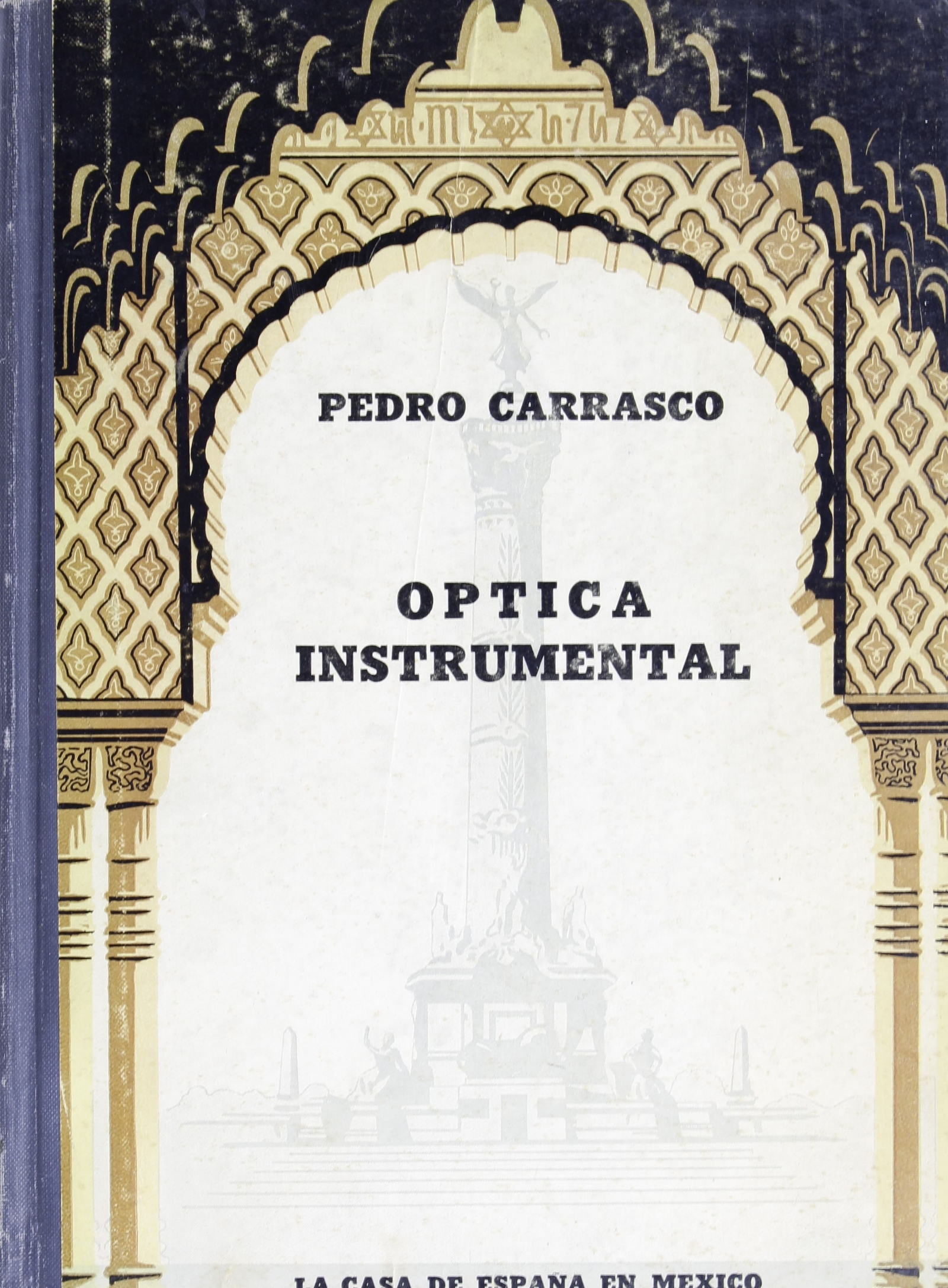




PEDRO CARRASCO

**OPTICA
INSTRUMENTAL**

LA CASA DE ESPAÑA EN MEXICO

Primera edición española, 1940

Queda hecho el depósito que marca la ley
Copyright by *La Casa de España en México*

Impreso y hecho en México

Printed and made in Mexico

por

FONDO DE CULTURA ECONOMICA

Av. Madero, 32

PEDRO CARRASCO y Garrovena

Catedrático de Física Matemática de la Universidad de Madrid

Optica Instrumental



LA CASA DE ESPAÑA EN MEXICO

CE
535.3
C3/3 op
Ej.2

15081



D. - Lic. Corio -



LA CASA DE ESPAÑA EN MÉXICO

PROLOGO

El presente libro tiene por base las lecciones explicadas por el autor, durante el segundo semestre de 1939, en la Escuela Nacional de Ciencias Biológicas del Instituto Politécnico Nacional de México.

No son lecciones dirigidas a formar técnicos o especialistas en Óptica, ni tampoco a futuros investigadores en la Física teórica. Son tan sólo una herramienta, indispensable hoy para los hombres de laboratorio, que, cultivando variadas especialidades, necesitan conocer y utilizar el instrumental óptico, y utilizar sus fecundos medios de exploración y de medida. Contiene el libro el mínimo de los conocimientos indispensables, dado el estado actual de la ciencia, para los químicos, naturalistas, médicos, biólogos y técnicos industriales en general.

Se ha procurado, con la orientación que señalan las diversas teorías ópticas, ir agrupando los hechos fundamentales en forma tal, que, conservando una estructura clásica y lo más sintética posible, permite no obstante al lector darse cuenta del carácter puramente geométrico, ondulatorio o corpuscular de los distintos fenómenos.

Se describen los aparatos y los métodos de medida, indicando tan sólo lo que es básico en cada procedimiento, dado su fundamento teórico; y se prescinde de detalles instrumentales, tan variables como poco trascendentes, adecuados para una exposición verbal, o ante un modelo del aparato, pero que en un libro distraen la atención hacia lo accesorio, haciendo olvidar lo fundamental. El profesor puede fácilmente suprimir aquellos asuntos, que estime menos necesarios, teniendo en cuenta las limitaciones de tiempo, y la especialidad que hayan de cultivar los escolares. La exposición supone que el lector sólo

posee una cultura matemática elemental y ligeras nociones de Física; por esta razón se tratan siempre los problemas dentro de un nivel matemático muy modesto.

Damos las gracias a la Escuela Nacional de Ciencias Biológicas por la generosa acogida dispensada a estas lecciones; y hacemos constar, que se debe a La Casa de España en México la publicación de esta obra, débil muestra de la labor elevada que realiza cumpliendo la alta misión política, cultural y patriótica del General Cárdenas, su ilustre fundador, símbolo feliz del pueblo mexicano.

P. C.

México, febrero, 1940.

1. PROPAGACION DE LA LUZ

1.1 NATURALEZA DE LA LUZ. — La *óptica estudia los fenómenos luminosos*. El mundo exterior provoca en nuestros ojos sensaciones —sentido de la visión— debidas a la excitación que ejerce en la retina un agente físico llamado luz.

Se pretendió explicar (Newton) la Naturaleza de la luz y sus fenómenos, admitiendo la antiquísima idea de que los cuerpos luminosos despedían o emitían en todas direcciones una sustancia imponderable, de estructura corpuscular, que, al llegar al nervio óptico, provoca la visión del cuerpo emisor; y que los cuerpos iluminados, no emitían luz, pero despedían, por choque, dichos corpúsculos, los que, recogidos por nuestros ojos, hacían visible los cuerpos no luminosos u opacos. Esta *teoría de la emisión* no pudo explicar que acumulando corpúsculos idénticos —luz más luz— pudiera producirse oscuridad, cual ocurre en los fenómenos de interferencia; ni tampoco la causa de que la luz reflejada en un espejo pudiera debilitarse o desaparecer, mediante una segunda reflexión, cual sucede en los fenómenos de polarización. Derrotada entonces esta teoría se impuso la *teoría ondulatoria* (Young, Huygens y Fresnel), para la cual la luz no es substancia, sino movimientos periódicos, que, producidos en los focos o manantiales luminosos, se trasmitían y propagaban por el espacio en ondas; cual en un estanque tranquilo se extiende la perturbación o agitación provocada en un punto; y cual el aire nos trae en ondas las notas musicales de un instrumento. Pero, mientras un timbre encerrado y aislado en un recinto, deja de oírse al hacer el vacío, el filamento de una lámpara sigue emitiendo luz, ondas, a través del vacío que le envuelve; y llega a nosotros, cruzando los espacios interstelares, la luz de los astros. El sonido necesita un medio material que vibre para propagarse; la luz no: se trasmite en el vacío. Y como no se concebía que en la nada ocurriera algo, los físicos llenaron el espacio de una sustancia hipotética, continua, que baña todos los

cuerpos, a la que denominamos éter; y así, las ondas luminosas se convierten en ondas etéreas.

La *teoría electro-magnética* acoge después a las ondas luminosas, que pasan a ser un caso particular de las ondas electro-magnéticas; aquellas que por su frecuencia son aptas para impresionar nuestra retina, y para producir otros efectos caloríficos, químicos y eléctricos. Ondas luminosas, visibles por el ojo humano, son las que tienen longitudes λ comprendidas entre 39 y $78 \cdot 10^{-6}$ cm. Si aumentan de los 78 a los $6130 \cdot 10^{-6}$ cm. se denominan luz infraroja o radiación calorífica oscura, por no ser visibles. Tampoco son visibles las que tienen dimensiones inferiores a los $39 \cdot 10^{-6}$ cm.; denominándose luz ultravioleta hasta los $10 \cdot 10^{-6}$ ordinariamente, y también radiación actínica, por su intensa acción sobre las placas fotográficas ordinarias. Aun difieren más las ondas electro-magnéticas ordinarias que oscilan entre 1 mm. y varios kilómetros; y los rayos X y γ que varían entre $12 \cdot 10^{-8}$ cm. y los $6 \cdot 10^{-11}$ cm.

Resucitando la teoría corpuscular, por insuficiencia de la teoría ondulatoria para explicar nuevos fenómenos —fenómeno fotoeléctrico, Compton— se admite (Einstein, Broglie) la existencia de un átomo o gránulo de luz, el *fotón*, que se considera como entidad corpuscular, asociada a magnitudes ondulatorias tales como una frecuencia y una longitud de onda propias. Se admite, para determinar la mecánica de este fotón, que posee una energía $W = h\nu$ y una cantidad de movimiento $p = W/c = h\nu/c$, siendo h la constante de Planck, que define el quantum de acción, c la velocidad de la luz y ν la frecuencia. Es por tanto la longitud de onda asociada al fotón.

$$\lambda = c/\nu = h/p.$$

Estas mecánicas cuantistas, así como las teorías de Bhor, a pesar de sus triunfos en la física atómica, han resultado incapaces para explicar los fenómenos de interferencia y difracción. Mantenían la existencia de unos fenómenos de origen corpuscular y otros de carácter ondulatorio, en apariencia antagónicos.

Las *mecánicas ondulatorias* (Heisenberg, Schrödinger y Dirac) introducen un criterio de indeterminación y la onda adquiere el significado de una probabilidad de acumulación de corpúsculos en regiones que corresponderían a las de máxima intensidad. Todos los esfuerzos teóricos se dirigen a explicar simultáneamente el carácter corpuscular

y ondulatorio de la luz, considerados como las dos caras perceptibles de una realidad única; y a fundir materia y luz en una sola teoría

1.2 PROPAGACIÓN Y VELOCIDAD DE LA LUZ. — La luz, como toda perturbación electromagnética, se propaga en el vacío por ondas esféricas concéntricas. Es lógico que, si el medio es homogéneo e isótropo, y el vacío lo es por excelencia, la luz, sea cualquiera su naturaleza, se propague idénticamente en todas direcciones, recorriendo iguales espacios en tiempos iguales, esto es, con velocidad constante; y que el estado luminoso, que ofrece carácter periódico, sea idéntico en un instante dado en todos los puntos de cada una de las esferas o superficies de onda. Una superficie de onda se caracteriza por presentar todos sus puntos el mismo estado luminoso en el instante considerado; y es lugar de todos los puntos hasta donde se propagó la luz en un tiempo t determinado.

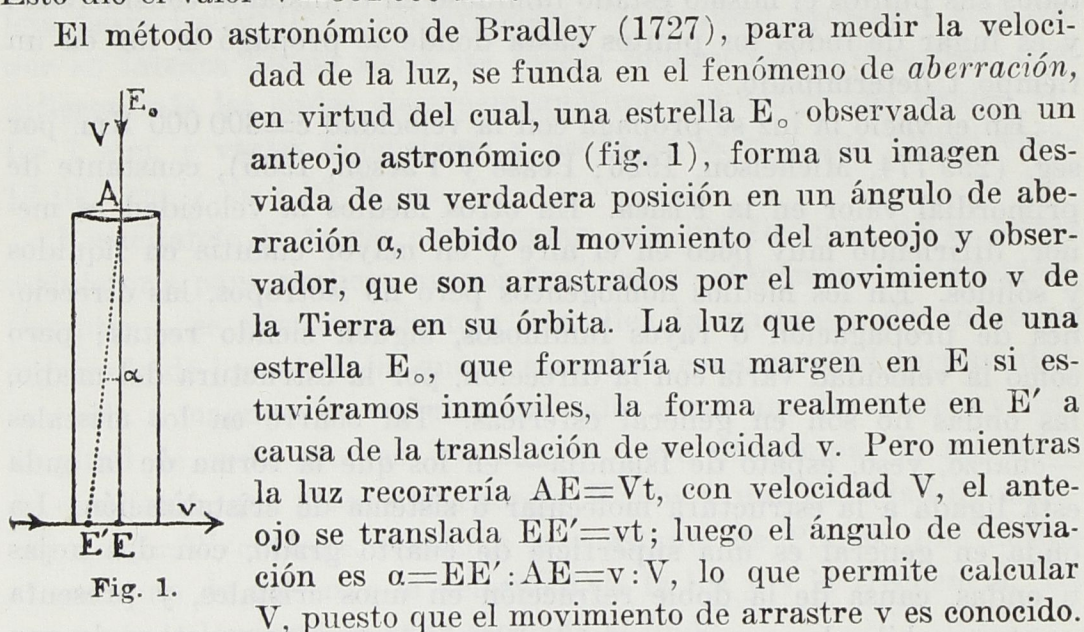
En el vacío la luz se propaga con la velocidad $c=300\,000$ Km. por seg. (299 774, Michelson, 1926; Pease y Parson, 1935), constante de primordial valor en la Física. En otros medios la velocidad es menor, difiriendo muy poco en el aire y en mayor cuantía en líquidos y sólidos. En los medios homogéneos pero no isótropos, las direcciones de propagación o rayos luminosos, siguen siendo rectas; pero como la velocidad varía con la dirección, por la estructura del medio, las ondas no son en general esféricas. Tal ocurre en los cristales —cuarzo, yeso, espato de Islandia— en los que la forma de la onda está ligada a la estructura molecular o sistema de cristalización. La onda en general es una superficie de cuarto grado, con dos hojas u ondas, causa de la doble refracción en unos cristales, y presenta puntos umbilicales con un cono de planos tangentes en otros, lo que permitió descubrir teóricamente el fenómeno de la refracción cónica, confirmada experimentalmente después.

En medios heterogéneos, cual la atmósfera, el rayo luminoso no es rectilíneo, sino que sigue una trayectoria curva, que al atravesar el gran espesor atmosférico, origina el cambio aparente de posición de los astros, los que observamos a mayor altura que la real, debido a esta refracción atmosférica.

La velocidad de la luz puede medirse por métodos astronómicos, ópticos y electromagnéticos. El método astronómico de Roemer consistía en observar las ocultaciones de los satélites de Júpiter en su giro alrededor de este planeta, los que se verifican en momentos calculables, por ser conocidos estos movimientos celestes. Por girar



la tierra alrededor del Sol, a menor distancia que lo hace Júpiter, unas veces nos situamos entre ambos, en conjunción Júpiter-Tierra-Sol, y otras al lado opuesto, en oposición Júpiter-Sol-Tierra, con lo que, entre una y otra posición relativa, la distancia Júpiter-Tierra varía en unos 300 millones de Km., doble de la distancia Sol-Tierra, radio medio de la órbita terrestre. Esto hace que entre el cálculo y la observación se encuentre una diferencia, debida a que en la posición más lejana la luz ha de recorrer una distancia mayor; y observamos la ocultación o reaparición del satélite con un retraso de 16^m26^s , que es el tiempo empleado por la luz en recorrer los 300 000 000 Km. de diferencia entre la conjunción y la oposición. Esto dió el valor $V=304\,000$ Km.



El método físico de Fizeau (1849), o de la rueda dentada, se reduce a mandar a una gran distancia D un haz de rayos paralelos, que, reflejados en un espejo, vuelven al observador. Si la luz se envió, pasando entre los dientes de una rueda y ésta gira, podemos conseguir que a su regreso sea interceptada la luz por el diente inmediato; luego, conocido el número de dientes y la velocidad de giro, conocemos el tiempo entre el paso de un hueco y el diente consecutivo; y bastará dividir el camino recorrido por la luz $2D$, por el tiempo t empleado, para calcular su velocidad.

El método del espejo giratorio de Foucault se funda en que un rayo reflejado en un espejo giratorio se desvía angularmente doble que el espejo. Un rayo que cae en un espejo y después recorre un gran camino D , para volver a reflejarse en el espejo inmóvil, ocu-

pa una posición fija, de la que se desviará el ángulo 2α , si se hace girar el espejo el ángulo α , en el tiempo t que la luz reflejada al ir emplea en volver al mismo espejo. Medido 2α y conocida la velocidad ω de giro del espejo, $\alpha = \omega t$, permite calcular el valor de t , que a su vez determina $V = D:t$.

Recientemente Michelson ha repetido el experimento, utilizando un prisma octogonal giratorio, cuyas caras laterales eran especulares y cuya velocidad de giro medía con gran precisión. Haciendo que los rayos luminosos, reflejados en una cara, recorrieran más de 35 Km. antes de volver a reflejarse en la opuesta para formar una imagen; y haciendo girar el cuerpo especular para que esta imagen volviera a formarse en el mismo punto, pero reflejándose en la cara contigua; la velocidad de la luz se obtiene dividiendo la distancia recorrida por la luz entre su primera y última reflexión por el tiempo empleado en un octavo de giro.

Utilizando, no una reflexión, sino varias entre dos espejos paralelos, puede hacerse que un tubo lleno de líquido u otra substancia transparente sea recorrido por la luz gran número de veces. Con este artificio, pudo Fizeau medir la velocidad de la luz en medios materiales distintos del aire y encontrar velocidades inferiores a las obtenidas en el aire; experimento favorable a la teoría ondulatoria de la luz y opuesto a la hipótesis de Newton, que suponía la velocidad creciente con el índice de refracción.

La teoría electro-magnética conduce a atribuir a la velocidad de la luz en un cuerpo material de poder inductor específico k y permeabilidad μ el valor de $V = c:\sqrt{k\mu}$, siendo c la velocidad en el vacío. Esto ha permitido la medida indirecta de V en medios variados, y constituyó un triunfo de la teoría electro-magnética de la luz.

Las ocultaciones de estrellas por la Luna no ofrecen la aparición o desaparición de la luz con los cambios de color que debería presentar, si cada color tuviera distinta velocidad de propagación. Las medidas de velocidad citadas, repetidas empleando luz monocromática, roja, azul, etc. prueban que en el vacío y en el aire prácticamente, todos los colores se propagan con igual velocidad. En cambio en diversos medios materiales la velocidad varía. Los rayos rojos dan una velocidad, mayor que los azules. Este fenómeno constituye la dispersión o variación de la velocidad, con las dimensiones de la longitud de onda λ que caracteriza y distingue los diversos colores, cuando la luz atraviesa medios materiales.

1.3 SOMBRA Y PENUMBRA. — Una pantalla con un orificio, circular por ejemplo, determina para un foco puntual un cono luminoso, como puede comprobarse con una pantalla posterior que recibe la luz que pasa por el orificio. A primera vista parece que las rectas que partiendo del foco se apoyan en el borde del orificio son las generatrices de un cono geométrico y que la mancha luminosa corresponde exactamente a la sección de dicho cono por la segunda pantalla. Lo mismo ocurre con un cuerpo opaco, que interpuesto entre el foco y una pantalla, provoca un cono de sombra cuyas generatrices son las tangentes desde el foco al cuerpo.

Si el foco luminoso es extenso, una bujía, una lámpara de incandescencia, el Sol, etc., el cono de sombra no es recortado sino difuso, envolviendo a la sombra una zona de penumbra, donde la luminosidad va creciendo progresivamente hasta un límite de iluminación total (fig. 2). El contorno de este límite está determinado por las tangentes interiores a foco y obstáculo, por ejemplo Sol y

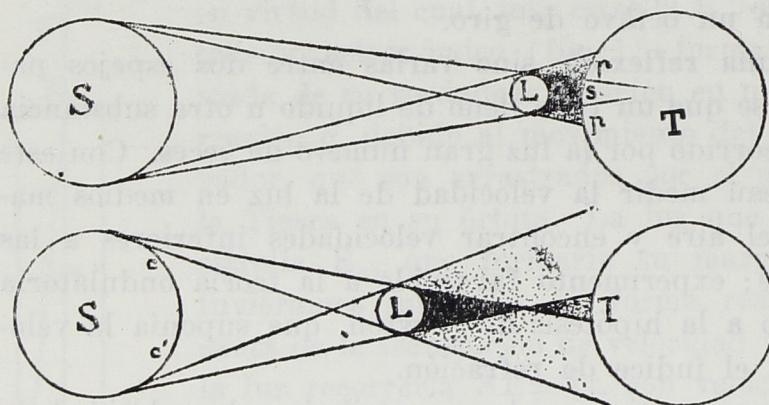


Fig. 2.

