m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \text{etc.})$$

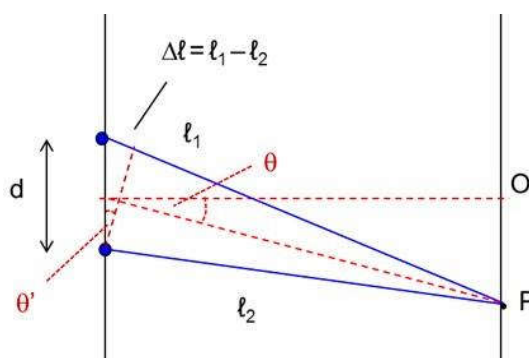


Figura 3.8. Posición angular de máximos y mínimos.

Es usual que las franjas de interferencia se observen solo para ángulos muy pequeños; en ese caso se puede hacer la aproximación $\text{sen}\theta \approx \theta$, siempre y cuando θ se exprese en radianes.

Distancia entre máximos en la pantalla

Sea L la distancia desde las rendijas hasta la pantalla en la figura 3.9. Entonces,

$$\tan\theta = \frac{x}{L}.$$

Considerando ángulos pequeños, $\tan\theta \approx \theta \approx \text{sen}\theta$. Por tanto, sustituyendo la condición

de máximo de orden m :

$$\frac{m\lambda}{d} = \frac{x}{L},$$

$$x_m = \frac{m\lambda L}{d}.$$

El máximo de orden $(m+1)$ estará en la posición

$$x_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{d},$$

y la distancia entre dos máximos sucesivos viene dada por

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m,$$

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}.$$

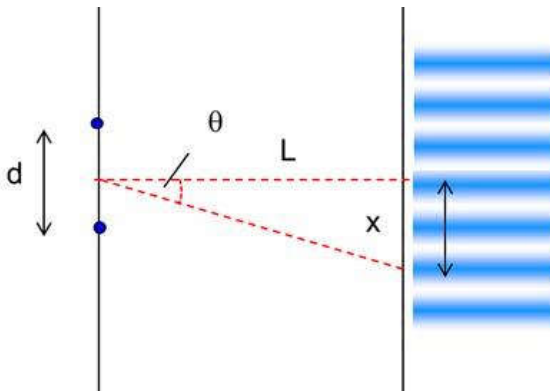


Figura 3.9. Distancia entre máximos

Note que la separación de las franjas depende inversamente de la distancia entre las rendijas. Para ver las franjas bien separadas, la distancia entre rendijas debe ser pequeña. Si aumenta la distancia de la pantalla a las rendijas, o si aumenta la longitud de onda, también las franjas se verán más separadas. La separación es mayor para el rojo, y menor para el violeta. Se puede realizar el experimento de Young con luz blanca, pero en ese caso se obtiene una superposición de

franja coloreadas, ya que cada longitud de onda proporciona una posición de máximo diferente.

Es posible obtener una expresión analítica para la distribución de intensidad de los máximos de interferencia. Se demuestra que, considerando el máximo del pico tiene lugar cuando $\theta = 0$, la distribución de intensidades en uno de los picos de interferencia tiene la forma

$$I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right).$$

3.4 Coherencia y láser

Un láser (del inglés *laser*; Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) es un dispositivo luminoso concebido de forma tal que la luz emitida por todos los puntos del foco emisor es coherente. Esta particularidad hace que la luz láser sea muy intensa, direccional, y con gran pureza de color (monocromaticidad). La figura 3.10 representa en forma esquemática la diferencia entre la radiación de una fuente de luz convencional y una fuente láser.

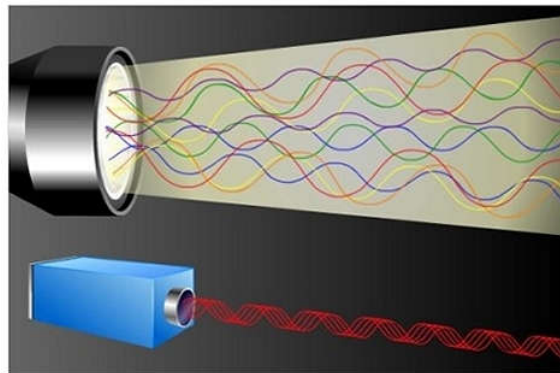


Figura 3.10. En el láser todos los puntos del foco emiten radiación en fase y con la misma λ . En una fuente de luz convencional cada punto radia de forma independiente.

Existen láseres que trabajan en frecuencias que van desde el infrarrojo hasta los rayos x, y según la sustancia que emplean para generar la luz, los láseres suelen denominarse de estado sólido, de gas, de líquido y de semiconductores. Pueden ser de estimulación luminosa o eléctrica. Del tipo sólido por estimulación luminosa se muestra un ejemplo más adelante. Los de líquido consisten en tintes inorgánicos en recipientes de vidrio, y ejemplos de láser gaseoso hay varios, dos de ellos son el de He-Ne y el de CO₂. Los láseres semiconductores emiten a partir de estimulación eléctrica. La frecuencia de la radiación absorbida y emitida de-

pende de la naturaleza de los átomos de la sustancia en cuestión.

Los láseres logran emitir luz coherente “estimulando” los átomos de sustancias fluorescentes que, a su vez, han sido estimulados previamente. Estos átomos son capaces de “almacenar” la luz proveniente de una fuente externa por un tiempo muy breve y emitirla más tarde en forma coherente.

Su funcionamiento se explica sobre la base del modelo corpuscular (capítulo 6), considerando dos procesos que ocurren de forma simultánea: la *emisión espontánea* y la *emisión estimulada* (figura 3.11).

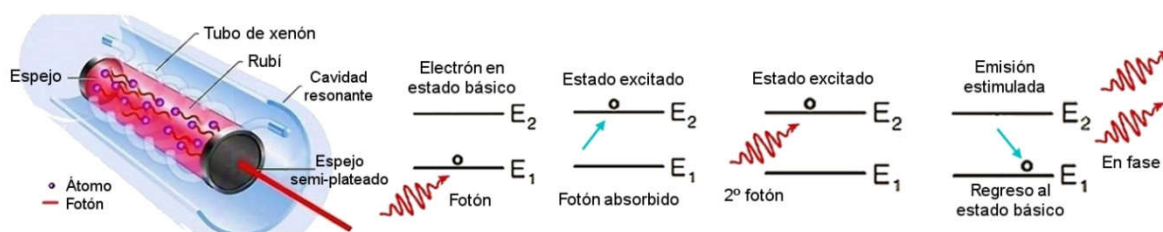


Figura 3.11. Proceso de excitación de un láser de estado sólido. En la figura E_1 y E_2 representan las energías del átomo en los estados básico y excitado, respectivamente.

En ambos procesos, al inicio un átomo absorbe un fotón y pasa a un estado excitado. Ese átomo es capaz de permanecer en ese estado por un breve intervalo de tiempo y emitir después un fotón para regresar a su estado básico; esa es la emisión espontánea (no mostrada en la figura). En la emisión estimulada un segundo fotón incide sobre un átomo ya excitado y éste emite radiación *en fase e igual longitud de onda* que la radiación incidente.

Todo el proceso tiene lugar en una *cavidad resonante* reflectora, que evita que la luz escape, excepto en una dirección determinada, marcada por dos espejos paralelos (figura 3.12). El confinamiento da origen a

nuevas emisiones estimuladas, incrementa el número de átomos en estado excitado (inversión de la población) y amplifica la luz coherente. Al mismo tiempo, la luz coherente se “filtra” por uno de los espejos, que es sólo parcialmente reflectante, y puede entonces ser utilizada con fines prácticos.

El láser de la figura 3.12 es de rubí, el primer tipo de láser que se construyó. El rubí sintético usado en este tipo de láseres se obtiene a altas temperaturas, a partir de una mezcla de óxidos de aluminio y cromo; los iones de Cr^{3+} son capaces de excitarse con la fuente de xenón y emitir luz roja de gran intensidad.

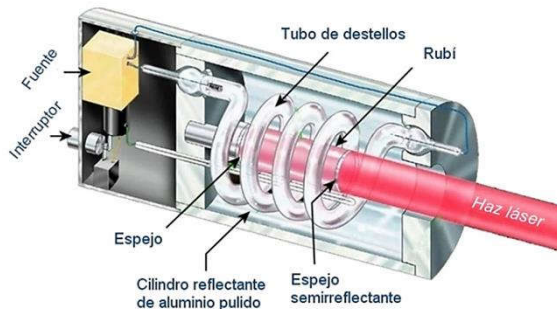
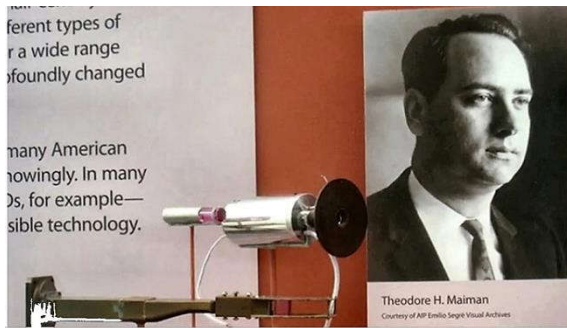


Figura 3.12. Láser original de Theodore H. Maiman, 1960.

Láser semiconductor

La figura 3.13 muestra un diodo láser de estimulación eléctrica, construido con materiales semiconductores en fase sólida. En estos materiales la conducción puede ocurrir mediante dos mecanismos diferentes. Cuando se añaden impurezas de forma que en el material haya un exceso de electrones débilmente ligados, el semiconductor es de tipo N. Si la conducción es por ‘huecos’ (defecto de electrones) es del tipo P (figura 3.13). Al pasar una corriente entre dos placas unidas de tipo N (exceso de electrones) y tipo P (defecto de electrones) se logra formar el haz láser por la recombinación de electrones y huecos al paso de la corriente, pues se emite luz durante ese proceso (figura 3.13, derecha). El efecto es similar al que se presenta en los diodos emisores de luz (LEDs); la diferencia estriba en la potencia que se suministra (figura 3.14).

Las caras anterior y posterior del diodo se pulen y se cubren con una superficie reflectante para incrementar el efecto resonante y deben ser perfectamente paralelas para garantizar una buena eficiencia láser. La separación de los semiconductores (espesor de la cavidad resonante) es del orden de $0.1 \mu\text{m}$.

Los usos actuales del láser son casi ilimitados;

- *Industria.* Se usan como fuente de calor muy localizada. Utilizando lentes es posible enfocar sobre un punto muy pequeño un haz de láser potente, con lo que se logra una enorme densidad de energía. Los haces enfocados pueden calentar, fundir o vaporizar materiales de forma precisa. Por ejemplo, los láseres se usan para taladrar diamantes, modelar máquinas herramientas, recortar componentes microelectrónicos, cortar patrones de modas y sintetizar nuevos materiales.

- *Grabación digital.* Durante la grabación un diodo láser emite rayos hacia un espejo. La luz reflejada atraviesa una lente que la enfoca en un punto del disco y va grabando ‘pozos’ (pits) de profundidad $0.6 \mu\text{m}$, que contrastan con las zonas salientes donde no hay pozos (lands). La región de grabación consiste en una única espiral con distancia entre pistas de $1.6 \mu\text{m}$, y que avanza del interior hacia el borde del CD. Durante la lectura también se usa la luz de un láser reflejada en el disco, que se detecta con un fotodiodo. Se da el valor 0 tanto a la sucesión de salientes (lands), como a la sucesión de no salientes (pits). Se da el valor 1 si se produce un cambio de superficie en el sentido que sea: tanto PIT – LAND, como

LAND – PIT. Una vez leída la señal digital, se envía a un circuito electrónico que la

interpreta según sea audio, video, documentos, etc.

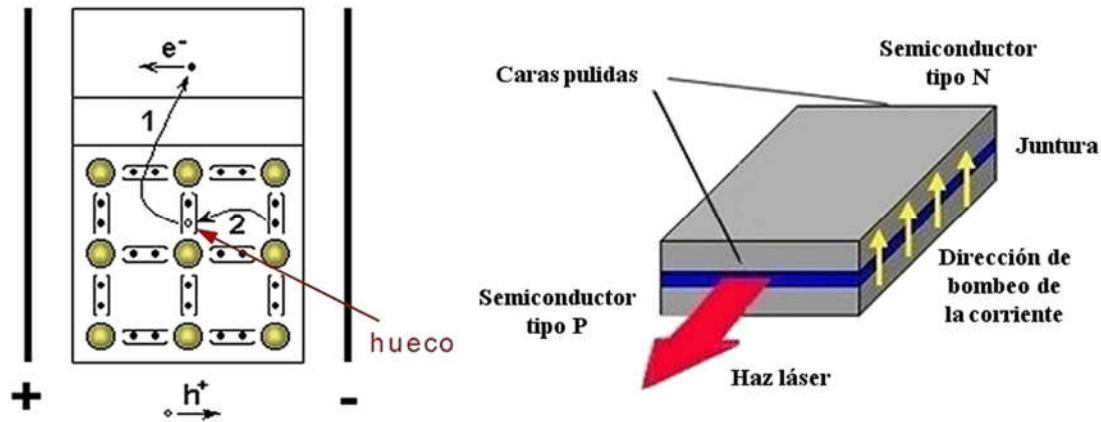


Figura 3.13. Izquierda: semiconductor intrínseco y formación de un par electrón-hueco. Ante una diferencia de potencial el hueco se comporta como un electrón positivo. Derecha: diodo láser.

- *Comunicaciones.* A causa de su alta frecuencia, la luz láser puede transportar, por ejemplo, 1 000 veces más canales de televisión de lo que transportan las microondas, por lo que el láser resulta ideal para las comunicaciones espaciales vía satélite. Se han desarrollado fibras ópticas de baja pérdida que transmiten luz láser para la comunicación terrestre, en sistemas telefónicos y redes de computadoras.

- *Medicina.* Utilizando haces intensos y estrechos de luz láser es posible cortar y cauterizar tejidos en una fracción de segundo sin dañar al tejido sano circundante. El láser se ha empleado para "soldar" la retina, perforar el cráneo, reparar lesiones y cauterizar vasos sanguíneos. También se han desarrollado técnicas láser para realizar pruebas de laboratorio en muestras biológicas pequeñas.

- *Geología y Meteorología.* Los láseres se emplean para detectar los movimientos de la corteza terrestre y para efectuar medidas geodésicas; también son los detectores más

eficaces de ciertos tipos de contaminación atmosférica.

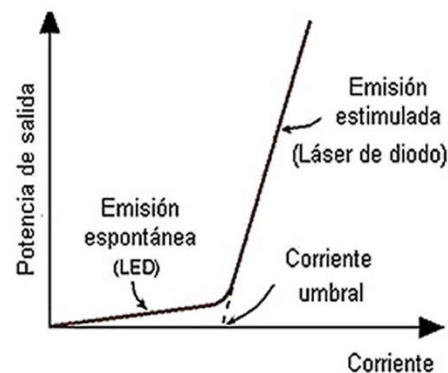


Figura 3.14. Arr. Diferencia entre un diodo emisor de luz convencional (LED) y un diodo láser. Ab. Tamaño típico de un diodo láser (cuadrado amarillo).

- *Astronomía.* El láser se ha empleado

para determinar con precisión la distancia entre la Tierra y la Luna. La luz de un láser puede viajar largas distancias por el espacio exterior con una pequeña reducción de la intensidad de la señal.

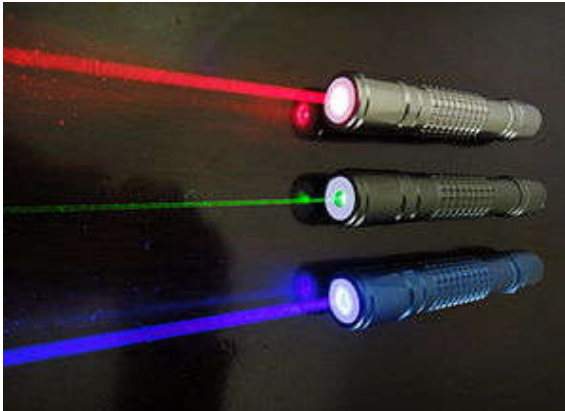


Figura 3.15. Punteros láser.

- **Construcciones.** También se utilizan láseres para alinear las estructuras en la construcción de carreteras y edificios.

- Los láseres han hecho que se pueda determinar la velocidad de la luz con una precisión sin precedentes.

- También permiten inducir reacciones químicas de forma selectiva y detectar la existencia de trazas muy pequeñas de impurezas en una muestra.

- El potente y breve pulso de luz producido hace posibles fotografías de alta velocidad con un tiempo de exposición de algunas billonésimas de segundo.

- Finalmente, los sistemas de guiado por láser para misiles, aviones, satélites e incluso armas cortas son comunes en la tecnología militar.

3.5 Interferencia en láminas delgadas

En la figura 3.16 se observa una película de

jabón formada en un aro. Las franjas coloradas que se observan son causadas por un fenómeno de interferencia conocido como *interferencia en láminas delgadas*. También es posible ver este tipo de interferencia en el pavimento, cuando después de la lluvia se forma una capa muy fina de grasa o aceite sobre el agua. El fenómeno también se presenta en la membrana de algunas células cuando son observadas al microscopio. Para analizar lo que sucede es necesario tomar en cuenta lo siguiente:

a) Se vio con anterioridad que en un medio con índice de refracción $n > 1$ la longitud de onda se reduce;

$$\lambda_n = \lambda/n.$$

b) Se sabe que cuando la luz se refleja proveniente de un medio de menor índice de otro de mayor índice, tiene lugar un cambio de fase de 180° en la onda reflejada; es decir:

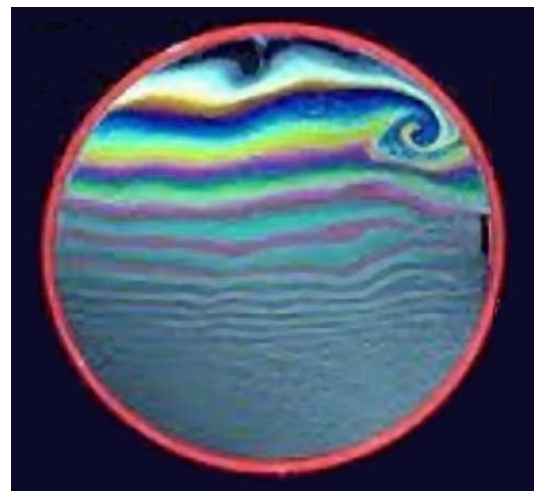


Figura 3.16. Película jabonosa

$$E = E_0 \sin(kx - \omega t) \text{ onda incidente}$$

$$E = E_0 \sin(kx - \omega t + \pi) \text{ onda reflejada}$$

El cambio de fase no tiene lugar cuando la luz se refleja de un medio de mayor índice

en otro de menor índice, o cuando se refracta o atraviesa el medio.

En lo que sigue, para simplificar el análisis, sólo se considerará la posibilidad de incidencia casi normal ($\theta \approx 0$). En la figura 3.17, considere las dos ondas que salen de un mismo punto e interfieren en P. Entonces, en ese punto:

$$E_1 = E_0 \sin(k\ell_1 - \omega t)$$

$$E_2 = E_0 \sin(k\ell_2 - \omega t + \pi).$$

Al obtener la amplitud resultante en P sumando las amplitudes de la onda reflejada y la refractada,

$$E = E_1 + E_2,$$

se obtienen expresiones similares a las del experimento de Young:

$$E = E_0' \sin(k\ell' - \omega t + \pi/2).$$

En este caso la amplitud de la onda resultante E_0' tiene la forma:

$$E_0' = 2E_0 \cos\left(\frac{k\Delta l}{2} - \frac{\pi}{2}\right).$$

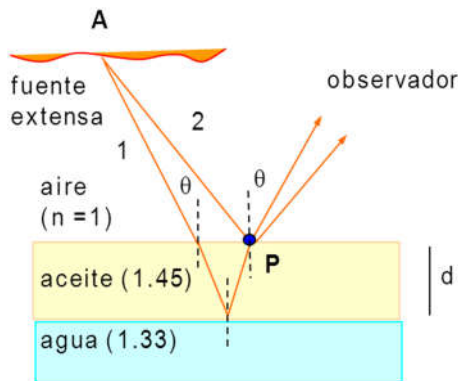


Figura 3.17. Interferencia en láminas delgadas.

La condición de máximo es la misma:

$$\cos\phi = \pm 1; \rightarrow \phi = 0, \pm \pi, \pm 2\pi, \dots \pm m\pi.$$

$$\frac{k\Delta\ell}{2} - \frac{\pi}{2} = m\pi,$$

$$\Delta\ell = (m + \frac{1}{2})\lambda.$$

Dentro de la aproximación $\theta \approx 0$ es válido considerar $\Delta l = 2d$. Por otra parte, como el medio no es el vacío, $\lambda = \lambda/n$, donde n es el índice de refracción del aceite. De aquí que sustituyendo se llega a:

$$2dn = (m + \frac{1}{2})\lambda,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ condición de máximo.}$$

La condición de mínimo se obtiene de forma similar:

$$2dn = m\lambda,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ condición de mínimo.}$$

Considere una franja de aceite de espesor variable flotando en el agua (figura 3.18). Si se ilumina con radiación monocromática, como el espesor d varía de un lugar a otro, habrá regiones donde se cumple la condición de máximo y regiones donde se cumple la de mínimo. Por tanto, aparecen franjas alternas de luz y sombra.



Figura 3.18. Franjas de interferencia en lámina de espesor variable.

Si en vez de luz monocromática se utiliza luz blanca, diferentes valores de d proporcionarán máximos para las diferentes λ presentes, y la superficie se verá coloreada. Esto es justo lo que sucede en las pompas de jabón, donde el espesor variable de la película jabonosa hace que aparezcan má-

ximos para diferentes λ al ser iluminada con la luz natural.

El efecto se observa bien sólo en láminas muy delgadas, de espesor del orden de $1\ \mu\text{m}$ o menor, equivalente a unas pocas longitudes de onda. Si el espesor de la lámina es grande, la diferencia de recorrido de los rayos varía de punto a punto, y lo que ve el

observador es un promedio de iluminación de todas las λ .

Note que la ecuación deducida antes solo es válida si $n_2 > n_3$ y menor que n_1 . En el caso que n_3 fuera mayor que n_2 también habría cambio de fase de π en la interfase. La condición de mínimo sería ahora la de máximo, etc.

Capítulo 4

Difracción

4.1 Difracción de la luz

4.2 Difracción de Fraunhofer

Posición del 1er mínimo

Posición del 2do mínimo

Separación de los mínimos

Posición de los máximos

La difracción en el experimento de Young

4.3 Redes de difracción

Propiedades de las redes

Iluminación con luz blanca

4.4 Poder separador y dispersión de la red

Criterio de Rayleigh

Dispersión de la red

4.5 Difracción de rayos x

Rayos x

Espectro característico

Estructura cristalina de los sólidos

Mecanismo de la difracción

Ley de Bragg

Capítulo 4

Difracción

4.1 Difracción de la luz

En el experimento de la figura 4.1, la luz monocromática que atraviesa un orificio de pequeño diámetro a se proyecta en una pantalla. Si a es lo suficiente pequeño, se comprueba que aparecen zonas alternas de luz y sombra más allá de la sombra del borde (patrón de Airy). Esta propiedad de la luz se conoce como *difracción*.

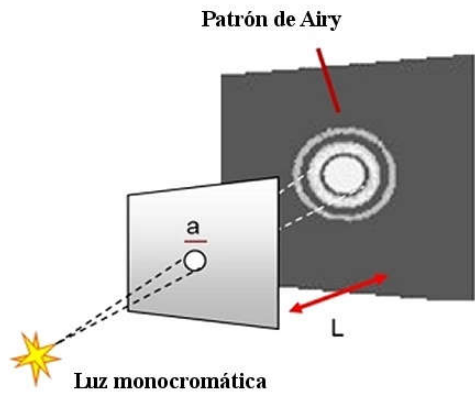


Figura 4.1. Difracción por una abertura circular

El gráfico de la intensidad de la luz en función de la distancia al centro de la pantalla, a lo largo de cualquier diámetro, tiene la forma que aparece en la parte superior de la figura 4.2. Si en vez de una abertura circular se utiliza una rendija, en vez del patrón de circunferencias se obtiene uno de franjas (figura 4.2, abajo).

La difracción se puede explicar de manera satisfactoria sobre la base del modelo ondulatorio y el principio de Huygens. Suponiendo un orificio esférico y considerando el principio de Huygens, cada punto del orificio se comporta como un nuevo emisor de ondas esféricas. Las ondas así formadas son coherentes y pueden interferir en un

punto P fuera de la región de sombra, dando origen a máximos y mínimos de iluminación (figura 4.3).