Tierra, y forman un cono abierto y divergente, mientras que las tangentes exteriores determinan el cono convergente de sombra. Los eclipses de Sol son debidos al paso de la Tierra T por estos conos que la Luna L determina. Son totales los eclipses para los puntos s de la Tierra que barre el cono de sombra, parciales para los p que barre el cono de penumbra, y son anulares cuando el corte o paso de la Tierra se verifica en la hoja del cono de sombra más lejana del vértice. En el primer caso no es visible el Sol, en el segundo es visible parcialmente más o menos según la zona de penumbra esté próxima o alejada del cono de sombra; y en el tercero es visible un anillo solar cuyo disco central oscuro es la Luna interpuesta. En los eclipses de Luna, la Tierra es la que produce sobre el satélite la sombra y penumbra; y el fenómeno es visible para la Tierra en general, en vez de presen-

tar como los de Sol aspectos distintos, cuando son observados desde lugares diversos de la Tierra.

1.4 RAYO LUMINOSO Y CAMINO OPTICO. — Un cono luminoso estrecho se denomina pincel luminoso, y un pincel de grosor despreciable materializa físicamente un rayo luminoso. Geométricamente, rayo luminoso es la recta —o línea si el medio no es homogéneo— según la cual se propaga la luz, sea corpúsculo o energía luminosa.

En un medio único dijimos que la luz se propaga con velocidad constante. Por lo tanto los espacios, o caminos geométricos, recorridos en tiempos iguales, son iguales. Pero si se propaga por medios distintos, el tiempo $t = e/v$ empleado por el rayo en su recorrido total es $e_1/v_1 + e_2/v_2 + e_3/v_3 \dots = \sum e/v$, siendo $v_1, v_2, v_3 \dots$ la velocidad en cada medio, y $e_1, e_2, e_3 \dots$ las longitudes correspondientes.

Un rayo, que recorre el espacio e_1 con velocidad v_1 en un medio cualquiera, puede reemplazarse por otro, que en el vacío recorra en igual tiempo el espacio e con la velocidad c . Los caminos e_1 y e son pues *tautócronos*, cuando $e:c = e_1:v_1$. Es cómodo y útil reducir para el cálculo todos los caminos a través de medios diversos, al camino equivalente en el vacío que valdrá

$$e = e_1 c/v_1 = e_1 n_1 \quad \text{ó} \quad e = \sum e_s \cdot n_s \quad (1)$$

Esta constante n_1 que caracteriza al medio 1 se llama *índice absoluto* del medio y es el cociente de la velocidad c de la luz en el vacío y la velocidad v_1 en el medio. Llamaremos *camino óptico* al producto $e_1 n_1$ del camino geométrico por el índice absoluto del medio, esto es, el camino equivalente en el vacío.

Comparando caminos ópticos en medios distintos, serán equivalentes cuando $e = e_1 n_1 = e_2 n_2$, de donde $e_1 : e_2 = n_2 : n_1 = n_{21}$, esto es: la relación entre los caminos geométricos es igual al índice absoluto del segundo medio respecto al primero. Este cociente n_{21} , se denomina *índice relativo* del segundo medio respecto al primero. Es también igual al cociente de la velocidad de la luz en el primer medio por la velocidad en el segundo, puesto que

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (2)$$

El índice del vacío vale uno, $c:c$; el del aire $c:v$ vale aproximadamente 1, por ser v casi igual a c ($n = 1.0002926$ a 0° y 760 mm.). El índice relativo n de un medio respecto al aire es el llamado *índice ordinario*. La velocidad v_1 de la luz en un medio material de índice n_1 se calcula dividiendo la velocidad c en el vacío por el índice n_1 .
Optica.—2

1.5 PRINCIPIO DE FERMAT. — La óptica geométrica puede construirse sobre los conceptos de rayo luminoso y camino óptico, partiendo del principio de Fermat, que define la trayectoria de la luz entre dos puntos, ya estén situados en el mismo medio, en medios distintos y aun teniendo que atravesar diversidad de medios.

Dice este principio: La luz se propaga de un punto P a otro P' siguiendo la trayectoria que corresponde al camino óptico mínimo. Esto es, $\sum e_s \cdot n_s$ ha de ser un mínimo. * Esto equivale, por ser $n_s = c:v_s$, y $e_s n_s = c \cdot t_s$ y en total $e_1:v_1 + e_2:v_2 + \dots + e_r:v_r = \sum(e:v) = t$ a que el tiempo t empleado en pasar la luz de P a P', sea el menor posible.

En un medio único, si v es constante en todas las direcciones, este camino único es la recta PP': *la luz se propaga en línea recta.*

Si consideramos un rayo luminoso, que llega a una superficie plana separando dos medios, el rayo puede retroceder y seguir el mismo medio, *reflexión* de la luz; o puede continuar y marchar por el segundo medio; *refracción* de la luz. Estos fenómenos obedecen a las leyes clásicas de Snell-Descartes:

a) Los rayos incidente, reflejado y refractado están en un mismo plano, que contiene a la normal en el punto de incidencia.

b) El ángulo de incidencia, formado por el rayo incidente y la normal, es igual al de reflexión, formado por el rayo reflejado y la normal.

c) El seno del ángulo de incidencia dividido por el seno del ángulo de refracción es un número, constante para cada dos medios y color determinado; y esta constante es el índice de refracción del segundo medio respecto al primero.

Apliquemos el principio de Fermat. Considerando el plano normal a la superficie S, que da la traza π (fig. 3), si el punto de incidencia I'' no estuviera en la traza, tomando su proyección I' sobre π , $PI'' + I''P' > PI' + I'P'$, luego el camino óptico mínimo, que se reduce al mínimo camino geométrico, por estar PP' en el mismo medio, debe encontrarse en el plano normal a la superficie. El mismo razo-

* En algún caso puede ser máximo. En general, se expresa el principio por

$$\delta \int_P^{P'} n \cdot dl = 0.$$

namiento es válido para el rayo refractado. Girando 180° este plano πN alrededor de la traza π , el punto P' pasaría a P'' y todos los caminos reflejados posibles IP' , $I'P'$... serían iguales a los IP'' , $I'P''$..., luego basta buscar el camino mínimo entre P y P'' , y éste es la línea recta PIP'' . Pero entonces el ángulo de incidencia $PIN = i$ es igual por opuesto por el vértice al de reflexión NIP' en su posición simétrica; luego $i = r$, el ángulo de incidencia es igual al de reflexión.

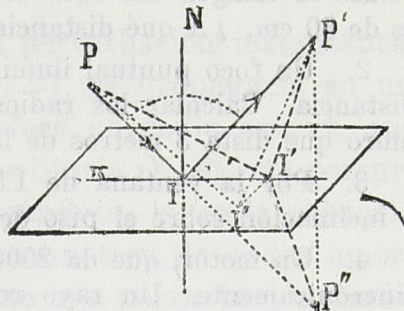


Fig. 3.

Estudiemos la refracción desde P hasta P' , siendo n_1 y n_2 los índices de los dos medios. Sea $PI \cdot n_1 + IP' \cdot n_2$ (fig. 4), el camino óptico mínimo, y consideremos dos caminos de trayectorias PaP' y PbP' , a uno y otro lado del mínimo, y muy próximos a él. A partir del mínimo, ambos caminos anterior y posterior serán mayores e iguales entre sí, si están muy próximos; luego trazando desde a y b las rectas aa' y bb' perpendiculares a PI y IP' , serán $Pa \cdot n_1 + ab' \cdot n_2 + b'P' \cdot n_2 = Pa' \cdot n_1 + a'b \cdot n_1 + bP' \cdot n_2$. Suprimiendo valores iguales, $ab' \cdot n_2 = a'b \cdot n_1$; y como por la pequeñez de ab pueden tomarse $a'b = ab \cdot \sin i$ y $ab' = ab \cdot \sin r$, substituídos dan $n_2 \cdot ab \cdot \sin r = n_1 \cdot ab \cdot \sin i$, o bien, $\sin i / \sin r = n_2 / n_1 = n_{21}$, lo que demuestra que el camino mínimo cumple la ley de los senos.

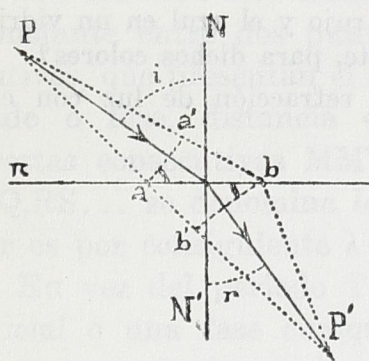


Fig. 4.

Sabemos, pues, a qué ley obedece el paso de un rayo luminoso de un medio a otro de distinta índole, pues si la superficie de separación no es plana, se reemplaza en el punto de incidencia la superficie por su plano tangente, cuya normal es la misma que la de la superficie en dicho punto.

Si un haz de rayos parte de un punto y tras cualquier número de reflexiones o refacciones vuelven dichos rayos a cortarse en otro punto, de modo que los caminos ópticos de los diversos rayos sean iguales, este último punto será la imagen del primero.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Por un pequeño orificio hecho en una ventana entra la luz de un foco esférico del alumbrado público. En el muro opuesto y a 3 metros del orificio vemos la imagen del foco de 4 mm de diámetro y sabemos que su tamaño es de 30 cm. ¿A qué distancia se encuentra el foco?

2. Un foco puntual ilumina una esfera de 10 cm. de radio a 2 metros de distancia. Calcular los radios del círculo de sombra y de penumbra en un muro que dista 3 metros de la esfera.

3. Por la ventana de 1.80 m penetra el sol de frente, con una altura o inclinación sobre el piso de 60° . Calcular el área del piso iluminado.

4. Un motor, que da 2000 revoluciones por minuto, hace girar un espejo sincrónicamente. Un rayo reflejado se envía a distancia, donde se refleja y al volver encuentra que el espejo ha girado mientras $1'$ ¿a qué distancia estaba el segundo espejo?

5. La velocidad de la luz en el vacío es $c = 299774$ Km. por segundo. ¿Cuál será la velocidad en el aire, $n = 1.0002926$, en el agua $n = 1.333$ y en el vidrio $n = 1.520$?

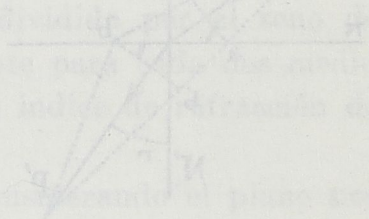
6. ¿Cuánto tardará la luz solar en llegar a nosotros, estando el Sol a la distancia media de 150 000 000 Km?

7. Si se llenara de agua todo el espacio ($n = 1.333$) ¿cuánto tardaría en llegar la luz del Sol?

8. Un rayo luminoso recorre en el agua 3.15 m. ¿Cuál es el camino óptico equivalente en el aire?

9. ¿Qué relación guardan las velocidades del rojo y el azul en un vidrio, que tiene los índices 1.514 y 1.523, respectivamente, para dichos colores?

10. Comprobar las leyes de la reflexión y refracción de luz con experimentos variados.



2. ONDAS LUMINOSAS

2.1 MOVIMIENTO ONDULATORIO. — Una perturbación instantánea, producida en un punto F como foco (fig. 5), se propagaría en un medio homogéneo e isótropo según una esfera de radio $e = vt$, que avanza con el tiempo t formando una onda solitaria O. Si esta perturbación F fluctúa en el foco FF' amortiguándose, la onda solitaria originada tendrá la forma O', que llamamos un tren de ondas amortiguadas. Si en F'' se produce continuamente una perturbación periódica, esto es, que se reproduce cada intervalo de tiempo T, llamado *período*, también avanzará la onda continuamente y con carácter periódico, formando un tren continuo de ondas. El estado de movimiento o fase del foco F'' será el mismo que tendrán, en el mismo instante, los puntos M, M', M'', ... situados a las distancias $e = VT$, $e = 2VT$, $e = 3VT$... Esta distancia constante entre dos puntos consecutivos, que presentan el mismo estado o fase, distancia entre dos crestas consecutivas MM', o entre PQ, RS... se denomina *longitud de onda* y se designa por λ . Su valor es por consiguiente $\lambda = VT$.

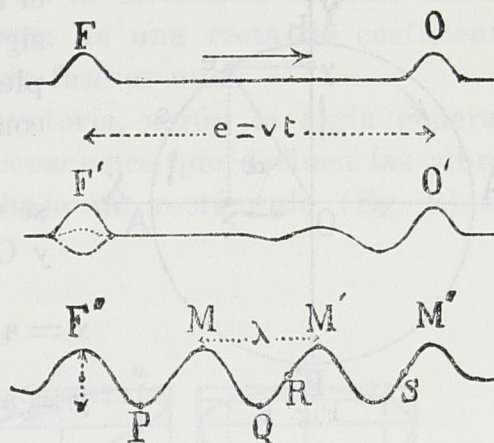


Fig. 5.

En vez del período T, tiempo que tarda en reproducirse la fase inicial o una fase cualquiera, puede utilizarse la *frecuencia* ν que representa el número de perturbaciones o vibraciones por segundo. Es indudable que valdrá $T = 1:\nu$, y por tanto $\hat{\nu} = 1:T$. Tenemos, pues, las relaciones

$$\lambda = VT = V/\nu, \quad V = \nu\lambda, \quad \nu = V/\lambda \quad (3)$$

fundamentales en todo movimiento ondulatorio.

La teoría ondulatoria de la luz supone que ésta se propaga por ondas cuya frecuencia y longitud de onda caracteriza los diversos colores o luces monocromáticas. Los colores rojo y violeta, cuyas λ valen, respectivamente, 0,00007 y 0,00004 cm., tienen unas frecuencias

de $4.3 \cdot 10^{14}$ y $7.5 \cdot 10^{14}$: unos 340 y 750 billones de vibraciones por segundo. En un milímetro caben unas 1600 ondas amarillas; y el obstáculo o sombra que a estas ondas ofrecería un alambre de 0,1 equivaldría al que opusiera a las ondas sonoras un altísimo muro de unos 100 metros de ancho, más o menos, según el tono del sonido.

2.2 MOVIMIENTOS VIBRATORIOS. — Puesto que las ondas presentan en todos sus puntos perturbaciones de carácter periódico, debe admitirse que, en su origen, el foco, existe también una perturbación periódica. El movimiento periódico más sencillo es el movimiento circular uniforme, en el que un punto e (fig. 6) describe un arco $s = a\alpha$, con velocidad angular ω constante, siendo por consiguiente el valor del ángulo descrito por el radio a en el tiempo t , $\alpha = \omega t$, y

el arco $s = a \cdot \alpha = a \cdot \omega t = a(2\pi/T)t$ designando el período por T , tiempo empleado en recorrer la circunferencia completa $2\pi = \omega T$.

Este movimiento puede descomponerse en sus proyecciones sobre los ejes OX y OY , obteniéndose las ecuaciones

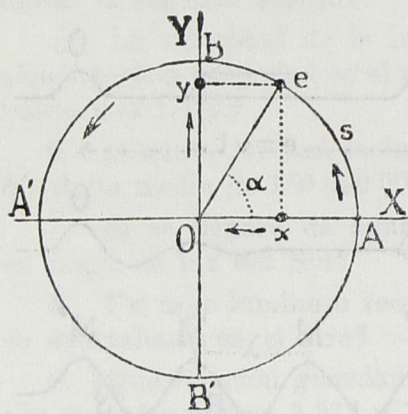


Fig. 6.

$$\begin{aligned} x &= a \cdot \cos \alpha = a \cdot \cos \omega t = a \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T} \\ y &= a \cdot \sin \alpha = a \cdot \sin \omega t = a \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T} \end{aligned} \quad (4)$$

que representan sendos movimientos de los puntos x , y sobre los ejes OX y OY . Cualquiera de estas dos ecuaciones representa el llamado *movimiento vibratorio armónico*, que se representa gráficamente por las curvas cosinusoide y sinusoide, y que difieren tan sólo en el origen de los tiempos; pues mientras x arranca de A para pasar por O con la máxima velocidad y llegar a A' , desde donde retrocede para volver a A ; el punto y arranca de la posición O , llamada de equilibrio, por ser la que tendrá la partícula si estuviera inmóvil, y se separa hasta B para retroceder a B' y volver a O . La fig. 7 representa la cosinusoide, con los valores del tiempo como abscisas y la separación x del punto O como ordenada. El valor de x se llama *elongación* y su valor máximo a se denomina *amplitud*. Si en el origen del tiempo el punto e no está en A , el movimiento se dice que presenta una fase inicial, τ , y su ecuación se escribe

$$x = a \cdot \cos \frac{2\pi}{T} (t - \tau) \quad (5)$$

la que indica que para $t = \tau$, $x = a$, el punto e llega a A .

La *intensidad* de una vibración se determina por la suma de la energía cinética y potencial durante un período completo y es proporcional al cuadrado de la amplitud de la vibración.

Así como una vibración circular se ha descompuesto en dos vibraciones rectilíneas, dos vibraciones rectangulares, de igual amplitud y período, originan al componerse una vibración circular. Si los períodos son iguales, pero las amplitudes a_1 y a_2 son distintas, la resultante de dos vibraciones rectilíneas rectangulares es una vibración elíptica, cuya inclinación respecto a los ejes varía según la diferencia de fase inicial que representan, y que toma la forma de una recta de coeficiente angular $a_2:a_1$ cuando la diferencia de fase es nula.

Analíticamente se calcula la trayectoria, según la regla general, eliminando el tiempo entre las dos ecuaciones que definen las vibraciones x , e y . Gráficamente, se dibuja un rectángulo (fig. 8) de

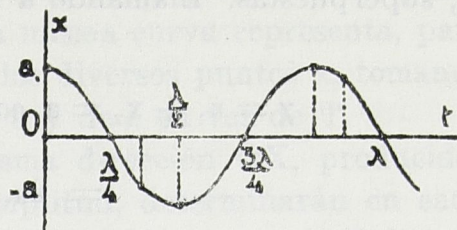


Fig. 7.

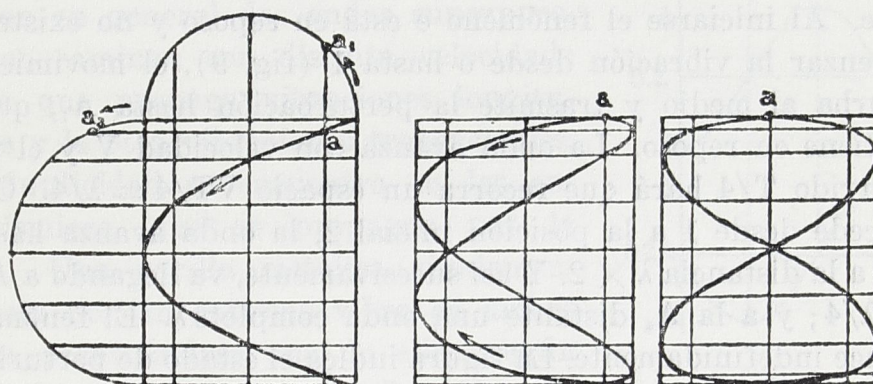


Fig. 8.

lados $2a_1$ y $2a_2$ y sobre ellos se trazan sendas semicircunferencias, cuyos arcos se dividen en partes iguales, y en igual número si los períodos son iguales; en número doble uno de otro, si un período es doble del otro, etc. La red de líneas paralelas que corresponden a los valores sucesivos de los cosenos, permite a partir de un punto a de cruce de dos líneas, dado por la fase inicial, ir trazando, siguiendo cruces sucesivos, la línea que corresponde a la trayectoria. Los dibujos de la figura corresponden a la composición de dos vibraciones de períodos T y $2T$, con fases 0 , $T/8$ y $T/4$, respectivamente.

Un caso de composición muy interesante, básico en la teoría de las interferencias, es el de dos vibraciones de igual amplitud a y período T , superpuestas. Llamando a la diferencia de fases τ tendremos que

$$\begin{aligned}\chi &= x_1 + x_2 = a \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T} + a \cdot \cos \frac{2\pi}{T} (t - \tau) \\ &= 2a \cdot \cos \frac{\pi\tau}{T} \cdot \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{\tau}{2} \right)\end{aligned}$$

transformando la suma de cosenos; y por lo tanto la resultante es otra vibración rectilínea de amplitud $A = 2a \cos (\pi\tau:T)$ y de igual período. La amplitud depende de τ . Si $\tau = 0$, $A = 2a$, la amplitud es doble, y la intensidad se hace cuatro veces mayor. Si $\tau = T:2$, $A = 0$, la vibración resultante es nula y la intensidad cero. Es el caso de interferencia, dando refuerzo o anulación, según que las vibraciones difieran en fase un número entero mT , o en un número impar $(2m + 1)T:2$ de semiperíodos.