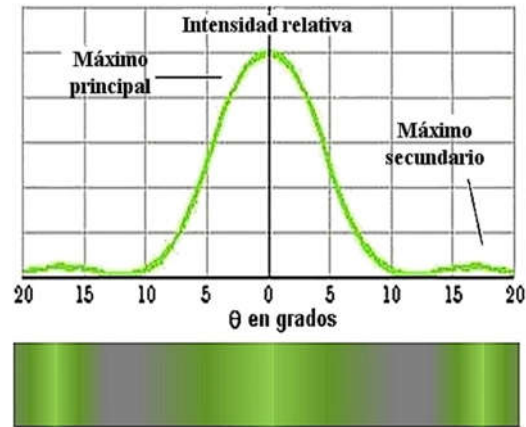


Figura 4.2. Patrón de difracción de una rendija. Los restantes máximos secundarios son de menor intensidad

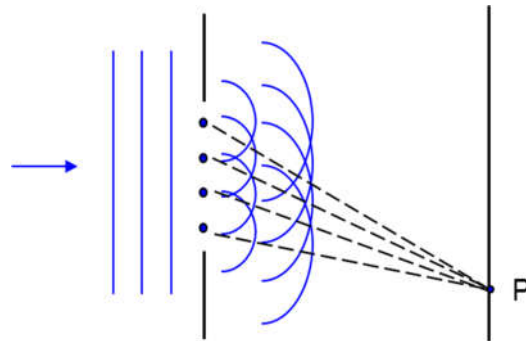


Figura 4.3. El principio de Huygens en una rendija finita.

El tratamiento matemático del problema difiere bastante cuando la pantalla y la fuente están cerca del orificio y cuando están lejos. En el primer caso nos encontramos en presencia de la *difracción de Fresnel*, que no será objeto de análisis en este curso. Cuando la fuente y la pantalla están bastante lejanas del orificio como para considerar que los frentes de onda son planos, nos encontramos con la *difracción de Fraunhofer*.

Es posible establecer en el laboratorio las condiciones de Fraunhofer utilizando lentes, ya que una fuente situada en el foco de una lente convergente proporciona rayos paralelos y frentes de onda planos. De manera similar, la imagen de los rayos paralelos puede ser enfocada en una pantalla utilizando otra lente (figura 4.4).

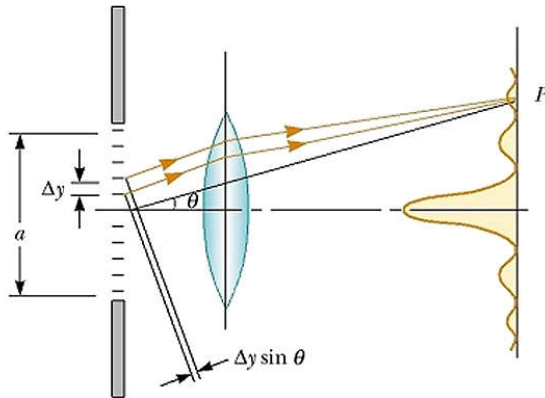


Figura 4.4. La lente permite proyectar el patrón en una pantalla. El frente incidente en la rendija es plano. El tratamiento matemático es más simple que en el caso de Fresnel.

4.2 Difracción de Fraunhofer

La difracción de Fraunhofer se puede observar a simple vista, pues el cristalino actúa como lente y la retina como pantalla. Las lentes no añaden diferencias de fase adicional a los rayos que las atraviesan por lugares diferentes. Es cierto que, en una lente convergente, el rayo de luz que pasa por el centro recorre una distancia mayor que el que pasa por el borde de la lente, pero lo hace con velocidad menor $v=c/n < c$. Así, el rayo que pasa por el centro recorre una distancia mayor, pero a menor velocidad, mientras que el que pasa por el borde recorre sólo una distancia pequeña a menor velocidad, y el resto a mayor velocidad en el vacío. El resultado neto es que ambos

efectos se compensan y no se introduce diferencia de fase adicional.

Posición angular del 1er mínimo. En la figura 4.5, la abertura tiene un ancho a , y los puntos que dan origen a los rayos 1 y 2 están separados una distancia $a/2$. Habrá un mínimo en el punto P si los rayos 1 y 2 interfieren en forma destructiva. Note que si los rayos 1 y 2 interfieren, los rayos paralelos provenientes de los puntos inmediatamente debajo de los considerados también lo harán de manera destructiva. El razonamiento se extiende con rapidez a todos los puntos de la abertura, considerando que interaccionan por parejas.

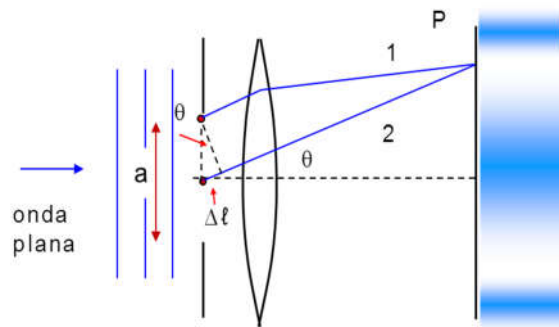


Figura 4.5. 1er mínimo de difracción

La condición de mínimo es la misma que en el experimento de Young; $\Delta l = (m + \frac{1}{2})\lambda$. El primer mínimo ocurre para $m = 0$. De la figura 4.5 se ve de inmediato que

$$\sin \theta \cong \frac{\Delta \ell}{a/2}.$$

Sustituyendo y simplificando se llega a:

$$a \sin \theta = \lambda.$$

(Condición del 1er mínimo).

Posición angular del 2do mínimo. Para calcular la condición del 2do mínimo, se procede a dividir la abertura en 4 partes iguales y considerar la interferencia de los 4 rayos

que salen de los extremos de las divisiones (figura 4.6). Por un razonamiento similar al del caso anterior se obtiene

$$\Delta l = (a/4)\sin\theta,$$

y esta diferencia es la misma para todos los rayos.

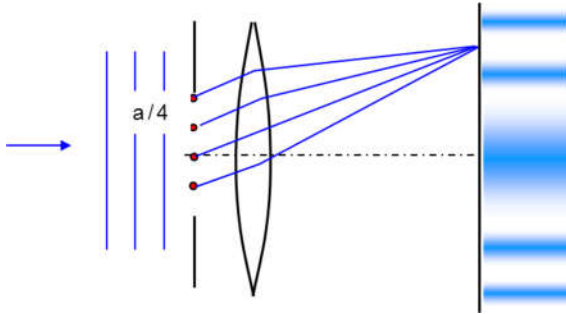


Figura 4.6. Condición del 2do mínimo

Sustituyendo la condición de mínimo, $\Delta l = (m+1/2)\lambda$ se obtiene que el segundo mínimo debe cumplir la condición

$$a\sin\theta = 2\lambda.$$

A partir de estos dos resultados es posible generalizar la condición general de mínimo de difracción de Fraunhofer por una rendija:

$$a\sin\theta = m\lambda$$

$$m = 1, 2, 3, \dots n.$$

Note que $m = 0$ no aparece, ya que correspondería al máximo central ($\theta = 0$) y no a un mínimo.

Separación angular de los mínimos. Considere la posición angular del 1er mínimo dentro de la aproximación de ángulos pequeños, donde $\sin\theta \approx \theta$. Sustituyendo en la expresión anterior con $m = 1$:

$$\theta \approx \lambda/a.$$

Significa que el primer mínimo aparece más separado del centro mientras más se reduce el tamaño de la rendija (el máximo

central se ensancha). El fenómeno se observa mejor para las longitudes de onda larga (naranja y rojo).

Posición angular de los máximos de difracción. No existe una forma sencilla de deducir la posición de los máximos secundarios. Hay un máximo mas o menos a la mitad de la distancia angular entre dos mínimos, pero no exactamente.

La difracción en el experimento de Young

En la figura 4.7 se observa, en la parte superior, el patrón de difracción de una de las rendijas en un experimento de Young. En la parte inferior aparece el patrón de interferencia producido por las dos rendijas. Las franjas de interferencia no pueden aparecer en las regiones donde la difracción no permite la llegada de la luz. Se dice entonces que el patrón de interferencia está *modulado* por el patrón de difracción.

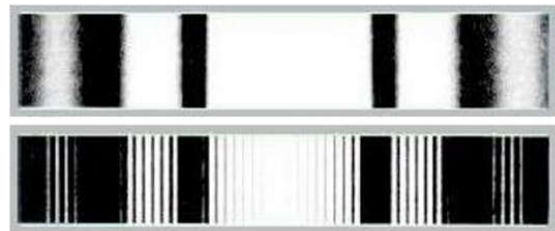


Figura 4.7. Patrón de interferencia modulado por la difracción de las rendijas.

4.3 Redes de difracción

Una red de difracción es un sistema óptico similar al del experimento de Young, pero con miles de rendijas por cm (figura 4.8). Incrementando el número de rendijas se logra multiplicar muchas veces la intensidad del patrón. Las redes se construyen de diferentes formas (por ej., rayando vidrio con máquinas muy precisas o por métodos

fotográficos de reducción de una imagen a rayas). Si ℓ es la longitud de la red y N el número de ranuras, la distancia entre ranuras vendrá dada por

$$d = \frac{\ell}{N}.$$

El inverso de esta distancia ($1/d$) es la *constante de la red* (número de ranuras por cm).

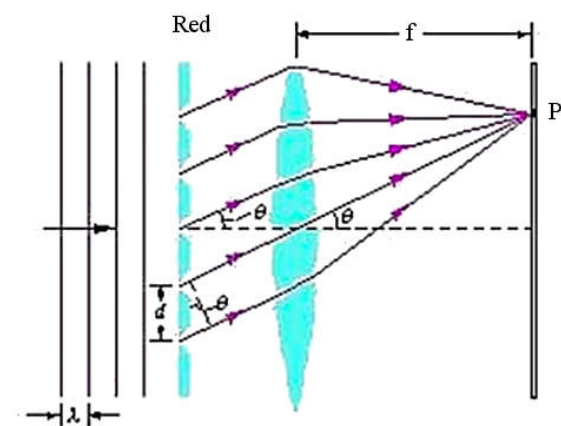


Figura 4.8. Red de difracción

Cuando se hace incidir luz monocromática sobre una red de difracción, se obtiene un patrón de interferencia similar al del experimento de Young, pero mucho más intenso. La condición de máximo de interferencia es la misma que en el experimento de Young:

$$d \sin \theta = m \lambda,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

La expresión anterior es en realidad la de los *máximos principales*, porque a causa de la difracción también aparecen pequeños máximos secundarios de muy poca intensidad, que no serán tomados en cuenta en el análisis posterior.

Iluminación con luz monocromática. En este caso,

• Los máximos principales cumplen la condición $d \sin \theta = m \lambda$, donde d es la distancia entre ranuras.

• La distancia entre máximos también es igual a la del experimento de Young;

$$\Delta x = \lambda L / d.$$

• Mientras mayor sea el número N de franjas iluminadas, más intensos y estrechos serán los máximos sin que su posición angular varíe. Cuando N es del orden de miles de rendijas por cm, se obtienen líneas muy estrechas, con un ensanchamiento mínimo (figuras 4.9 y 4.10).

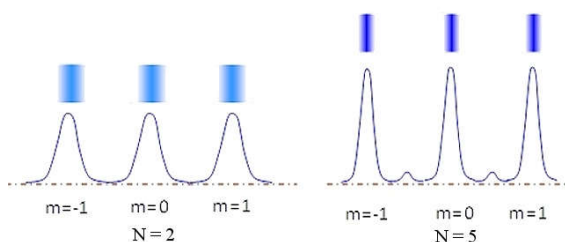


Figura 4.9. Al aumentar N los máximos principales se hacen más estrechos e intensos.

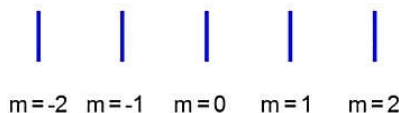


Figura 4.10. Patrón que se obtiene cuando $1/d \approx$ miles/cm.

Iluminación con luz blanca. Cuando la red se ilumina con luz blanca cada longitud de onda proporciona un máximo en un ángulo ligeramente diferente, de acuerdo a lo que expresa la condición de máximo $d \sin \theta = m \lambda$ (figura 4.11). Al analizar la condición de máximo se llega a lo siguiente:

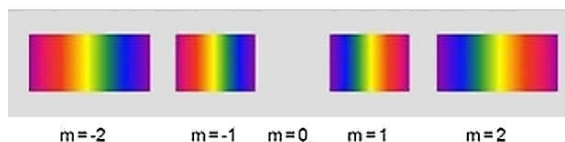


Figura 4.11. Patrón de difracción de una red iluminada con luz blanca

- $m = 0 \rightarrow \sin\theta = 0$ para cualquier λ . Por tanto, en el punto central de la red todas las λ se reúnen de nuevo y aparece un máximo de luz blanca.
- $m = 1 \rightarrow \theta = \arcsin(\lambda/d)$. Para cada λ se obtiene un ángulo θ diferente. Significa que la luz se dispersa en sus *componentes espectrales*. Cada longitud de onda aparece separada en la pantalla. Lo mismo sucede cuando $m = 2$, $m = 3$, etc.



Figura 4.12. Patrón de difracción de la luz reflejada en un CD.

Las redes de difracción han ido desplazando a los prismas en los espectrómetros para obtener los patrones de absorción y emisión de diversos materiales, o la composición espectral de las fuentes luminosas. Tienen un poder de dispersión mayor y permiten

analizar un intervalo más amplio de longitudes de onda con mayor precisión.

Las estrías de grabación de un CD se comportan como una red de difracción. En la figura 4.12 se observa el patrón reflejado, proyectado en alguna superficie. Se puede observar a simple vista iluminando el CD con una lámpara intensa.

4.4 Poder separador y dispersión de la red

En la figura 4.13 aparece la representación de los máximos de difracción a longitudes de onda muy cercanas, parcialmente superpuestos. Un criterio utilizado para determinar si la red es capaz de separar o no los máximos de longitudes de onda muy cercanas es el criterio de Rayleigh.

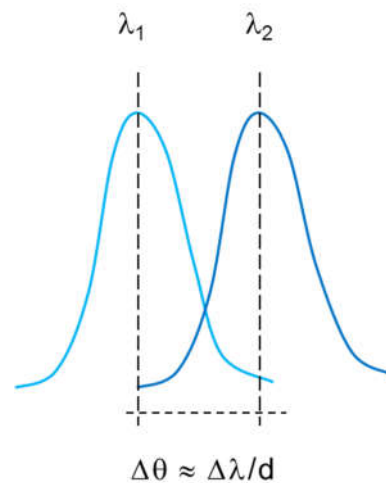


Figura 4.13. Criterio de Rayleigh

Criterio de Rayleigh

Este criterio considera que ambas líneas están separadas o ‘resueltas’ si el primer mínimo de difracción de una coincide con el máximo de la otra, como se muestra en la figura 4.13. El poder separador de la red se define entonces por la expresión

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

donde $\Delta\lambda$ sigue el criterio de Rayleigh y

$$\lambda = \frac{1}{2} (\lambda_1 + \lambda_2).$$

Es posible demostrar que, para ángulos pequeños, el poder separador de la red depende del número de rendijas iluminadas según la expresión

$$R = Nm,$$

donde m es el orden del espectro.

Dispersión de la red. Otro parámetro característico de la red es su dispersión, definida como $D = d\theta/d\lambda$. Se deja al lector la tarea de demostrar, derivando en la condición de máximo, que la dispersión de la red resulta ser igual a

$$D = \frac{m}{d \cos \theta}.$$

La expresión indica que las líneas estarán más separadas mientras menor sea la separación d entre rendijas y también mientras mayor sea el ángulo de dispersión θ .

4.5 Difracción de rayos x (DRX)

Los rayos x se corresponden con la porción del espectro electromagnético no visible comprendida entre $0.01 < \lambda < 10$ nm. Se generan durante el frenado de electrones acelerados hacia un ánodo en un tubo al vacío (radiación de frenado, figura 4.14).

Mientras que la luz visible se refleja, los rayos X son capaces de atravesar los objetos en mayor o menor grado, en dependencia de su densidad y otros factores.

La figura 4.15A muestra la primera radiografía de la historia (1896) que refleja la mano de la esposa de Wilhelm Roentgen, el descubridor de este tipo de radiación y premio Nobel de física en 1901; es un negativo impreso en una placa fotográfica. En la

4.15B se muestra una radiografía contemporánea registrada en formato digital y el sustrato semiconductor donde se recoge la imagen para grabación, en un proceso similar al que tiene lugar en una cámara fotográfica moderna.

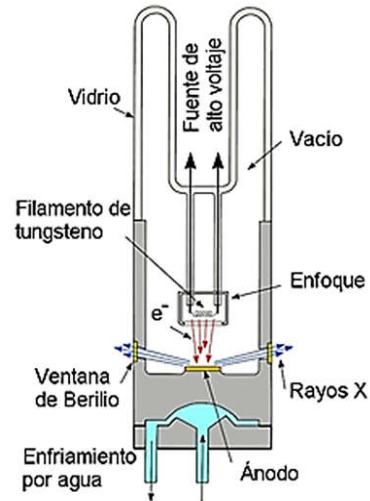


Figura 4.14. Tubo de rayos X.

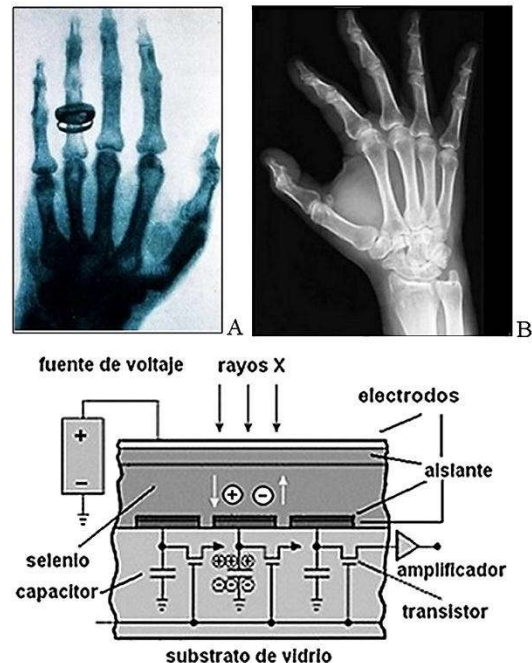


Figura 4.15. A) Mano de Frau Roentgen con anillo (1896); B) Radiografía moderna tomada con una placa digital semiconductor (abajo). El grosor de la placa es de unos pocos mm.

La absorción de los rayos X será mayor allí donde la sustancia sea más densa (huesos) mientras que la radiación que incide sobre los tejidos blandos pasa con mucha mayor facilidad.

Utilizando una placa fotográfica es posible obtener fotografías (radiografías) donde se observa a la perfección el contraste entre los huesos sombreados y los tejidos blandos. Como en el negativo fotográfico se invierte la coloración, los huesos se ven blancos y los tejidos blandos más oscuros.

En la actualidad las radiografías se obtienen en un monitor, donde con facilidad se obtiene una copia en una memoria USB o simplemente usando la cámara fotográfica de un celular.

Espectro característico

En dependencia del metal del ánodo, en la radiación emitida por un tubo de rayos X aparecen líneas muy intensas y estrechas a determinadas frecuencias (figura 4.16).

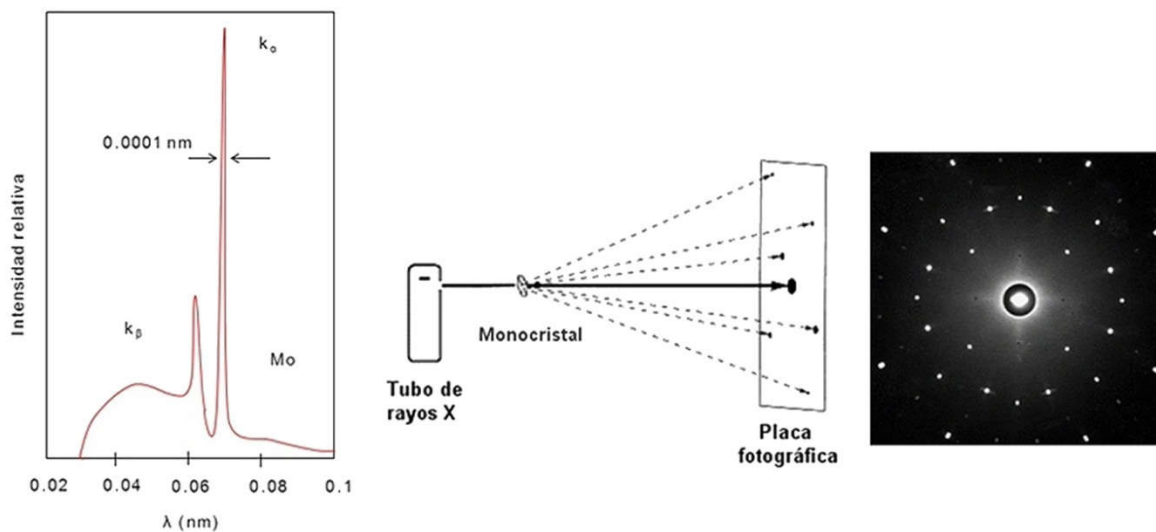


Figura 4.16. Arriba, radiación característica del molibdeno. Abajo, un esquema del experimento de Laue y el resultado de uno similar en otra sustancia (negativo de una placa fotográfica).

Es posible filtrar esas líneas de radiación característica y obtener radiación de aproximadamente una sola λ para aplicarla a un sólido cristalino (metal, cerámica) y tratar de investigar la estructura interna de los sólidos.

Sin embargo, en el experimento realizado por el alemán Max von Laue en 1912 se utilizó radiación ‘blanca’, compuesta por muchas longitudes de onda, pues en ese momento aún no se conocía la estructura

interna de los sólidos ni se sabía muy bien lo que eran los rayos X, descubiertos 15 años antes (4.16, der.).

Este experimento confirmó dos propiedades muy importantes de la radiación y de la sustancia, que hasta el momento sólo eran conjeturas:

- La naturaleza ondulatoria de los rayos x.
- La estructura periódica de los sólidos a nivel microscópico (periodicidad indispen-

sable para que haya difracción). Hoy se conoce como *estructura cristalina*.

Estructura cristalina de los sólidos

Los sólidos inorgánicos (sales, metales, cerámicas) poseen estructura cristalina.

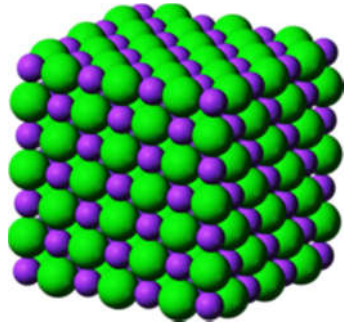


Figura 4.17. Red cristalina del NaCl.

También la poseen muchos sólidos orgánicos. Los átomos se encuentran ordenados en estructuras periódicas 3D, no necesariamente cúbicas como ocurre en el caso del NaCl en la figura 4.17.

No todos los sólidos son cristalinos; los hay amorfos. La diferencia entre unos y otros aparece en la figura 4.18.

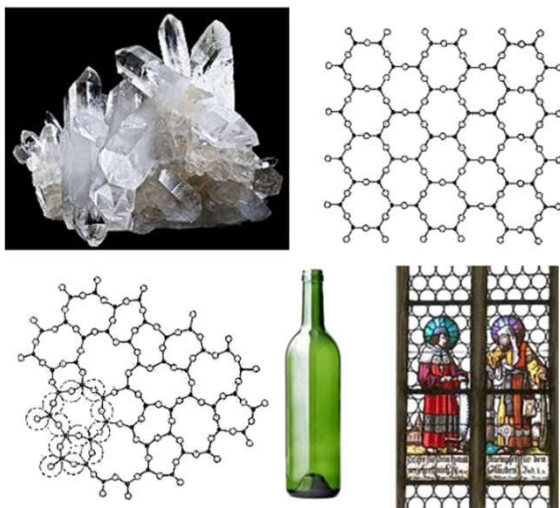


Figura 4.18. Arriba: SiO₂ cristalino (cuarzo). Abajo: SiO₂ sobre enfriado, con aditivos (vidrios).

Un cristal es un arreglo ordenado de átomos o moléculas, que se repite de forma periódica en el espacio. La celda elemental del cristal es la mínima unidad mediante la cual el cristal se puede construir por repetición tridimensional. En el NaCl la celda elemental es cúbica, de longitud $a = 5.62 \text{ \AA}$ y contiene iones alternos de Cl^- y Na^+ (cristal iónico). La unión de los átomos que se múltiples familias de planos cristalinos, con diferentes distancias interplanares (figura 4.19).

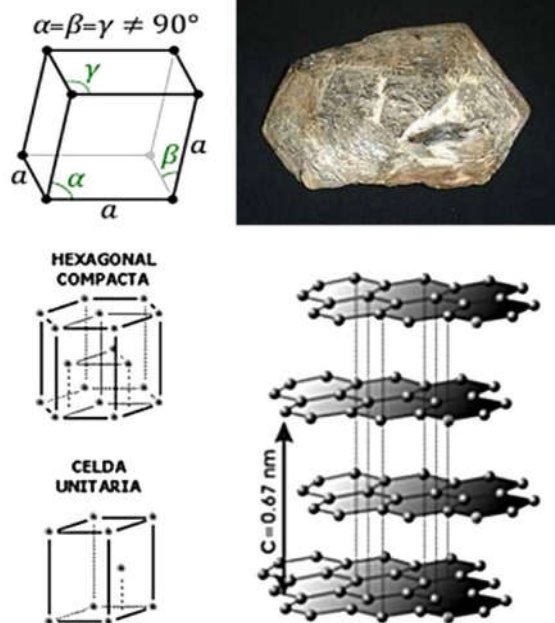


Figura 4.19. Arriba: Al₂O₃ mineral, estructura trigonal romboédrica. Abajo: grafito con estructura hexagonal, mostrando una de las familias de planos cristalinos.

Mecanismo de la difracción

Los rayos x excitan los átomos de la red cristalina, que a su vez se convierten en emisores de radiación en todas direcciones, con la misma frecuencia pero con diferencias de fase. Los que no interaccionan en la superficie llegan a capas más profundas e interaccionan con otros átomos. La radia-

ción proveniente de los distintos átomos interfiere. Habrá máximos de intensidad en

las direcciones donde se cumpla $\Delta \ell = m\lambda$ (figura 4.20).

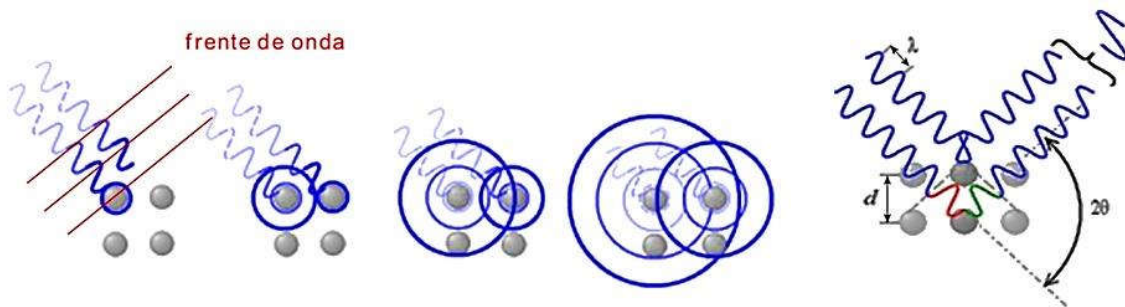


Figura 4.20. Excitación de los átomos de la superficie por los rayos x incidentes y formación de un máximo.

La difracción de la radiación en los cristales sólo tiene lugar cuando el tamaño de longitud de onda es del orden de las distancias interplanares del cristal ($\lambda \sim d$). La radiación de mayor λ se refleja; la de menor λ es capaz de interactuar con los núcleos atómicos.

Ley de Bragg

La ley de Bragg se deduce considerando las capas atómicas como si fueran espejos semitransparentes. En la figura 4.21, considere el seno de θ :

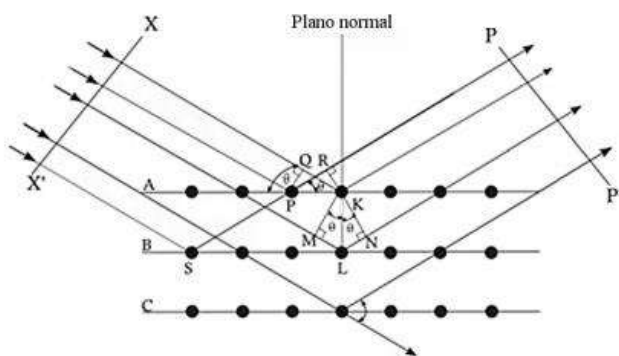


Figura 4.21. Ley de Bragg.

En el experimento de Laue la muestra se ilumina con radiación 'blanca', y todos los planos cristalinos orientados de forma ade-

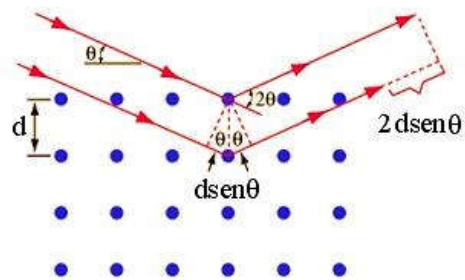
$$\sin\theta = \frac{\overline{ML}}{d} = \frac{\overline{NL}}{d}$$

$$\Delta \ell = ML + LN = d\sin\theta + d\sin\theta = 2d\sin\theta.$$

Para que haya máximo $\Delta \ell = m\lambda$ y la condición de máximo queda como

$$2d\sin\theta = m\lambda,$$

donde d es la correspondiente distancia interplanar y θ el ángulo formado por el plano y la radiación incidente (ver figura 4.21). Esta es la Ley de Bragg.



cuada de acuerdo a la ecuación $2d\sin\theta = m\lambda$ reflejarán máximos (figura 4.22).

Aplicaciones de la DRX

La DRX es la herramienta principal para la determinación de la estructura cristalina de los sólidos orgánicos e inorgánicos. Se usa ampliamente en la tecnología y en diversas ciencias como la mineralogía, química, biología molecular, farmacología, geología, física aplicada, ciencia de materiales, ciencia forense e historia del arte.

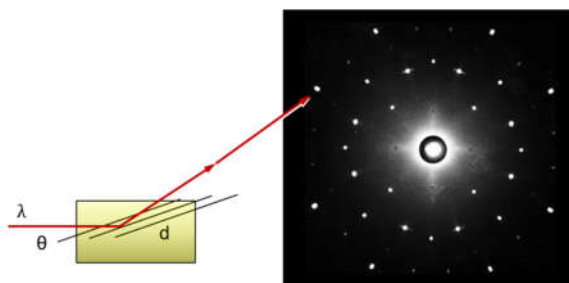


Figura 4.22. Difracción en el experimento de Laue.

Además del método de Laue, en la actualidad existen diversos métodos: el de cristal rotatorio y el método de los polvos. El método de los polvos se puede aplicar con métodos fotográficos o con el auxilio de un difractómetro (fig. 4.23). Su uso más generalizado es para identificar sustancias o

composición de materiales desconocidos, mediante comparación con los datos recopilados en una biblioteca que ha ido creciendo a lo largo de los años y que posee cientos de miles de patrones de sustancias conocidas. En la actualidad existen dos bibliotecas principales, la perteneciente al International Centre for Diffraction Data (ICDD) y la Cambridge Structural Database (CSD).

En 2006 existían unas 550 000 estructuras indexadas en las bases de datos de difracción por polvos. Los ángulos donde aparecen las reflexiones, de conjunto con su intensidad relativa, proporcionan una especie de ‘huella digital’ que al ser comparada con la de materiales conocidos permite la identificación del material desconocido. Si el material a analizar consiste en una mezcla de sustancias cristalinas, muchas veces es posible identificar cada uno de los componentes de la mezcla, pues la posición e intensidad de los picos no se altera con la mezcla microscópica, aun cuando se encuentre solidificada.

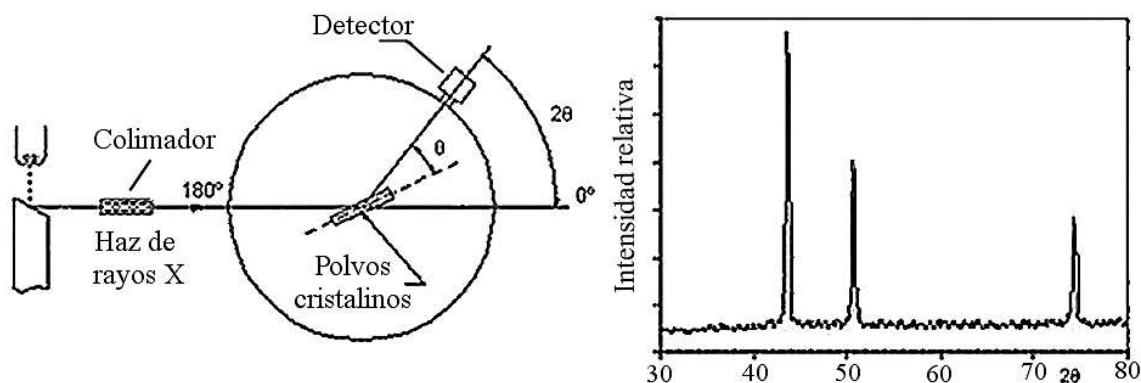


Figura 4.23. Esquema de un difractómetro de rayos x para polvos y ejemplo del patrón que se obtiene. La posición e intensidad relativa de los picos es característica de cada sustancia

Capítulo 5

Polarización de la luz

5.1 Luz polarizada linealmente

5.2 Formas de obtener luz polarizada

Polarización por reflexión

Polarización por absorción selectiva. Láminas polaroides.

Polarización por birrefringencia

Prisma de Nicol

5.3 Sistema polarizador-analizador. Ley de Malus

Aplicaciones

5.4 Luz polarizada circularmente

Aplicaciones

5.5 Actividad óptica

Sustancias ópticamente activas

Capítulo 5

Polarización de la luz

5.1 Luz polarizada linealmente

La luz proveniente del sol o de cualquier otra luminaria convencional es *no polarizada*. Significa que si, colocados de frente a la fuente de luz fuéramos capaces de ver el vector intensidad de campo eléctrico a lo largo de una dirección determinada, obtendríamos algo similar a lo representado en la figura 5.1.

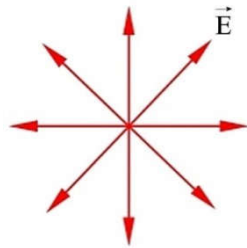


Figura 5.1. Luz no polarizada.

En realidad, habría infinitos vectores del mismo valor apuntando en cada posible dirección, oscilando con frecuencias del orden de 10^{15} Hz.

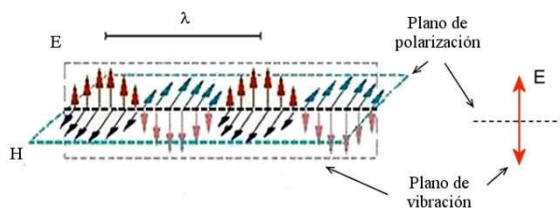


Figura 5.2. Luz monocromática y polarizada en un plano. El plano de polarización es $\perp$ al de vibración

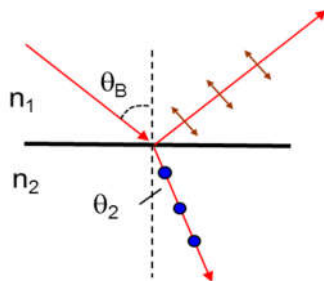


Figura 5.3. Ángulo de Brewster.

Por el contrario, si se logra obtener luz donde el vector intensidad de campo vibre siempre en una sola dirección, decimos que la luz está *polarizada en un plano* (Fig.5.2). También es posible la existencia de la luz *parcialmente polarizada*, en la que el vector intensidad de campo tiene un valor mayor en determinada dirección, pero no se anula por completo en la dirección perpendicular.

5.2 Formas de obtener luz polarizada

a) Polarización por reflexión

Cuando la luz se refleja o se refracta en cualquier superficie, se polariza en mayor o menor grado. El grado de polarización depende del ángulo de incidencia. Se ha encontrado que existe un cierto ángulo de incidencia θ_B donde tanto la luz reflejada como la refractada están polarizadas por completo. Ese ángulo se denomina *ángulo de Brewster*. Es posible demostrar que en ángulo de Brewster viene dado por la expresión

$$\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1},$$

donde n_1 es el índice de refracción del medio de donde proviene la luz. También se demuestra que cuando el ángulo de incidencia es igual al ángulo de Brewster, para el rayo refractado se cumple que $\theta_B + \theta_2 = 90^\circ$.

b) Polarización por absorción selectiva. Láminas polaroides.

Los cristales de sulfato de iodo-quinina poseen *anisotropía cristalina*. Significa que sus propiedades ópticas son diferentes en dependencia de la dirección de propagación relativa a sus ejes cristalográficos. Estos

cristales absorben la luz de forma selectiva, en dependencia de la dirección del vector intensidad de campo E respecto a esos ejes. El fenómeno se conoce como *dicroísmo*.

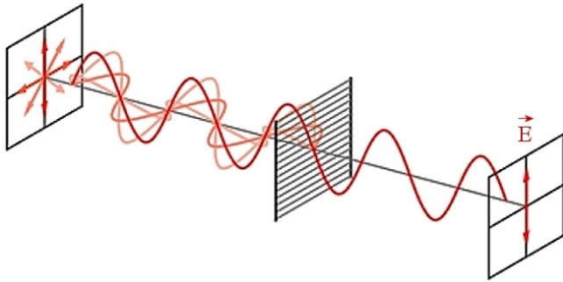


Figura 5.4. Polarización de la luz al atravesar una lámina polaroide

Las láminas polaroides se construyen de algún tipo de plástico transparente, con la adición de microcristales de sulfato de iodo-quinina. Los cristales se someten a un proceso de orientación por estiramiento, de manera tal que todos quedan alineados en la misma dirección. Así, al atravesar una lámina polaroide, la luz es absorbida con mayor intensidad a lo largo de determinadas direcciones, y la fracción que logra atravesar la lámina queda polarizada en un plano. La dirección de la lámina a la cual el vector E sale paralelo se denomina *eje óptico* de la lámina (figura 5.4).

c) Polarización por birrefringencia

Muchos sólidos cristalinos poseen diferentes propiedades físicas a lo largo de diferentes direcciones. En el esquema del sólido cristalino representado en la figura 5.5, no es lo mismo “moverse” a lo largo de la dirección (1) que a lo largo de (2). Las distancias entre planos atómicos y átomos iguales no son las mismas; tampoco lo es la interacción entre átomos vecinos.

La birrefringencia consiste en que, en algunos cristales y en determinadas condicio-

nes, la anisotropía cristalina da lugar a que un solo rayo incidente origine dos rayos refractados; el ordinario y el extraordinario (figura 5.6).

Las propiedades de estos rayos son las siguientes:

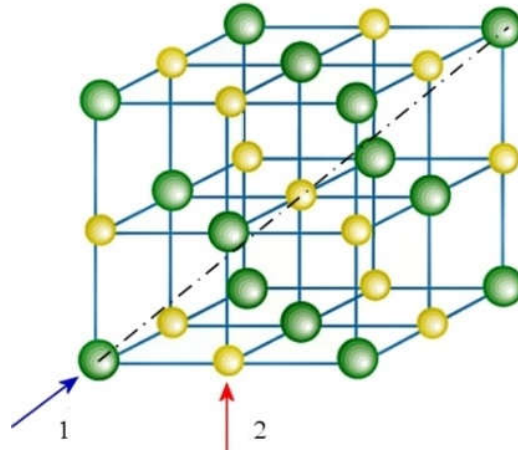


Figura 5.5. Anisotropía cristalina

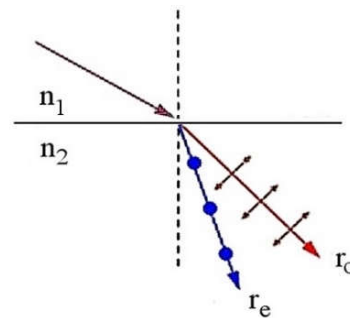


Figura 5.6. Birrefringencia

- El rayo ordinario (r_o) cumple la ley de Snell.
- El rayo extraordinario (r_e) no cumple la ley de Snell (ni siquiera está en el mismo plano que los otros dos).
- Ambos rayos están polarizados en direcciones perpendiculares y tienen diferente velocidad de propagación ($n_o \neq n_e$).
- En general, el índice de refracción extraordinario n_e depende de la dirección. El

valor de n_e que difiere más de n_o es el *índice principal* de refracción del rayo extraordinario.

- Algunos cristales necesitan tres índices de refracción para poder describir su comportamiento. La figura 5.7 muestra un cristal birrefringente, y en la tabla 5.1 aparecen los índices de refracción ordinario y extraordinario principal de algunas sustancias.



Figura 5.7. Monocristal de calcita (CaCO_3) donde se observan dos imágenes de las letras subyacentes, la ordinaria y la extraordinaria.

TABLA 5.1 INDICES DE REFRACCIÓN DE SUSTANCIAS BIRREFRINGENTES		
Sustancia	n_o	n_e
Hielo	1.309	1.313
Cuarzo	1.544	1.543
Calcita (CaCO_3)	1.658	1.486

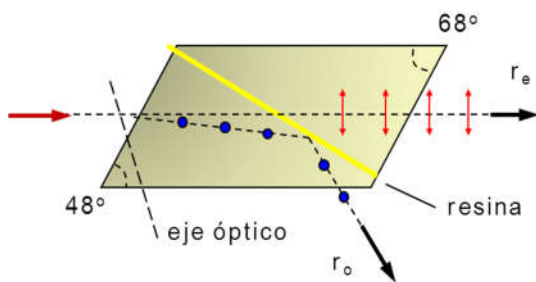


Figura 5.8. Prisma de Nicol.

Prisma de Nicol

Se construye uniendo dos prismas de calcita monocristalina con goma de resina de abeto

balsámico (bálsamo del Canadá) que posee un alto índice de refracción ($n = 1.55$) y garantiza la reflexión total del rayo ordinario. Este prisma obtiene luz polarizada de gran intensidad, pues escogiendo los ángulos de manera adecuada se logra separar por completo los rayos ordinario y extraordinario como se muestra en la figura 5.8. El eje óptico del cristal es aquel que, cuando la luz viaja en esa dirección, no se polariza.

5.3 Sistema polarizador/analizador. Ley de Malus

Considere un dispositivo polarizador – analizador como el que se muestra en la figura 5.9, construido con dos nicoles o con dos láminas polaroides.

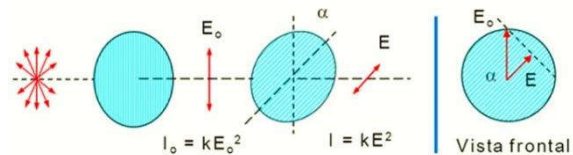


Figura 5.9. Sistema polarizador-analizador.

Interesa calcular la relación entre las intensidades antes y después de pasar el analizador. Para ello se considera que la lámina polaroide sólo deja pasar la componente de E_o que se encuentra a lo largo del eje óptico. Por tanto, de la figura de la derecha se ve que

$$E = E_o \cos \alpha.$$

Como la intensidad es proporcional al cuadrado de la intensidad de campo, como se vio antes:

$$I = kE^2 = kE_o^2 \cos^2 \alpha.$$

Sustituyendo $I_o = kE_o^2$ se llega finalmente a la *ley de Malus*:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha.$$

Aplicaciones. Los sistemas polarizadores/analizadores se usan en diversas técnicas de análisis como, por ejemplo, en la determinación de tensiones en prototipos de piezas transparentes (fotoelasticidad). Para eso la pieza a analizar se coloca en el interior de un dispositivo como el de la figura 5.10.

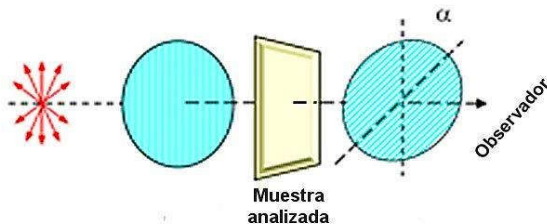


Figura 5.10. Dispositivo para el análisis de tensiones.

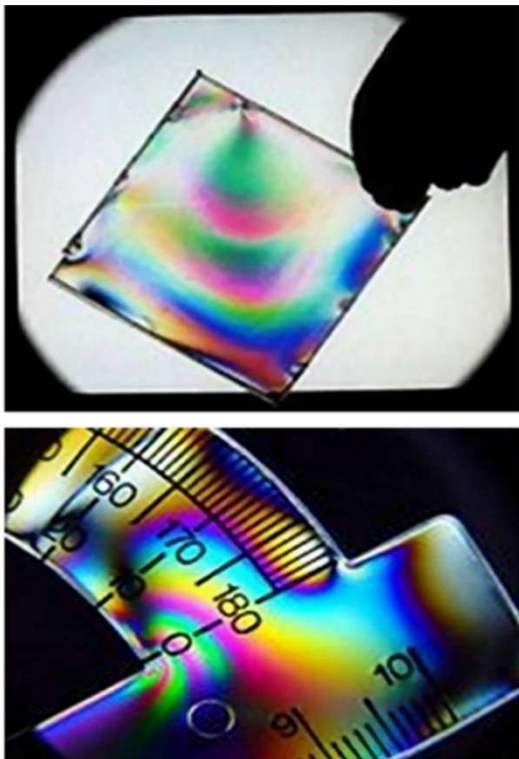


Figura 5.11. Análisis de tensiones por fotoelasticidad.

Las regiones con diferente tensión interac-

cionan de forma diferente con la luz polarizada y aparecen coloreadas (figura 5.11).

Algunos insectos como las abejas son capaces de percibir la luz polarizada como método de orientación, pues la polarización lineal al observar el cielo es siempre perpendicular a la dirección del sol. También se ha observado sensibilidad a la polarización en especies de pulpo, calamar, sepia y mantis. El cambio en la coloración de la piel de la sepia se usa como medio de comunicación, polarizando la luz reflejada. La mantis religiosa es conocida por tener un tejido reflexivo selectivo que polariza la luz.

El ojo humano es algo sensible a la polarización. La luz polarizada crea una imagen o figura muy débil el centro del campo visual en forma de una línea o barra amarillenta horizontal, (el cepillo de Haidinger) del tamaño del pulgar a la distancia del brazo extendido delante del ojo. Resulta difícil de ver, pero se ha reportado que con la práctica se logra visualizarla a simple vista. La dirección de polarización es $\perp$ a la línea o barra observada.

En la región de frecuencias fuera del espectro visible, todas las antenas transmisoras y receptoras de radiofrecuencias usan la polarización, en especial las ondas de radar. La mayoría de las antenas irradian ondas polarizadas, ya sea con polarización horizontal, vertical o circular. La polarización vertical es usada con más frecuencia cuando se desea irradiar una señal de radio en todas las direcciones, como en las bases de telefonía móvil o las ondas de radio AM. Lo normal en la televisión es la polarización horizontal. La alternancia entre polarización

vertical y horizontal se utiliza en la comunicación por satélite (incluyendo satélites de televisión) para reducir la interferencia entre señales que tienen un mismo rango de frecuencias.

5.4 Luz polarizada circularmente

En determinadas condiciones es posible obtener un rayo de luz donde el vector $\vec{E}$ describe una circunferencia al transcurrir el tiempo (figura 5.12). Esto se logra haciendo pasar luz polarizada por un cristal birrefringente como la calcita o la mica, tallado de forma que el eje óptico es paralelo a la superficie de refracción (figura 5.13).

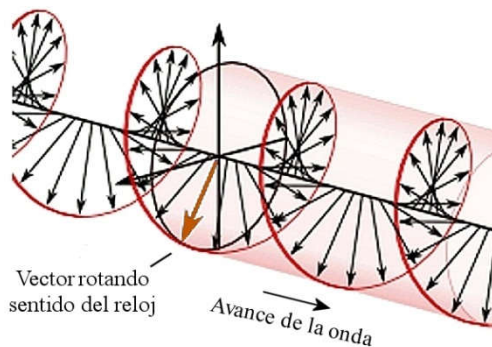


Figura 5.12. Luz polarizada circularmente

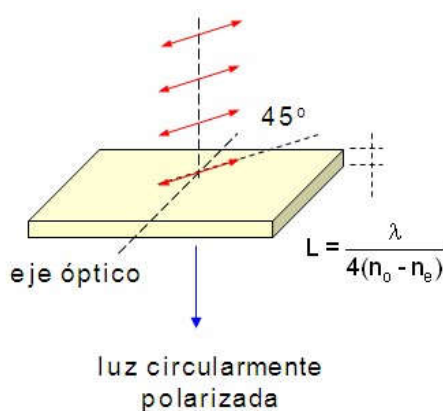


Figura 5.13. Lámina de $\lambda/4$

En esas condiciones el rayo ordinario y el extraordinario no cambian de dirección, pero tienen diferentes velocidades de pro-

pagación $v_p = c/n$. La fase de uno se retrasa respecto al otro por un valor

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_o - n_e),$$

donde L es el espesor del cristal. Escogiendo $\Delta\phi = m\pi$ con m impar, los planos de vibración de los rayos formarán un ángulo de $\pi/2$ a la salida del cristal. Si m es par, vuelve a salir una onda polarizada en un plano. Para otros valores, se obtiene polarización elíptica.

Si el haz incidente forma un ángulo de 45° con eje óptico, se obtiene luz con polarización circular. El mínimo espesor necesario para transformar la luz polarizada en un plano en circularmente polarizada se obtiene haciendo $\Delta\phi = \pi/2$ en la expresión anterior.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_o - n_e) = \frac{\pi}{2}$$

$$L = \frac{\lambda}{4(n_o - n_e)}.$$

Es por eso que estas láminas se designan como *de un cuarto de onda* ($\lambda/4$), aunque ese no es exactamente su espesor. Por ejemplo, para la calcita iluminada con luz amarilla de 590 nm, $n_o - n_e = 0.172$, que al sustituir en la ecuación anterior proporciona $L = 8.6 \cdot 10^{-5}$ cm.

Se ve con facilidad que la composición de estos dos rayos proporciona un vector que describe una circunferencia. Con este fin, analicemos cuáles son las componentes de un vector que rota con velocidad angular constante ω alrededor de un eje fijo (figura 5.14).

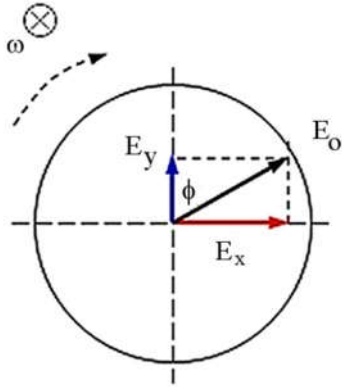


Figura 5.14. Rayo ordinario y extraordinario perpendiculares entre sí, con diferencia de fase de $\pi/2$.

Se considera que $\phi = (kr - \omega t)$, donde r es la distancia a lo largo de la dirección de propagación, constante en un punto determinado. Entonces,

$$E_x = E_0 \sin(kr - \omega t)$$

$$E_y = E_0 \cos(kr - \omega t).$$

Sustituyendo $\cos\theta = \sin(\theta + \pi/2)$,

$$E_x = E_0 \sin(kr - \omega t)$$

$$E_y = E_0 \sin(kr - \omega t + \pi/2).$$

Estas ecuaciones representan dos ondas polarizadas en un plano que se propagan en dirección perpendicular al plano del papel, con igual amplitud, perpendiculares entre sí, y con diferencia de fase de $\pi/2$, como se había señalado antes.