2.3 ONDAS LUMINOSAS. — Consideremos como foco de un movimiento ondulatorio una partícula o corpúsculo e , que vibra armónicamente. Al iniciarse el fenómeno e está en reposo y no existe onda. Al comenzar la vibración desde 0 hasta 1 (fig. 9), el movimiento de e perturba al medio y transmite la perturbación hasta A_1 , que aún se mantiene en reposo. La onda avanza con velocidad V y el tiempo transcurrido $T/4$ hará que recorra un espacio $VT/4 = \lambda/4$. Cuando e retrocede desde 1 a la posición inicial 2, la onda avanza hasta A_2 , situado a la distancia $\lambda \times 2$. Y así sucesivamente, va llegando a A_3 , distante $3\lambda/4$; y a la A_4 distante una onda completa λ . El fenómeno se reproduce indefinidamente. La figura indica el estado de perturbación, desplazamiento o elongación, de los puntos intermedios en cada instante. Este estado o fase se reproduce entre los puntos que distan λ , o $n\lambda$, un número completo de longitudes de onda.

La vibración del foco llega, pues, a un punto situado a la distancia x , con un retraso, que, medido en tiempo, vale $\tau = x/V$, que es lo que tarda la onda en propagarse desde el origen hasta x . La ecuación de movimiento de dicho punto será

$$y = a \cdot \cos \frac{2\pi}{T} (t - \tau) = a \cdot \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{V} \right) = a \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (6)$$

Esta ecuación determina la vibración y , en cualquier punto x , y en

cualquier instante t . La representación gráfica de este movimiento ondulatorio es también una consinusoide, idéntica a la fig. 7, para un punto dado x , con sólo tomar el origen de la gráfica en el punto de abscisa $t - \tau$ correspondiente. Y la misma curva representa, para un instante t , el estado vibratorio de los diversos puntos x , tomando en las abscisas valores de x en vez de t , y de λ en vez de T .

Dos ondas que caminan en la misma dirección OX , producidas por vibraciones de igual período y amplitud, determinarán en cada punto x una vibración resultante, que se calcula como se indicó anteriormente. La interferencia de las dos ondas producirá, en los puntos del espacio donde se superpongan las vibraciones, un refuerzo o anulación, según que coincidan en fase, esto es, difieran en un número entero múltiplo de λ , o sean contrapuestas, por diferir en número impar de $\lambda/2$.

En los medios materiales las vibraciones de las partículas producen ondas acústicas. En los sólidos estas vibraciones originan en general dos ondas superpuestas, que caminan con distinta velocidad; la una que propaga vibraciones longitudinales y la otra vibraciones transversales. Esta duplicidad se encuentra en las ondas sísmicas, que se propagan por la Tierra. Una varilla metálica rígidamente sujeta por un extremo vibra en ambas formas, acentuándose una de ellas, según que la hagamos entrar en vibración por frotamiento longitudinal, o por golpeo o excitación transversal. Los líquidos y gases propagan el sonido en ondas longitudinales, o de condensación, en las que las partículas vibran según rectas, que coinciden con la dirección de propagación.

La descarga oscilante de un condensador, la vibración armónica de un electrón, resonador lineal, origina ondas electro-magnéticas. Estas ondas son transversales: el vector eléctrico y el magnético, perpendiculares entre sí, están siempre en un plano que es perpendicular al rayo o dirección de propagación de la onda. La luz se ha considerado en la teoría ondulatoria como un tipo de onda electromagnética, en la que el vector eléctrico representa el vector luminoso.

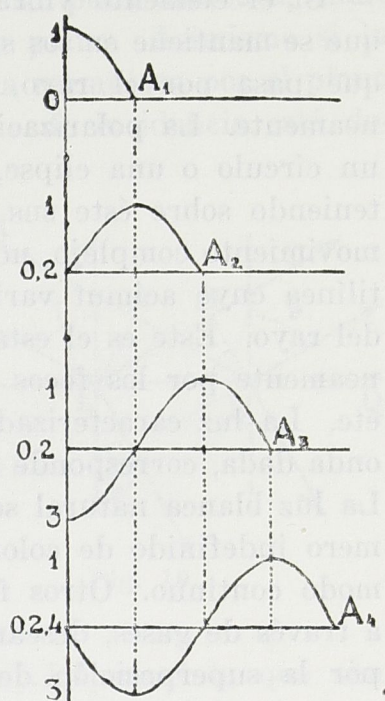


Fig. 9.

Puesto que la luz se propaga en el vacío, ¿quién vibra?: Una substancia hipotética llamada éter, que llena el vacío y baña íntegramente todos los cuerpos materiales. Si se suprime la hipótesis del éter, las ecuaciones del movimiento ondulatorio se reducen a una descripción matemática de lo que ocurrirá en cada punto e instante, cuando en él existan corpúsculos o elementos físicos reales, capaces de sufrir la acción del foco emisor. En una hipótesis corpuscular, los fotones o átomos de luz formarían una inmensa polvareda, en la que los estados de condensación o enrarecimiento deben estar descritos por las ecuaciones del movimiento ondulatorio.

Si el elemento vibrante corresponde a una vibración rectilínea, que se mantiene en los sucesivos frentes de onda, dentro de un plano que pasa por el rayo, la luz se dice que está polarizada rectilíneamente. La polarización es circular o elíptica, si la trayectoria es un círculo o una elipse, sobre el plano normal al rayo luminoso, y teniendo sobre éste sus centros. La luz natural corresponde a un movimiento complejo, normal al rayo, asimilable a una vibración rectilínea cuyo acimut varía rapidísimamente, cual si girara alrededor del rayo. Este es el estado que atribuimos a la luz emitida espontáneamente por los focos naturales, la luz del Sol, la de un mechero, etc. La luz caracterizada por un período, frecuencia y longitud de onda dada, corresponde a un color simple, es una luz monocromática. La luz blanca natural se considera como la superposición de un número indefinido de colores simples, cuyas frecuencias varían de un modo continuo. Otros focos, llamas coloreadas, descargas eléctricas a través de gases, descargas en arco eléctrico, emiten luces formadas por la superposición de un número más o menos grande de luces monocromáticas.

2.4 REFLEXIÓN Y REFRACCIÓN DE ONDAS. — Un rayo luminoso que cae sobre la superficie de un vidrio origina un rayo reflejado y otro refractado. Una onda luminosa al llegar a la superficie de separación de dos medios, de índices n_1 y n_2 , se convierte en dos ondas, una reflejada y otra refractada; la primera que se propaga con la misma velocidad v_1 de la onda incidente y la segunda que camina con distinta velocidad v_2 , la correspondiente al segundo medio.

Considerando una onda plana de frente AI_1 , equivalente a un haz de rayos paralelos, que llega a la superficie plana reflectante PQ (fig. 10), mientras el rayo l avanza el camino AI_2 para llegar al espejo, el rayo m , que tocó en I_1 , retrocederá recorriendo un camino

I_1B tal, que el frente de onda AI_1 se convertirá en el I_2B . Para ello será preciso que los caminos ópticos correspondientes sean iguales, y como n_1 y v_1 son constantes, bastará que las longitudes AI_2 y I_1B sean iguales. Pero entonces los triángulos rectángulos AI_1I_2 y BI_1I_2 , que tienen además común la hipotenusa, serán iguales; por consiguiente el ángulo $AI_1I_2 = i$ será igual al $BI_2I_1 = r$: el ángulo de incidencia es igual al de reflexión. Además el rayo incidente, el reflejado y la normal en el punto de incidencia están en el plano del dibujo, que se ha supuesto normal a la superficie PQ . El razonamiento se generaliza fácilmente para cualquier onda incidente considerando un pincel luminoso, que, por su poca abertura, tiene prácticamente un frente de onda normal y plano. Asimismo si la superficie PQ de separación no es plana, se la reemplaza por el plano tangente en el punto de incidencia; el plano de incidencia está determinado siempre por el rayo incidente y la normal correspondiente a la superficie, y en dicho plano se localiza el rayo reflejado así como el refractado.

En la onda refractada I_2C será el frente de onda, si los caminos ópticos AI_2 e I_1C son iguales; esto es, $n_1 \cdot AI_2 = n_2 \cdot I_1C$. Pero en el triángulo rectángulo AI_1I_2 se obtiene para el cateto $AI_2 = I_1I_2 \cdot \text{sen } i$ y en el triángulo CI_1I_2 vale $I_1C = I_1I_2 \cdot \text{sen } r'$; luego sustituyendo tendremos $n_1 \cdot I_1I_2 \text{ sen } i = n_2 \cdot I_1I_2 \text{ sen } r'$ la que simplificada puede escribirse

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r'} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (7)$$

que demuestra ser constante el cociente de los senos, cociente que define el índice relativo del segundo medio respecto al primero, y cuyo valor se obtiene dividiendo el índice del segundo medio por el del primero o la velocidad del primero por la del segundo. Este número, constante para dos medios dados, es distinto para colores diversos, esto es, para longitudes de onda de diferente valor.

2.5 CONSTRUCCIONES GEOMÉTRICAS. — El dibujo de rayos reflejados se reduce a trazar ángulos iguales o determinar puntos simétricos. Para construir rayos refractados, son prácticos e interesantes los

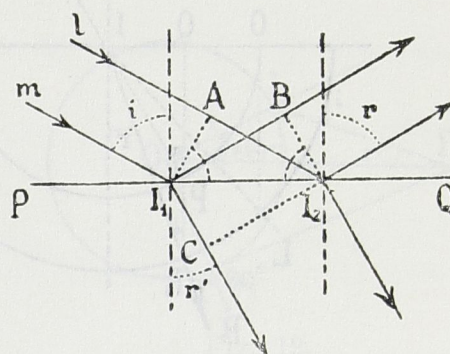


Fig. 10.

siguientes procedimientos. Dibujada la superficie de separación (figura 11), y el punto de concidencia I, haciendo centro en éste trácense dos semicircunferencias con los radios 1 y n . Dado cualquier rayo incidente AI, se prolonga hasta que corte en P a la circunferencia 1; desde P bájese perpendicularmente PQ, y el punto R en que corte a la circunferencia n , unido con I, determina el rayo refractado IB. En efecto, en el triángulo IPR, $\text{sen } i : \text{sen } r = \text{IR} : \text{IP} = n : 1 = n$.

La construcción indica que si n mayor que 1, esto es, $n_2 > n_1$, el ángulo r es menor que i , el rayo refractado se aproxima a la normal. para $i = 0$, vale $r = 0$, el rayo no se desvía; al crecer i , crece r ; y cuando $i = 90^\circ$, r alcanza su máximo valor 1, que está determinado por

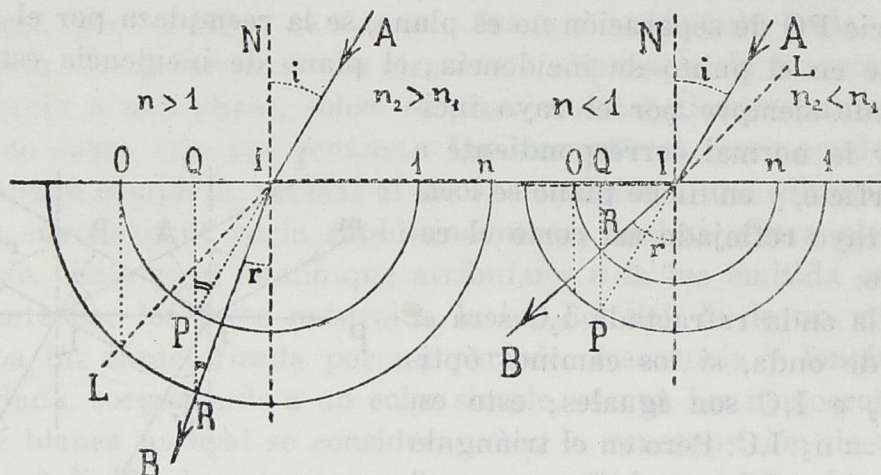


Fig. 11.

la ley de refracción $\text{sen } 90^\circ : \text{sen } l = n = 1 : \text{sen } l$. Este máximo ángulo de refracción posible, llamado *ángulo límite*, se calcula por $\text{sen } l = 1 : n$. Puesto que no existen rayos refractados, entre el cono de semiapertura l y el plano, un objeto situado en dicha zona no puede ser visible mirando a la derecha de I desde el primer medio.

En el caso contrario de ser $n < 1$, esto es, $n_2 < n_1$, $\text{sen } r > \text{sen } i$, el rayo refractado se separa de la normal y alcanzará los 90° , y la luz saldrá rasante para el valor $\text{sen } i = n$. Cuando la incidencia sea mayor que este ángulo límite, no pudiendo existir refracción, la luz se refleja totalmente en la superficie. Este fenómeno constituye la *reflexión total* y el ángulo límite se calcula como anteriormente por $\text{sen } l = 1 : n_{21} = n_{12}$. Gráficamente, la tangente al círculo menor, en el punto O, determina el ángulo límite.

Además de la construcción de Huyghens explicada anteriormente, existe otra de Weierstrass que permite, como veremos, resolver varios

problemas de óptica geométrica. Dibujada una circunferencia de radio 1 se toma un punto P a la distancia n del centro (fig. 12). Una secante trazada desde P determina el triángulo OIP, en el que r es el ángulo de refracción correspondiente a i , por cumplirse la relación $\text{sen } i : \text{sen } r = OP : OI = n$. El ángulo central IOP mide la desviación del rayo $\delta = i - r$; y el ángulo límite l está determinado por la tangente PT. Si se inicia el dibujo con el valor de i como dato, se empieza por buscar el punto I, trazado sobre OP el arco capaz del ángulo $180^\circ - i$.

2.6 IMÁGENES. — ASTIGMATISMO. — Si de un punto luminoso P, punto foco, parte un haz de rayos, y después de sufrir éstos una o varias reflexiones o refracciones, vuelven a reunirse en otro punto P', éste constituye una imagen de P, punto imagen, siendo iguales los caminos ópticos de los diversos rayos. Esto equivale a decir que si de un punto foco parte una onda, después de las reflexiones y refracciones, la onda producida en el último medio tiende a reducirse a un punto, centro de la misma.

El fenómeno de propagación de la luz es reversible: si P' es imagen de P, este punto P sería a su vez imagen del punto P', tomado como foco.

Veremos que todos los rayos que partiendo de un punto se reflejan en un plano vuelven a ser convergentes en un punto que es su imagen. Este sistema, el espejo plano, se denomina *estigmático*: a un punto objeto corresponde un punto imagen. En cambio, si se reflejan en una superficie esférica, se refractan en una superficie plana o esférica, ni los rayos reflejados en el primer caso, ni los refractados en el segundo, concurren en un punto: a un punto no corresponde otro punto, sino una superficie que es envolvente de dichos rayos. La superficie se llama *cáustica* y el sistema se denomina *astigmático*, tiene error o astigmatismo. Como en tales casos las imágenes pierden definición y claridad, decimos que existen aberraciones, las que varían con la forma geométrica de las superficies reflectantes o refractantes. Las superficies que no originan estas aberraciones se denominan *aplanéticas*; y las que producen estos errores dan su nombre para cali-

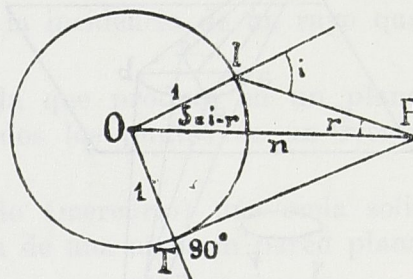


Fig. 12.

ficar la aberración, por ejemplo, aberración de esfericidad, esto es, debida a la forma esférica de la superficie.

En general, un pincel luminoso, formado por un pequeño cono circular, que cae oblicuamente sobre la superficie de separación de dos medios, no mantiene la forma cónica, sino que se estrecha en cuantía variable según las dos secciones principales que corresponden al cono incidente; así el cono de vértice F (fig. 13), que determina sobre la superficie S una elipse, después de la refracción forma otra superficie en la que los rayos aFb de la sección meridiana, rayos situados en un mismo plano de incidencia pero con valores distintos de i , concurren en un punto F_2 ; mientras que los rayos de la sección normal o sagital se cortan en otro punto distinto F_1 . El

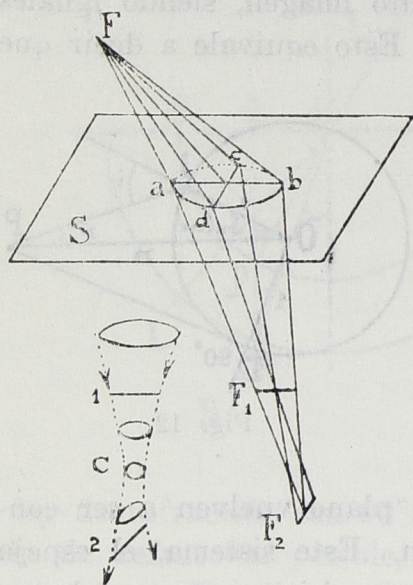


Fig. 13.

pincel luminoso, después de la refracción, tendrá dos secciones rectilíneas: la F_2 donde daría el foco imagen la sección meridiana, pero no lo produce la sección sagital, siendo el resultado una imagen lineal llamada línea local; y la F_1 en la que la sección sagital origina un punto, pero los rayos de la sección meridiana producen otra línea focal. En general, pues, un punto objeto da como imagen un sistema de dos líneas focales perpendiculares entre sí y distantes una longitud que mide el error o astigmatismo de la imagen, por esta distancia llamada *diferencia estigmática*. El pincel luminoso refractado presenta entre las dos focales secciones

elípticas con el eje mayor en la dirección de la focal más próxima, ofreciendo una sección intermedia circular, que se denomina *círculo de confusión mínima*, que es el que se toma ordinariamente como foco imagen del punto F .

Una superficie u objeto luminoso da una imagen formada por las imágenes de sus diversos puntos. Esta imagen en general la formarán las superficies que determinan las líneas focales meridianas y las líneas focales sagitales, existiendo otra superficie intermedia, imagen práctica, que corresponde al lugar de los círculos de confusión mínima.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Componer gráficamente dos vibraciones rectangulares de igual período y distinta amplitud, cuando la diferencia de fase es cero y cuando vale $T/4$.
2. Descomponer una vibración rectilínea en dos rectangulares, siendo α el ángulo que forma con una de las componentes. Obtener los valores de las amplitudes y la relación de las intensidades.
3. Componer gráficamente dos vibraciones rectilíneas rectangulares, cuyos períodos guardan la relación $2/3$.
4. Dibujar la posición de las partículas vibrantes a lo largo de una onda en un instante dado, sean las vibraciones transversales o longitudinales.
5. Componer dos ondas de igual período y amplitud con un cuarto de período de diferencia de fase.
6. Dibujar el rayo refractado que corresponde al incidente $i=45^\circ$ al pasar de un medio de índice 1.30 a otro de valor 1.65, y determinar el ángulo de refracción límite.
7. En un medio de índice 1.52 averiguar la incidencia de un rayo que se ha desviado 30° .
8. Dibujar la onda reflejada y refractada que produce en un plano una onda esférica incidente, sabiendo que todos los puntos de un frente de onda tienen iguales caminos ópticos.
9. Producir en la superficie de un líquido (mercurio) una onda solitaria y ondas continuas. Examinar la reflexión de una onda en pared plana o esférica.

3. EMISION Y ABSORCION

3.1 PROPIEDADES OPTICAS DE LOS CUERPOS. — La luz que cae sobre un cuerpo es reflejada regular o irregularmente en su superficie en proporción variable, mientras el resto penetra en él, siendo transmitida al exterior regular o irregularmente y en parte absorbida por el cuerpo, en el que determina fenómenos físico-químicos, generalmente elevación de temperatura. Llamando I a la intensidad de la luz incidente, R y D a la reflejada regular o irregularmente, T a la transmitida y A a la absorbida, tendremos que

$$I = (R + D) + T + A$$

y dividiendo por I, para calcular la proporción en que se ha distribuido dicha luz entre la reflexión, la absorción y la transmisión,

$$1 = R/I + D/I + T/I + A/I ; 1 = r + d + t + a$$

representando por r, d, t y a los *poderes reflectante, difusor, trasmisor y absorbente*, números fraccionarios menores que uno.

Si $t = a = 0$, $1 = r + d$, y la luz es devuelta por reflexión y difusión. Cuando $d = 0$, $r = 1$, y toda la luz es reflejada espectacularmente, cual ocurriría en un cuerpo opaco limitado por una superficie totalmente pulimentada, un espejo. Si $r = 0$ y $d = 1$ la luz es totalmente difundida, cual ocurre aproximadamente con una hoja de papel blanco o una pantalla de proyección. En el primer caso la onda reflejada mantiene la regularidad precisa para la formación de imágenes; en el segundo caso la superficie difusora, de una estructura totalmente irregular, no permite, al quebrarse la onda en todas direcciones, que pueda formar imagen alguna. En la práctica no existen superficies especulares ni difusoras perfectas, para las que $r = 1$ o $d = 1$; pero por el depósito químico o catódico de un metal, plata por ejemplo, o por pulimento de una superficie metálica pueden conseguirse espejos de poder reflectante próximo a uno. Los espejos se deterioran por la acción atmosférica, que va debilitando el poder reflector y aumentando el difusor, por lo que las imágenes se debilitan y disminuye el contraste.

El poder reflector no es idéntico para todos los colores; los espejos de diversa naturaleza, la superficie del mercurio limpio, un espejo de plata, níquel o cobre pulimentado, tienen poderes reflectantes variables con los diversos colores. Unos cuerpos son más aptos para reflejar luz violeta y ultravioleta, y otros para el rojo e infra rojo. La plata es el más utilizado por su gran poder reflector casi constante para diversas λ . La propiedad tan decisiva en el color de los cuerpos, de poseer grandes poderes reflectores con unas λ y menores con otras se denomina reflexión selectiva.

Los cuerpos—cuarzo, vidrio...—que presentan un gran poder de transmisión, son transparentes o translúcidos. Lo primero, si permiten la clara formación de imágenes; lo segundo, si no lo toleran, a pesar de atravesarlos la luz. El fenómeno es debido a la estructura interna de los cuerpos que permiten el paso de las ondas con más o menos regularidad, o las quiebran y desordenan, evitando la coherencia necesaria para las imágenes. Los cuerpos, cual el negro de humo, que absorben prácticamente toda la luz que reciben, $a=1$, son absorbentes perfectos. Entonces $r=d=t=0$.

La absorción, proceso interno de la masa del cuerpo, aumenta con la cantidad de materia atravesada, es función del espesor; por eso un cuerpo prácticamente transparente, como el agua, es opaco por absorción de la luz en grandes espesores; por ejemplo, a unos cien metros de profundidad en las aguas oceánicas. Otros cuerpos de fuerte poder absorbente, considerados como opacos, son translúcidos o transparentes con debilísimos espesores, cual las láminas o panes de oro finísimos, las capas metálicas depositadas en la superficie de un vidrio para hacer espejos, etc.

3.2 LEYES DE KIRCHHOFF. CUERPO NEGRO. — Un cuerpo puede ser emisor de energía, y por lo tanto foco de radiaciones, por causas de origen físico-químico, eléctrico, térmico, etc. Si la emisión de radiación en ondas es únicamente debida a su temperatura, la radiación se denomina puramente térmica. Calentando un cuerpo éste emite radiación calorífica oscura, que va aumentando al subir la temperatura hasta hacerse luminosa. Empieza por un rojo oscuro, luego brillante, amarillento y blanco, alcanzando a altas temperaturas un color blanco azulado o violáceo.

Según las leyes de Kirchhoff, todo cuerpo *absorbe las mismas radiaciones que es capaz de emitir*. Así, el vapor de sodio, en mechero Bunsen, emite un color amarillo característico, color que ab-

sorbe, cuando se mira a través de la llama un cuerpo incandescente a mayor temperatura.

Según otra ley de Kirchhoff *el cociente de dividir el poder emisor e de un cuerpo por su poder absorbente a es una constante e_0* llamada *intensidad de radiación del cuerpo negro*. Por lo tanto, $e = e_0 a$, llamándose *cuerpo negro* al que tiene un poder absorbente $a=1$; esto es, que absorbe todas las radiaciones que recibe. Puesto que $a=1$, valdrá $e = e_0$ en el cuerpo negro; y en otro cuerpo $e = e_0 a$, lo que permite deducir el poder emisor del valor de su poder absorbente a , o recíprocamente $a = e:e_0$.

El negro de humo tiene un poder absorbente próximo a la unidad (0,98), por lo que se obtiene aproximadamente un cuerpo negro, impregnando previamente la superficie del cuerpo emisor con humo de petróleo. Un recinto cerrado, cuyas paredes sean espejos perfectos ($r=1$), absorbería todas las radiaciones que penetrasen en él por un pequeño orificio: sería un cuerpo negro. En general la naturaleza de la superficie determina el poder absorbente o emisor de un cuerpo, y por ello se emplean pinturas adecuadas para los radiadores caloríficos; se utilizan ropas blancas y se pintan de cal blanca las fachadas de las casas en los países cálidos; se pulimentan o platean los vasos calorimétricos y los termos, para conservar dentro el calor evitando el enfriamiento.

El cuerpo negro es de primordial importancia, puesto que la radiación de cualquier cuerpo se deduce, conocidas las leyes del negro e_0 , con sólo determinar su poder absorbente a .

La radiación total—o integral para todas las longitudes de onda—del cuerpo negro, según la ley de Stefan, es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta $E=\delta T^4$, valiendo $\delta = 6,10^{-5}$ ergios por segundo, y $T = 273^\circ + t^\circ$ centígrados.

De la radiación total, sólo una fracción es luz visible, que en el cuerpo negro vale tan sólo 1,7 por 100 a 2000° , y alcanza el 50% próximamente a los 6000° . En cambio otros focos dan mayor rendimiento luminoso a menos temperatura. Las bujías dan alrededor de 1%; las lámparas eléctricas de filamento metálico entre 4 y 5%; las de carbón 2,5%; el arco ordinario alrededor de 12%; y cerca del 45% el arco de mercurio.

Si toda la radiación se dispersa en un espectro, y se recojen las correspondientes a diversas λ con un termoelemento, un bolómetro, u otro aparato, para medir la intensidad correspondiente, se observa una curva de distribución de intensidades que presenta un

máximo para un cierto valor de λ . Al crecer la temperatura, el máximo se corre hacia las λ más cortas, de tal modo que, según una ley de Wien, crece su cuantía proporcionalmente a la quinta potencia, $e_m = CT^5$, de la temperatura absoluta; y su posición, o corrimiento hacia el ultravioleta, obedece a la ley del desplazamiento de Wien: el producto de la λ_m a que corresponde el máximo, por la temperatura T es constante, $\lambda_m T = C$.

3.3 INTENSIDAD DE LA LUZ. — La luz, así como el calor y otras radiaciones emitidas por un foco, depende de la extensión y naturaleza de su superficie, determinadas por el área S y el poder emisor a . Prescindiendo de estas particularidades y considerando que emite energía en todas direcciones, que se propaga por ondas esféricas, podemos establecer, llamando $I_1, I_2, \dots$ a la energía recibida en esferas de radios $r_1, r_2, \dots$ por centímetro cuadrado de superficie, e I a la que recibiría una esfera de radio 1,

$$4\pi r_1^2 I_1 = 4\pi r_2^2 I_2 \dots = 4\pi I$$

Los valores de $I_1, I_2 \dots$ varían, pues, en razón inversa del cuadrado de la distancia; y se adopta el valor de I para medir la *intensidad* del foco, que representa por consiguiente la energía recibida del foco sobre la superficie de un centímetro cuadrado, situado normalmente a los rayos y a la unidad de distancia.

Se ha tomado como unidad el *lumen*, iluminación unidad, producida por una bujía patrón; la unidad internacional *violle* es la intensidad que produce la superficie de un centímetro cuadrado de platino a la temperatura de fusión (1785°). La bujía decimal es la que quema 10 gramos de estearina por hora y vale 0,05 violle. Los ingleses usan también la bujía-pie o la bujía metro, que corresponden a la iluminación producida a un pie o a un metro de distancia. La equivalencia del lumen en energía es de 0,0015 vatios para la luz amarilla $\lambda = U.A.$, que produce la máxima sensación retiniana.

Es fácil comparar las intensidades de distintos focos, pues la intensidad de la radiación, o iluminación tratándose sólo de energía luminosa, varía a diversas distancias según la expresión anterior,

$$L_1 r_1^2 = L_2 r_2^2 = \dots = I,$$

o bien, $L_1 = I/r_1^2, L_2 = I/r_2^2 \dots L = I/r^2$; (8)

la iluminación que un foco produce sobre una superficie situada a

distancias variables, y normalmente a los rayos, varía en razón inversa del cuadrado de la distancia.

Dos cuerpos emisores o focos, que ofrecen distintas superficies, pero producen igual intensidad de radiación, aparecerán con distinto brillo. El brillo está definido por la intensidad de radiación por c.m.² del cuerpo emisor. Su unidad es el *lambert*, brillo de la superficie que irradia un lumen por c.m.²

Un foco, que tiene la superficie S_0 de emisión y produce la intensidad de radiación I , tiene el poder emisor, brillo, $e = I/S_0$ que representa la radiación por unidad de superficie. La intensidad de radiación vale pues $I = eS_0$, recibiendo los rayos en dirección normal a la superficie emisora S_0 y sobre pantalla también normal. Si la superficie es S (fig. 14) y se reciben los rayos, inclinados el ángulo α con la normal, según una ley de Lambert, la intensidad de radiación es la misma para igual superficie aparente del cuerpo radiante; y como ahora la superficie aparente será $S_0 = S \cos \alpha$, valdrá la intensidad $I = e S \cos \alpha$. Este haz luminoso produce sobre una superficie normal S'_0 , a la distancia r , la iluminación $L = e S \cos \alpha : r^2$, por unidad de superficie; y en una pantalla inclinada el ángulo β , como el haz es el mismo, $L'S' = LS'_0 = LS' \cos \beta$, de donde se deduce que la iluminación valdría $L' = L \cos \beta = e S \cos \alpha \cos \beta : r^2$. Inclinando la pantallas respecto a los rayos incidentes, la iluminación disminuye proporcionalmente al coseno de la inclinación. Por estas leyes vemos el Sol como un disco, y no con el relieve de una esfera; y los rayos solares caldean en el verano en el hemisferio Norte más que en el invierno porque, aun estando el Sol algo más lejano de la Tierra, los rayos caen con menos inclinación, más normalmente a la superficie terrestre.

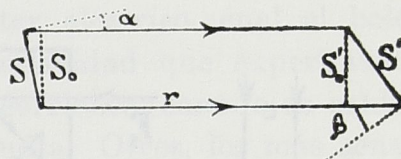


Fig. 14.

3.4 FOTÓMETROS. — Son aparatos destinados a medir la intensidad de un foco luminoso. Esto se hace por comparación con un foco patrón de intensidad conocida.

Los fotómetros más sencillos se fundan en apreciar la igualdad de iluminación producida por el foco que se estudia y el foco patrón. El fotómetro de Bouguer se reduce a separar con un tabique dos zonas de una pantalla de vidrio deslustrado, e iluminar cada una con un foco; cuando tienen igual iluminación las dos zonas, las in-

tensidades de los focos están en razón directa del cuadrado de las distancias. En efecto: por la igualdad (8), cuando $L_1 = I_1/r_1^2$ sea igual a la otra iluminación $L_2 = I_2/r_2^2$, serán $I_1/r_1^2 = I_2/r_2^2$. Lo mismo ocurre iluminando por una y otra cara, con uno y otro foco, un papel con una mancha grasa (Bunsen), la que no se percibe cuando las iluminaciones de ambos lados son idénticas.

Una varilla, un lápiz que proyecta en una pantalla o papel próximo dos sombras, fotómetro de Rumford, permite, variando las distancias de los focos, igualar la iluminación que cada uno produce, apreciando sencillamente la igualdad de las sombras.

El fotómetro de Lummer-Brodhun consta esencialmente de un doble prisma de vidrio (fig. 15), uno rectangular P, y el otro P' con la cara hipotenusa trabajada en casquete esférico, que tiene una sección plana circular ab en contacto con el anterior. La luz que penetra por l sufre la reflexión total y sale en la dirección A, así como la que procede de c atraviesa la sección circular de contacto ab y sale también hacia A. Un anteojo permite ver un campo que

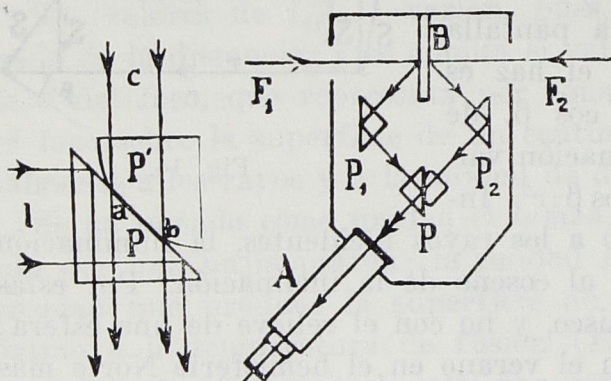


Fig. 15.

presenta un círculo central ab, iluminado por un foco, y el contorno exterior, iluminado por otro foco; variando las distancias de éstos hasta igualar el campo, se determinan las intensidades relativas. La disposición del aparato está indicada en la fig. 15: P es el prisma compuesto, A el anteojo de observación, P₁ y P₂ dos

prismas de reflexión total, F₁ y F₂ los focos, a distancias variables y medibles, y B un cuerpo plano cuyas dos caras blancas se iluminan por uno y otro foco hasta conseguir igualar su iluminación.

Una variante de este fotómetro consiste en usar sólo A y P; recoger la luz del foco que se estudia directamente, y por reflexión total hacia P₁ la luz de otro foco constante, una lámpara calibrada, cuya distancia puede variarse y se mide en una escala.

Otros fotómetros tienen distinto fundamento teórico: por ejemplo el de sector giratorio, que se reduce a debilitar la cantidad de luz, intercalando en el trayecto de los rayos un disco circular, que

gira rápidamente y tiene diversas aberturas, dispuestas según sectores del círculo de ángulo diverso.

El fotómetro de cuña se funda en la absorción variable con el espesor que ejerce en sus distintos puntos una cuña de vidrio teñido. Consiste en una lámina plano paralela, formada por dos cuñas iguales e invertidas, una de vidrio transparente y otra fabricada con pasta del mismo vidrio, teñida con tinta neutra. Corriendo la cuña normalmente a la dirección de los rayos luminosos que la atraviesan, éstos recorren espesores crecientes en la cuña teñida, y la absorción de ésta llega a anular o extinguir la luz. Se trabaja, pues, con esta cuña por la extinción del foco que se estudia, comparada con la extinción de un foco patrón, en vez de comparar simultáneamente dos focos cual se hacía en otros métodos.

Son muy precisos los fotómetros de polarización, que utilizan un polarizador para convertir la luz natural en polarizada, y un analizador, que permite por giro reducir la intensidad luminosa en proporción medible. Se opera por igualación o por extinción.

Para radiaciones no visibles se utilizan otras clases de fotómetros, unos de tipo fotográfico, otros de carácter eléctrico, cual el bolómetro que se funda en el cambio de resistividad que experimenta un finísimo alambre por el que pasa una corriente, cuando se caldea con el haz luminoso o radiante que se estudia. Otros, los más sensibles, se fundan en el fenómeno fotoeléctrico, propiedad que poseen ciertas sustancias de emitir electrones, cuando dichos cuerpos son excitados por un haz luminoso; esto origina una corriente eléctrica, cuya intensidad es proporcional a la de la luz excitadora.

3.5 ABSORCIÓN. — Entre los casos teóricos límites de $a = 1$, absorción total de la luz, y de $t = 1$, cuerpo totalmente transparente, las diversas sustancias materiales presentan un poder absorbente variado y menor que la unidad. Una lámina de espesor uno, en la que penetra la luz con la intensidad I_0 la trasmite, saliendo con una intensidad I menor, representando $I_0 - I$ la luz absorbida, $I/I_0 = t$, la fracción transmitida o poder trasmisor, e $(I_0 - I)/I_0 = a$, la fracción absorbida o poder absorbente. Admitiendo que el cuerpo es homogéneo y que espesores iguales producen igual reducción de la intensidad, que en ellos penetra, la luz transmitida a través de los espesores crecientes 1, 2, ... x valdrá $I_1 = I_0 \cdot t$, $I_2 = (I_0 \cdot t)t = I_0 \cdot t^2$, ... y en general, para el espesor x , valdrá $I = I_0 \cdot t^x$.

Designado por d el espesor que reduce la intensidad a un décimo,

y por su recíproco $1/d = \varepsilon$ el *coeficiente de extinción*, que es tanto mayor cuanto menor valor de d se necesita para la debilitación citada, valdrá $1/10 = t^d$, de donde $t = (1/10)^{1/d} = (1/10)^\varepsilon = 10^{-\varepsilon}$, que reemplazado en el valor de I , nos da para éste

$$I = I_0 \cdot 10^{-\varepsilon x} \quad (9)$$

Si el espesor x aumenta en progresión aritmética, la luz transmitida I disminuye en progresión geométrica.

Cuando ε no depende del color o λ , es una constante que sirve para caracterizar los cuerpos; si ε varía con λ , la absorción se denomina selectiva y es causa principal de la coloración de los cuerpos.

Para las disoluciones se admite que la absorción sigue la misma ley, pero el coeficiente de extinción es proporcional a la concentración c , esto es, $\varepsilon = Kc$, por lo que la (9) se escribe

$$I = I_0 \cdot 10^{-Kcx} \quad (10)$$

La absorción produce multitud de fenómenos muy conocidos: fenómenos de absorción atmosférica, absorción de las masas de agua oceánicas, opacidad en grandes espesores de cuerpos considerados como transparentes con espesores débiles...

Cuando es selectiva, el espectro de un foco de luz blanca, visto a través de la sustancia absorbente, presenta zonas menos intensas, bandas y aun líneas de absorción, que permiten por análisis del espectro el reconocimiento de la sustancia absorbente.

3.6 COLORACIÓN. — Hay cuerpos que presentan un color característico, idéntico por difusión que por trasmisión, debido a la absorción selectiva: el cuerpo absorbe o retiene ciertos colores y transmite o difunde otros que originan su coloración. En estos casos, el fenómeno de absorción se produce en la masa del cuerpo, y el efecto de superficie es debido a que la onda luminosa penetra en la superficie irregular del cuerpo, y son difundidos los colores que no absorbe. Si se pulimenta o bruñe esta superficie, a medida que se hace más reflectora, va apareciendo más luz blanca reflejada que se mezcla con el matiz difundido y lo aclara.

Otros cuerpos, por poseer un poder reflector selectivo, tienen un color propio, complementario del que presentan por trasmisión; así el oro en láminas tenuísimas se hace traslúcido y de color verdoso, ya que este matiz es el que lo penetra y atraviesa, mientras que el complementario es el reflejado y característico del cuerpo.

El color como sensación se caracteriza por tres cualidades: el *matiz*, rojo, verde, etc., determinado físicamente por las longitudes de onda correspondiente; la *saturación*, que distingue el color puro o saturado, del mismo matiz pálido u oscuro, debido a que va acompañado de blanco o negro; y el *brillo* o intensidad, ya estudiado en fotometría. El estudio cuantitativo de estos tres caracteres es el objeto de la *colorimetría*. Se determina el matiz de un cuerpo comparándolo con los de otros tomados como patrones, y por el examen y estudio del espectro; la saturación se mide en tanto por ciento de la luz blanca que acompaña al color puro; y la intensidad se determina con los fotómetros y espectrofotómetros.

Los colores naturales pueden todos reproducirse por la combinación o mezcla de tres colores tan sólo, llamados *primarios* o *fundamentales*. Son estos el rojo, el amarillo verdoso y el azul violáceo; los pintores están familiarizados con la mezcla del rojo, amarillo y azul, para obtener todos los colores, que aclaran mezclando blanco, u oscurecen añadiendo otros colores menos puros que ensucian o ennegrecen el matiz resultante.

Los tres colores fundamentales proyectados sobre una misma pantalla dan luz blanca y se denominan por ello *complementarios*; son colores complementarios también dos que superpuestos componen la luz blanca. Esta forma de mezclar los colores se llama *aditiva*. En cambio si se mira la luz blanca por transmisión a través de cuerpos, que poseen los tres colores fundamentales, cada uno detiene su color complementario y los tres no dejarán pasar luz; la mezcla se dice *sustractiva*. Para dos colores cualesquiera, no complementarios, la mezcla posee un matiz distinto, mezcla *aditiva* o *sustractiva*; la primera tiende a ir acompañada de blanco, siendo el matiz resultante más claro o pálido; y la segunda da un matiz más oscuro, por ir acompañada de más o menos negro de absorción.

Los colores puros del espectro solar fueron clasificados en siete matices: rojo, naranja, amarillo, verde, azul, índigo o añil y violeta. Es más práctico reducir su número a seis, dispuestos en permutación circular (fig. 16), lo que permite establecer sencillas reglas cromáticas: tres colores alternos son colores primarios; todo color se obtiene por mezcla del anterior y posterior; son complementarios y dan luz blanca tres alternos o dos opuestos.

El estudio fisiológico del sentido de la visión conduce a determinar la sensibilidad del ojo humano para las tres sensaciones fundamentales en el rojo, amarillo y azul, obteniendo las gráficas de

intensidad correspondiente a las diversas longitudes de ondas. Se investiga el papel de conos y bastoncillos en el ojo humano; la sensibilidad de la fovea y regiones inmediatas; la persistencia de la excitación provocada en la retina por la luz. La psicología experimental estudia el valor del color, o cromaticidad, a base de los valores *tristimulus* de las sensaciones primarias y determina la cromaticidad de cualquier color en función de los tres coeficientes tricromáticos. Los diagramas cromáticos permiten el análisis del color en su matiz y saturación; y la espectrofotometría determina el brillo que corresponde a cada uno de los colores componentes.

Como aplicaciones físicas e industriales deben citarse la estampación en color, la fotografía y la cinematografía en colores. La fotografía en color de Lumière, placas autocromas, utiliza una placa o cristal sobre el que se ha depositado un filtro transparente, formado por féculas teñidas de naranja, verde y violeta, con los intervalos cubiertos mediante una sustancia opaca, de tal modo que, por la

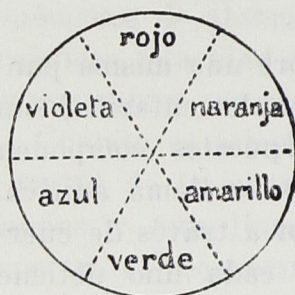


Fig. 16.

pequeñez de las féculas, al microscopio aparece el filtro como un conjunto de ventanas casi circulares de los tres colores, uniformemente repartidos, pero no visibles a simple vista, sino por su efecto de conjunto que da, por superposición de los tres colores, un blanco algo grisáceo. Sobre esta capa va la emulsión sensible. Obtenida la fotografía de modo que la luz penetra por el cristal y el filtro antes de actuar en la emulsión; revelando e invirtiendo —permanganato potásico o bicromato en vez de hiposulfito sódico— los objetos verdes, por ejemplo, dejan en su imagen libres las ventanas verdes, y otro tanto producen los demás matices, consiguiéndose en cada punto de la imagen la coloración correspondiente. Aquí la luz se mezcla aditivamente: la suma de los tres colores da el blanco.