Figura 5.15. *Cetonia aurata* o escarabajo de la rosa.

Aplicaciones. La polarización circular se puede encontrar en la naturaleza. La luz reflejada por el escarabajo de la rosa (*cetonia aurata*, fig. 5.15) se compone casi exclusivamente de luz con polarización circular. La polarización lineal y circular también aparecen en frecuencias no ópticas; por ejemplo, se usan antenas helicoidales para recibir señales de radio con polarización circular, que resultan favorables para ciertas comunicaciones por satélite (figura 5.16).



Figura 5.16. Antena helicoidal para ondas de radio con polarización circular.

La polarización circular también se usa como modelo para explicar la actividad óptica de algunas sustancias, como se describe en la sección siguiente.

5.5 Actividad óptica.

Sustancias ópticamente activas; polarímetros

Son aquellas que hacen rotar el plano de polarización de la luz que las atraviesa. Pueden ser sólidas como el cuarzo o líqui-

das como el alcohol amílico y las disoluciones de ácido tartárico, glucosa, sacarosa y levulosa. El instrumento tradicional utilizado para medir la rotación específica de las disoluciones es el polarímetro. Su uso más extendido es como instrumento para medir concentraciones desconocidas a par-

tir de patrones calibrados.

Hoy día existen versiones digitales más modernas (figura 5.17 y 5.18). En los sólidos se encuentra una dependencia lineal del ángulo rotado, $\theta = \alpha L$, donde L es el espesor de la muestra.

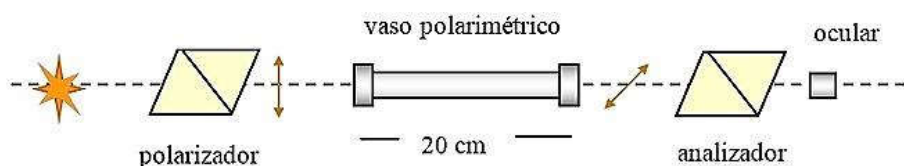


Figura 5.17. Esquema de un polarímetro.

En los líquidos la dependencia es del tipo

$$\theta = \frac{\alpha LC}{100},$$

donde C es la concentración, por lo general expresada en gramos por 100 ml.

El coeficiente α se denomina *rotación específica* de la sustancia en cuestión y depende de la longitud de onda de la fuente de luz empleada y de la temperatura. Por esta razón es usual que los valores que aparecen tabulados en los manuales se reporten a 20°C con luz de sodio de 589 nm. Las lámparas de sodio son de uso muy extendido en el trabajo de laboratorio.



Figura 5.18. Polarímetro digital comercial.

léculas de dos tipos o clases, donde una de ellas es la imagen especular de la otra (figura 5.19). Tienen las mismas propiedades físicas con la excepción de que unas hacen rotar el plano de polarización a la izquierda cuando son atravesadas por la luz (levógiras) mientras que las otras la hacen rotar a la derecha (dextrógiras). En las disoluciones la actividad óptica depende del arreglo espacial de los átomos en las moléculas de la sustancia disuelta.

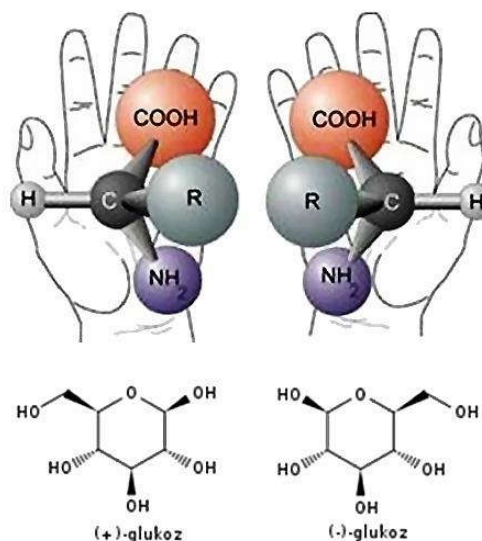


Figura 5.19. Ejemplos de enantiómeros. Arr: aminoácido; Ab: glucosa.

Enantiómeros o isómeros ópticos. Son mo-

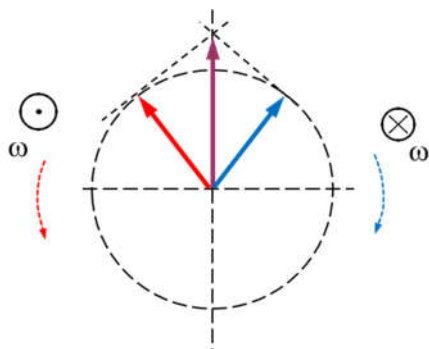


Figura 5.20. Modelo para la interpretación de la actividad óptica. La suma de los vectores $\vec{E}$ rotando en sentido contrario crea un único vector que vibra en la vertical.

Estas moléculas, que no tienen centros o planos de simetría, poseen una simetría particular que hace que la luz circularmente polarizada con diferentes sentidos de rota-

ción atraviese la sustancia a diferente velocidad.

Un modelo útil para explicar la actividad óptica es considerar la luz polarizada en un plano como formada por dos ondas circularmente polarizadas que rotan en sentido contrario con igual amplitud y ω (figura 5.20). Si la componente que rota a la izquierda se encuentra con una distribución atómica ordenada en forma diferente de la que rota a la derecha, se puede adelantar o retrasar con respecto a la otra, con la consiguiente rotación del plano de polarización en uno u otro sentido tras atravesar la muestra.

Óptica corpuscular

Capítulo 6

6.1 Análisis espectral

6.2 Radiación del cuerpo negro (CN)

6.3 Ley de Kirchhoff de la radiación

6.4 Espectro de frecuencias del cuerpo negro

6.5 Equilibrio de la radiación solar-terrestre

Efecto invernadero

6.6 Modelos sobre la radiación del cuerpo negro

Modelo clásico

Modelo cuántico de Planck

6.7 Efecto fotoeléctrico

6.8 Teoría de los fotones (Einstein)

6.9 Cantidad de movimiento de la radiación. Presión de la luz

Capítulo 6

Óptica corpuscular

Como se expresó en el capítulo 1, la óptica corpuscular se refiere al estudio de propiedades que no pueden ser explicadas sobre la base del modelo ondulatorio de la luz; ejemplos son la radiación del cuerpo negro, el efecto fotoeléctrico y el efecto Compton, que se describen en detalle en las secciones siguientes.

6.1 Análisis espectral

En la óptica, el análisis espectral se refiere al estudio de la luz que atraviesa las sustancias transparentes o semi-transparentes, o que es emitida por ellas al ser excitadas por

algún agente, como puede ser la alta temperatura o una corriente eléctrica. (También existen otros tipos de espectros como, por ej., la espectrometría de masa o la espectrometría Raman).

La figura 6.1 muestra un esquema idealizado de los espectros de absorción y de emisión que se obtienen al hacer pasar luz blanca por una muestra gaseosa, así como el resultado de graficar la intensidad de la radiación en función de su longitud de onda. En un caso se observan líneas oscuras sobre un fondo claro, superpuestas al espectro continuo de la luz blanca; en el otro, líneas más brillantes sobre un fondo oscuro, lo que se refleja en ‘picos’ en el gráfico de I vs. λ .

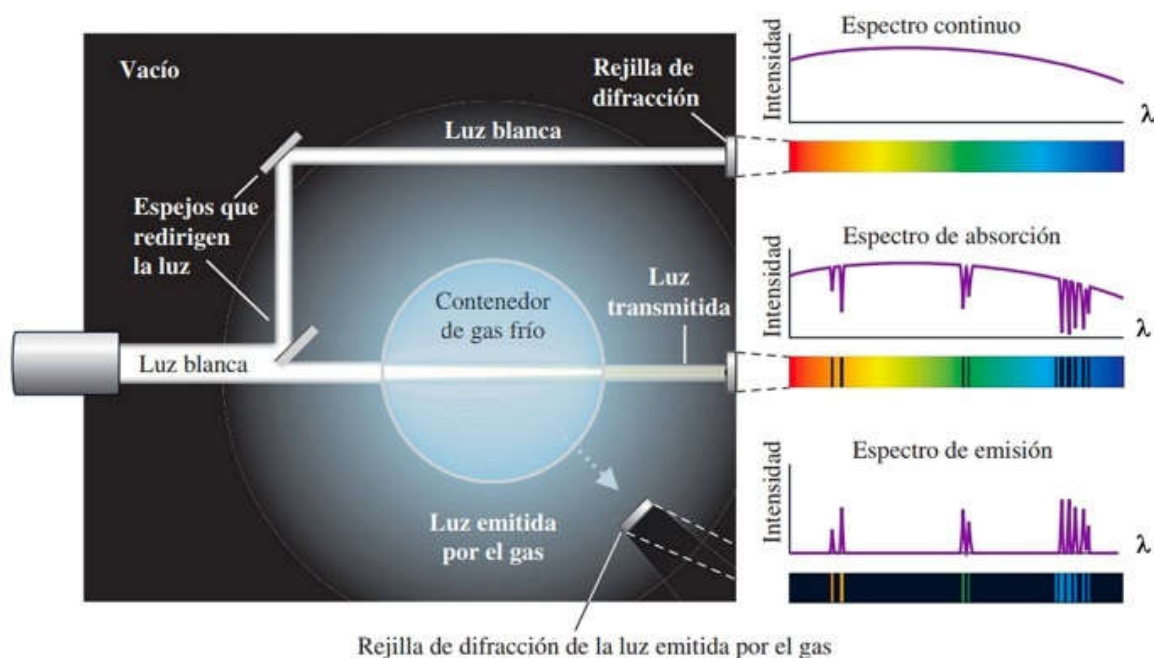


Figura 6.1. Esquema idealizado de la obtención de espectros de absorción y de emisión usando redes de difracción para dispersar el haz, junto a sus principales características.

Los equipos comerciales poseen sistemas de lentes y otros accesorios para enfocar la imagen. Los sistemas más modernos están informatizados y proyectan el espectro en

una pantalla.

Los *espectros de absorción* como el que se muestra en parte central de la figura 6.1 se usan para caracterizar líquidos y gases que

son atravesados por la luz con facilidad. En el caso de sólidos opacos, se utilizan los *espectros de emisión*. En ese caso el sólido se calienta a alta temperatura utilizando una chispa eléctrica en un electrodo inerte, por lo general de grafito, con una pequeña cavidad donde se coloca la muestra (Figura 6.2). La luz emitida se analiza directamente para obtener el espectro. Otra forma de obtener espectros es haciendo pasar una corriente eléctrica por un gas enrarecido, de manera tal que el gas emita luz para obtener su espectro.

Los espectros de emisión como los que se muestran en la figura 6.3 están formados por varias líneas separadas por zonas oscuras, donde no llega luz. Cada línea corresponde a una longitud de onda determinada.

Cada elemento químico tiene su espectro característico, que permite identificar la composición atómica de una sustancia desconocida mediante comparación. La técnica se denomina *espectroscopia de emisión*.

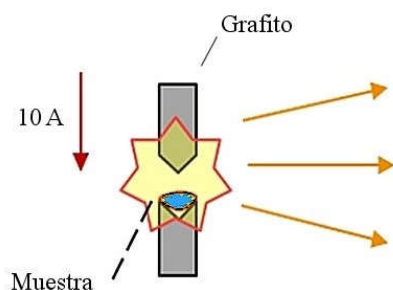


Figura 6.2. Electrodo de grafito.

Los *espectros de líneas* son característicos de átomos aislados. Están asociados a los saltos electrónicos en las capas más externas de los átomos. Además de los espectros de líneas también es posible obtener espectros *de bandas* y espectros *continuos*.

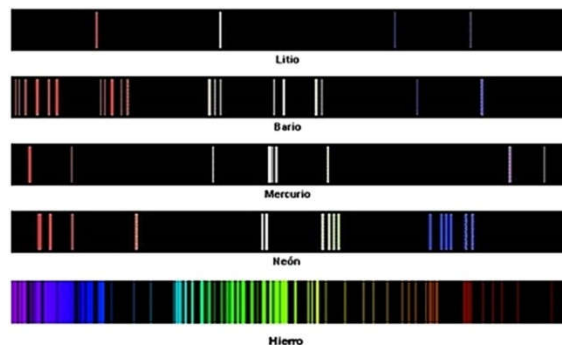


Figura 6.3. Espectros de líneas (emisión atómica).

Los espectros de bandas son característicos de moléculas aisladas, tanto en fase gaseosa como en disolución. Presentan bandas aisladas separadas por regiones de oscuridad. Las bandas no son continuas, sino que están formadas por líneas muy juntas que pueden resolverse por espectroscopía de alta resolución. Los espectros de bandas están asociados a las rotaciones y vibraciones de las moléculas, que se excitan al absorber la radiación electromagnética en la región infrarroja del espectro.

Se obtiene un espectro continuo cuando un sólido se calienta hasta la incandescencia (por ej. el filamento de una lámpara produce un espectro continuo). No obstante, a pesar de ser continuo, la distribución de intensidades por lo general varía de una fuente a otra. Los espectros continuos se originan por la interacción interatómica causada por la alta temperatura, que origina radiación en un intervalo muy amplio de frecuencias.

6.2 Radiación del cuerpo negro (CN)

Cuando la temperatura de un metal o de una cerámica se eleva por encima de los 800 °C comienza a emitir luz visible. A temperaturas por debajo de los 800 °C los cuerpos también emite radiación, pero infrarroja, no

visible (ver figura 6.4).

En general, cada material emite un conjunto de frecuencias o *espectro de radiación* característico que depende de la temperatura. Con el fin de encontrar un patrón que sirviera para comparar la radiación proveniente de diferentes cuerpos, se introdujo el concepto de *cuerpo negro*. Un ejemplo típico de cuerpo negro es una cavidad cerrada con un pequeño orificio, con sus paredes

interiores ennegrecidas utilizando negro de humo (figura 6.5).

Un cuerpo negro es un cuerpo imaginario capaz de absorber toda la radiación incidente.

El orificio se comporta entonces como un cuerpo negro. El rayo de luz que entra por el orificio no vuelve a salir. La pupila humana se comporta en gran medida como un cuerpo negro.

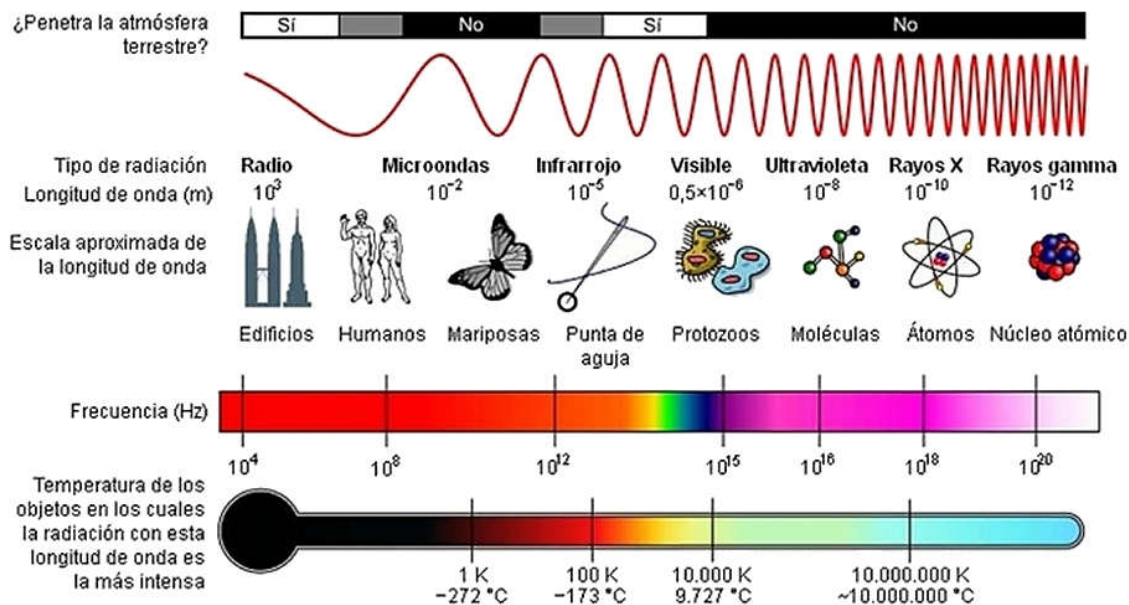


Figura 6.4. Comportamiento de la radiación a diferentes frecuencias

La *absorbancia* A_λ de un cuerpo cualquiera, también conocida como *poder absorbente* o *capacidad de absorción* se define por la relación

$$A_\lambda = \frac{I_{\text{abs}}}{I_{\text{inc}}},$$

donde I_{abs} e I_{inc} representan la radiación absorbida y la radiación incidente sobre el cuerpo, respectivamente.

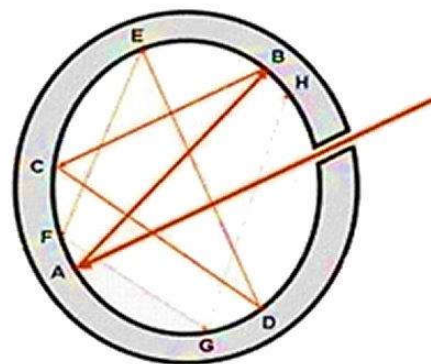


Figura 6.5. Cuerpo negro.

La diferencia $I_{\text{inc}} - I_{\text{abs}}$ es la radiación *reflejada* por el cuerpo I_{ref} . Note que para el cuerpo negro $I_{\text{abs}} = I_{\text{inc}}$ y $A_\lambda = 1$.

En la tabla 6.1 se muestran algunos valores de A_λ para diferentes sustancias.

TABLA 6.1	
Sustancia	$A_\lambda(\text{promedio})$
Al	0.1
Cu	0.5
H ₂ O	0.67
Cuerpo negro	1

La *radiancia espectral* R_λ , (poder emisivo, capacidad de radiación) de un cuerpo se define como la intensidad radiada por unidad de longitud de onda

$$R_\lambda = \frac{I_r}{\Delta\lambda},$$

donde la intensidad I_r mantiene el significado analizado en capítulos anteriores: energía por unidad de área por unidad de tiempo.

6.3 Ley de Kirchhoff de la radiación

En realidad, son dos leyes establecidas en 1859 por Gustav Robert Kirchhoff que determinan la relación entre la radiancia R_λ y la absorbancia A_λ en todos los cuerpos a una temperatura dada, pero que se pueden resumir en un solo enunciado:

En el equilibrio térmico a una temperatura determinada, la relación R_λ/A_λ es la misma para todos los cuerpos, y es igual a la radiancia espectral del cuerpo negro.

En forma analítica:

$$\frac{R_{\lambda 1}}{A_{\lambda 1}} = \frac{R_{\lambda 2}}{A_{\lambda 2}} = \frac{R_{\lambda 3}}{A_{\lambda 3}} = \dots = R_{\lambda \text{CN}}.$$

De esta ley se deduce que:

- Un buen absorbente es un buen emisor y viceversa. Por el contrario, un buen reflector (A_λ pequeño) es un mal emisor.
- El cuerpo negro es el mejor emisor, pues no refleja radiación alguna.
- Otras consecuencias son:
 - Si para determinada longitud de onda $A_\lambda=0$, también será $R_\lambda=0$. Si un cuerpo no absorbe determinada λ a una temperatura dada, tampoco es capaz de emitirla (aunque emita otras).
 - Desde el punto de vista experimental, es difícil medir R_λ , mientras que A_λ se mide con mayor facilidad. Conocida A_λ y la distribución de la radiación del cuerpo negro, de arriba se ve que para cualquier cuerpo, $R_\lambda = R_{\lambda \text{CN}} A_\lambda$. De ahí la importancia de estudiar la radiación del cuerpo negro.

6.4. Espectro de frecuencias del cuerpo negro

Desde el punto de vista experimental, es posible analizar la radiación que sale por un pequeño orificio practicado en un horno a altas temperaturas (figura 6.6).

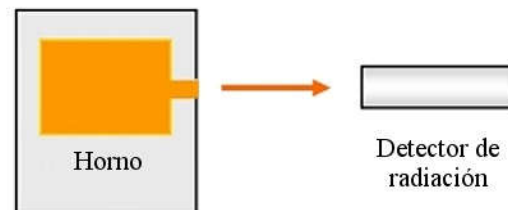


Figura 6.6. Montaje experimental para estudiar la radiación del cuerpo negro.

Ese radiador posee todas las características

de un cuerpo negro, y de ahí puede obtenerse el espectro de frecuencias correspondiente. En la región visible se puede usar como detector una celda fotovoltaica, pero la detección se debe ajustar a los diferentes tipos de radiación, desde el UV hasta el IR. Al ser excitada por la radiación, la celda fotovoltaica genera una corriente eléctrica que se puede medir con precisión.

Cuando se lleva a cabo el experimento, las curvas que se obtienen para la emitancia radiante por unidad de λ (R_λ), en función de λ a diferentes temperaturas, son similares a las de la figura 6.7, donde abajo aparece resaltada la región visible del espectro.

Note que a la temperatura de 3500 K y menores la mayor parte de la radiación, incluyendo el máximo en el rojo, $\lambda \cong 800$ nm, se encuentra en la región IR del espectro, mientras que la contribución de la región UV a la intensidad total es mínima.

Al aumentar la temperatura el máximo se corre hacia los tonos amarillos y la contribución en la región UV aumenta de manera notable.

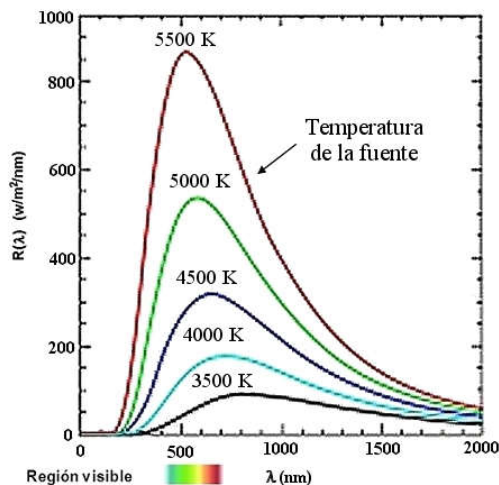


Figura 6.7. Resultados experimentales.

A partir de esta curva, la intensidad de la radiación emitida en un intervalo estrecho de longitudes de onda $\Delta\lambda$ se expresa como

$$M_{\Delta\lambda} = R_\lambda \Delta\lambda,$$

y en un intervalo finito λ_1, λ_2 :

$$M = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda d\lambda.$$

En el Sistema Internacional de Unidades la intensidad total M , calculada en watt/m^2 , se denomina *emitancia radiante*. Se obtiene integrando para todas las longitudes de onda, en el intervalo $(0, \infty)$.

Leyes de Wien y Stephan-Boltzmann

El espectro del cuerpo negro también cumple las siguientes leyes, determinadas a partir de la evidencia experimental:

Ley de Stephan – Boltzmann, referente a la intensidad total radiada:

$$M(\text{total}) = \sigma T^4,$$

donde T está en Kelvin, y

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ w/m}^2\text{K}^4$$

es la constante de Stephan – Boltzmann

Ley de Wien, referente a la longitud de onda del máximo de radiación emitida:

$$\lambda_m T = b.$$

Aquí b es la constante de Wien:

$$b = 0.29 \times 10^{-2} \text{ mK}.$$

Según la ley de Wien, el máximo de la radiación se desplaza hacia las λ menores cuando la temperatura aumenta (figura 6.8). Este efecto se puede observar en la práctica cuando se calienta un metal; la tonalidad va pasando sucesivamente del rojo oscuro a un

rojo brillante, después al naranja, al amarillo, etc. La llama azul de la soldadura autógena corresponde a una temperatura muy alta.

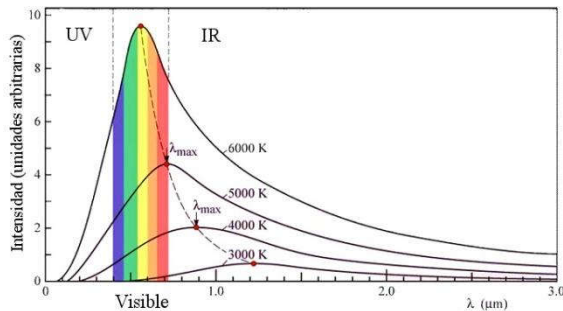


Figura 6.8. Ley de Wien: los máximos del espectro de radiación se desplazan a la derecha de acuerdo a $\lambda_m T = \text{constante}$.

6.5. Equilibrio de la radiación solar-terrestre

En la figura 6.9 el espectro en la parte superior izquierda representa la radiación solar, considerando al sol como un cuerpo negro (T en la superficie 6000 K), con su máximo en el IR cercano.