En la estampación por tricromía, la suma de los tres colores es sustractiva, dan negro, por absorberse los tres fundamentales. Se hacen tres impresiones superpuestas, usando cada una una tinta de uno de los tres colores primarios sustractivos: el blanco lo determina la falta de impresión de los primarios sustractivos, y cada matiz resulta de uno de ellos o de la mezcla de dos o más en la proporción conveniente. La fotografía en color por tricromía da buenos resultados, impresionando, a través de filtros de los tres colores fundamentales, tres placas fotográficas pancromáticas, negativas, de las que se

obtienen sendas positivas, sobre tres películas de gelatina bicromatada, Tratadas estas por agua caliente se disuelve la parte no impresionada por la luz, y el resto queda más grueso, en relieve, y se tiñe con el color complementario. Superpuestas las tres gelatinas dan la fotografía en color. Se obtienen buenas bicromías, imprimiendo una película por sus dos caras, con filtros complementarios, y dándole igual tratamiento. Estos procedimientos se han aplicado cada vez con mejor resultado a la cinematografía en color.

3.7 COLORÍMETROS. — La colorimetría facilita un medio de análisis, que supera en rapidez y precisión en muchos casos a los métodos químicos ordinarios, sólo con igualar las iluminaciones producidas a través de dos disoluciones de diversa concentración y espesor. Establecida la proporcionalidad del coeficiente de extinción con la concentración, si la luz de un foco único pasa a través de dos disoluciones, de concentraciones c_0 y c y espesores x_0 y x (fig. 17), cuando se observe que ambas han producido igual iluminación, será $c_0 \cdot x_0 = c \cdot x$ de acuerdo con la (10); y manteniendo constante una de ellas, $c_0 \cdot x_0$, quedará determinada la otra $c = c_0 \cdot x_0 / x$, midiendo el espesor variable x .

La disposición del colorímetro Dubosc de la fig. 17 se reduce a dos tubos T_0 y T , que contienen las disoluciones, en los que penetran otros tubos T'_0 y T' , cuyas alturas pueden modificarse, alterándose entonces los espesores x_0 y x de las concentraciones. Estas son atravesadas por la luz, que penetra por las caras inferiores, luz que es recogida por dos prismas de reflexión total P_1 y P_2 y observada con el ocular O , en un campo, la mitad iluminado por la disolución x_0 y la otra por la x . Manteniendo fijo un tubo el T'_0 , se mueve el T' hasta igualar la iluminación de las dos mitades del campo, y se miden entonces los valores de x , sobre las escalas grabadas en los mismos tubos T_0 y T . Las concentraciones se expresan en tanto por ciento en peso o en volumen. Es práctica aconsejada para los problemas físico-químicos, el preparar una disolución molar —peso en gramos de la sustancia igual al peso molecular disuelto en un litro de agua— y a partir de ella se obtienen otras diluídas en un tanto

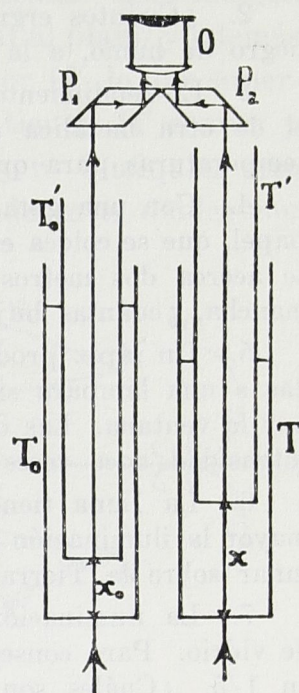


Fig. 17.

por ciento conocido, las que pueden compararse con la anterior como práctica de laboratorio; o se compara la molar con otra dada, cuya concentración se desea averiguar, si se trata de un análisis. También suele partirse de una disolución normal.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Al llegar la luz de una lámpara de 40 bujías a una pantalla de vidrio, ésta refleja cinco bujías, trasmite 38 y absorbe el resto. ¿Cuál es el poder reflector, trasmisor y absorbente del vidrio?

2. ¿Cuántos ergios emite por minuto un cuerpo cuya superficie es de negro de humo, a la temperatura de 600° ?

3. El rendimiento luminoso de una lámpara de carbón es de 2.5% y el de otra metálica análoga de un 4.5%. ¿Qué relación guardarían sus temperaturas para que dieran igual luz?

4. Con una gota de aceite se ha formado una mancha en una hoja de papel, que se coloca entre dos focos, distantes entre sí 6 metros. Si el papel se acerca dos metros a uno de ellos, que vale 40 bujías, y no se ve la mancha, ¿cuántas bujías vale el otro?

5. Un lápiz produce en la pared de una habitación dos sombras debidas a una lámpara situada a tres metros y a otra alejada, cuya luz entra por la ventana. Las dos sombras son iguales y el foco de la calle tiene una intensidad doce veces mayor. ¿A qué distancia se encuentra?

6. La Luna tiene un radio 0.27 el de la Tierra. ¿Cuántas veces es mayor la iluminación que la Tierra produce en la Luna, que la iluminación lunar sobre la Tierra?

7. La iluminación de un foco disminuye, usándose con una pantalla de vidrio. Para conseguir igual iluminación hay que disminuir la distancia en $1/5$. ¿Cuáles son los poderes trasmisor y absorbente de la pantalla, despreciando la reflexión?

8. ¿Cuántos grados hay que inclinar una pantalla, para que la iluminación que recibe de un foco se reduzca a la tercera parte?

9. A mediodía, con Sol en el cenit, recibimos de él 1.7 calorías por cm^2 y minuto. ¿Cuántas calorías recibirán en otro país situado 45° más al N?

10. Colocada una solución molar de SO_4Cu en un tubo del colorímetro Dubose, con espesor de 5 cm, ¿qué espesor ha de tener en el otro tubo otra disolución, diluída al 16%, para producir igual iluminación?

4. CATOPTRICA

4.1 ESPEJOS PLANOS. — La imagen de un punto producido por un espejo plano es otro punto: el sistema es estigmático. Desde el punto foco F (fig. 18) tracemos un rayo FI normal a la superficie del espejo, el que por ser $i = r = 0$ se refleja sobre sí mismo. Otro rayo cualquiera FI' se refleja, formando $i = r$, y su prolongación corta a la normal en el punto F' , que es la imagen virtual buscada. Esta imagen es el punto simétrico de F , puesto que FF' es normal al plano y además $FI = F'I$, como se comprueba doblando la figura por II' , lo que superpone los triángulos rectángulos FII' y $F'II'$, que tienen II' común y los ángulos en I' iguales por complementarios de i y r . Cualquier otro rayo, que tenga otro punto de incidencia I'' , coincide en el doblez con la prolongación

del reflejado, esto es, el razonamiento es válido para cualquier ángulo de incidencia i ; luego todos los rayos reflejados concurren en la imagen virtual

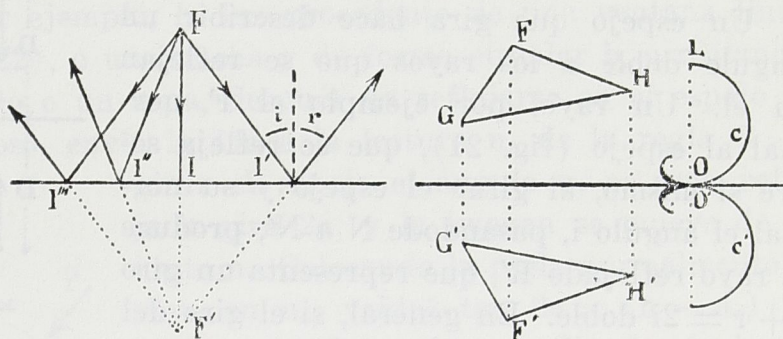


Fig. 18.

F' , y el sistema es estigmático. Se puede, pues, intercalar un espejo plano en un sistema óptico cualquiera sin introducir aberraciones o defectos en las imágenes.

Un objeto cualquiera $G F H$ tiene por imagen, en un espejo plano, la figura $G'F'H'$ formada por las imágenes de sus puntos. La imagen por tanto es simétrica del objeto, de igual tamaño, y está situada a igual distancia del espejo que el objeto. Se dibujan las imágenes por puntos teniendo en cuenta la simetría citada.

Un sistema de ondas esféricas, de foco F , da por reflexión otro sistema de ondas esféricas de foco F' (fig. 19), como se comprueba fácilmente, estableciendo la igualdad de caminos ópticos para todos los puntos P de cualquier onda reflejada.

4.2 MOVIMIENTO DE LAS IMÁGENES. APLICACIONES. — Si un punto

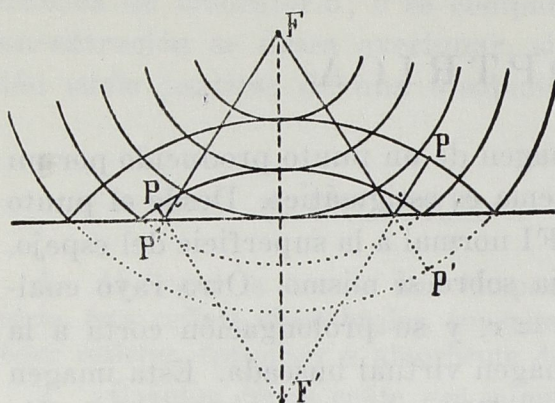


Fig. 19.

foco F se aproxima una distancia d al espejo (fig. 20), su imagen también se aproxima igual cantidad, para mantener la simetría; puesto que, habiendo de ser iguales $IF_1 = D - d$ y $IF'_1 = D - x$, es preciso que sea $x = d$. En general, si F se mueve, siguiendo cualquier trayectoria, su imagen F' describe la trayectoria simétrica. Si, fijo el

punto F , el espejo se aproxima la distancia d , su imagen se mueve el doble; pues, siendo FF' igual a $2D$ y FF'' igual a $2D'$, el movimiento de la imagen valdrá $F'F'' = FF' - FF'' = 2D - 2D' = 2(D - D') = 2d$.

Un espejo que gira hace describir un ángulo doble a los rayos que se reflejan en él. Un rayo, por ejemplo el F normal al espejo (fig. 21), que se refleja sobre sí mismo, al girar el espejo y su normal el ángulo i , pasandose N a N' , produce el rayo reflejado R' , que representa un giro $i + r = 2i$ doble. En general, si el giro del espejo es α , el rayo reflejado gira

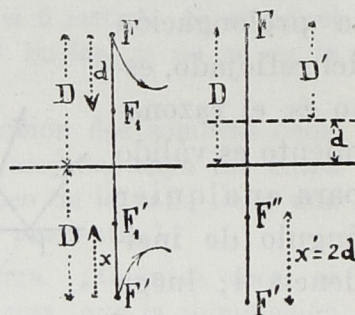


Fig. 20.

$$(i_2 + r_2) - (i_1 + r_1) = (i_1 + \alpha + r_1 + \alpha) - (i_1 + r_1) = 2\alpha.$$

Una recta puede tomar cualquier dirección en el espacio, haciéndola girar alrededor de dos ejes perpendiculares entre sí, como en

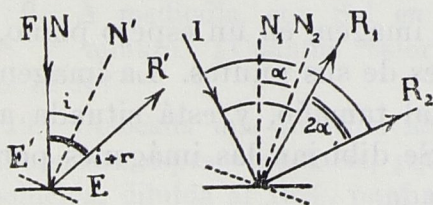


Fig. 21.

la suspensión Cardan, o en otras sujeciones o soportes equivalentes, como la montura del anteojo de un teodolito, la de los anteojos terrestres y astronómicos, etc. Una instalación de este tipo permite dar a un espejo plano todas las direcciones posibles, y enviar un rayo de luz en la dirección que se desee:

basta situar la normal al espejo en la bisectriz del ángulo que forman los rayos que se deseen utilizar —solares o de un foco terres-

tre— con la dirección en que han de enviarse. Esto constituye un *portaluz*, útil no sólo para mandar los rayos del foco a un punto dado, sino también para alterar en un sistema óptico la dirección de los haces luminosos, si lo exige la complicación o la estabilidad de la instalación. En igual forma se montan los reflectores.

La desviación angular de un rayo luminoso nos da el mejor procedimiento para medir giros, pues basta unir al sistema móvil, sea giratorio u oscilante, un pequeño espejo, que hará describir a los rayos que en él se reflejan un ángulo doble del giro. Esto evita el uso de agujas o indicadores sólidos en sistemas delicados como el órgano móvil de un galvanómetro de precisión; duplica el ángulo que ha de medirse, y el arco correspondiente puede aumentarse cuanto se quiera, recogiendo la luz reflejada sobre escalas alejadas convenientemente. Por ejemplo, la luz procedente de una ventana lineal estrecha *a* (fig. 22), o una ancha y de forma circular *b*, o rectangular *c*, con un hilo o un aspa, después de reflejarse en el espejo *E*, supuesto en reposo, envía la luz a la lectura n_0 de la regla *R*; al

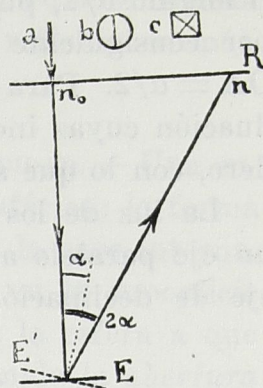


Fig. 22.

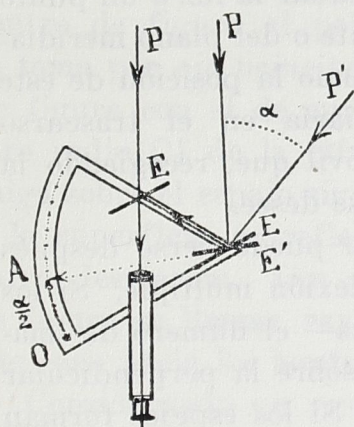


Fig. 23.

girar el espejo el ángulo α , el rayo reflejado gira 2α , y la imagen se mueve de n_0 hasta n . Colocando la regla normalmente al rayo en n_0 , valdrá $\tan 2\alpha = (n - n_0) : D$, lo que nos determina α . Si además la regla se ha colocado a un metro de distancia, la lectura $n - n_0$, en fracción de metro, da el valor numérico de la tangente; y si el ángulo es muy pequeño, este valor representa la medida de 2α en radianes, lo que simplifica notablemente la reducción de las medidas.

El *sextante* es un aparato fundado en este principio y destinado a medir la distancia angular entre dos astros, altura del Sol sobre el horizonte, etc. Consta de dos espejos paralelos *EE'*: uno *E'* (fig. 23), en el centro de un sector graduado, que gira alrededor de un eje normal al plano del sector, de modo que su giro puede medirse en el arco *OA*; y otro espejo *E* fijo, formado por una lámina de vidrio de caras planoparalelas, plateado hasta la

mitad de su altura, para que el anteojo pueda mirar directamente a un astro P a través de la lámina, y por reflexión en la parte plateada y en el otro espejo E . Otro astro P' separado angularmente α de P , se podrá ver superpuesto con P , con sólo girar el espejo E' el ángulo $\alpha/2$, puesto que los rayos giran doble que el espejo. Basta por consiguiente medir, con la alidada que arrastra E , el ángulo $OA = \alpha/2$. Para mayor comodidad el sector circular tiene una graduación cuyas indicaciones corresponden a valores dobles del verdadero, con lo que su simple lectura da el valor de α .

La luz de los astros se recoge en un espejo, móvil alrededor de un eje paralelo al eje del mundo, y de otro eje, normal al anterior, eje de declinación, constituyendo el aparato un *siderostato*. Si el

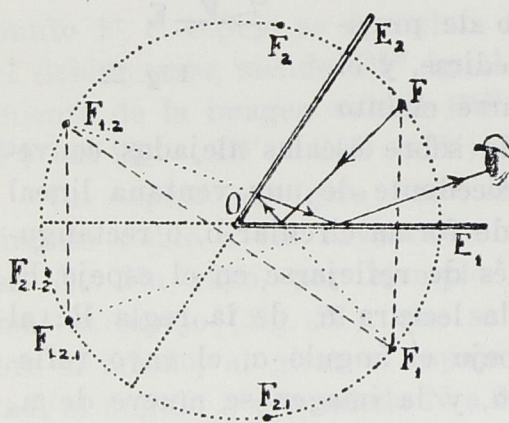


Fig. 24.

giro en declinación se limita a cerca de 30° a un lado y otro del ecuador, más que suficiente para recoger los rayos solares en cualquier época del año, el aparato es un *heliostato*. Se denomina *celostato* a un espejo que gira alrededor de un eje único paralelo al eje terrestre, espejo con el que se suele mandar la luz a un punto del horizonte o del plano meridiano; pero como la posición de este punto variaría en el transcurso

del año, suele asociarse un segundo espejo móvil que, recogiendo la luz reflejada, la envíe en la dirección fija que se desee.

4.3 REFLEXIONES MÚLTIPLES. — Un objeto puede verse después de reflejarse la luz en dos o más espejos: reflexión múltiple. Si los espejos son paralelos —en dos paredes opuestas— el número de imágenes crece indefinidamente, y están situadas sobre la perpendicular común a los dos espejos, trazada por el foco. Si los espejos forman un ángulo α , caso de espejos angulares, las imágenes se forman sobre una circunferencia (fig. 24) cuyo radio es la distancia del foco F a la arista de los dos espejos, y cuyo plano es perpendicular a los dos espejos. Es un ejercicio útil el dibujar imágenes en dos espejos angulares: cada una de las imágenes, producidas en uno y otro espejo, se toman como objeto respecto al otro espejo, y así se van determinando puntos simétricos sucesivos, hasta el último, que es el que cae respecto al espejo en la cara opuesta a la pulimentada,

por lo que no puede ya producir imagen. La fig. 24 indica el trazado de dichas imágenes, y la marcha real de un rayo luminoso, que, recogido por el ojo, le haría ver la imagen F' después de tres reflexiones. El *caleidoscopio* es un juguete formado por dos espejos angulares —generalmente formando ángulo de 60° — entre los que se colocan objetos variados a capricho, que originan, por las reflexiones múltiples, figuras geométricas, simétricas y variadas.

4.4 ESPEJOS ESFÉRICOS. ABERRACIÓN DE ESFERICIDAD. — Una superficie esférica pulimentada constituye un espejo esférico: la forma ordinaria es la de un casquete. Si está pulimentada la cara interna, el espejo es *cóncavo*, y *convexo* si está pulimentado en la superficie exterior. *Centro de curvatura* C del espejo es el de la esfera a que pertenece; y *radio* R es el de la propia esfera. Se mide la *abertura lineal* D del espejo (fig. 25) por la longitud del diámetro de la base del casquete; geométricamente su *abertura angular* es el ángulo ω que abarca D y cuyo vértice es el centro C del espejo. Existe, por tanto, entre la apertura lineal y la angular la relación $D/2 = R \cdot \sin \omega/2$; y si la apertura ω es pequeña, $D = R \omega$, medido ω en radianes. Suele denominarse centro de figura al polo O del casquete, y se toma por *eje principal* del espejo a la recta OC que une el centro de figura con el de curvatura, llamando *eje secundario* a cualquier otro radio CI de la esfera. Es evidente que un rayo luminoso que caiga sobre el espejo siguiendo la dirección de un eje, por ser normal a la superficie, se refleja sobre sí mismo, o como suele decirse, no sufre desviación. Los rayos luminosos que caen cerca del centro de figura se llaman rayos centrales, y se denominan marginales los que caen hacia los bordes.

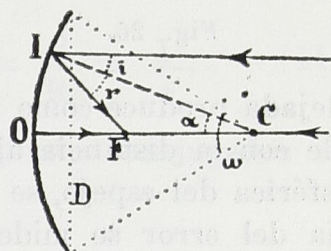


Fig. 25.

Considerando un rayo luminoso en la dirección del eje principal sabemos que se refleja sobre sí mismo. Otro rayo en I, paralelo al eje principal, se reflejará (fig. 25) formando un ángulo $r = i$ con el radio CI de la esfera; este rayo reflejado corta al eje principal en el punto F, imagen del punto del infinito que determina el eje principal. Como el ángulo α es igual, por alterno interno entre paralelas, al i , y también $i = r$ por las leyes de la reflexión, resulta que $\alpha = r$, el triángulo CIF es isósceles, y por tanto los lados CF y FI son iguales. Para los rayos centrales I se confunde práctica-

Optica.—4.

mente con O, y entonces $CF = FO$: el foco principal de los rayos centrales está a la mitad de la distancia entre el centro de curvatura y el espejo. Su distancia al espejo $FO = f$ se denomina *distancia focal*, y su valor es $f = OC/2 = R/2$. A medida que el punto I se separa de O, esto es, los rayos son más marginales, FI van siendo mayor que OF y por lo tanto la posición del foco principal F va

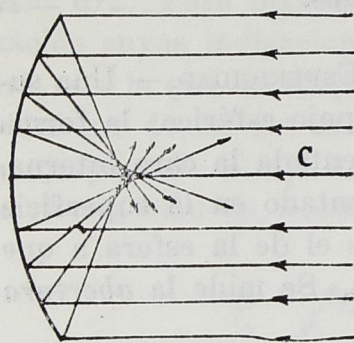


Fig. 26.

acercándose hacia el espejo; por consiguiente, todos los rayos que llegan a un espejo paralelos al eje principal no se reúnen en un punto, foco del del infinito, sino que determinan una superficie, por sus intersecciones consecutivas, llamada *caústica* (fig. 26), y decimos que los espejos esféricos tienen *astigmatismo*. Lo mismo ocurre con un punto luminoso cualquiera: su imagen no es otro punto. Por el astigmatismo de estos espejos la onda re-

flejada produce como imagen una mancha luminosa de sección variable con la distancia al espejo, defecto que, por provocarlo la forma esférica del espejo, se denomina *aberración de esfericidad*. La cuantía del error se mide por la distancia entre el foco de los rayos centrales y el de los marginales, *aberración longitudinal*, y por el radio de la mancha del disco luminoso que determinan los rayos, *aberración lateral*. Estas aberraciones dependen evidentemente de la abertura del espejo; se define ópticamente ésta por $\alpha = D:f$, y cuando es pequeña —prácticamente unos 3° —, el espejo puede considerarse como estigmático y la imagen de un punto es prácticamente otro punto.

La limitación de abertura dicha, supone usar sólo rayos centrales y no utilizar rayos que lleguen al espejo con una inclinación mayor de los 3° antes citados.

4.5 TEORÍA DE LOS RAYOS CENTRALES.— La teoría elemental de las imágenes supone que los espejos son de pequeña abertura y los rayos luminosos poco inclinados respecto al eje. Un punto objeto P situado en el eje principal da entonces como imagen el punto P', también situado en el eje, denominándose a P y P' *puntos o focos conjugados*. Por la reversibilidad de la marcha de la luz, el punto

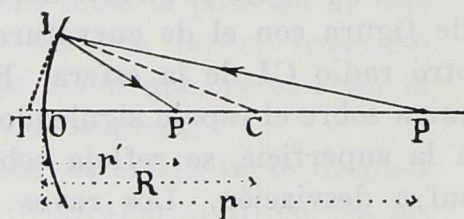


Fig. 27.

P' daría el P como imagen. Determinemos la posición de la imagen P' (fig. 27) por la intersección de un rayo luminoso, que coincide con el eje principal, y de otro rayo PI, que se refleja según IP'. La normal al espejo IC y la tangente IT son las bisectrices interior y exterior del ángulo PIP', y dividen al lado opuesto en partes proporcionales —formando una razón doble armónica— esto es, $CP/P'C = TP/TP'$. Al limitar la abertura, para utilizar tan sólo rayos centrales, I tiende a O, y con mayor razón T se confunde con O; luego reemplazando las distancias TP y TP' por las $OP = p$ y $OP' = p'$, y sustituyendo el segmento $CP = OP - OC = p - R$, así como el $OP' = R - p'$, resulta

$$\frac{p - R}{R - p'} = \frac{p}{p'}, \quad \text{o bien,} \quad pp' - p'R = pR - pp',$$

que ordenada, y dividiendo por $pp'R$, da

$$pR + p'R = 2pp' \quad \text{y} \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f}, \quad (11)$$

fórmula que determina la posición de dos puntos conjugados sobre el eje.

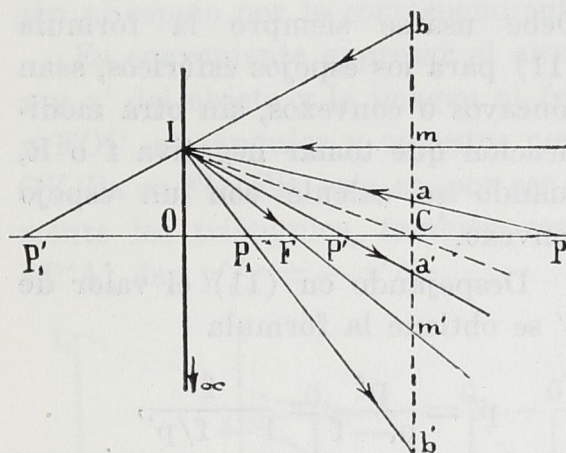


Fig. 28.

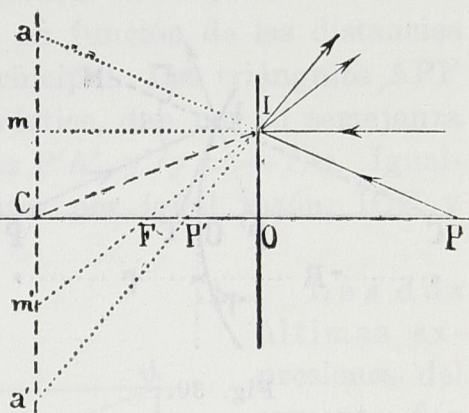


Fig. 29.

Esta ecuación indica que R es media armónica entre p y p'; que los puntos C y O separan armónicamente a los P y P'; y que todos los métodos geométricos que sirven para construir series armónicas son aplicables para la determinación de imágenes sobre el eje. *

* Si cuatro puntos OCPP' forman una serie armónica, las rectas que los unen con un punto vértice I, forman un haz armónico de 4 rectas; y las secciones de este haz por cualquier recta son también series armónicas.

Por ejemplo, tomemos OI tangente al espejo, para representación del mismo; tracemos por C una perpendicular al eje. Para buscar la imagen de P , se une P con I , que determina el punto a ; se toma el simétrico a' respecto a C , y el rayo Ia' corta al eje en el punto P' buscado. La explicación es que el haz de vértice I , formado, es armónico por estar los puntos a y a' armónicamente separados por el punto medio C y el del infinito. Esta construcción demuestra que los pares de rayos homólogos, comprendidos entre m y m' determinan puntos conjugados reales y que otros rayos más distantes como b y b' dan la imagen virtual P'_1 del punto P_1 : esto es, todos los puntos situados a distancia mayor de la focal tienen imágenes reales, y los situados a distancia menor de la focal, imágenes virtuales. La fig. 29 da la construcción para un espejo convexo, y demuestra que las imágenes siempre son virtuales.

En un espejo esférico convexo (fig. 30) como las obsecisas R y p' de los puntos C y P' son negativas, se tendría como en el cóncavo $p:p' = (p - R) : (R - p')$, o bien $pR - pp' = pp' - p'R$, de donde, $1/p + 1/p' = 2/R = 1/f$, fórmula idéntica a la (11) de los espejos cóncavos, aunque los valores de p' y f son negativos, esto es, corresponden a imagen virtual, y radio R o distancia focal f negativa.

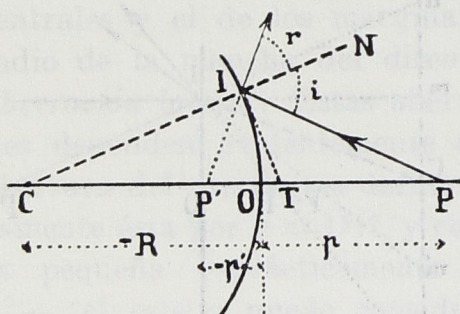


Fig. 30.

Debe usarse siempre la fórmula (11) para los espejos esféricos, sean cóncavos o convexos, sin otra modificación que tomar negativa f o R , cuando se calcule con un espejo convexo.

Despejando en (11) el valor de p' se obtiene la fórmula

$$p' = \frac{pf}{p - f} = \frac{f}{1 - f/p},$$

que da la posición de p . Obsérvese que para $p = f$, $p' = \infty$; que para $p > f$, p' es siempre positivo, la imagen es real; y que para $p < f$, p' es negativo y por lo tanto la imagen es virtual. En un espejo convexo, haciendo f negativa, vale $p' = -f : (1 + f/p)$, que es siempre negativa, cualquiera que sea el valor de p ; luego las imágenes son siempre virtuales.

4.6 TRAZADO DE IMÁGENES. AUMENTO. — Desde un punto A , situado fuera del eje principal (fig. 31), el rayo AI , que sale parale-

lamente al eje principal se reflejará pasando por el foco principal F ; y el rayo que vaya a I' , pasando por F , se reflejará en la dirección $I'A'$ del eje principal. Basta, pues, dar el foco F del espejo, para poder dibujar estos dos rayos, que determinan la imagen A' del punto A , regla general para todos los sistemas ópticos. Conocemos además otro rayo, el eje secundario AC , que se refleja sobre sí mismo; y el rayo AO , que va al vértice del espejo, que se refleja simétricamente respecto al eje. Podemos en el dibujo utilizar dos cualesquiera de estos cuatro rayos para determinar la imagen de un punto.

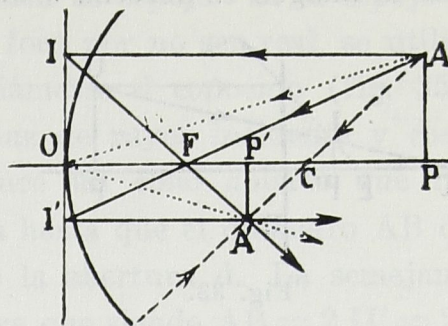


Fig. 31.

Calculadas anteriormente las abscisas p y p' de los puntos A y A' , las ordenadas, $y = AP$ e $y' = A'P'$, se relacionan mediante los triángulos OAP y $OA'P'$, que son rectángulos, tienen iguales los ángulos en O , y son por tanto semejantes. Por consiguiente el *aumento lateral* $y'/y = p'/p$, es el cociente de dividir la distancia de la imagen al espejo por la correspondiente distancia del objeto.

Es conveniente expresar el aumento en función de las distancias x y x' del objeto y la imagen al foco principal. Los triángulos APF y FOI' , rectángulos y opuestos por el vértice, dan por su semejanza $OI'/Pa = FO/FP$, esto es, por ser $OI' = P'A'$, $y'/y = -f/x$. Igualmente los triángulos, también semejantes por igual razón, IOF y $FP'A'$, dan $y'/y = -x'/f$.

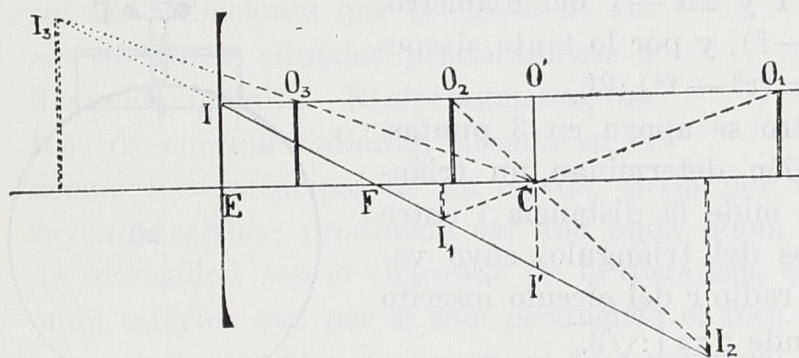
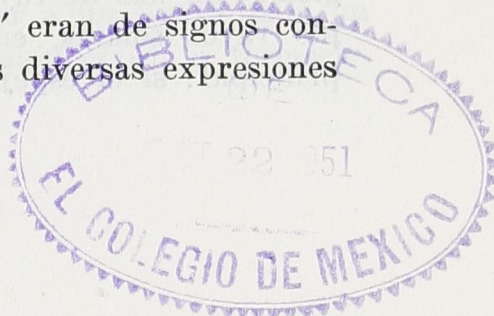


Fig. 32.

Las dos últimas expresiones del aumento $f/x = x'/f$ nos dan $x \cdot x' = f^2$, clásica fórmula de los espejos debida a Newton.

Si ponemos de manifiesto que en la fig. 31 las y e y' eran de signos contrarios, esto es, la imagen estaba invertida, las diversas expresiones



del aumento lateral dan su valor numérico, e indican con el signo que la imagen es derecha o invertida; por lo tanto será

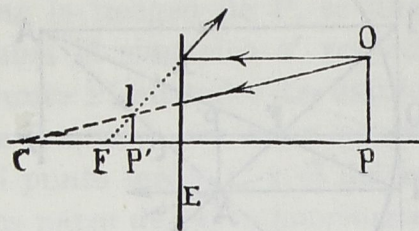


Fig. 33.

$$A = \frac{y'}{y} = -\frac{p'}{p} = -\frac{x'}{f} = -\frac{f}{x} \quad (12)$$

Las figuras 32 y 33 dan las construcciones de las imágenes de objetos O_1 , O_2 , O_3 , situados a distintas distancias del espejo. Discútase la naturaleza de estas imágenes y compruébese que en

los espejos convexos siempre son virtuales y de menor tamaño que el objeto; en los cóncavos, si el objeto está entre el foco y el espejo, las imágenes son virtuales y mayores; si el objeto está más lejos que el foco, las imágenes son reales, amplificadas cuando el objeto se sitúa entre el foco F y el centro de curvatura C , y reducidas si el objeto está más allá del centro de curvatura. Un objeto situado en el centro de curvatura da una imagen real invertida y de igual tamaño, lo que permite determinar fácilmente el radio del espejo.

4.7 CONSTANTES OPTICAS DE UN ESPEJO.—La medida de la abertura lineal y angular no ofrece dificultades. El radio de curvatura se mide utilizando un esferómetro. Los esferómetros usados en óptica suelen ser de contacto circular, que se aplica a la superficie del espejo, círculo menor en la esfera medida (fig. 34) y cuyo radio r se conoce o mide fácilmente. Estableciendo el contacto de la punta del tornillo con el polo del casquete, se mide la flecha f . Puesto que r es media proporcional entre los dos segmentos f y $2R - f$ del diámetro, valdrá $r^2 = f(2R - f)$, y por lo tanto, despejando el radio, $R = (r^2 - f^2) : 2f$.

Si el esferómetro se apoya en 3 puntas, que por construcción determinan un triángulo equilátero, se mide la distancia l entre dos puntas o lados del triángulo, cuyo valor en función del radio r del círculo inscrito es $l = r\sqrt{3}$, de donde $r = l:\sqrt{3}$.

Se determina ópticamente $f = R/2$, recogiendo un haz de rayos paralelos, por ejemplo rayos solares, en la dirección del eje principal: si el espejo es cóncavo, se busca con una pequeña pan-

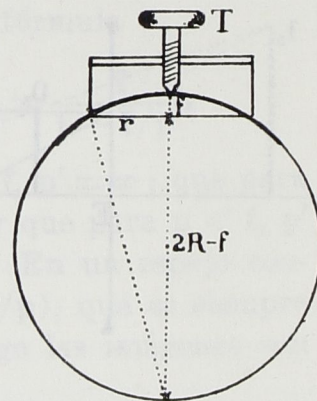


Fig. 34.

talla el punto donde se concentra la luz reflejada formando el foco, y se mide la distancia f de esta posición al espejo. Si el espejo es convexo, como no puede observarse el foco por no ser real, se utiliza una pantalla con una abertura de diámetro d conocido (fig. 35); esta pantalla limita la anchura del haz de rayos incidente y como la luz reflejada por el espejo produce un cono abierto que ilumina la pantalla, se acerca o aleja ésta hasta que el diámetro AB del contorno de iluminación sea doble de la abertura d . La semejanza de los triángulos FAB y FII' demuestra que siendo $AB = 2.II' = 2d$, valdrá $FM = 2.FO = 2f$ y $OM = f$, por lo que la distancia focal está dada por la distancia de la pantalla al espejo.

También se determina f , formando en una pantalla la imagen de un objeto luminoso cualquiera, y midiendo las distancias p y p' al espejo, valores que sustituidos en la ecuación (11) determinan f . Con un espejo cóncavo se puede utilizar una pantalla que tenga una ventana (fig. 36) con una escala e o una abertura abc que se ilumina con un foco extenso; se aproxima o aleja el espejo a la pantalla, hasta que forme en ella misma una imagen de la escala e' , o de la ventana acd , de igual tamaño; la distancia del espejo es entonces $R = 2f$. Estos y otros métodos se facilitan empleando un banco de óptica.

4.8 REFLECTORES. — Los espejos esféricos permiten concentrar en un solo punto, su foco, la luz, el calor y en general las radiaciones que proceden de focos distantes, situados prácticamente a distancia infinita. Recíprocamente, un foco de energía radiante, situado en el

mismo foco principal de un espejo, envía por reflexión un haz de rayos paralelos; producida así una onda plana, se evita la pérdida de intensidad con el cuadrado de la distancia, que corresponde a la onda esférica que por sí solo produciría el foco. Un espejo esférico, con un intenso foco de luz en su foco principal, es un *reflector*, tan usado ordinariamente para enviar intensos haces luminosos a distancia, para iluminar una superficie, o enviar a un punto dado un haz luminoso. Recíprocamente, un par termoelectrico o termoele-

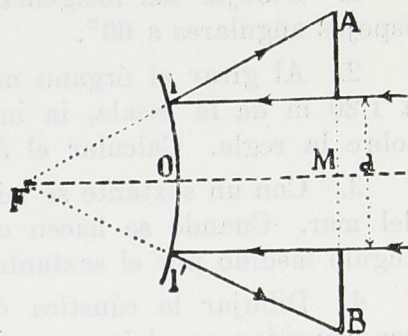


Fig. 35.

mento colocado en el foco de un espejo esférico, recoge los rayos que se concentran en él, aumentándose extraordinariamente la sensibilidad del aparato.

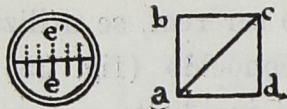


Fig. 36.

Los espejos destinados a recoger o enviar haces de rayos paralelos, o a formar imágenes de puntos del infinito —telescopios—, deben con preferencia ser *parabólicos* en vez de esféricos; el paraboloide de revolución es una superficie, que, si es pulimentada, refleja los rayos paralelos al eje, reuniendo a todos en un solo punto, foco del paraboloide. El espejo parabólico es, pues, estigmático respecto al punto del infinito del eje; no tiene aberración.

Un espejo elipsoidal, elipsoide de revolución pulimentado en su cara interna, tiene por puntos estigmáticos los dos focos principales; todos los rayos que parten de un foco se reflejan en la superficie y van a parar al otro foco. No tienen los espejos elípticos tantas aplicaciones y uso como los parabólicos.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Dibujar las imágenes de una figura cualquiera, colocada entre dos espejos angulares a 60° .
2. Al girar el órgano móvil de un galvanómetro de reflexión, situado a 1.20 m de la escala, la imagen reflejada en su espejo se desvió 24 cm sobre la regla. Calcular el ángulo de giro.
3. Con un sextante se mira la Luna y su imagen reflejada en las aguas del mar. Cuando se hacen coincidir las dos imágenes, ¿qué representa el ángulo medido por el sextante?
4. Dibujar la cáustica de un espejo esférico-cóncavo, cuando los rayos coinciden paralelamente al eje principal, y cuando están inclinados 40° con el eje.
5. Dibujar las imágenes producidas por un espejo esférico, cualquiera que sea la posición del objeto.
6. Dibujar la imagen de un objeto situado entre dos espejos esféricos, cuyas caras especulares se miran.
7. ¿Dónde ha de colocarse un objeto, frente a un espejo esférico de 40 cm de radio, para que su imagen sea 6 veces mayor? Solución numérica y gráfica.
8. Un objeto situado a un metro de un espejo cóncavo produce su imagen a 5.40 m de distancia. Calcular numérica y gráficamente el radio del espejo, su distancia focal y el aumento.

9. ¿Cuánto vale la aberración longitudinal principal en un espejo esférico de un metro de radio y 30 cm de abertura lineal?

10. Se desea que el espejo móvil del galvanómetro de la fig. 22 forme en la regla la imagen del foco a , b o c , situado en n_0 . ¿Cómo debe ser el espejo?

11. Con un espejo esférico, sujeto a su frente, un médico desea iluminar un punto de la garganta de un paciente desde 30 cm de distancia. Dispone de un pequeño foco colocado a 6 cm delante del espejo. ¿Qué radio de curvatura ha de tener éste?

12. Con un esferómetro de 2 cm de radio, se ha medido la flecha de un espejo, obteniendo $f = 1$ mm. Calcular la distancia focal del espejo.

13. Se ha construido un telescopio con un espejo cóncavo de 10 m de radio, asociado a otro convexo de 28 m de radio, colocado a 6 metros de distancia del primero. Calcular la distancia focal del sistema.

5. DIÓPTRIOS PLANOS

5.1 DIÓPTRIO PLANO. — Dos medios refringentes de distinto índice, separados por una superficie plana, forman un dióptrio plano. El camino de un rayo luminoso se determina por las leyes de la refracción, y se dibuja utilizando las construcciones geométricas ya dadas. Un rayo normal, que parte de un punto P (fig. 37) se propaga en la misma dirección; y otro cualquiera con incidencia i , se refracta formando el ángulo r , y su prolongación corta a la normal en P_1 . Estos dos rayos producen la imagen virtual P_1 del punto P, guardando entre sí las distancias PI_1 y P_1I_1 la relación $P_1I_1/PI_1 = \sin i / \sin r = n_{21} = n_2/n_1$, por la relación entre lados y ángulos opuestos en el triángulo PI_1P_1 . Para un pincel luminoso normal, PI_1 tiende a $PI = d$, y P_1I_1 tiende a $P_1I = d'$, luego dicho pincel dará su imagen a la distancia $d' = d \cdot n = dn_2/n_1$. Si $n_1 < n_2$, por ejemplo pasando del aire al vidrio, sería $d' > d$, esto es, que la imagen se aleja una distancia $d' - d$; y, por el contrario, se acerca dicha cantidad si $n_1 > n_2$, por ser entonces $d > d'$.