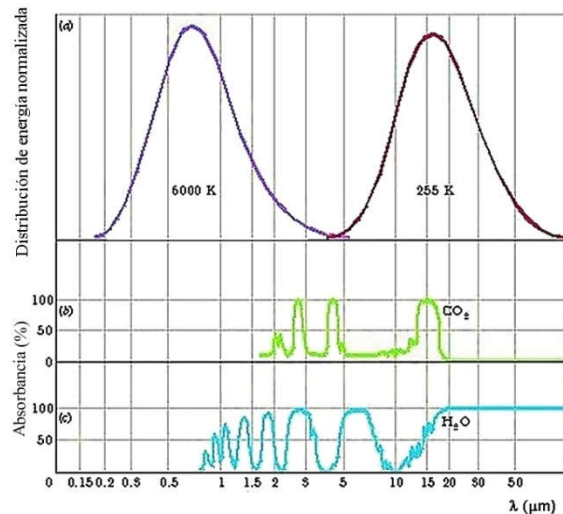


Figura 6.9. Emisión solar y terrestre. Abajo, bandas de absorción del vapor de agua y del CO_2 atmosféricos

El espectro visible se encuentra en la región

$\lambda < 0.7 \mu\text{m}$. La curva a la derecha representa la radiación terrestre a la temperatura media en la superficie de la tierra (255 K, unos 18°C) con su máximo en el IR lejano ($\approx 15 \mu\text{m}$).

Para que se mantenga el equilibrio y la temperatura promedio en la superficie del planeta no varíe, la radiancia total (el área bajo la curva) debe ser la misma en ambos casos.

En la parte inferior aparecen los espectros de absorción del vapor de agua y del CO_2 en la atmósfera, en la misma escala de longitudes de onda. Note que el intervalo de frecuencias de la radiación solar coincide poco con la región de absorción del agua y muy poco con la del CO_2 , mientras que la coincidencia es mucho mayor para la radiación emitida por la superficie terrestre. En este último caso se absorbe una fracción más significativa de la radiación.

Efecto invernadero. El efecto invernadero es un término aplicado al papel que desempeña la atmósfera en el calentamiento de la superficie terrestre. La atmósfera es muy transparente a la radiación solar, que es absorbida por la superficie de la Tierra. Gran parte de esta radiación se vuelve a emitir hacia el espacio exterior, con su máximo en la región infrarroja y con una distribución acorde a la del espectro de radiación del cuerpo negro a la temperatura ambiente. El balance entre la radiación absorbida y la emitida determina la temperatura de la superficie del planeta.

Parte de la radiación emitida es reflejada de vuelta por gases como el dióxido de carbono, el metano, el óxido nitroso, los halocarbonos y el ozono, presentes en la atmós-

fera. Cuando la concentración de estos gases aumenta, la fracción reflejada también aumenta, causando un calentamiento adicional de la superficie terrestre.

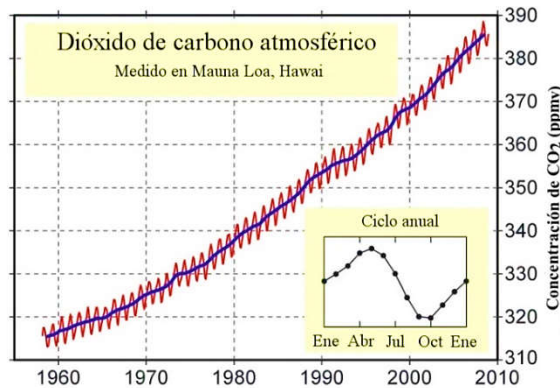


Figura 6.10. Concentración de CO_2 en la atmósfera (curva Keeling)

Este efecto es la base de las teorías relacionadas con el calentamiento global, ya que el contenido en dióxido de carbono de la atmósfera ha venido aumentando un 0.4% cada año como consecuencia del uso de combustibles fósiles como el petróleo, el gas y el carbón. La destrucción de bosques tropicales por el método de cortar y quemar también ha sido un factor relevante que ha influido en el ciclo del carbono. La figura 6.10 muestra el incremento de la concentración de CO_2 en la atmósfera desde 1958 hasta 2012 (curva Keeling). La 6.11 el comportamiento de la temperatura promedio del planeta en los últimos 200 años.

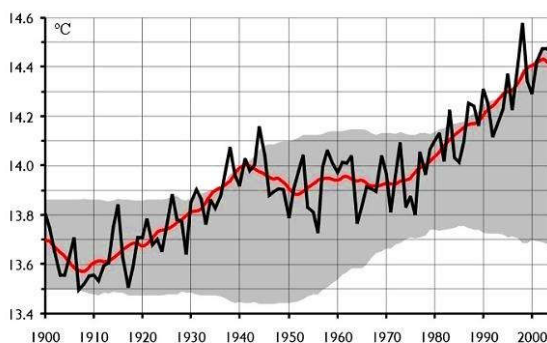


Figura 6.11. Temperatura media de la Tierra a partir de 1900. En años anteriores se nota un crecimiento sostenido a partir del surgimiento de la máquina de vapor y el auge de la revolución industrial (años 1800).

El metano CH_4 es también un gas de invernadero, incluso con mayor potencialidad que el CO_2 . Su impacto a corto y mediano plazo en el efecto invernadero es 23 veces superior. Sin embargo, aunque la generación de gas metano se ha incrementado desde 1960, su índice de crecimiento global se ha ido reduciendo lentamente, y su proporción en la atmósfera hace que sea responsable del efecto invernadero en un porcentaje bastante menor que el CO_2 . Los mayores productores de metano son los humedales (terrenos inundados de agua en forma permanente o semi-permanente: ciénagas, esteros, marismas, pantanos, turberas, y arrozales), la producción de energía y los gases de la digestión de la ganadería bovina.

También influyen en el efecto invernadero el óxido nitroso N_2O y los clorofluorocarbonos (CFC), pero en proporción mucho menor.

6.6 Modelos sobre la radiación del CN

Modelo clásico. Los primeros modelos que intentaban explicar el espectro de radiación del cuerpo negro consideraban dipolos atómicos oscilantes como el de la figura 6.12.

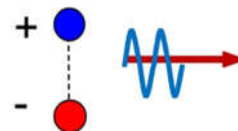


Figura 6.12. Dipolo atómico oscilante.

Las cargas aceleradas radian energía, y un dipolo oscilante está acelerado cuando

cambia la dirección de su velocidad. Se consideraba que esos dipolos podían radiar energía oscilando a diferentes frecuencias, de manera similar a lo que ocurre cuando se generan ondas de radio en una antena. En principio, dependiendo de la amplitud de la oscilación, serían capaces de emitir radiación en un amplio intervalo de energías.

Sin embargo, el desarrollo matemático de estas ideas proporcionaba una dependencia de I_r en función de λ similar a la que aparece en la figura 6.13 en el extremo derecho.

Los modelos pronosticaban que para las altas frecuencias la intensidad de la radiación debía aumentar de forma indefinida, en contra de lo observado en la práctica, donde $I_r = 0$ por debajo de determinada frecuencia. Históricamente, la situación se conoce como la “catástrofe del ultravioleta”. No había forma de ajustar los resultados del modelo teórico con la realidad experimental.

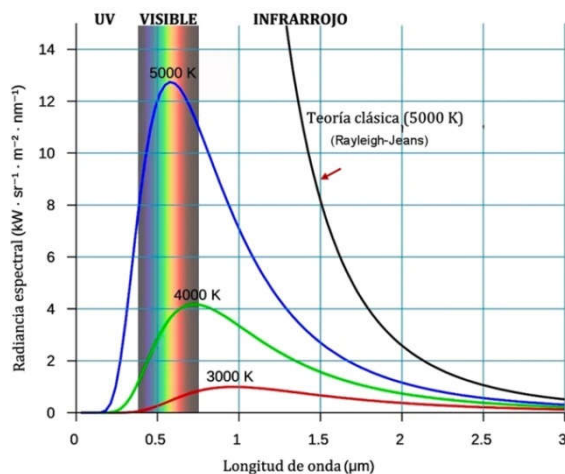


Figura 6.13. Catástrofe del ultravioleta (curva extrema derecha, teoría clásica). Al disminuir λ la teoría se aleja cada vez más de la realidad experimental de las curvas a la izquierda y tiende al infinito.

Modelo cuántico de Planck (1900). En el año 1900, Max Planck elaboró un modelo

con resultados que se ajustaban a la curva experimental con gran precisión, suponiendo que los osciladores no podían vibrar con cualquier energía, sino sólo con energías determinadas.

El modelo de Planck se basa en los postulados siguientes:

- Los osciladores vibran con energías $E = nh\nu$, donde n es entero positivo.
- La energía se radia en cantidades definidas o *cuantos*, de valor $\Delta E = \Delta nh\nu$.
- La menor cantidad de energía que se puede radiar corresponde a $\Delta n=1$; es decir: $\Delta E = h\nu$.

El tratamiento matemático de este modelo condujo a un resultado que se ajustaba con perfección a los resultados experimentales. Para el poder emisivo R_λ a una longitud de onda determinada, este modelo proporciona la expresión

$$R_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{C_2/\lambda T} - 1};$$

donde

$$C_1 = 2\pi hc^2$$

$$C_2 = hc/k$$

$h = 6.625 \times 10^{-34}$ Js (constante de Planck)

c : velocidad de la luz

k : constante de Boltzmann.

La hipótesis de Planck es la primera evidencia que muestra que la energía en el micromundo está cuantificada o *cuantizada*. (*Quantum* = cantidad en latín; plural = *quanta*). Los átomos y moléculas no pueden oscilar alrededor de sus posiciones de equilibrio con cualquier energía, sino sólo con

múltiplos de $h\nu$. Además, tampoco es posible considerar que la energía de la radiación se transmite de forma continua, ya que está formada por “paquetes” o “impulsos” de energía $\Delta nh\nu$. Max Planck obtuvo el premio Nobel de física en 1918 por este descubrimiento.

La interpretación cuántica del micromundo se vio confirmada por otros fenómenos descubiertos más adelante, que sólo se podían explicar asumiendo que la energía y la radiación estaban cuantizadas. Algunos de esos fenómenos son:

- el efecto fotoeléctrico (Einstein, 1905)
- la teoría del átomo (Bohr, 1913)
- el efecto Compton (1923)

6.7 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones por los metales al ser iluminados por radiación con una longitud de onda adecuada (figuras 6.14 y 6.14a).

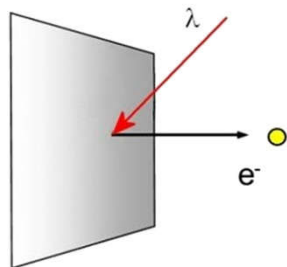


Figura 6.14. Efecto fotoeléctrico. Lo que se observa en el experimento.

Cada metal tiene su intervalo específico de frecuencias o de longitudes de onda donde ocurre el efecto, pues no ocurre a todas las frecuencias.

Para estudiar las particularidades de este fenómeno se usó una celda fotoeléctrica,

cuyo esquema aparece en la figura 6.15. Cuando el cátodo se ilumina con luz de longitud de onda adecuada aparece una corriente eléctrica detectable en el amperímetro A. La celda permite realizar múltiples experimentos; regulando la resistencia variable R_v es posible ajustar la diferencia de potencial en ab y estudiar como varía la corriente para una λ determinada en función de la intensidad de la luz.

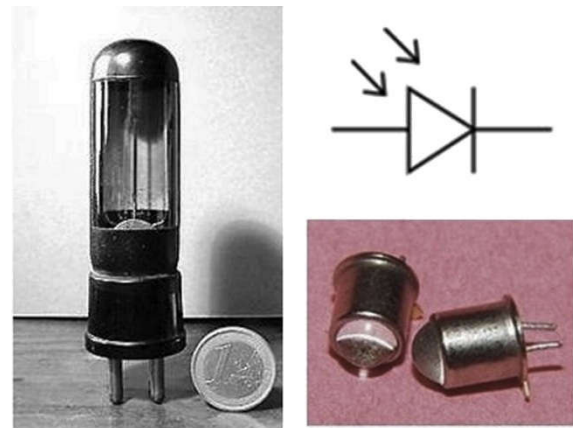


Figura 6.14a. Arriba, esquema de un fotodiodo. Abajo, celda fotoeléctrica de 1940 y fotodiodos semiconductores contemporáneos.

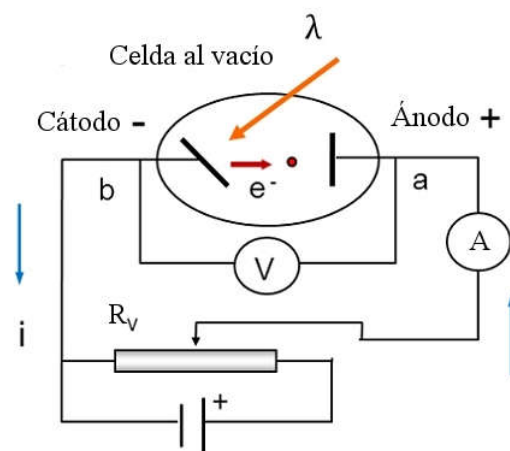


Figura 6.15. Celda fotoeléctrica

Después se cambian las condiciones variando la longitud de onda y se repiten los experimentos colocando diferentes metales

en el cátodo.

Al graficar la corriente i en función de la diferencia de potencial V_{ab} para una intensidad I_0 dada se obtienen curvas como las de la figura 6.16. Notar que aunque la diferencia de potencial sea cero ($V_{ab} = 0$), mientras haya luz sigue pasando una pequeña corriente por el circuito, causada por la emisión de fotoelectrones.

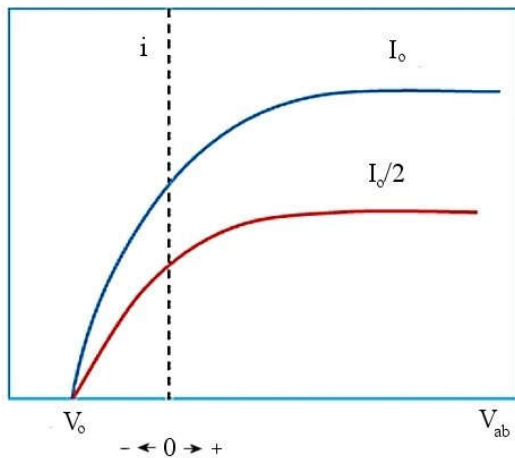


Figura 6.16. Curvas de corriente-potencial i vs. V_{ab} en una celda fotoeléctrica para un metal y λ dados, con la intensidad de la radiación incidente I_0 como parámetro.

Los principales resultados que se derivan de las curvas experimentales son los siguientes:

1er resultado

Para cada metal existe un potencial diferente de interrupción V_0 que corta la corriente, y que no depende de la intensidad I de la luz aplicada al cátodo (figura 6.16). Lo anterior se explica considerando que como la celda está al vacío y no hay pérdidas de energía en el proceso (sistema conservativo), la $E_{\text{cinética}}$ máxima que alcanza un electrón a esa λ no es capaz de vencer la energía potencial electrostática E_p opuesta entre

ánodo y cátodo (figura 6.17).

Como $E_p = q_e V_{ab}$, el valor máximo posible de la energía cinética con que es despedido el electrón desde el cátodo se puede calcular igualando ambas energías: $E_c(\text{máx}) = q_e V_0$.

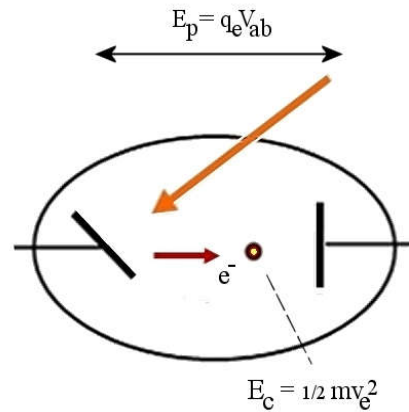


Figura 6.17. Balance energético de los electrones. La polaridad entre ánodo y cátodo está invertida para frenar al electrón.

Que la $E_c(\text{máx})$ no dependa de la intensidad de la luz no está acorde al modelo ondulatorio. Según ese modelo $I = kE^2$, donde E es la intensidad de campo eléctrico; la energía del campo eléctrico por unidad de volumen en el vacío se expresa como

$$\epsilon = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2.$$

Luego, según el modelo ondulatorio, la $E_c(\text{máx})$ debería depender de la intensidad I de acuerdo al siguiente esquema:

Mayor intensidad (I) de la radiación.
 $\downarrow$
 Mayor amplitud (E) de la onda
 $\downarrow$
 Mayor energía $\epsilon = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ de la radiación.
 $\downarrow$
 Mayor energía cinética E_c de los electrones.

Como no ocurre así, quiere decir que el modelo ondulatorio no es capaz de explicar esta particularidad del efecto fotoeléctrico.

2do resultado

Para cada metal existe una *frecuencia de corte* ν_c donde el fotoefecto desaparece. La dependencia entre el potencial de interrupción V_0 y la frecuencia de la radiación ν es lineal, por lo que existe una frecuencia a partir de la cual la emisión de electrones cesa por completo (figura 6.18).

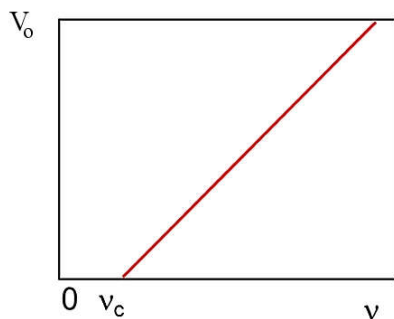


Figura 6.18. Potencial de interrupción vs. frecuencia de la radiación incidente.

Cuando $\nu \leq \nu_c$ el fotoefecto no tiene lugar. Tampoco es posible explicar la existencia de la frecuencia de corte sobre la base del modelo ondulatorio, o el por qué se obtienen diferentes valores de ν_c para diferentes metales (tabla 6.2).

3er resultado

El efecto fotoeléctrico es instantáneo, aun cuando la intensidad de la luz sea muy débil. El modelo ondulatorio predice que debería haber un retraso medible si la intensidad es débil, para que el metal pueda acumular una energía mínima suficiente para expulsar los electrones. Esto no ocurre en la práctica.

En resumen, los principales resultados ex-

perimentales que están en contradicción con el modelo ondulatorio son:

- La E_c máxima de los electrones no depende de la intensidad de la radiación.
- Existe una frecuencia de corte ν_c diferente para cada metal.
- No hay retraso entre la aplicación de la luz y la emisión de electrones.

TABLA 6.2 LONGITUDES DE ONDA DE CORTE	
Metal	$\lambda_c = c/\nu_c$
Cesio	660 nm (rojo)
Plata	260 nm (UV)

6.8 Teoría de los fotones (Einstein)

Albert Einstein logró dar una explicación a todos estos resultados retomando el antiguo modelo corpuscular de la luz. Consideró que un haz de luz está compuesto de partículas a las que llamó *fotones*, y que cada fotón tiene una energía

$$\varepsilon = h\nu,$$

donde h es la constante de Planck,

$$h = 6.625 \times 10^{-34} \text{ Js},$$

y ν es la frecuencia de la correspondiente radiación electromagnética (dualidad partícula onda, ver capítulo 1).

Einstein explicó el efecto fotoeléctrico de la manera siguiente: un fotón con energía $h\nu$ interacciona de manera directa con un solo electrón y le pasa toda su energía. Esa energía es suficiente para romper el enlace metálico y sacar al electrón fuera del metal. La energía restante se convierte en energía cinética (Figura 6.19).

Si llamamos “A” a la energía necesaria para

separar al electrón de su enlace metálico (trabajo de extracción), el principio de conservación de la energía nos dice que se debe cumplir

$$\varepsilon = E_c + A;$$

$$h\nu = \frac{1}{2}mv_e^2 + A.$$

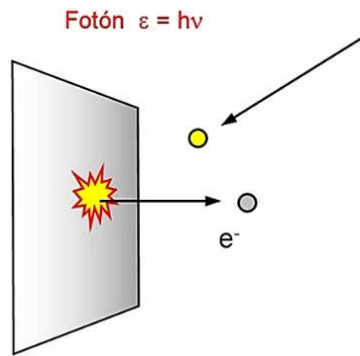


Figura 6.19. Efecto fotoeléctrico.

Esta es la ecuación de Einstein para el efecto fotoeléctrico.

El modelo corpuscular y la ecuación de Einstein explican de forma satisfactoria todos los resultados experimentales analizados antes.

- Como cada electrón interactúa con un solo fotón, la E_c máxima no depende del número de fotones que inciden en la unidad de tiempo (intensidad de la radiación).
- No hay que esperar por acumulación de energía alguna, incluso cuando la intensidad de la luz es muy débil. Basta con que llegue un solo fotón para que haya fotoefecto.
- La ecuación de Einstein predice la existencia de una frecuencia de corte ν_c ; imponiendo la condición $E_c = 0$ se obtiene, al despejar:

$$\nu_c = \frac{A}{h}.$$

Para que haya fotoefecto tiene que ocurrir que $\nu > \nu_c$, pues en ese caso $h\nu > A$. Es decir: $\varepsilon > A$ y la energía del fotón será mayor que el trabajo de extracción del metal, proporcionando un extra de energía que se convierte en energía cinética del electrón.

Valores experimentales

En la tabla 6.3 se muestran los valores de las longitudes de onda de corte y los trabajos de extracción de algunos metales, en eV. El electrón-volt (eV) es una medida de energía muy utilizada para designar energías del micromundo;

$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}.$$

Tabla 6.3		
Metal	$\lambda_c(\text{nm})$	A(eV)
Pt	235	5.3
W	276	4.5
Zn	290	4.2
Na	552	2.25
Cs	620	1.9

$$V_o = \frac{h}{q_e} \nu - \frac{A}{q_e}.$$

Despejando V_o en la expresión ya analizada del potencial de interrupción

$$E_c(\text{máx}) = q_e V_o,$$

y sustituyendo la $E_c(\text{máx})$ de acuerdo a la ecuación de Einstein, se obtiene una dependencia lineal entre V_o y la frecuencia de la radiación incidente que coincide con el experimento. La pendiente de la recta es igual a h/q_e , y extrapolando a $\nu = 0$ se obtiene el valor de A (figura 6.20).

Los valores de h que se obtienen coinciden con los de Planck dentro de la incertidumbre de las mediciones, y justifican a plenitud la validez la teoría del fotón de Einstein.

Aplicaciones. En la actualidad las celdas fotoeléctricas se emplean en alarmas anti-robo, semáforos de tráfico, detectores de incendio y puertas automáticas, entre otras aplicaciones. Una celda fotoeléctrica y un rayo de luz (que puede ser infrarrojo e invisible al ojo humano) forman una parte esencial de este tipo de dispositivo. La luz producida por un diodo láser u otra fuente luminosa cae sobre la celda como la de la figura 6.14, colocada a una distancia apreciable de la fuente. La celda forma parte de un circuito eléctrico convencional que, al cortarse el rayo de luz, emite una señal que activa una alarma o cualquier otro dispositivo.

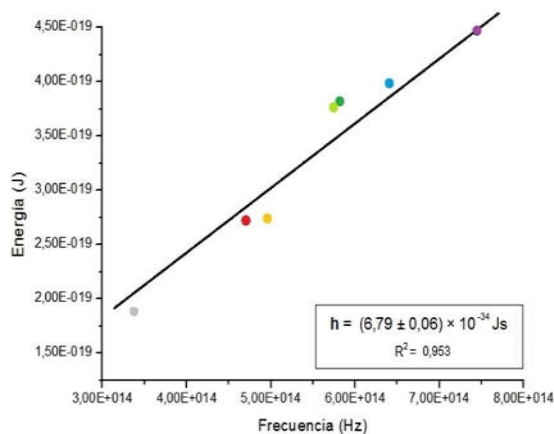


Figura 6.20. Efecto fotoeléctrico. Resultados obtenidos en una práctica docente realizada por estudiantes universitarios. Cada punto representa una longitud de onda diferente.

6.9 Cantidad de movimiento de la radiación. Presión de la luz

A quien primero se atribuyen los intentos para medir la presión de la luz es al inglés

William Crookes en 1873, cuando notó que la iluminación influía en los resultados de un experimento que realizaba en una balanza. En lo esencial, su *radiómetro* o *molino de luz* consistía en cuatro brazos suspendidos en una aguja, sosteniendo cada uno placas ligeras pintada de blanco en una cara y de negro en la otra. Todo se encontraba dentro de una esfera de vidrio sellada al vacío (figura 6.21). Unos años antes, *James C. Maxwell* había predicho a partir de su teoría electromagnética que la luz debía ejercer presión; sin embargo el equipo de Crookes giraba al revés de lo que predecía la teoría.



Figura 6.21. Radiómetro de Crookes

Para explicar lo sucedido aparecieron muchas explicaciones incorrectas: una de ellas era que el calor en el lado oscuro causaba una desgasificación que hacía girar el radiómetro, refutado en experimentos de Schuster (1876) y Lébedev (1901) quien al hacer un mejor vacío demostró que el molino cesaba de girar. Otra explicación incorrecta consideraba que las moléculas que rebotaban del lado oscuro, más caliente,

captaban parte del calor y rebotaban con más velocidad. Sin embargo, también impedían con más efectividad que otras moléculas alcanzaran la paleta y el efecto era nulo. No obstante, Einstein demostró que en el borde de la paleta los efectos no se cancelan totalmente, aunque la fuerza predicha por Einstein podía mover las paletas, pero con demasiada lentitud.

La explicación correcta la publicó *Osborne Reynolds* (más conocido por el *número de Reynolds*) en 1876, atribuyendo el efecto al ‘deslizamiento o arrastre térmico’ de las moléculas del gas enrarecido a lo largo de las paletas, en las que aparece un gradiente de temperatura al ser iluminadas. Cuando la paleta oscura se calienta y el gas en contacto con ella se expande, pasa gas del lado más frío al más caliente. El gas choca de manera diferente en los bordes de ambos lados de la paleta y crea una fuerza adicional. El lado reflectante, más frío, avanza empujado por la presión más alta.

No fue hasta 1903 que *Nichols y Hull* lograron demostrar, sin lugar a dudas, que la radiación electromagnética ejercía presión sobre cualquier superficie mediante un equipo construido por ellos, el *radiómetro de Nichols*. La débil presión ejercida por la luz se detectó usando una fina superficie reflectante unida a otra absorbente, suspendidas ambas de una fibra de torsión (figura 6.21a).

La figura 6.21b muestra un esquema que explica cómo se origina la presión de la luz desde el punto de vista del modelo de la onda electromagnética.

La explicación actual del origen de la presión de la luz se fundamenta en el modelo

corpuscular de la luz y la teoría de la relatividad.

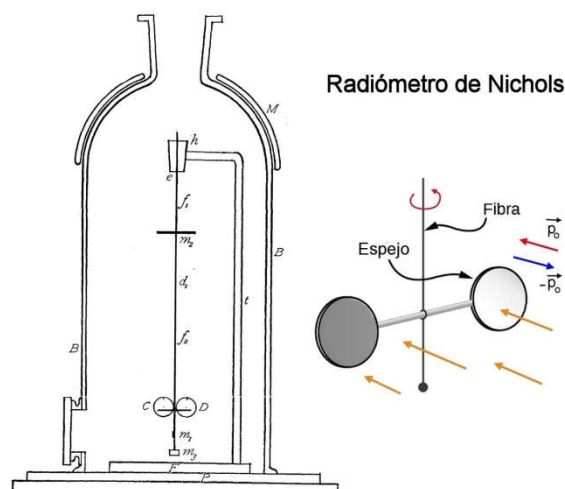


Figura 6.21a. Radiómetro de Nichols y Hull (1903). A la derecha esquema simplificado de su funcionamiento. La fuerza F ejercida sobre la superficie reflectante es mayor que la ejercida sobre la superficie oscura en ambas paletas. La presión es $P = F/A$, donde A es el área de la superficie en cuestión.

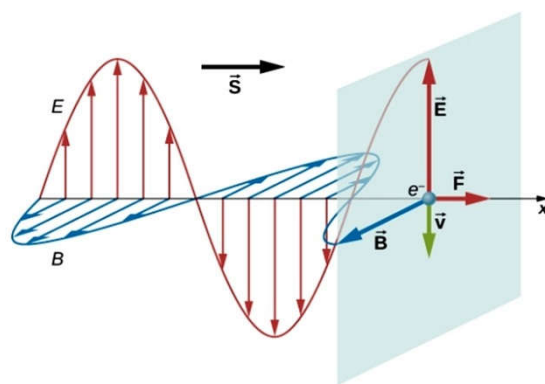


Figura 6.21b. Presión de la luz. El campo eléctrico E asociado a la onda empuja a los electrones e^- de carga negativa en sentido contrario, con velocidad $\vec{v}$. El campo magnético B genera una fuerza de Lorentz $\vec{F} = -e\vec{v} \times \vec{B}$ en el cuerpo a que pertenecen los electrones.

De los cursos de mecánica es conocido que la fuerza F y la cantidad de movimiento p se relacionan por la expresión

$$\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t},$$

donde $\Delta \vec{p} = \vec{p} - \vec{p}_0$.

Si es cierto que la luz tiene asociada una cantidad de movimiento p , al incidir sobre la superficie oscura donde se absorbe por completo, su cantidad de movimiento final se anula, $\vec{p}=0$, y en un intervalo de tiempo Δt la fuerza de interacción en la superficie sería, en valor modular

$$F = \frac{p_0}{\Delta t}.$$

Al incidir sobre la superficie idealmente reflectante la luz se refleja por completo en sentido contrario: $\vec{p} = -\vec{p}_0$. Ahora el valor modular es $\Delta p = 2p_0$ y la fuerza de interacción será $F = 2 \frac{p_0}{\Delta t}$. Es decir, en el mismo intervalo de tiempo, la fuerza sobre la superficie reflectante es el doble de la fuerza sobre la superficie oscura, y la presión $P = F/A$ también lo será.

Como las áreas de incidencia son iguales, todo el sistema debe tender a girar en el sentido que aparece en la figura 6.21, lo que en realidad tiene lugar.

Sin embargo, el porqué de esta presión no se pudo explicar de forma razonable hasta el advenimiento de las teorías de la relatividad especial y del comportamiento corpuscular de la luz, ambas de Albert Einstein. La teoría de la relatividad considera que la

energía de una partícula que se mueve con velocidad cercana a la velocidad de la luz posee una energía E , relacionada con su cantidad de movimiento p por la expresión

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2},$$

donde m es la masa en reposo de la partícula y c la velocidad de la luz.

Si se aplica esta expresión al cálculo de la energía de un fotón, como este sólo existe en movimiento y no tiene masa en reposo, $m=0$. Queda entonces, para este caso particular, la siguiente relación entre E y p :

$$p = \frac{E}{c}.$$

La energía del fotón es $E \equiv \varepsilon = h\nu$, pero según el modelo ondulatorio $c = \lambda\nu$. Sustituyendo y simplificando se llega a la siguiente expresión para la cantidad de movimiento asociada a un fotón:

$$p = \frac{h}{\lambda}.$$

Note que esta última expresión reúne conceptos de tres teorías independientes: relatividad, ondulatoria y corpuscular. Su pertinencia fue comprobada por vía experimental por Arthur Compton en 1923, quien la utilizó para calcular la variación de la longitud de onda de los rayos x dispersados al interaccionar con un sólido, propiedad que hasta el momento no tenía explicación. El experimento de Compton se describe en detalle en el capítulo siguiente.

CAPÍTULO 7

Ondas y partículas

7.1 Efecto Compton

Hipótesis de Compton

7.2 Modelo de Bohr del átomo de hidrógeno

Postulados de Bohr

Tratamiento matemático

Átomos multielectrónicos y mecánica cuántica

7.3 Propiedades ondulatorias de las partículas

Experimento de Davisson y Germer

Microscopios electrónicos

Capítulo 7

Ondas y partículas

En el efecto fotoeléctrico se comprobó el carácter cuántico de la energía de la radiación ($\epsilon = h\nu$) y su comportamiento como un haz de fotones. En el efecto Compton, también estudiado a principios del siglo XX, se puso de manifiesto que no sólo la energía, sino también la cantidad de movimiento de la radiación, está cuantizada o cuantificada. Y por esos mismos años, cuando se aplicaron los criterios de la cuantificación al estudio del átomo de hidrógeno, se hizo evidente que el electrón en el átomo no era capaz de tomar cualquier valor de la energía y sólo podía ocupar determinados niveles energéticos.

En adición, se encontró que los átomos sólo eran capaces de absorber o emitir radiaciones con energías muy específicas, criterio que se ajustaba a la perfección a la teoría de los fotones de Einstein. De esta manera se comprobó sin lugar a dudas la relación existente entre el carácter cuántico de la energía, por una parte, y la dualidad partícula-onda de la radiación electromagnética por la otra. Lo adecuado de tomar estos modelos como base para explicar las propiedades del micromundo se ha seguido comprobando de forma cotidiana hasta la actualidad; una inmensa cantidad de dispositivos ópticos y electrónicos contemporáneos funcionan sobre la base de estas premisas.

7.1 Efecto Compton

Cuando un haz monocromático de rayos X incide sobre un sólido, éste a su vez se convierte en un emisor secundario de rayos X de menor intensidad.

Desde el punto de vista del modelo ondulatorio, el efecto se explicaría considerando que los rayos X hacen oscilar los electrones más débilmente ligados al átomo, y éstos se comportarían como pequeños dipolos emisores de radiación. De acuerdo a esta interpretación, la radiación secundaria debería ser de la misma frecuencia que la de la radiación incidente (figura 7.1).

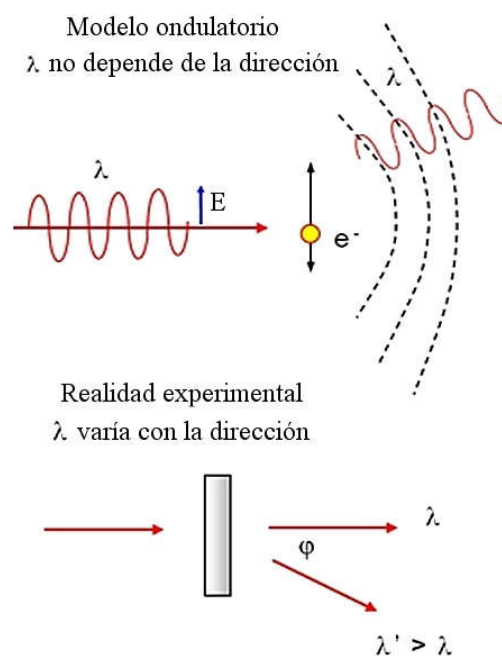


Figura 7.1. Interpretación clásica de la dispersión de rayos x y realidad experimental

Sin embargo, al realizar el experimento con mas cuidado, Compton encontró que la longitud de onda de la radiación variaba en dependencia del ángulo de observación con respecto a la dirección del haz incidente. El experimento proporciona que la variación viene dada por una expresión del tipo

$$\Delta\lambda = k(1 - \cos\phi),$$

$$k = 2.42 \times 10^{-3} \text{ nm.}$$

Hipótesis de Compton

Para tratar de explicar este comportamiento,

Compton tomó en cuenta el modelo corpuscular de Einstein, considerando un flujo de partículas independientes con energía $\varepsilon = h\nu$ y asumió que poseían una cantidad de movimiento $p = h/\lambda$. Consideró entonces la interacción entre el fotón y el electrón como un choque elástico entre partículas en dos dimensiones (figuras 7.2 y 7.3).

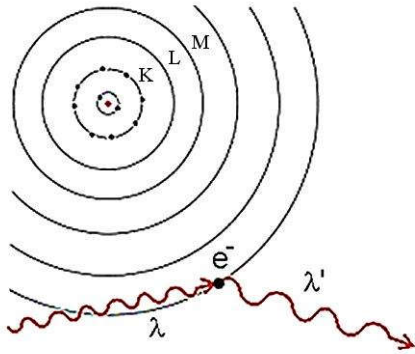


Figura 7.2. Modelo de Compton.

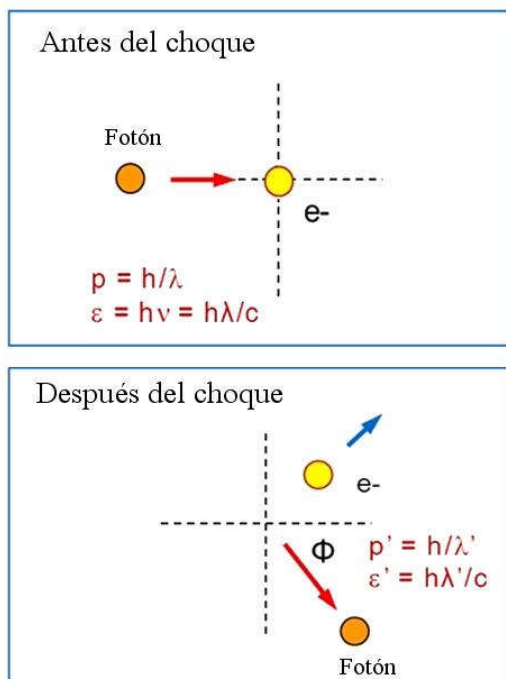


Figura 7.3. Interacción electrón-fotón. Modelo de choque Compton.

En un choque elástico se conservan el mo-

mento lineal

$$\vec{p} = \vec{p}_0$$

y la energía *cinética* del sistema:

$$E_c = E_c^0.$$

Como la radiación se mueve a la velocidad de la luz, Compton también considero los conceptos de la mecánica relativista (teoría especial de la relatividad de Einstein, 1905), de manera que, para el electrón

$$p_e = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}.$$

El resultado final fue que, bajo estas consideraciones, al resolver las ecuaciones se llega a la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\phi),$$

donde

$$\frac{h}{m_e c} \approx 2.42 \times 10^{-3} \text{ nm},$$

lo que coincide en forma excelente con los resultados experimentales. Por estos resultados Compton recibió el premio Nobel de Física en 1927.

7.2 Átomo de hidrógeno; modelo de Bohr

Otro fenómeno que no podía ser explicado sobre la base del modelo ondulatorio de la luz era el de la formación de los espectros atómicos en fase gaseosa, obtenidos a partir del análisis espectral. Ni siquiera era posible explicar el espectro más sencillo posible, el del átomo de hidrógeno, con un solo electrón en su envoltura. No había explicación para el origen de las líneas o sus regularidades. El modelo planetario de Rutherford, presentado en 1911, consideraba un

núcleo central de carga positiva (protón) con los electrones negativos girando alrededor del núcleo, pero era incapaz de explicar la aparición de los espectros.

Su principal inconveniente era que el átomo construido en estas condiciones no es esta-

ble. En el modelo de Rutherford, la pérdida continua de energía a causa de la aceleración centrípeta (las cargas aceleradas radian energía) haría que el electrón colapsara sobre el núcleo. Los cálculos muestran que sería estable sólo durante fracciones de segundo.

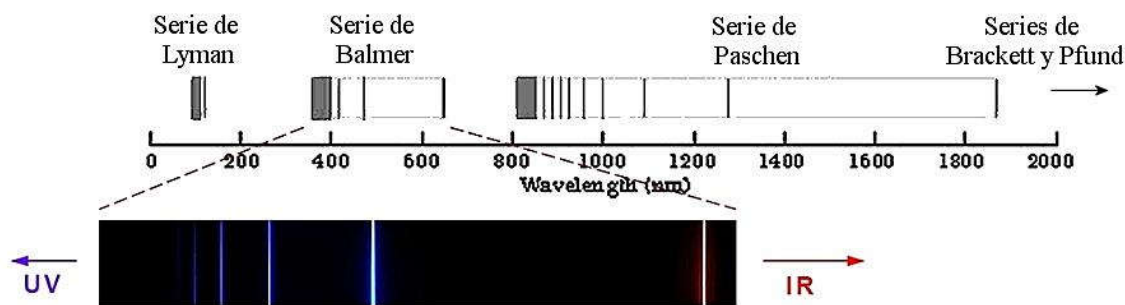


Figura 7.4. Espectro del hidrógeno atómico.

TABLA 7.1
SERIES ESPECTRALES DEL ÁTOMO DE H₂
OBTENIDAS DEL EXPERIMENTO

Serie	Región	Fórmula empírica	Valores de n
Lyman	UV	$\nu = R(1 - \frac{1}{n^2})$	2,3,4,...
Balmer	visible	$\nu = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2})$	3,4,5,...
Paschen	IR	$\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2})$	4,5,6,...
Bracket	IR	$\nu = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2})$	5,6,7,...
Pfund	IR	$\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2})$	6,7,8,...

En el espectro del hidrógeno aparecen 5 grupos o *series* de líneas, cuyas frecuencias siguen relaciones muy bien determinadas a partir del experimento y que aparecen en la Tabla 7.1. En la figura 7.4 se muestran en detalle sólo las tres primeras.

La constante R que aparece en la tabla se denomina constante de Rydberg, y su valor

determinado del experimento es $R = 0.01097 \text{ nm}^{-1}$.

Postulados de Bohr

En 1913, Niels Bohr modificó el modelo de Rutherford de manera tal que logró dar explicación a lo que, hasta el momento, era inexplicable por completo. Para esto introdujo los siguientes postulados.

- Los electrones giran alrededor de núcleo en órbitas estables, con momento angular $L = nh/2\pi$, donde $n = 1, 2, 3, \dots$
- Cada electrón se mueve en su órbita con una energía E_i , sin radiar o absorber energía.
- El salto de un electrón de una a otra órbita va acompañado de la absorción o emisión de un cuanto de energía $h\nu = E_n - E_m$.

En la figura 7.5 se representa en forma esquemática el modelo de Bohr. Cada posible órbita está caracterizada por una energía

determinada del electrón, los llamados ‘estados estacionarios’.

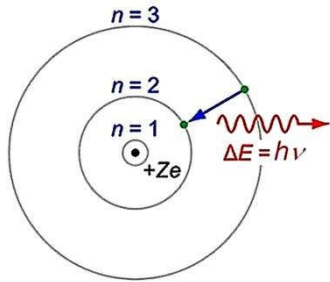


Figura 7.5. Modelo de Bohr.

La órbita más estable es la de menor energía, pero los electrones pueden ser excitados a órbitas de mayor energía por agentes externos. Al regresar el electrón a su estado básico, emite la energía en exceso en forma de un fotón de energía $h\nu$.

Tratamiento matemático. Con estos postulados, la energía mecánica E_M del electrón en cada órbita a una distancia r del núcleo se mantiene constante,

$$E_M = E_c + E_p.$$

El primer término es la energía cinética del electrón,

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2;$$

el segundo, la energía potencial del electrón en su órbita a una distancia r del núcleo,

$$E_p = -q_e V.$$

El potencial creado a una distancia r por una carga puntual positiva q_p en el núcleo es

$$V = +kq_p/r,$$

y como $|q_p| = |q_e|$,

$$E_p = -k \frac{q_e^2}{r}.$$

La expresión de la energía mecánica del electrón queda entonces como

$$E_M = \frac{1}{2} m_e v_e^2 - k \frac{q_e^2}{r}. \quad (1)$$

Los términos m_e y v_e representan la masa del electrón y su velocidad, respectivamente.

Por otra parte, el valor modular de la fuerza eléctrica actuando sobre el electrón está dirigida hacia el centro y viene dada por $F = q_e E$, donde $E = kq_e/r^2$ es la intensidad de campo asociada al protón a la distancia r .

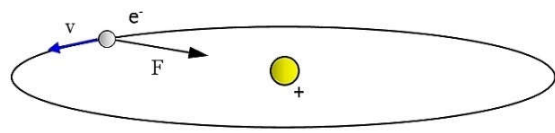


Figura 7.6. Fuerza eléctrica actuando sobre el electrón.

Esta fuerza hace el papel de fuerza centrípeta, y debe ser igual al producto de la masa por la aceleración centrípeta, mv^2/r (figura 7.6).

$$kq_e^2 / r^2 = m_e v_e^2 / r. \quad (2)$$

Una tercera ecuación independiente se obtiene a partir del primer postulado de Bohr. Según este postulado,

$$L = nh/2\pi.$$

El momento angular del electrón en su órbita, calculado a partir de la expresión general $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ proporciona, en valor modular,

$$L = m_e v_e r.$$

$$L = |\vec{r} \times \vec{p}| = m_e v_e r \sin \Phi,$$

$$\Phi = 90^\circ (\angle \text{entre } r \text{ y } v)$$

Igualando con la expresión del postulado,

$$m_e v_e r = nh/2\pi. \quad (3)$$

Eliminado la velocidad v_e y la constante k de las ecuaciones (1), (2) y (3) se llega a la

expresión para la energía del electrón en las diferentes órbitas estacionarias:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 m_e q_e^4}{h^2}.$$

Si se calcula la diferencia $E_n - E_1$ y se divide por la constante de Planck, se obtiene una expresión que coincide con la fórmula empírica para las frecuencias de la radiación de la serie de Lyman en la Tabla 7.1:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m_e q_e^4}{h^3} \left\{ 1 - \frac{1}{n^2} \right\}.$$

La constante de Rydberg resulta ser igual a:

$$R = \frac{2\pi^2 m_e q_e^4}{h^3}$$

y el valor numérico que se obtiene coincide de forma satisfactoria con el experimental. Calculando $E_n - E_2$, $E_n - E_3, \dots$ etc. se obtienen las correspondientes expresiones de las series de Balmer, Paschen, Bracket y Pfund en la Tabla 7.1.

En resumen, el modelo de Bohr explica satisfactoriamente no sólo el aspecto cualitativo del fenómeno, sino también el aspecto cuantitativo para todas las series de líneas del átomo de hidrógeno. Estos resultados representan además una confirmación independiente tanto del modelo corpuscular de la radiación como de la cuantificación de la energía en el micromundo, así como la estrecha interrelación entre ambos modelos.

Átomos multielectrónicos y mecánica cuántica

A pesar de los resultados anteriores, el modelo de Bohr no resulta adecuado para átomos más complejos que el hidrógeno, pues las líneas experimentales no coinciden con las que predicen las ecuaciones.

Para encontrar un modelo que lograra explicar las características de átomos multielectrónicos, fue necesario crear una mecánica especial para analizar los fenómenos del micromundo; la *Mecánica Cuántica*. Esta mecánica es esencialmente diferente de la mecánica clásica, pues se basa en postulados probabilísticos.

En la mecánica clásica, si se conoce como varía el vector de posición en función del tiempo $\vec{r} = \vec{r}(t)$, también puede conocer la velocidad $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ en cualquier instante.

En la mecánica cuántica no es posible llegar a conocer la posición y la velocidad de una partícula en el mismo instante, y el concepto de trayectoria de una partícula no existe. Sólo existe la *probabilidad* de encontrar a la partícula en tal o más cual lugar. Por tanto, no es siquiera posible dibujar posibles órbitas para los electrones en el átomo, a veces representadas por ‘nubes de probabilidad’, que no poseen significado físico, sino matemático, e indican con mayor o menor aproximación los lugares donde es más probable que aparezca la partícula.

La posible posición de las partículas se describe mediante una *función de onda* representada por un número complejo $\Psi(\vec{r}, t)$. La compleja conjugada de esa función multiplicada por ella misma $\Psi\Psi^* = |\Psi|^2$ (módulo al cuadrado) es proporcional a la probabilidad de encontrar a la partícula en la posición $\vec{r}$ en el instante t . En los sistemas complejos multielectrónicos se habla de la probabilidad de encontrar al sistema en tal o más cual estado que caracteriza a todas las partículas como un todo.

Aplicaciones

Hoy la espectroscopía es una técnica muy utilizada en la química y otras ciencias para identificar sustancias desconocidas; los equipos comerciales contemporáneos son capaces de barrer un amplio espectro de frecuencias. La figura 7.7 muestra un espectrómetro de absorción contemporáneo, capaz de obtener espectros en las regiones IR, visible y UV. También existen otros tipos de espectroscopios basados sobre técnicas diferentes tales como la espectroscopía Raman, que registra la dispersión de luz monocromática por los modos de vibración de una red cristalina, o la espectrometría Mössbauer, basada en la emisión y la absorción resonante de rayos gamma en sólidos.



Figura 7.7. Espectrómetro contemporáneo IR-visible-UV.

7.3 Propiedades ondulatorias de las partículas

En 1924 el francés Louis de Broglie sugirió que como el universo estaba formado por ondas y partículas, y se sabía que las ondas tenían propiedades de partícula, se debía investigar si las partículas, en determinadas condiciones, también podían comportarse como ondas. Sobre la base de estas ideas, los norteamericanos Davisson y Germer (USA) “bombardearon” un monocristal de

níquel con un haz de electrones, tratando de encontrar un patrón similar al patrón de difracción que se obtiene cuando se utilizan rayos x.

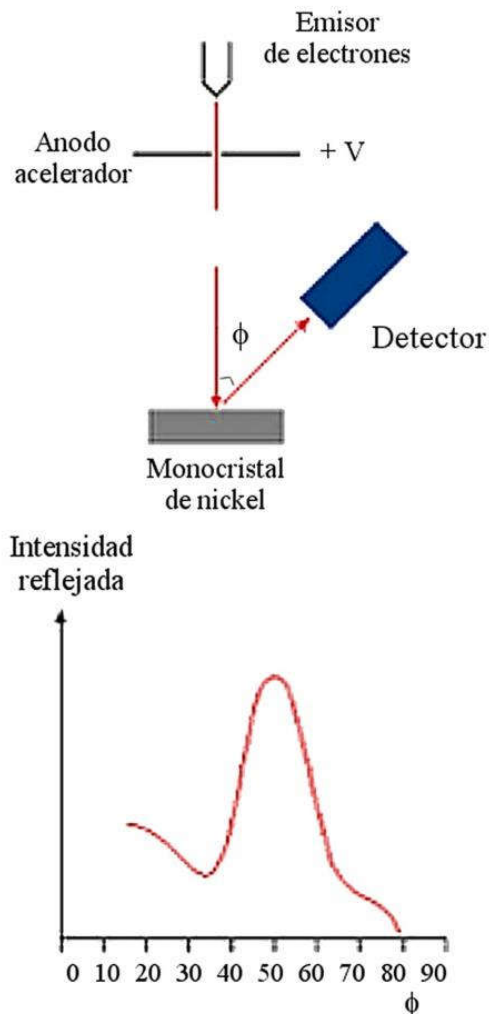


Figura 7.8. Experimento de Davisson y Germer y su resultado.

El esquema del experimento de Davisson y Germer se muestra en la figura 7.8. La fuente de electrones, un filamento calentado al rojo, estaba sometido a una diferencia de potencial V_{ab} para acelerar los electrones; regulando esta diferencia de potencial se podía controlar su velocidad. Los electrones incidían en el cristal y los que eran reflejados se recogían en un detector, que se podía

colocar en diferentes posiciones angulares respecto al haz incidente.

Se pudo comprobar que sólo para determinados valores de ϕ aparecía un máximo del haz reflejado (figura 7.8, abajo) y que el valor de ese máximo variaba en dependencia del valor del potencial V_{ab} y de la correspondiente cantidad de movimiento $p = mv$ de los electrones. Fue posible interpretar estos resultados cualitativa y cuantitativamente asumiendo que el haz de electrones tiene una longitud de onda asociada, dada por

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

y que en el cristal ocurre un fenómeno de difracción de los electrones.