Este cambio aparente de posición de un punto luminoso P se manifiesta siempre que se observa un objeto sumergido en un medio de índice n , como ocurre en el microscopio observando con inmersión; así como debe tenerse en cuenta la influencia del cubreobjetos de una preparación, de espesor conocido, o fácilmente medible con un tornillo micrométrico o esferómetro. Enfocado un objeto P con el microscopio, e intercalando sobre él una lámina e de índice n , la imagen se eleva a otro punto P_1 y se pierde el enfoque, que se recupera con el tornillo micrométrico de enfoque lento, que mide el movimiento $PP_1 = m$ dado al microscopio. En este caso

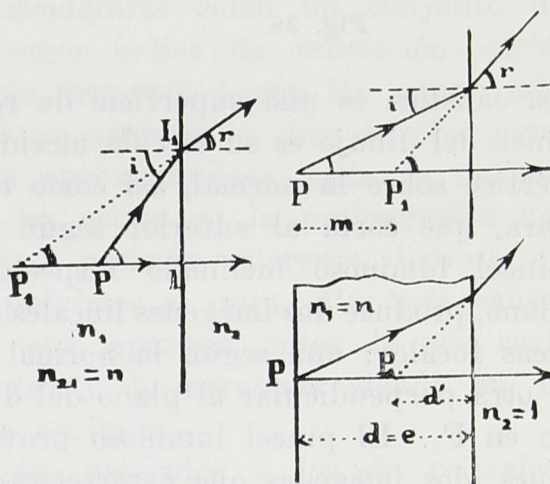


Fig. 37.

$d = e$, $d' = d \cdot n_{21} = e/n$, y el movimiento medido con el microscopio valdrá $m = e - e/n$, de donde $e/n = e - m$ y $n = e/(e - m)$.

Los rayos luminosos que parten de P, con inclinaciones i crecientes, producen rayos refractados cuyas prolongaciones cortan a la

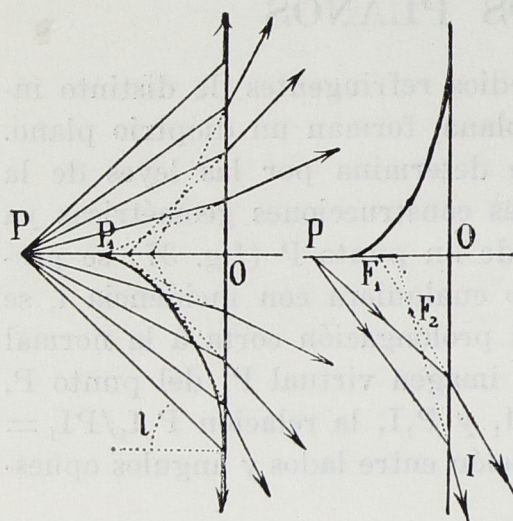


Fig. 38.

normal en puntos cada vez más próximos, si pasan de un medio, como un vidrio de índice n , a otro de menor índice como el aire, hasta llegar a una inclinación igual al ángulo límite l que da un rayo emergente rasante. En la fig. 38 se representa esta marcha de los distintos rayos, que determinan por sus sucesivas intersecciones una curva, que es la cáustica, debida a un dióptrio plano. La imagen de un punto no es otro punto, y el sistema no es estigmático.

La cáustica es una superficie de revolución alrededor de PO, y la línea del dibujo es su sección meridiana. Un cono luminoso tiene su vértice sobre la normal, así como otro inmediato, de distinta abertura, que corta al anterior según un círculo; por esta razón, un pincel luminoso inclinado respecto al plano, produce dos imágenes lineales o líneas focales: una según la normal F_1 , y otra porpendicular al plano del dibujo en F_2 . El pincel luminoso provoca, pues, dos imágenes que caracterizan el astigmatismo y cuya cuantía se mide por la separación entre dos focales. Un cono luminoso normal al plano producirá una aberración longitudinal medida por la distancia entre el foco de los rayos centrales y el de los marginales del cono; y una aberración transversal, determinada por el radio del contorno circular que corresponde a la focal de dichos rayos marginales.

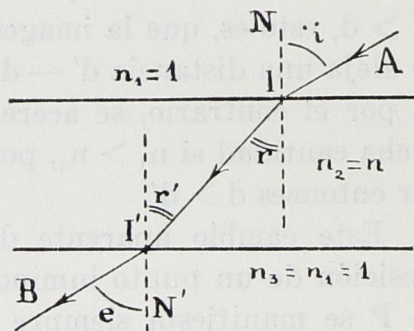


Fig. 39.

5.2 LÁMINAS PLANO-PARALELAS. — Dibujada la marcha de un rayo luminoso AI que atraviesa una lámina de caras paralelas (fig.

39), y aplicando la ley de refracción a las dos caras, se obtiene $\text{sen } i = n \cdot \text{sen } r$, y $\text{sen } e = n \cdot \text{sen } r'$. Pero $r = r'$, por alternos internos entre paralelas, luego $\text{sen } i = \text{sen } e$, y como son ángulos menores de 90° , $i = e$. El rayo emergente es paralelo al incidente, ya que $i > e$, y las dos normales N y N' son paralelas.

Si la lámina separa medios distintos, designando los 3 índices absolutos por n_1, n_2, n_3 , sería $n_1 \cdot \text{sen } i = n_2 \cdot \text{sen } r$, y $n_3 \cdot \text{sen } e = n_2 \cdot \text{sen } r'$; y como también ahora $r = r'$, tendremos $n_1 \cdot \text{sen } i = n_3 \cdot \text{sen } e$; esto es, $\text{sen } i / \text{sen } e = n_3 / n_1 = n_{3,1}$, la refracción se verifica entre los medios extremos, como si no existiera lámina interpuesta. Lo mismo ocurre considerando varias láminas.

El hecho de no introducir desviación angular en los rayos las láminas planoparalelas explica las múltiples aplicaciones de los vidrios planos, en cubiertas, ventanas...

5.3 REFRACCIÓN ATMOSFÉRICA Y ESPEJISMOS.—La atmósfera terrestre tiene una densidad e índice de refracción que varía con la altura, y por ello puede considerarse como un conjunto de láminas o capas superpuestas, cuyo índice de refracción varía, disminuyendo desde la superficie terrestre hasta las capas más elevadas. La luz que procede de un astro como una estrella sigue una trayectoria, que se encorva aproximándose hacia la normal del observador; y éste, que ve los astros en la prolongación del rayo que recibe, les atribuye una posición aparente distinta de la real: los astros parecen más próximos al cenit. Por esta causa, a la salida del Sol vemos este astro aparecer antes de que realmente haya cruzado el horizonte; y lo seguimos viendo en la puesta, cuando realmente está ya ocultado.

Estos fenómenos de refracción, asociados a los de reflexión total, producen los tan conocidos y curiosos fenómenos de *espejismo*. Cuando las aguas de un mar o lago están a temperatura bastante más baja que la del ambiente encalmado, las capas bajas de la atmósfera, que están en contacto, ofrecen una diferencia notable de índice con las capas de aire más altas y menos densas; y mirando en la lejanía un barco, puede aparecer la imagen del mismo invertida por reflexión total en las capas más altas y menos refringentes. Por el contrario, en los climas cálidos, en las llanuras y pavimentos caldeados, o en la proximidad de largos muros o paredes, en los que las capas de aire inmediatas adquieren por caldeoamiento una densidad mucho menor,

pueden observarse los objetos próximos invertidos por reflexión total en estas capas menos refrigerantes; y el suelo o el muro parece convertirse en un lago o un espejo, en el que se reflejan los objetos inmediatos. Mirando a ras del suelo los coches o peatones, que circulan por una carretera fuertemente caldeada, se observa fácilmente este fenómeno de espejismo, cual si el pavimento estuviera cubierto por una capa de agua.

5.4 PRISMA OPTICO. — Es todo medio refringente, limitado por dos caras planas que forman un ángulo diedro; éste se llama *ángulo del prisma*; la intersección de las caras se denomina *arista* del prisma; y la *base* es la región opuesta a la arista. Un rayo luminoso atraviesa un prisma, sufriendo en general dos refracciones (fig. 40), una a la entrada en O, y otra a la salida en O'. El ángulo de salida e, se denomina ángulo de emergencia; y el ángulo

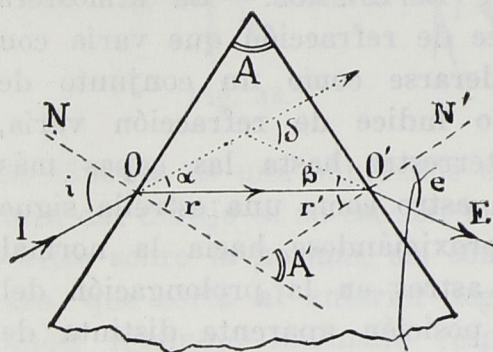


Fig. 40.

δ , formado por el rayo incidente I y el emergente E es el llamado *ángulo de desviación*. Si el prisma tiene un índice de refracción mayor que el medio exterior, el rayo se desvía hacia la base; y si es menor el índice, se desvía hacia la arista. Si después de la primera refracción, el rayo interior OO' forma con la segunda cara un ángulo r' mayor que el límite, el rayo

no sale al exterior, sino que sufre la reflexión total.

Supongamos que hay rayo emergente, y examinemos la refracción en el plano del dibujo, que representa una sección normal a la arista. El ángulo externo en A', del triángulo OO'A', que tiene sus lados perpendiculares a las caras del prisma, es igual al ángulo A del prisma; y como es también igual a la suma de los dos ángulos internos no adyacentes, tendremos para primera fórmula del prisma

$$A = r + r'. \quad (13)$$

En el triángulo formado por OO' y las prolongaciones de los rayos incidente I y emergente E, el ángulo externo δ , es igual a la suma de los dos internos, α y β ; pero $\alpha = i - r$, y $\beta = e - r'$, luego

$$\delta = \alpha + \beta = (i + e) - (r + r') = i + e - A \quad (14)$$

segunda fórmula que determina la desviación del prisma.

La desviación varía, pues, con el ángulo del prisma A , con el valor de la incidencia i , y depende del índice n , por ser variable e con n . Como en un medio material los colores se propagan con velocidad distinta, tienen distinto índice; por consiguiente, cuando un rayo de luz blanca atraviesa el prisma, los diversos colores sufrirán desviaciones distintas y crecientes, al aumentar el índice de refracción. Por esta circunstancia, aumentando el índice desde los rayos rojos hasta los violetas, estos colores aparecen separados formando un espectro, en el que la extremidad violeta es la que más se desvía o aproxima hacia la base del prisma. Este fenómeno constituye la *dispersión prismática*. Por igual circunstancia, un objeto luminoso blanco, visto a través de un prisma, presenta sus bordes coloreados y se dice que la imagen de dicho objeto presenta aberración cromática. Esta descomposición de la luz mediante un prisma fué uno de los fenómenos utilizados por Newton para demostrar que la luz blanca era la superposición de colores simples o luces monocromáticas, que podían, superpuestos, recomponer la luz blanca, haciéndolos atravesar otro prisma igual, colocado invertido, o sea con su arista paralela a la anterior y situada hacia la base del primer prisma.

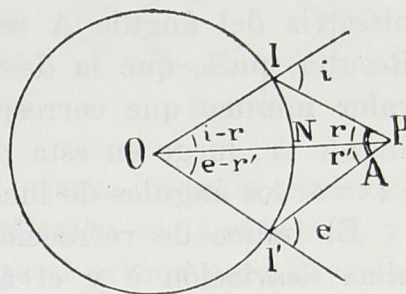


Fig. 41

Los bordes biselados de los espejos, la cristalería tallada, los brillantes y piedras artificiales fabricados con vidrios de fuerte índice, presentan brillantes irisaciones espectrales, debidas a esta dispersión. Este fenómeno es un defecto o aberración de gran importancia en la teoría y construcción de los sistemas ópticos, destinados a formar imágenes, porque éstas no son idénticas para todos los colores.

5.5 MÍNIMA DESVIACIÓN. — La construcción de Weierstrass, que sirvió para determinar la refracción en un dioptrio plano, permite estudiar la refracción en un prisma. Dibujado el rayo PI (fig. 41) que corresponde a una incidencia arbitraria i , quedan determinados r , e y $i - r$ por el triángulo PIO . Trazando por P la recta PI' , que forma con PI el ángulo A del prisma dado, el triángulo $PI'O$ determina r' , $e - r'$ y e . El cuadrilátero $PIOI'$ contiene todos los elementos que intervienen en la refracción: el ángulo en P es

el ángulo del prisma $A = r + r'$; y el ángulo opuesto, ángulo central en O, es la desviación $\delta = (i - r) + (e - r') = i + e - A$.

La desviación determinada por el ángulo en O está medida por la longitud del arco que abraza INI' ; y la longitud de este arco depende de la distancia a que se encuentra el punto P, dada por $OP = n$, índice del vidrio, así como del valor del ángulo A, cuyos lados cortan a la circunferencia, determinando los extremos I e I' . Para un prisma dado, A es constante, P es un punto fijo y el arco INI' variará al girar el ángulo A alrededor de P, creciendo a medida que la bisectriz del ángulo A se separe a uno u otro lado del punto N. Resulta, pues, que la desviación, esto es, el arco INI' , presenta un valor mínimo que corresponde al caso en que OP es bisectriz del ángulo A; luego en esta posición de desviación mínima serán $r = r'$ e $i = e$: los ángulos de incidencia y emergencia son iguales.

El índice de refracción se calcula fácilmente, midiendo la mínima desviación δ y el ángulo A del prisma. En dicha posición, en efecto, $A = r + r' = 2r$ y $\delta = 2i - A$, por lo que el índice, siendo $r = A : 2$, así como $i = (A + \delta) : 2$, viene dado por

$$n = \frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{\text{sen } \frac{A + \delta}{2}}{\text{sen } \frac{A}{2}} \quad (15)$$

La posición de desviación mínima es la más favorable, siempre que se utiliza un prisma, porque la anchura del haz luminoso que penetra por una cara es igual a la del haz emergente, cosa que no ocurre en otras posiciones, por la simetría de los rayos luminosos incidentes y emergentes cuando el prisma es atravesado por un haz de rayos paralelos. Por estas circunstancias, en los espectroscopios de prismas, éstos deben instalarse en mínima desviación.

5.6 MEDIDA DE INDICES POR MÍNIMA DESVIACIÓN. — El método exige para aplicar la fórmula (15) medir el ángulo A y el ángulo δ de mínima desviación.

Medida de A. — I. Se coloca el prisma en la plataforma del goniómetro o espectrómetro con la arista vertical, esto es, paralela al eje de giro, y de modo que, dirigida su arista hacia el colimador, la luz de éste se refleje en parte en una cara y en parte en la otra. Amordazado el prisma (fig. 42) se lleva el anteojo de observación para recoger la luz reflejada en la cara AB, haciendo que la imagen

de la rendija del colimador coincida con la cruz o el hilo vertical del retículo, y se lee sobre el círculo graduado la posición P del anteojo. Se pasa girando el anteojo a la posición P' , repitiendo la operación con la luz reflejada en la cara AC . La diferencia de lecturas da los grados m , que miden el ángulo PP' que giró el anteojo; pero si en el giro se pasó por el cero de la graduación la diferencia de lecturas vale $360 - m$. La figura indica que $m^\circ + r + i + i' + r' = 360^\circ$, o bien $2(i + i') + m = 360$ y como vale $i + i' = 180 - A$, por ser el ángulo que forman las normales a las caras, tendremos $m - 2A = 0$, y por tanto $A = m/2$.

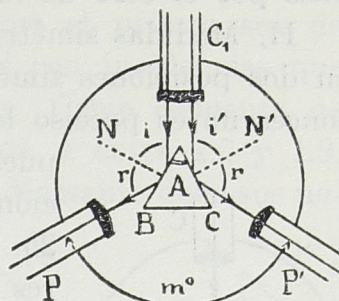


Fig. 42.

II. Fijado el anteojo, se hace girar el prisma hasta la posición 1 (fig. 43), en que recoge la imagen por reflexión en la cara AB , y se lee el círculo. Se gira el prisma para llevarlo a la posición 2, en la que la otra cara AC se ha colocado en la posición AC' , prolongación de la AB , que recoge nuevamente la luz por reflexión, y se vuelve a leer el círculo. El giro del prisma m es evidentemente $m = 180 - A$ y por tanto $A = 180^\circ - m$. Si en el giro se pasó por cero el valor de A es $A = m - 180$.

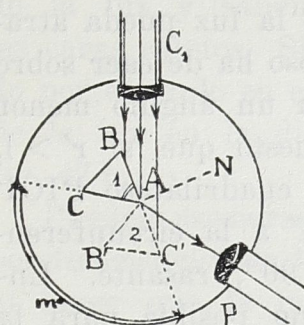


Fig. 43.

III. Si se dispone de un anteojo autocolimador, por ejemplo un ocular de Gauss, podemos enviar y recibir la luz normalmente a un plano. Sin necesidad del colimador y fijo el prisma, se observa por autocolimación (fig. 44) en las dos caras AB y AC , esto es, según la normal N y la N' ; la diferencia de lecturas entre ambas posiciones del anteojo da el ángulo m de las normales y nos determina $A = 180 - m$.

Medida de δ . — I. La medida directa consiste en enfilar el colimador directamente con el anteojo, leyendo la posición de éste, P_0 (Fig. 45); después dejando al prisma libre, para que no arrastre al círculo graduado ni a los nonius, se recoge la luz del colimador que ha atravesado el prisma y se hace girar éste, observándose que la imagen de la rendija se mueve. Siguiéndola con el anteojo en el sentido en que la desviación va disminuyendo, se observa que, continuando el giro del prisma

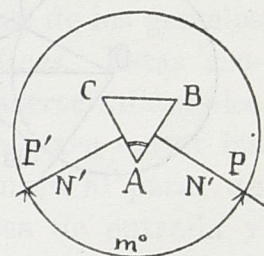


Fig. 44.

llega la imagen a una posición en que retrocede: esta es la posición de desviación mínima, que se enfila, leyendo la posición P del anteojo. El giro P_0P es δ , igual a la diferencia de lecturas, si no se pasó por el cero de la graduación.

II. Medidas simétricas. La mínima desviación se puede provocar en dos posiciones simétricas del prisma como indica la fig. 45. Entonces no es preciso leer directamente la posición P_0 del colimador, puesto que observada y leída la posición de desviación mínima en P y P' la diferencia de lecturas es 2δ . El método es preferible, por reducir los errores de lectura a la mitad.

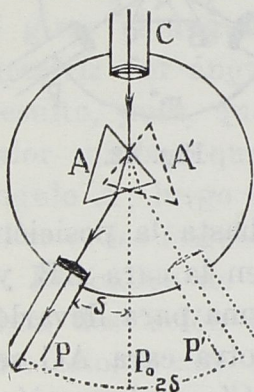


Fig. 45.

III. Por autocolimación, se mide el ángulo de emergencia en mínima desviación $e=i=(A+\delta):2$. El índice (15) vale $n = \sin e / \sin (A:2)$.

5.7 CONDICIÓN DE EMERGENCIA. PRISMAS DE REFLEXIÓN TOTAL. — Para que la luz pueda atravesar el prisma, el rayo luminoso ha de caer sobre la segunda cara de salida con un ángulo menor al valor del ángulo límite, puesto que, si $r' > 1$, sufre la reflexión total y no sale. Dibujemos el cuadrilátero $PIOI'$ (fig. 46) empezando por trazar la tangente PI' a la circunferencia, que corresponderá a una emergencia $e=90^\circ$, rasante. Entonces $r'=1$, y el ángulo i es el valor mínimo posible para la emergencia en el prisma de ángulo A dado. Todos los rayos luminosos, que caigan con una incidencia mayor que i , saldrán del prisma, hasta llegar al valor i que produce la emergencia rasante.

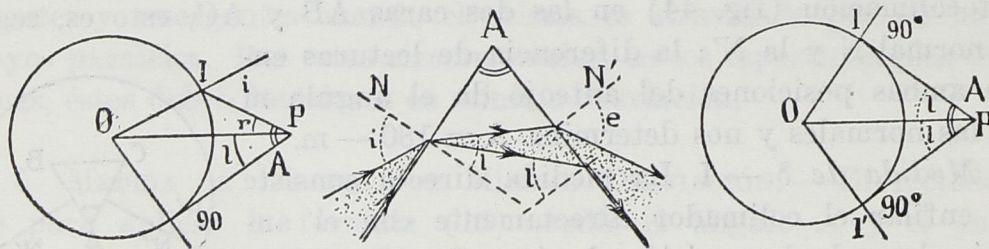


Fig. 46.