La longitud de onda calculada, $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$, era del orden del valor de las distancias interatómicas del material ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$).

Este experimento fue la primera evidencia de que un haz de partículas se puede comportar, en determinadas condiciones, con propiedades ondulatorias.

No obstante, aunque las partículas poseen propiedades ondulatorias, es necesario resaltar que no se puede pensar en ellas como formadas por algún tipo de ‘paquetes’ de ondas. El tratamiento matemático riguroso demuestra que el tal paquete no es estable; se deshace a medida que avanza en el espacio, pues las velocidades de las ondas componentes (velocidad de fase) no son iguales. Algo similar sucede con el fotón; no se

puede justificar como un ‘paquetico’ de ondas con energía $h\nu$.

Las propiedades ondulatorias de las partículas se aplican en forma cotidiana en la actualidad. Un ejemplo es el microscopio electrónico, donde un haz de electrones se enfoca para formar una imagen de una muestra con mucho mayor aumento y resolución que en los microscopios ordinarios.

Microscopios electrónicos. La razón por la que un microscopio electrónico es capaz de lograr mayores aumentos que un microscopio óptico tiene que ver con el tamaño de la longitud de onda utilizada para iluminar el objeto y con la difracción.

Un microscopio convencional utiliza luz visible para funcionar, cuya longitud de onda se encuentra alrededor de los 500 nm. La longitud de onda asociada a un haz de electrones puede llegar a ser unas 100 000 veces menor ($\lambda = 0.005 \text{ nm}$). En el microscopio óptico, cualesquiera sean las lentes usadas, no es posible obtener imágenes precisas por debajo de $\approx 0.5 \mu\text{m}$. Cuando λ es del orden de la dimensión lineal del objeto, la difracción hace que la imagen se vea borrosa, y lo que se observa es el patrón de difracción que rodea al objeto.

En un microscopio electrónico se pueden observar incluso átomos, pues los fenómenos de difracción solo comienzan a aparecer en objetos mucho más pequeños, dado el valor de su longitud de onda.

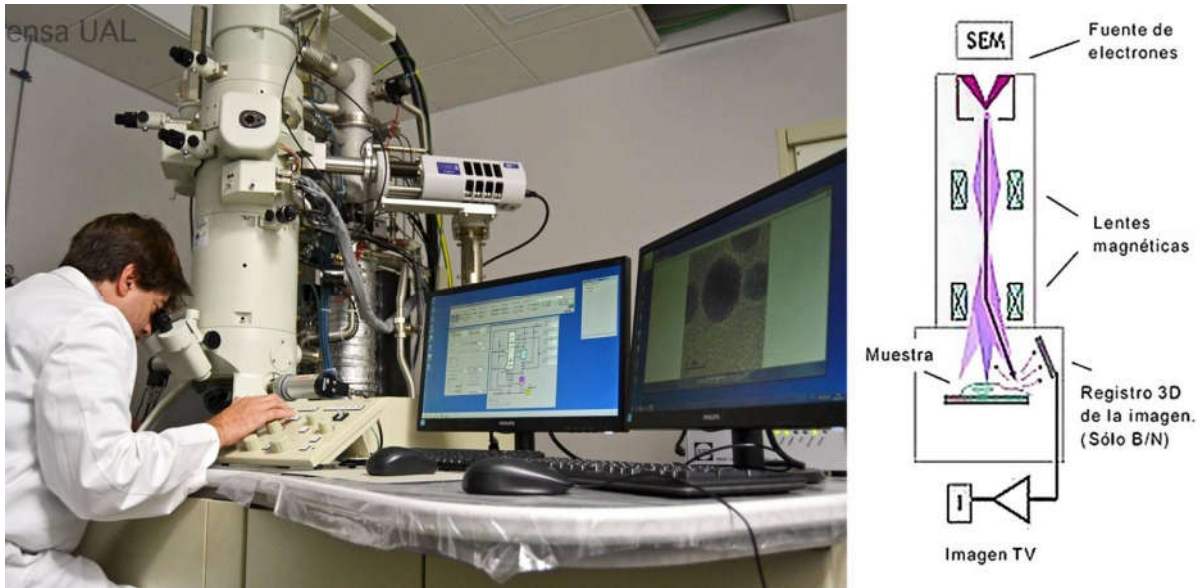


Figura 7.9. Microscopio electrónico y esquema de funcionamiento de un microscopio de barrido.

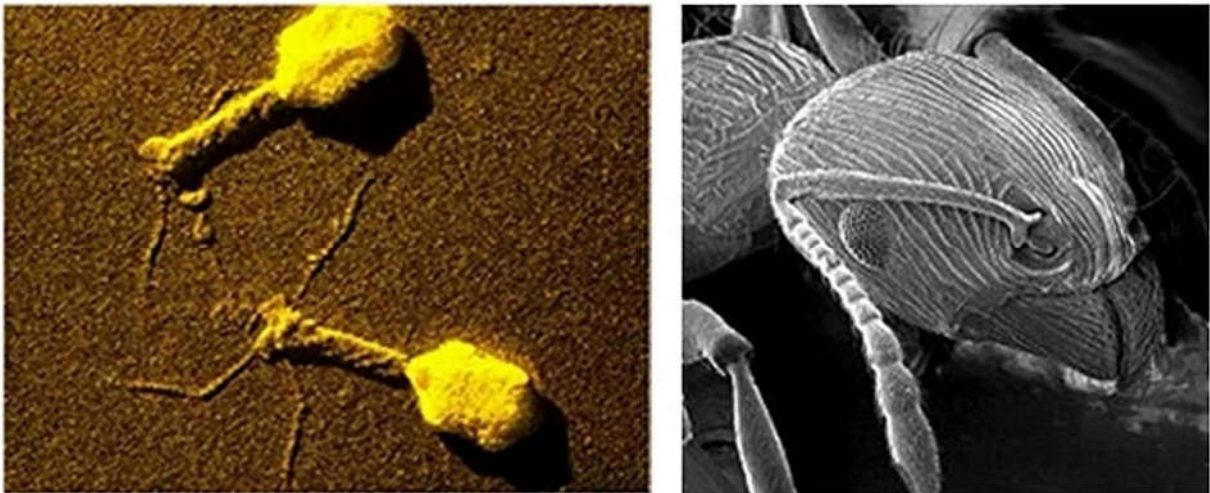


Figura 7.10. Virus bacteriófago (microscopio de transmisión) y cabeza de hormiga (microscopio de barrido).

La figura 7.9 muestra un microscopio electrónico y un esquema muy simplificado de su funcionamiento. En la figura 7.10 aparece la fotografía coloreada de un bacteriófago T4, un virus que solo ataca a las bacterias, en un microscopio electrónico de transmisión (Transmission Electron Microscope, TEM). A la derecha, la cabeza de una hormiga en un microscopio electrónico de barrido (Scanning Electron Microscope,

SEM).

El TEM emplea muestras rebanadas en capas muy finas, no mayores de 2000 angstroms. Parte de los electrones rebota o es absorbida por la muestra. Los electrones restantes la atraviesan para formar su imagen aumentada. Este tipo de microscopio puede lograr aumentos de hasta un millón de veces. En un microscopio electrónico de barrido hay que depositar previamente una

capa de metal muy delgada sobre la muestra; la imagen se forma a partir de los electrones reflejados en esa capa. El SEM permite obtener imágenes tridimensionales de

gran resolución en materiales pétreos, metálicos y orgánicos, detectando detalles de hasta 3 nm en dependencia del microscopio utilizado.

CAPÍTULO 8

Problemas

Problemas resueltos

Óptica geométrica

1. Una lente convergente de distancia focal 24 cm enfoca un objeto a 9 cm de la lente. Describa la imagen.
2. Resolver el problema anterior con los mismos datos cuando la lente es divergente.
3. Un objeto se coloca a 10 cm de una lente divergente de distancia focal 2 cm. a) ¿Dónde se forma la imagen? b) ¿Es real o virtual? c) ¿Es derecha o inversa? d) ¿Es mayor o menor que el objeto?
4. Una lente se fabrica con vidrio de índice de refracción 1.5. Un lado de la lente es plano y el otro convexo con $R = 20$ cm. a) Hallar la distancia focal. b) Hallar la imagen de un objeto situado a 40 cm a la izquierda de la lente.
5. Las lentes de la figura tienen radios de curvatura de 40 cm y son de vidrio, con índice de refracción 1.65. Calcular sus distancias focales.



Figura problema 5

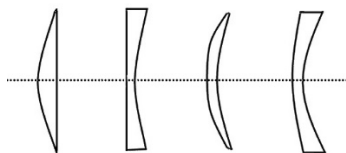


Figura problema 6

6. Utilizando la ecuación del fabricante de

lentes, decidir cuál de las lentes de la figura es convergente y cual divergente.

7. La figura muestra un prisma de vidrio triangular en el cual se refleja totalmente un rayo de luz que incide perpendicularmente a una de sus caras. Si $\theta_1 = 45^\circ$, ¿qué se puede decir respecto de índice de refracción de ese vidrio? (1: vidrio; 2: aire).

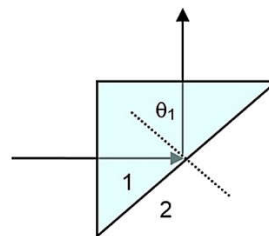


Figura problema 7

8. Un rayo de luz que viaja en el aire incide sobre una superficie plana transparente de cuarzo, formando un ángulo de 30° con la normal. El haz contiene dos longitudes de onda; 400 y 500 nm. Los índices de refracción correspondientes del cuarzo son 1.4702 y 1.4624 para cada λ . ¿Cuál es el ángulo entre los rayos refractados?

Óptica ondulatoria

Interferencia y difracción.

1. En un dispositivo de Young de doble rendija, las rendijas están separadas por una distancia igual a 100 veces la longitud de onda de la luz monocromática que pasa por ellas. ¿Cuál es la separación angular entre el 1ro y 2do máximos de interferencia? b) ¿Cuál es la distancia entre máximos si la pantalla está a 50 cm de las rendijas?
2. Una rendija de 2 mm de ancho se ilumina con luz de $\lambda = 5890 \text{ \AA}$. El patrón de difracción se observa en una pantalla distante 3 m de la rendija. ¿Cuál es la distancia entre los

primeros dos mínimos que se producen hacia cualquiera de los lados del máximo central?

3. Una red de difracción está formada por rendijas separadas 900 nm entre sus centros. La rejilla se ilumina con ondas planas monocromáticas de longitud de onda 600 nm. a) ¿Cuántas líneas de difracción se forman? b) ¿Bajo qué ángulo se observan las líneas de 1er orden?

4. Una red de difracción posee 600 surcos cada cm, y tiene 6 cm de ancho. a) ¿Cuál es el menor intervalo de longitudes de onda que puede resolverse en el 3er orden, con $\lambda = 500$ nm? b) ¿Cuántos órdenes superiores al tercero se pueden observar?

5. Una fuente de luz contiene una mezcla de átomos de H_2 y D_2 y emite un doblete rojo con longitud de onda aproximada de 6563 Å y separación de sólo 1.8 Å. Encontrar el número mínimo de surcos iluminados que se necesitan en una red de difracción para separar estas líneas en el primer orden del espectro.

6. Una rejilla de difracción de 3 cm de ancho produce una desviación de 30° en el 2do orden cuando $\lambda = 600$ nm. ¿Cuál es el número total de surcos en la rejilla? ¿Depende este resultado del número de surcos iluminados?

Polarización y óptica corpuscular

1. Un haz de luz polarizada incide sobre dos láminas polarizadoras. El eje óptico de la primera lámina forma un ángulo θ respecto al plano de vibración del haz incidente, mientras que el eje de la 2da forma un ángulo de 90° respecto a dicho plano. Determinar qué valor debe tener θ para que la

intensidad del haz transmitido sea 1/10 de la intensidad del haz incidente.

2. Si la función trabajo de un metal es de 1.8 eV ($1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ V}$), cuál será el potencial de interrupción para una luz de longitud de onda de 4000 Å? b) ¿Cuál sería la máxima velocidad de los fotoelectrones emitidos por la superficie del metal? ($h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$; $q_e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

3. Un haz de fotones incide sobre una superficie de sodio metálico, cuya función trabajo es $E_0 = 2.2 \text{ eV}$, produciendo una emisión fotoelectrónica. Cuando se aplica un potencial retardador $V_0 = 5 \text{ V}$, desaparece la fotocorriente. ¿Cuál es la λ de los fotones incidentes? ¿A qué región del espectro pertenece?

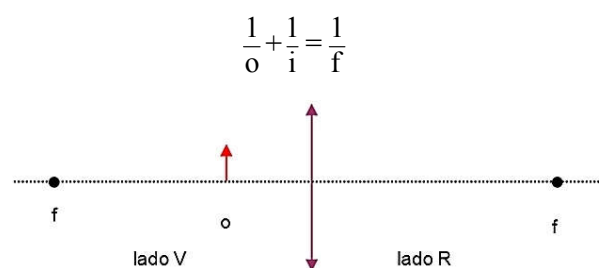
4. La energía necesaria para extraer un electrón del sodio es de 2.3 eV. a) ¿Exhibirá el sodio un efecto fotoeléctrico con luz naranja de $\lambda = 680$ nm?

5. ¿Qué ángulo deben formar los ejes de dos láminas polarizadoras para obtener la mitad de la intensidad máxima incidente en forma perpendicular a la lámina?

Soluciones a los problemas

Óptica geométrica

1.



Solución geométrica 1

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{o} = \frac{1}{24} - \frac{1}{9} = -\frac{15}{216}$$

$$i = -216/15 = -14.4 \text{ cm}$$

La imagen es virtual (-)

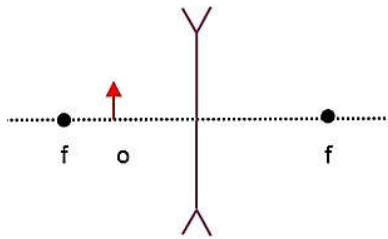
$$m = -i/o = 14.4/9 = +1.6$$

La imagen es derecha (+) y mayor que el objeto 1.6 veces.

2. Se deja al lector la resolución.

3. a)

$$\frac{1}{o} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f}$$



Solución geométrica 3

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{o} = \frac{1}{-2} - \frac{1}{10} = -\frac{6}{10}$$

$$i = -10/6 = -1.67 \text{ cm}$$

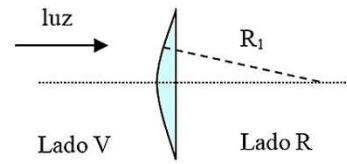
b) es virtual (-)

$$m = -i/o = +1/6 \text{ (derecha)}$$

d) menor que el objeto (1/6 del tamaño del objeto).

4. a)

$$R_1 = 20 \text{ cm}; R_2 = \infty$$



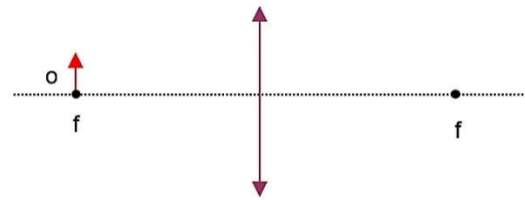
Solución geométrica 4a

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = 0.5 \times 1/20 = 1/40$$

$$f = +40 \text{ cm}$$

b)

$$\frac{1}{o} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f}$$



Solución geométrica 4b

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{o} = \frac{1}{40} - \frac{1}{40} = 0$$

$$i = 1/0 = \infty$$

La imagen se forma en el infinito (no se forma imagen). Los rayos de luz salen perpendiculares a la lente, paralelos entre sí (el objeto está en el foco de la lente).

5. a)

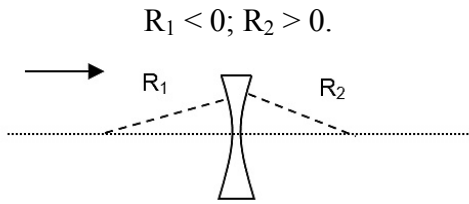
$$R_1 > 0 \text{ (lado R)}, R_2 < 0 \text{ (lado V)}$$

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) =$$

$$= 0.65(1/40 - (-1/40)) = 0.65 \times 2/40$$

$$f = 20/0.65 = +31 \text{ cm (convergente).}$$

b)



Solución geométrica 5

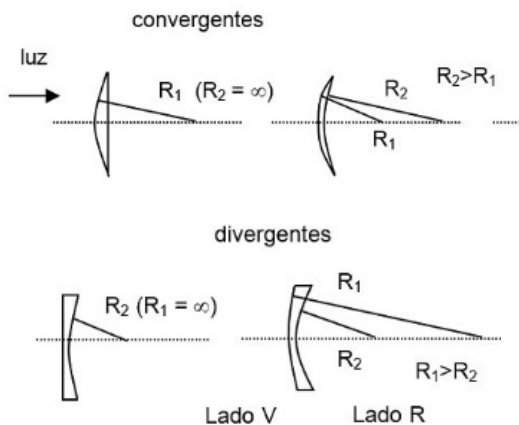
$$1/f = 0.65(-1/40 - 1/40) = -0.65 \times 2/40$$

$$f = -31 \text{ cm (divergente)}$$

6.

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

$1/f$ y $(n-1)$ son positivos. El signo de la expresión lo determina la relación $1/R_1 - 1/R_2$. $(1/R_1 - 1/R_2) > 0$: convergente; $(1/R_1 - 1/R_2) < 0$: divergente.



Solución geométrica 6

Si $R_2 > R_1$, entonces $1/R_1 > 1/R_2$, por tanto $(1/R_1 - 1/R_2) > 0$ y la lente es convergente. Si $R_1 > R_2$ entonces $1/R_2 > 1/R_1$, $(1/R_1 - 1/R_2) < 0$ y la lente es divergente.

7.

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

n_1 : vidrio; $n_2 = 1$ (aire)

En la reflexión total:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90^\circ$$

$$\sin \theta_c = 1/n_1$$

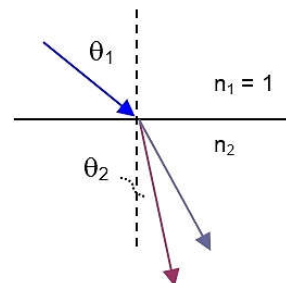
Hay reflexión total interna, por tanto $\theta_1 \geq \theta_c$

$$\sin \theta_1 \geq \sin \theta_c = 1/n_1$$

$$n_1 \geq 1/\sin 45^\circ = 2/\sqrt{2}$$

$$n_1 \geq \sqrt{2} = 1.414$$

8.



Solución geométrica 8

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$\sin \theta_2 = (1/n_2) \sin \theta_1$$

$$\sin \theta_2 = (1/n_2)(0.5)$$

$$\text{rayo a: } \sin \theta_2 = 1/(2 \times 1.4702) = 0.340$$

$$\theta_2 = \arcsin(0.340) = 19.88^\circ$$

$$\text{rayo b: } \sin \theta_2 = 1/(2 \times 1.4624) = 0.342$$

$$\theta_2 = \arcsin(0.342) = 20.00^\circ$$

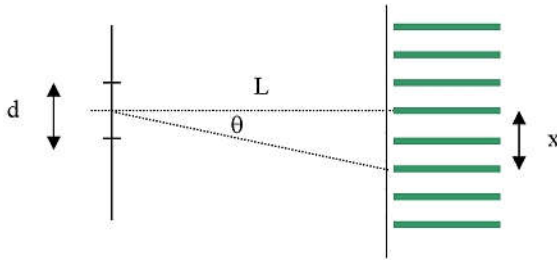
$$\Delta \theta = \theta_b - \theta_a = 20 - 19.88 = 0.12^\circ$$

Óptica ondulatoria

1. a)

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

para ángulos pequeños, $\sin \theta \sim \theta$



Solución ondulatoria 1

$$\theta = m\lambda/d$$

$$\theta_1 = \lambda/d$$

$$\theta_2 = 2\lambda/d$$

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = \lambda/d = \lambda/100\lambda = 0.01$$

$$\Delta\theta = 0.01 \text{ radianes}$$

$$\Delta\theta = 0.01 \times 180/\pi \text{ grados}$$

b) para ángulos pequeños,

$$\tan\theta \approx \theta = x/L = m\lambda/d$$

$$x = m\lambda L/d$$

$$x_1 = \lambda L/d$$

$$x_2 = 2\lambda L/d$$

$$\Delta x = \lambda L/d = \lambda L/100\lambda = L/100 \quad \Delta x = 50/100 = 0.5 \text{ cm}$$

2.

$$a = 1 \text{ mm} = 10^7 \text{ Å}$$

$$a \sin\theta = m\lambda = 1, 2, 3, 4, \dots$$

$$\sin\theta = m\lambda/a$$

para ángulos pequeños,

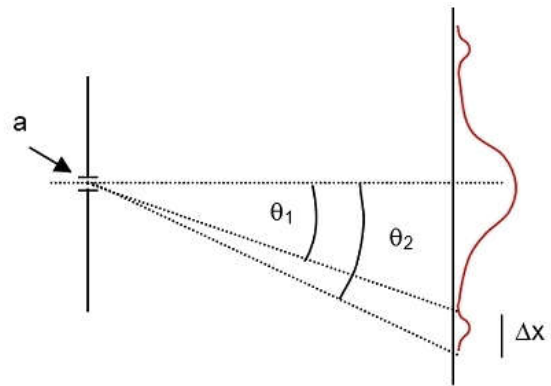
$$\theta \approx \sin\theta = m\lambda/a$$

$$\theta \approx \tan\theta = x/L$$

$$x = m\lambda L/a$$

$$x_1 = \lambda L/a$$

$$x_2 = 2\lambda L/a$$



Solución ondulatoria 2

$$\Delta x = \lambda L/a = 5890 \times 3 \times 10^{10}/10^7$$

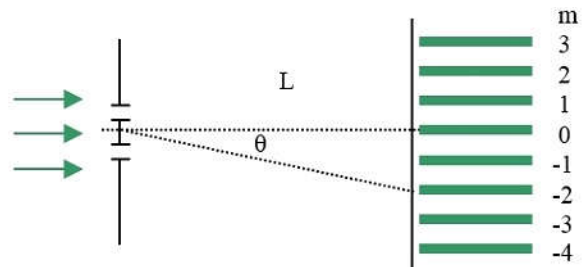
$$= 1767 \times 10^{-6} \text{ m}$$

$$\Delta x = 1.767 \times 10^{-3} \text{ m}$$

3.

Para saber el número de líneas que se forman es necesario encontrar el mayor valor posible de m.

$$m = 1 \rightarrow 3 \text{ líneas}$$



Solución ondulatoria 3

$$m = 2 \rightarrow 5 \text{ líneas, etc. (ver figura)}$$

Como $\theta \leq \pi/2$, el máximo valor posible de m corresponderá idealmente a $\theta = 90^\circ$:

Condición de máximo:

$$d \sin\theta = m\lambda \quad (\sin\theta = 1)$$

$$m(\text{máx}) = d/\lambda = 900/600 = 1.5$$

Pero m sólo puede ser entero, por tanto $m(\text{máx}) = 1$, y sólo se ven 3 líneas en el espectro.

b)

$$\sin\theta = m\lambda/d = 1 \times 600/900 = 0.666$$

$$\theta = \arcsen(0.666) \approx 41^\circ$$

4. a)

$$R = \lambda/\Delta\lambda = Nm$$

$$\Delta\lambda = \lambda/Nm$$

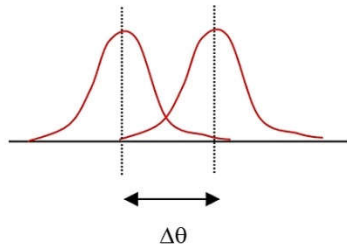
$$N = 1 \times 1/d = 6 \times 6000 = 36\,000 \text{ rendijas}$$

$$\Delta\lambda = \frac{500}{3.6 \cdot 10^4 \cdot 3} = 4.6 \times 10^{-3} \text{ nm}$$

$$m(\text{máx}) \rightarrow \theta = 90^\circ$$

$$d\sin\theta = m\lambda$$

$$m = d/\lambda = 10^4/(6 \times 500) = 3.3$$



Solución ondulatoria 4

El mayor m posible (entero) es 3. El orden $m = 4$ no se puede ver.

Respuesta: Ninguno.

5.

$$\lambda/\Delta\lambda = Nm$$

$$N = \lambda/m\Delta\lambda = 6563/(1 \times 1.8)$$

$$= 3646 \text{ rendijas}$$

6.

$$N = l/d$$

$$d\sin\theta = m\lambda$$

$$d = m\lambda/\sin\theta = 2 \times 600/0.5$$

$$= 2400 \text{ nm} = 2.4 \times 10^{-6} \text{ m}$$

$$l = 3 \text{ cm} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$N = l/d = (3 \times 10^{-2})/(2.4 \times 10^{-6})$$

$$= 1.25 \times 10^4$$

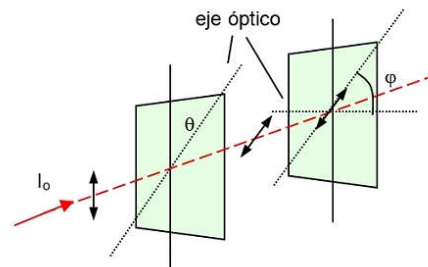
$$N = 12500 \text{ rendijas}$$

Polarización y óptica corpuscular

1.

$$1\text{ra lámina: } I_1 = I_0 \cos^2\theta$$

$$2\text{da lámina: } I_2 = I_1 \cos^2\varphi$$



Solución polarización 1

$$I_2 = I_0 \cos^2\theta \cos^2\varphi$$

$$I_2 = I_0/10 ; \theta + \varphi = \pi/2.$$

Sustituyendo y simplificando, se obtiene:

$$0.1 = \cos^2\theta \cos^2(\pi/2 - \theta).$$

Para despejar θ en esta ecuación se hace uso de la siguiente relación trigonométrica:

$$\cos(a - b) = \cos(a)\cos(b) + \sin(a)\sin(b)$$

$$\cos(\pi/2 - \theta) = \sin\theta$$

Sustituyendo arriba se obtiene:

$$0.1 = (1 - \sin^2\theta)\sin^2\theta$$

$$0.1 = \sin^2\theta - \sin^4\theta.$$

Introduciendo la variable $x = \sin^2\theta$ se llega a:

$$x^2 - x + 0.1 = 0$$

$$x = \frac{1 \pm \sqrt{1-0.4}}{2} = \frac{1 \pm 0.775}{2}$$

$$x_1 = \sin^2\theta_1 = 0.8875$$

$$x_2 = \sin^2\theta_2 = 0.1125$$

De aquí se obtienen dos posibles soluciones para $\sin\theta$

$$\sin\theta = 0.942 \quad (\theta = 70^\circ)$$

$$\sin\theta = 0.335 \quad (\theta = 19.5^\circ).$$

Las dos soluciones son posibles: ambas tienen sentido físico.

2. a)

$$h\nu = E_c + A$$

$$E_c = eV_o$$

$$\nu = c/\lambda.$$

Sustituyendo se llega a:

$$V_o = hc/e\lambda - A/e$$

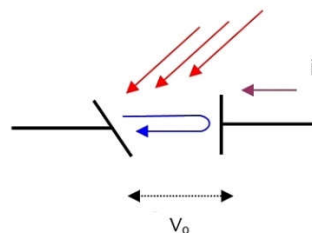
$$V_o = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{1.6 \times 10^{-19} \times 4000 \times 10^{-10}} - \frac{1.8 \times 1.6 \times 10^{-19}}{1.6 \times 10^{-19}}$$

$$V_o = 1.3 \text{ V}$$

b)

$$E_c = eV_o$$

$$\frac{1}{2} m\nu^2 = eV_o$$



Solución polarización 2

$$\nu = \sqrt{\frac{2eV_o}{m}} = \sqrt{\frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 1.3}{9.11 \times 10^{-31}}} = \sqrt{0.45 \times 10^{12}}$$

$$\nu = 6.7 \times 10^5 \text{ m/s.}$$

3.

Si $V = V_o \rightarrow E_c = eV_o$, (E_c máxima) e $i = 0$.

$$h\nu = eV_o + A$$

$$\nu = c/\lambda$$

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{hc}{eV_o + A} \\ &= \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{1.6 \times 10^{-19} \times 5 + 2.2 \times 1.6 \times 10^{-9}} \\ &= 1.72 \times 10^7 \text{ m} \end{aligned}$$

$$\lambda = 172 \text{ nm (ultravioleta)}$$

4.

Habr  efecto si $\nu > \nu_c$.

Como $\nu = c/\lambda$, equivale a:

$$c/\lambda > c/\lambda_c$$

$$\lambda_c > \lambda$$

Para calcular el valor de λ_c :

$$h\nu = E_c + A \quad (E_c = 0, \nu = \nu_c)$$

$$\nu_c = A/h$$

$$\lambda_c = c / n_c = hc / A$$

$$= \frac{6.63 \times 10^{34} \times 3 \times 10^8}{2.3 \times 1.6 \times 10^{-19}}$$

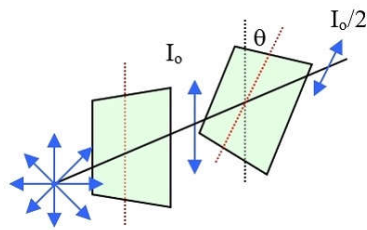
$$\lambda_c = 5.4 \times 10^7 \text{ m} = 540 \text{ nm}$$

En este caso $\lambda_c = 540 \text{ nm} < 680 \text{ nm}$: no se cumple la condición $\lambda_c > \lambda$. No hay efecto.

5.

$$I = I_0 \cos^2 \theta$$

$$I_0/2 = I_0 \cos^2 \theta$$



Solución polarización 5

$$\cos^2 \theta = 1/2$$

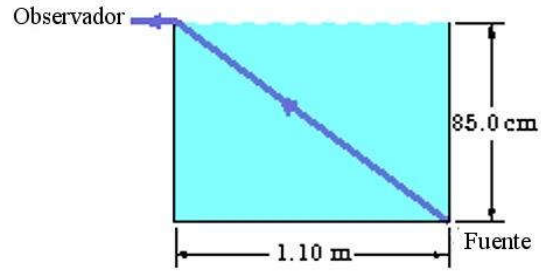
$$\cos \theta = 1/\sqrt{2} = \sqrt{2}/2$$

$$\theta = \pm 45^\circ$$

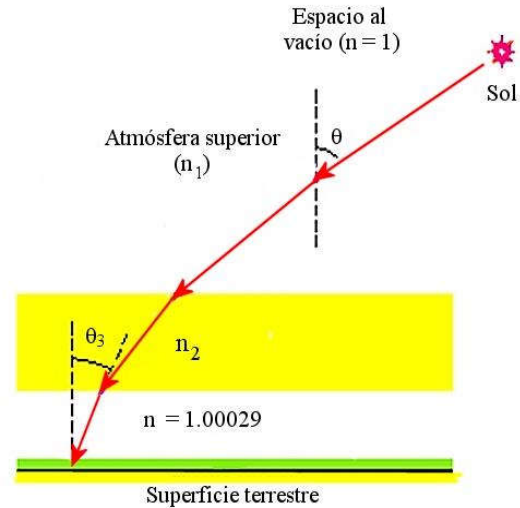
Problemas propuestos

Refracción y reflexión

1. El tanque rectangular de la figura se llena hasta el borde con un líquido desconocido. En esas condiciones, un observador con los ojos al nivel de la superficie logra ver solamente la esquina E. En la figura se muestra el rayo que va desde E hasta el observador. Encontrar el índice de refracción del líquido. R: 1.26



Propuesto refracción 1



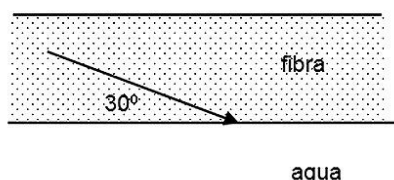
Propuesto refracción 2

2. El índice de refracción de la atmósfera decrece monótonamente con la altura desde la superficie terrestre (1.00029 aproximadamente) hasta el valor en el espacio (1.00000). Esta continua variación puede ser aproximada considerando que la atmósfera está compuesta por tres (o más) capas paralelas, con un índice de refracción constante en cada una de ellas. Así, en la figura, $n_3 > n_2 > n_1 > 1.00000$.

Considere un rayo de luz proveniente de la estrella S que alcanza la parte superior de la atmósfera formando un ángulo θ con la vertical. a) Demuestre que la dirección aparente θ_3 de la estrella relativa a la vertical, tal como la ve un observador en la superficie terrestre, viene dada por

$$\sin\theta_3 = \left(\frac{1}{n_3}\right)\sin\theta.$$

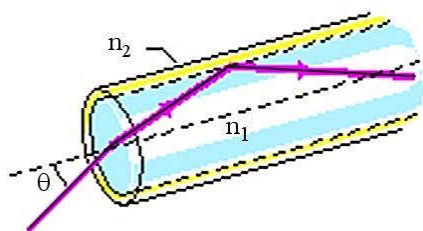
Sugerencia: aplique la ley de la refracción a pares de capas paralelas, ignorando la curvatura de la Tierra. Efectos como éste deben ser tomados en cuenta, por ejemplo, cuando se utilizan satélites de navegación para obtener posiciones terrestres con exactitud (R: 0.00605°).



Propuesto refracción 3

3. a) ¿Qué es una fibra óptica? ¿En qué fenómeno físico se basa su funcionamiento? ¿Qué condición óptica mínima debe cumplir el material a utilizar para construirla? Mencione algunas de sus aplicaciones. b) Suponga que se desea construir una fibra para trabajar sumergida en agua ($n = 1.33$) y debe reflejar todos los rayos de luz que incidan en un ángulo menor de 30 grados con la superficie de separación como se ilustra en el dibujo. ¿Cuál debe ser el índice de refracción del material a utilizar?

4. Una fibra óptica está compuesta por un núcleo de vidrio de índice de refracción n_1 recubierto de una capa de barniz de índice $n_2 < n_1$. Suponga que un haz de luz entra a la fibra desde el aire formando un ángulo θ con el eje de la fibra (ver figura).



Propuesto refracción 4

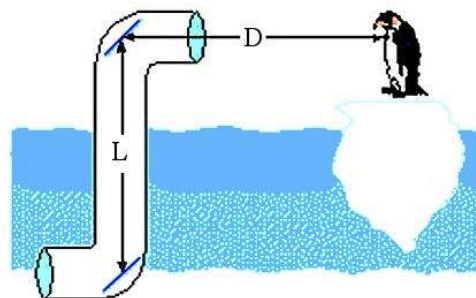
a) Demuestre que el mayor valor posible de θ para que el rayo pueda propagarse por la fibra viene dado por

$$\theta = \arcsen\sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

b) Si los correspondientes índices de refracción son 1.58 y 1.53 respectivamente, ¿cuál es el valor de θ máximo?

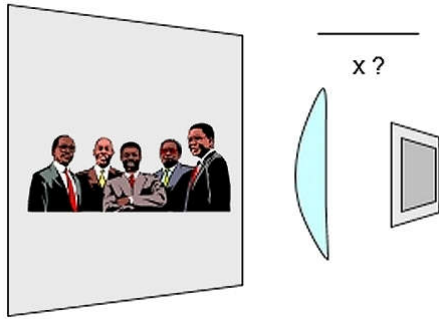
Espejos planos y lentes

1. Cuando Ud. se mueve directamente hacia un espejo plano con velocidad v , ¿a qué velocidad se mueve su imagen hacia Ud. a) en un sistema de referencia ligado a Ud. b) en un sistema de referencia ligado al espejo?



Propuesto espejos/lentes 2

2. La figura representa el periscopio idealizado de un submarino. Está formado por dos espejos planos paralelos colocados a 45° del eje vertical del periscopio, separados una distancia L . Un pingüino se observa a la distancia D del periscopio. La imagen que observa del pingüino es un miembro de la tripulación dentro del submarino, a) ¿es real o virtual? b) ¿es derecha o inversa, c) ¿Está aumentada? Si es así, ¿en cuánto? d) ¿A qué distancia y en qué lugar ve el tripulante al pingüino?



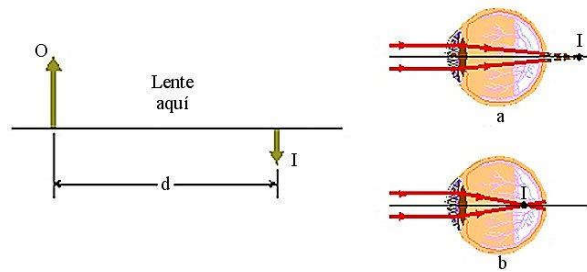
Propuesto espejos/lentes 3

3. Una diapositiva iluminada por detrás se sostiene a 44 cm frente a una pantalla (ver figura). ¿A qué distancia x de la diapositiva se debe colocar una lente de distancia focal +11 cm para que se forme una imagen nítida?
4. Una cámara de cine con un solo lente de distancia focal 75 mm toma un cuadro de una persona de 180 cm de altura situada a 27 m del objetivo. ¿Cuál será la altura de la imagen de la persona en la película?
5. Dos lentes convergentes coaxiales de distancias focales f_1 y f_2 se colocan a una distancia $f_1 + f_2$. Un montaje como éste se denomina “expansor del haz” y se usa a menudo para incrementar el diámetro del haz de rayos luminosos paralelos provenientes de un láser. a) Si el ancho del haz de luz incidente de forma perpendicular a la superficie de una de las lentes es W_1 , demuestre que el ancho del haz emergente por la otra es $W_2 = (f_2/f_1)W_1$. b) Demuestre que un resultado similar se puede obtener combinando un lente divergente con otra convergente.
6. En la figura, una imagen real e invertida I de un objeto O se forma mediante un cierto lente, no mostrado en la figura. La separación objeto-imagen es $d = 40.0$ cm, medida

a lo largo del eje central. La imagen tiene sólo la mitad del tamaño del objeto. a) ¿Qué tipo de lente se debe

utilizar para producir esta imagen? b) ¿Qué tan lejos del objeto debe encontrarse la lente? c) ¿Cuál es la distancia focal de la lente? R: b) 26.7 cm, c) 8.89 cm.

7. En un ojo hipermetrope (visión cercana deficiente) los rayos paralelos se enfocan de manera tal que la imagen se formaría detrás de la retina, como en la imagen superior

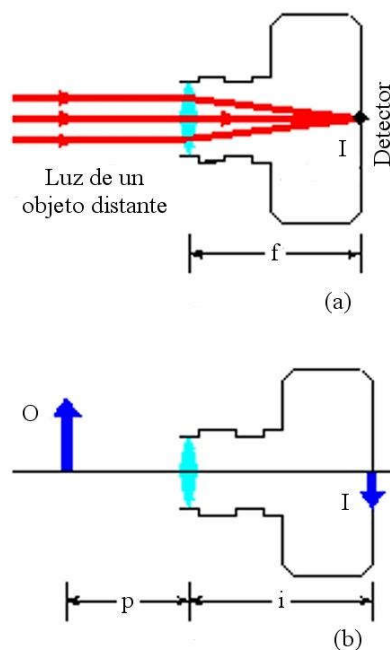


Propuesto espejos/lentes 7

(a). En un ojo miope (visión lejana deficiente) la imagen se forma delante de la retina, como en (b). a) ¿Cómo diseñaría Ud. una lente para corregir cada uno de estos defectos? b) Si una persona necesita gafas sólo para leer, ¿es miope o hipermetrope? c) La pérdida de elasticidad del cristalino con la edad origina la *presbicia*, con efectos parecidos a los de (a), aunque el origen es diferente. ¿Cómo corregiría Ud. la presbicia? d) ¿Por qué algunas personas necesitan lentes bifocales, donde la parte superior y la inferior del lente tienen diferente distancia focal?

8. La figura muestra la estructura básica de una cámara fotográfica digital. Un lente enfoca la luz incidente sobre un sensor de alta resolución en el fondo de la cámara, que convierte los impulsos luminosos puntuales en impulsos eléctricos y los almacena

en una memoria interna. Posteriormente la imagen puede ser tratada digitalmente en un ordenador convencional. Con la distancia ajustable entre el lente y el sensor colocada a 5.0 cm, rayos paralelos provenientes de un objeto muy distante O convergen a una imagen puntual en el sensor (figura a). Cuando el objeto se acerca hasta una distancia de 100 cm del lente, es posible ajustar la distancia lente-sensor (proceso de enfoque) hasta obtener una imagen nítida e invertida sobre el sensor (figura b). a) ¿Cuál es la distancia focal de ésta lente? b) ¿Cuánto ha variado la distancia imagen-sensor durante el proceso de enfoque? R: b) 3.0 mm

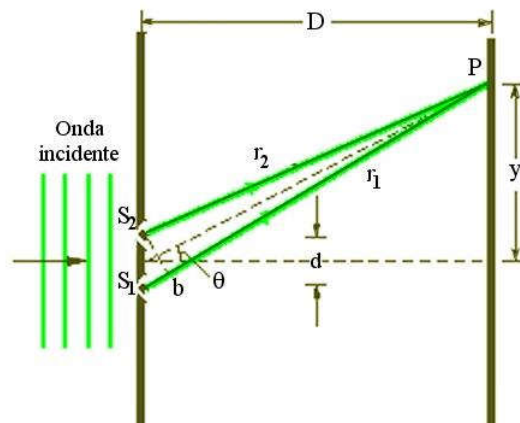


Propuesto espejos/lentes 8

9. Un objeto se coloca a 8 cm de una lente convergente de distancia focal 4 cm. a) ¿A qué distancia de la lente se forma la imagen? b) ¿Es real o virtual? c) ¿Es derecha o invertida? d) ¿Es mayor o menor que el objeto (calcular relación numérica)?

Interferencia, difracción, redes

1. Luz verde monocromática de longitud de onda 550 nm ilumina dos rendijas paralelas separadas $7.70 \mu\text{m}$ como se ve en el dibujo. Calcular la desviación angular θ de la franja brillante de 3er orden a) en radianes, b) en grados. R: 0.216 rad, 12.4° .



Propuesto interferencia 1

2. En un experimento de doble rendija, $\lambda = 546 \text{ nm}$, $d = 0.10 \text{ mm}$ y $D = 20 \text{ cm}$. ¿Cuál es la distancia entre el 5to máximo y el 7mo mínimo en una pantalla, contados a partir del máximo central?

3. Si se duplica la distancia entre rendijas en un experimento de Young, ¿cómo debe variarse la distancia D de la pantalla para que se mantenga la misma separación entre las franjas de interferencia?

4. Encuentre la separación de las rendijas en un experimento de Young que produzca franjas de interferencia separadas 0.018 rad en una pantalla distante. Asuma luz de sodio ($\lambda = 589 \text{ nm}$). R: $19.33 \mu\text{m}$

5. Una rendija se ilumina con longitudes de onda λ_a y λ_b , seleccionadas de forma tal que el primer mínimo de difracción de Fraun-

hofer de la componente λ_a coincide con el segundo mínimo de la componente λ_b .

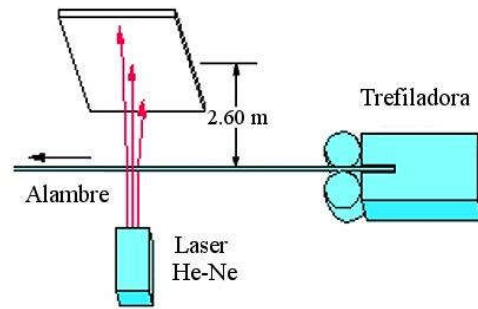
a) ¿Qué relación existe entre las dos longitudes de onda? b) ¿Coinciden otros mínimos de los dos patrones de difracción?

6. La distancia entre el primer y quinto mínimo de un patrón de difracción por una rendija en una pantalla situada a 40 cm es de 0.35 mm, utilizando luz de 550 nm. a) Calcule el ancho de la rendija, b) Calcule θ para el primer mínimo de difracción. *Sugerencia: cuando la pantalla está alejada de la rendija, es válida la condición de Fraunhofer.* R: 2.5 mm, 2.2×10^{-4} rad

7. Ondas sonoras de frecuencia 3000 Hz y velocidad 343 m/s se difractan a través de la abertura rectangular del gabinete de un altavoz hacia un gran salón. La abertura, de anchura horizontal 30.0 cm, está orientada hacia una pared que se encuentra a 100 m de distancia. ¿En qué posición junto a esa pared un oyente se encontrará con el primer mínimo de difracción y tendrá dificultades para escuchar el sonido? *Sugerencia: cuando la pantalla está alejada de la rendija, es válida la condición de Fraunhofer.* R: a 4.12 m de la perpendicular pared-altavoz.

8. Algunos fabricantes de alambre utilizan un láser para monitorear el espesor del producto que sale de la trefiladora. El alambre intercepta al haz de luz, produciendo un patrón de difracción similar al que origina una rendija del mismo ancho del alambre. Suponga que un láser de He-Ne con $\lambda = 632.8$ nm ilumina un alambre, proyectando un patrón de difracción en una pantalla ubicada a 2.60 m del alambre. Si el diámetro deseado del alambre es de 1.37 mm, ¿cuál es la distancia observada entre los mínimos

de décimo orden situados a ambos lados del máximo central?



Propuesto interferencia 8

9. Asuma que los límites del espectro visible se escogen arbitrariamente entre 430 y 680 nm. Calcular el número de rendijas por milímetro que harán ensanchar el espectro de 1er orden un ángulo de 20° . R: 1100

10. Una red de difracción tiene 600 ranuras/mm y un ancho de 5.0 mm. a) ¿Cuál es el menor intervalo de longitudes de onda que se puede resolver en el 3er orden con $\lambda = 500$ nm? b) ¿Cuántos órdenes superiores al tercero se pueden observar en estas condiciones? R: 56 pm, ninguno.

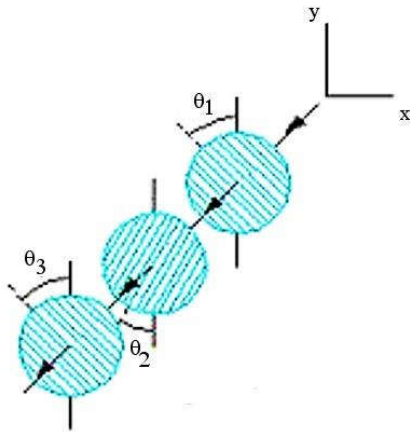
Polarización

1. La componente magnética de una onda electromagnética en el vacío viene dada por $B_x = B \sin(ky + \omega t)$, $B_y = B_z = 0$. a) ¿Cuál es la dirección de propagación? b) Escriba la ecuación de la componente eléctrica. c) ¿Las ecuaciones representan una onda polarizada o no polarizada? Si está polarizada, ¿en qué dirección?

2. Un haz de luz no polarizada atraviesa dos láminas polarizadoras colocadas una encima de la otra. ¿Cuál debe ser el ángulo entre los ejes ópticos de las láminas si la intensidad de la luz transmitida es $1/3$ de la incidente?

3. Un haz de luz polarizada atraviesa dos láminas polarizadoras. El eje óptico de la primera lámina forma un ángulo θ con la dirección de vibración de la luz. El eje óptico de la segunda lámina es perpendicular a esa dirección de vibración. Si se transmite 0.10 de la intensidad incidente, calcule el valor de θ . R: 20° o 70° .

4. Luz no polarizada se envía a través de tres láminas polarizadoras cuyos ejes ópticos forman ángulos $\theta_1 = -\theta_2 = \theta_3 = 50^\circ$ con el eje y, como aparece en el dibujo. Calcular que por ciento de la intensidad inicial es transmitida por este sistema.



Propuesto polarización 4

Cuerpo negro y óptica corpuscular

1. Considere luz monocromática incidiendo sobre una película fotográfica. Los fotones incidentes serán registrados si poseen suficiente energía para disociar una molécula de AgBr en la película. La energía mínima necesaria para que esto ocurra es de unos 0.6 eV. Encontrar la mayor longitud de onda que será registrada de esta forma. ¿A qué región del espectro pertenece esta λ ? R: $3.21 \mu\text{m}$.

2. Un determinado fotón de rayos X tiene una longitud de onda de 35.0 pm. Calcular

a) energía del fotón; b) frecuencia; c) cantidad de movimiento. R: 35.4 keV, 8.57×10^{18} Hz, 1.89×10^{-23} kg·m/s.

3. Se desea escoger una sustancia para construir una fotocelda que sea capaz de operar con luz visible. ¿Cuáles de las siguientes serán adecuadas?(función trabajo entre paréntesis): tantalio (4.2 eV), tungsteno (4.5 eV), aluminio (4.2 eV), bario (2.5 eV), litio (2.3 eV).

4. Las naves espaciales y los satélites en órbita se pueden cargar eléctricamente debido, entre otras causas, al efecto fotoeléctrico inducido por la luz del sol en la superficie externa, y deben diseñarse de forma que se minimice este problema. Suponga que un satélite recibe un baño de platino, metal que posee una de las mayores funciones trabajo (5.32 eV). Encuentre la longitud de onda más larga capaz de expulsar un electrón del platino. R: 15.233 nm

5. Luz de longitud de onda 200 nm cae sobre una superficie de aluminio. Si se requieren como mínimo 4.20 eV para remover un electrón del aluminio. ¿Cuál es la energía cinética a) del electrón fotoemitido más rápido? b) ¿del más lento? c) ¿Cuál es el potencial de interrupción? d) ¿Cuál es la frecuencia de corte del aluminio?

6. ¿A qué temperatura la radiación de una cavidad resulta más visible para el ojo humano, que posee una mayor sensibilidad a los 550 nm?

7. En 1983 un satélite detectó una nube de partículas sólidas rodeando la estrella Vega, con un máximo de radiación en la longitud de onda de 32 μm . a) ¿Cuál es la temperatura de esta nube de partículas? b) ¿A qué región del espectro corresponde esta radiación?

ción? R: a) 45.9 K

8. Calcule la longitud de onda correspondiente a la máxima radiancia espectral e identifique la región del espectro electromagnético a la que pertenece cada una de las siguientes radiaciones: a) la radiación de fondo cósmico de 3.0 K, residuo del “Big-Bang” de formación del universo. b) el cuerpo de una persona, asumiendo una

temperatura de la piel de 20°C , c) la radiación proveniente de una lámpara de tungsteno, filamento a 1800 K, d) la radiación proveniente de un artefacto termonuclear, cuya temperatura máxima alcanza los 10^7 K, d) el universo inmediatamente después del “Big Bang”, a una temperatura estimada de 10^{38} K. R: a) microondas, b) infrarrojo, c) infrarrojo, d) rayos x, e) rayos gamma de alta energía.