Considerando prismas de diversos ángulos, cuando $A = r + r' = 2i$, el cuadrilátero $AIOI'$ tiene los dos lados AI y AI' tangentes, $i = e = 90^\circ$, y a la luz rasante incidente corresponde la luz rasante emergente: ningún rayo luminoso que penetre por la primera cara puede salir por la segunda, y el prisma es de reflexión total; basta

ver que, cuando el rayo AI corte a la circunferencia formando un ángulo $i < 90^\circ$, la recta AI' no la cortará, y no habrá emergencia. Construiremos prismas de reflexión total, dándoles un ángulo $A > 2l$, Pero no es indispensable que $A > 2l$, para que el prisma sea de reflexión total, si se hace caer la luz sobre él con incidencias que provoquen en la segunda cara dicha reflexión. Como elemento de juicio indicaremos que en los vidrios ordinarios, n entre 1.5 y 1.9, el ángulo límite varía entre unos 42° y 32° . El diamante debe sus notables destellos al pequeño valor del ángulo límite $24^\circ.4$, que provoca múltiples reflexiones totales en las caras internas.

El prisma de reflexión total más usado es el de sección rectangular e isósceles (fig. 47 a) que produce la reflexión en la cara hipotenusa, penetrando la luz y saliendo normalmente a las caras catetos. Si se desea observar lateralmente un objeto, situado por ejemplo en el eje de un sistema óptico, sin estorbar la marcha de la luz en la dirección de dicho eje, se le da la forma de la fig. 47 b.

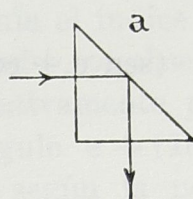


Fig. 47 a.

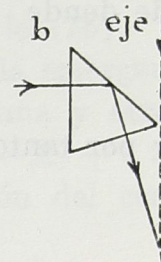


Fig. 47 b.

Pueden asociarse varios prismas de reflexión total para acortar las dimensiones de los aparatos, reduciendo la longitud total de tubo al hacer que la luz lo recorra varias veces mediante reflexiones múltiples. Además, como la reflexión en un plano produce imágenes simétricas del objeto, pueden utilizarse para invertir las imágenes de arriba a abajo y de derecha a izquierda asociando prismas de reflexión total (fig. 48) cuyos planos de reflexión están cruzados,

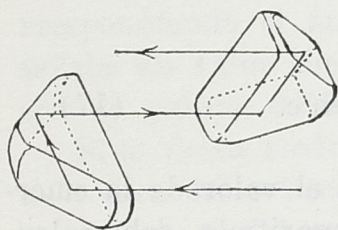


Fig. 48.

como ocurre en los llamados prismas inversores, y en los juegos de prismas de los gemelos o anteojos llamados *prismáticos*. Estas asociaciones de prismas deben hacerse tallándolos en un bloque único de vidrio, para evitar las pérdidas de luz que se producen al pasar de un medio a otro; y las caras de entrada y salida deben ser normales a los rayos lumi-

nosos, para evitar el introducir la dispersión cromática.

5.8 INDICES POR REFLEXIÓN TOTAL. — La posición límite, que separa los rayos que salen de un prisma de los que sufren la reflexión total, es visible en el campo de un anteojo por una línea de separa-

ción perfectamente recortada, si se usa luz monocromática, o irisada, si se opera con luz blanca. Su observación permite el cálculo de índices de refracción. La refracción en las dos caras (fig. 49) nos dan $\sin l = 1/n$ y $\sin e = n \sin r$, y sabemos que $A = l + r$, luego

$$\begin{aligned} \sin e &= n \cdot \sin (A - l) = n \cdot \sin A \cdot \cos l - n \cdot \cos A \cdot \sin l \\ &= n \cdot \sin A \cdot \sqrt{1 - (1/n)^2} - n \cdot \cos A \cdot 1/n = \sin A \sqrt{n^2 - 1} - \cos A \end{aligned}$$

de donde

$$(\sin e + \cos A)^2 = \sin^2 A (n^2 - 1)$$

y por tanto

$$n^2 = 1 + \left(\frac{\sin e + \cos A}{\sin A} \right)^2 \quad (16)$$

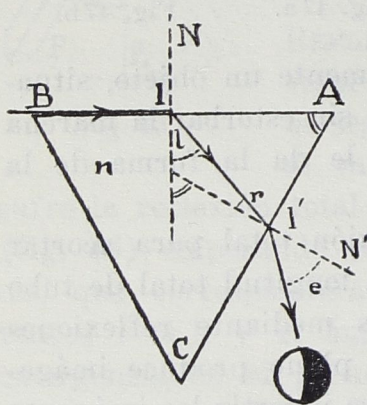


Fig. 49.

fórmula que nos permite calcular n , si conocemos o medimos A y e .

Utilizando un prisma de ángulo A , e índice n conocidos, podemos calcular el índice de otra substancia en contacto con la cara de entrada. En dicho caso la luz pasa por un medio de índice x al prisma de índice n , y por la primera refracción sería $x = n \sin l$, fórmula que unida a las $\sin e = n \sin r$ y $A = l + r$ dan

$$x = n \cdot \sin (A - r) = n \cdot \sin A \sqrt{1 - \frac{\sin^2 e}{n^2}} - n \cdot \cos A \frac{\sin e}{n}$$

o bien

$$x = \sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 e} - \cos A \sin e. \quad (17)$$

Esta fórmula permite calcular x , utilizando el valor de la emergencia e medida. En la práctica, para utilizar logaritmos, debe calcularse r por $\sin e = n \sin r$; después deducir l de $l = A - r$; y finalmente $x = n \sin l$.

5.9 MEDIDA DE INDICES CON GONÓMETROS. — Instalado el prisma en la plataforma del goniómetro o espectrómetro se mide su ángulo A . Después, sin utilizar el colimador, se coloca un foco o llama ex-

extensa de luz monocromática, por ejemplo, un mechero de Bunsen con sodio, y delante un cristal opalescente, papel engrasado, etc.; la luz, que de él procede, debe iluminar una cara BA del prisma, cuidando de que la enfílación a simple vista de AB caiga sobre la superficie iluminada que sirva de foco. Se lleva el anteojo con ocular autocolimador a la posición I'N' normal a la cara de emergencia y se lee el círculo. Se gira el anteojo hasta recoger la curva límite de separación del campo oscuro e iluminado, que corresponde a la emergencia límite I'E. Leída la posición del anteojo, su diferencia con la anterior da el valor de e y se calcula el índice por la (16).

Si no se dispone de anteojo autocolimador, se observa la emergencia en las dos caras, iluminando alternativamente por una y otra. El giro del anteojo corresponde al ángulo $e + (180^\circ - A) + e = 180 - A + 2e$, o bien a $180 + A - 2e$, según la posición del cero de la graduación.

Si se desea determinar el índice de un líquido, y éste tiene un índice menor que el prisma de que disponemos, basta colocar una pequeña capa de dicho líquido, mediante unas gotas que sirven de adherencia entre la cara AB y una lámina plana de cristal. Se opera en la misma forma que anteriormente; la reflexión total se verifica entre el líquido y el vidrio del prisma; y se calcula por la (17).

Cuando se utiliza un líquido puede ser cómodo provocar la iluminación en otra forma, de modo que en vez de entrar la luz por la cara AI donde está el líquido y la lámina que sirve de sujección, penetre la luz por la tercera cara del prisma BC. El procedimiento es idéntico, pero el campo del anteojo en vez de aparecer oscuro a la derecha de I'E, aparece iluminado y oscuro a la izquierda. No debe olvidarse nunca que la reflexión total se verifica siempre correspondiendo el ángulo límite al medio de mayor índice, lo que señala un valor límite numérico a los índices que pueden medirse con un prisma de índice ya dado.

Si se desea medir el índice de una lámina sólida, ésta se adhiere a la cara del prisma con unas gotas de un líquido, cuyo índice sea mayor que el del prisma: entonces el líquido actúa como una lámina planoparalela y la reflexión total se verifica entre el sólido y el prisma, como si no existiera la capa líquida.

5.10 REFRACTÓMETROS. — Son aparatos destinados a la medida de índices, utilizando la reflexión total, la refracción a través de prismas, de lentes o de prismas y lentes.

Para las medidas por reflexión total, se utilizan prismas que tengan un ángulo tal, que facilite la medida y el cálculo. Por ejemplo, en el caso de $A = 90^\circ$ —refractómetro Pulfrich— las (16) y (17) se reducen a $n^2 = 1 + \sin^2 e$, o bien $n = \sqrt{1 + \sin^2 e}$, y $x = \sqrt{n^2 - \sin^2 e}$. El aparato dispone de un soporte, en el que

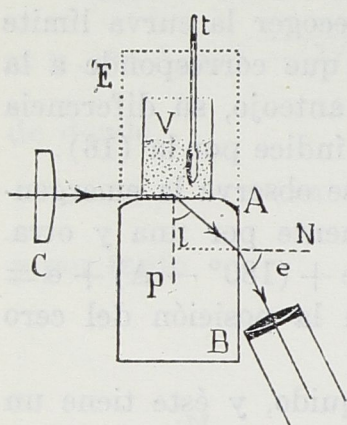


Fig. 50.

va montado el prisma (fig. 50), cuya cara superior, donde se produce la reflexión total, es horizontal y lleva masticado un vaso cilíndrico de vidrio V, que permite colocar los líquidos cuyo índice se desea medir. La cara de emergencia AB es vertical ($A = 90^\circ$), y un anteojo, cuyo eje de rotación es horizontal, permite medir el ángulo e de emergencia. El aparato suele llevar una estufa de calefacción con termómetro, para operar a temperaturas variables, y un sistema de iluminación, para utilizar tubos Geissler, del que puede prescindirse colocando un mechero con sodio en la forma antes descrita. Según el índice del prisma, podrán medirse índices de líquidos inferiores al suyo; a veces estos prismas se pueden reemplazar, para operar con índices

bajos hasta 1.6, o más altos hasta 1.64. El refractómetro semiesférico de Abbe tiene una montura análoga de soporte vertical, con anteojo de observación que gira alrededor de un eje horizontal. Pero, en vez de prisma, lleva en el centro del círculo graduado, una media esfera E de vidrio de índice n conocido (fig. 51). Como el rayo emergente sigue la dirección del radio de la esfera, y es normal a ésta, no sufre desviación, de modo que el anteojo mide con su posición directamente el ángulo límite l, si el cero del círculo corresponde a la extremidad inferior O de la perpendicular a la cara plana de la semiesfera. Sobre esta cara plana se coloca la sustancia cuyo índice se desea medir.

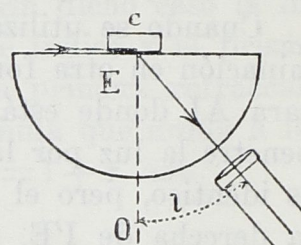


Fig. 51.

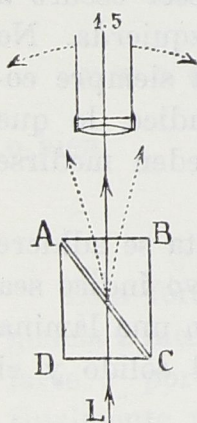


Fig. 52.

El refractómetro más generalizado de Abbe consta esencialmente de dos prismas rectangulares (fig. 52), uno el ABC, en el que se produce la reflexión total en la cara hipotenusa AC, y

el otro ACD, destinado a mantener entre ambos y sobre la cara AC una delgadísima capa del líquido que se estudia, y facilitar la iluminación por la cara DC. Un anteojo recoge la luz emergente de la cara AB, y el índice de este prisma ABC, así como el ángulo A, se han calculado para que el índice medio medible, por ejemplo 1.5, corresponda a la emergencia normal a la cara AB. Con esta disposición, el anteojo gira a un lado y otro de la normal, haciéndose las lecturas en un sector circular graduado; y para rapidez, en vez de utilizar la (17), el círculo se divide, no en grados, sino en trazos numerados que dan directamente el valor del índice. El aparato debe comprobarse haciendo la determinación de un índice conocido, por ejemplo el agua a temperatura dada. Si se desea operar con un sólido, se abre el bloque de vidrio separando ACD, y se coloca como siempre la lámina del sólido en contacto con AC, mediante un aceite o líquido de fuerte índice.

Para operar con luz blanca, el aparato lleva, ajustado delante del objetivo del anteojo, un sistema de dos prismas de Amici, que pueden girar simultáneamente en opuestas direcciones, hasta conseguir compensar la dispersión cromática y evitar la irisación del borde que separa el campo luminoso del oscuro.

Una variante industrial es el refractómetro de inmersión de Zeiss. Se reduce simplemente al anteojo de observación, que lleva adosado delante del objetivo un prisma de Amici y el prisma de vidrio ABC; en el ocular lleva un micrómetro, que mueve una escala de cristal dividida en 100 partes. Unas tablas permiten pasar de las lecturas de la escala a los valores de los índices correspondientes, que oscilan entre 1.32554 y 1.3664. La extremidad anterior del aparato, formada por el prisma, se sumerge en el líquido, cuyo índice se desea medir, provocando a través de éste una iluminación rasante.

5.11 PRISMAS DE VISIÓN DIRECTA Y DE DESVIACIÓN CONSTANTE.

— La desviación que produce un prisma puede compensarse, asociando otro invertido idéntico, o que tenga distinto ángulo e índice. En los prismas de pequeño ángulo, cuando la luz los atraviesa sensiblemente normal a las caras, la pequeñez de los ángulos permite reemplazar $\sin i = n \sin r$ por $i = nr$. Entonces la (14) se reduciría a $\delta = nr + n'r' - (r + r') = (n - 1)r + (n' - 1)r' = (n - 1)A$, que da la desviación en un prisma de pequeño ángulo. Dos prismas darían $\delta = (n_1 - 1)A_1$ y $\delta_2 = (n_2 - 1)A_2$, y asociándolos invertidos, el sistema dará una desviación nula, si $\delta_1 - \delta_2 = 0$, esto es, cuando sea

$(n_1 - 1)A_1 = (n_2 - 1)A_2$, o lo que es lo mismo

$$\frac{A_1}{n_1 - 1} = \frac{n_2 - 1}{n_1 - 1}.$$

La desviación varía con cada color, por variar n , y por ello la luz que atraviesa el prisma compuesto sale dispersada, formando un estrecho espectro, ya que dos sustancias que hayan compensado la desviación para un color e índices respectivos, no la compensará para otros colores. Si en vez de acoplar prismas de ángulo pequeño, se utilizan grandes ángulos, puede conseguirse prismas compuestos o baterías de prismas, que produzcan gran dispersión y buen espectro, con desviación nula del rayo luminoso medio. También son prácticos en espectroscopia los prismas de desviación constante, llamados así por poder presentar la misma desviación todos los colores del espectro.

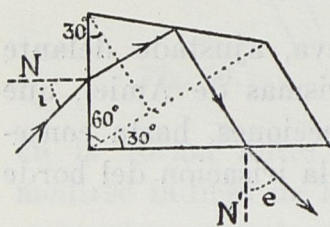


Fig. 53.

Con ellos se mantiene fija la posición del foco (colimador) y la del observador (anteojo), y el giro del prisma permite pasar de unas regiones a otras del espectro. La fig. 53 representa un prisma de este tipo, bloque de vidrio que equivale a la asociación de 3 prismas. Las normales N y N' son perpendiculares entre sí; los ángulos i y e son iguales, y por lo tanto el rayo incidente y el emergente forman un ángulo constante de 90° . Al girar el prisma, varían en igual cuantía los valores de i y e , y el efecto del bloque de vidrio equivale al de un prisma de 60° , que trabaja en mínima desviación para todos los colores, que pasan, al girar el prisma, por el centro del campo del anteojo.

Un prisma de 30° , cuya cara AB (fig. 54) se ha hecho especular mediante un depósito metálico, y en la que la luz se refleja normalmente, después de atravesar el prisma, equivale a un prisma de 60° , trabajando en mínima desviación. Esto permite una instalación fija en autocolimación, en la que el anteojo que sirve también de colimador, puede recoger los diversos colores del espectro, siempre en mínima desviación, mediante el giro del prisma; sistema de instalación muy práctico en los espectrógrafos de grandes dimensiones.

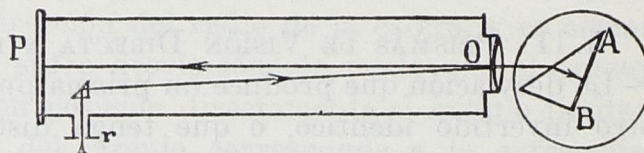
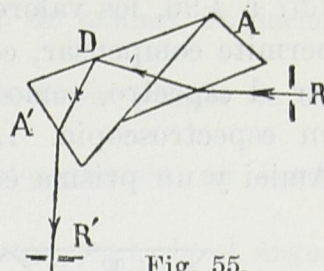


Fig. 54.

Para obtener luz monocromática van adquiriendo un uso creciente los monocromadores. Esencialmente un monocromador es un prisma compuesto (fig. 55), en el que la luz blanca que penetra por una rendija R, después de atravesar el bloque D que forman los prismas A y A' sufriendo una reflexión total, es recogida por otra segunda rendija R', que aísla el color del espectro que se desee utilizar. Se comprende fácilmente que cualquier prisma o sistema dispersivo, que aisle una región del espectro con una segunda rendija, es utilizable como cromador.



5.12 DISPERSIÓN Y ACROMATISMO DE PRISMAS. — El índice de refracción de una sustancia varía con la longitud de onda correspondiente a cada radiación. Entre las leyes de dispersión, que determinan esta dependencia del índice con los valores de λ , suele ser suficiente en la técnica la clásica fórmula de Cauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}.$$

La desviación producida por un prisma depende de n , y por lo tanto de λ . Se denomina generalmente *dispersión* de un prisma a la diferencia de desviaciones producidas para dos colores distintos. La variación de δ no es proporcional al cambio de n ni al de λ . En una región del espectro, su valor viene dado por $d\delta/d\lambda$, valor que varía con λ , siendo la dispersión prismática creciente, desde el rojo hacia el violeta.

En un prisma, se mide la dispersión por la diferencia de desviaciones correspondientes a dos líneas del espectro, expresada en función de los índices. En un prisma de pequeño ángulo, dos colores —línea roja C y línea azul F— darían $\delta_C = (n_C - 1)A$, $\delta_F = (n_F - 1)A$ y la dispersión angular es $\delta_F - \delta_C = (n_F - n_C)A$.

Considerando un color intermedio —la raya amarilla D del sodio sería $\delta_D = (n - 1)A$, y por tanto, la dispersión relativa viene dada por

$$\frac{\delta_F - \delta_C}{\delta_D} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} = \frac{1}{v}. \quad (19)$$

Así como la dispersión aumenta con el ángulo del prisma, y si hay varios, con el número de ellos, la *dispersión relativa* $1/v$, y el

poder dispersivo v , es independiente del ángulo del prisma y caracteriza el vidrio o sustancia que lo forma.

La diferencia de índices en diversos vidrios no es proporcional al índice medio. Por ejemplo, para vidrios en los que varía n de 1.57 a 1.96, los valores de $n_F - n_C$ varían entre 0.013 y 0.049. Esto permite compensar, con dos prismas de vidrio, la desviación sin anular el espectro, como ocurre en los prismas de visión directa usados en espectroscopia. La fig. 56 representa un prisma de este tipo

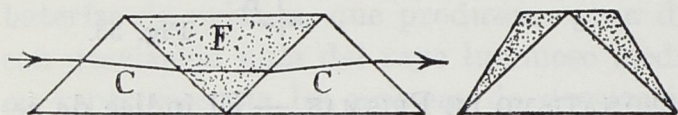


Fig. 56.

refringente, asegurando la emergencia.

Por el contrario, puede conseguirse compensar la separación de dos colores,

volviendo a reunirlos, sin anular la desviación, caso de acromatización de prismas. Acromatizar dos prismas de pequeño ángulo es hacer que la diferencia $\delta_F - \delta_C$ del uno sea igual a la $\delta'_F - \delta'_C$ del otro, acoplándolos invertidos. Como $\delta_F - \delta_C = (n_F - n_C)A$ y $\delta'_F - \delta'_C = (n'_F - n'_C)A'$, la condición de acromatismo que determina el valor de A' necesario para acromatizar un prisma dado A es

$$\frac{A'}{A} = \frac{n'_F - n'_C}{n_F - n_C} \quad (20)$$

Esta acromatización evita que las imágenes presenten una coloración fuerte en los bordes, producida por el espectro. Pero la corrección no es completa, puesto que sólo se llevan a coincidir dos colores, y los restantes originan una débil irisación coloreada, que se denomina espectro secundario. Si se utilizan tres prismas, para hacer coincidir tres colores, el sistema se dice *apocromático*.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Dibujar a escala la cáustica que producen, en un dioptrio plano de índice 1.5, los rayos luminosos procedentes de un punto.
2. Sobre el fondo de un arroyo vemos una piedra que parece situada a 40 c. m. de profundidad. Calcular la verdadera distancia a la superficie sabiendo que el índice del agua es 1.33.
3. En un microscopio se ha usado un cubreobjetos de 0.1 m. m. de espesor e índice 1.5. Calcular el espesor que ha de tener otro de índice 1.62, para que no varíe el foco.

4. Averiguar el espesor de agua, $n = 1.33$, que mantendría el foco en sustitución de un cubreobjetos de índice 1.52.

5. Dibujar la marcha de la luz, que penetra con un ángulo de incidencia de 45° , en un prisma de 60° e índice 1.56; y obtener gráficamente el ángulo de incidencia máximo para la emergencia.

6. Obtener numérica y gráficamente el ángulo de mínima desviación, que corresponde a un prisma de 55° e índice 1.62.

7. Calcular numérica y gráficamente el índice de un prisma de 60° de ángulo, y 40° de desviación mínima.

8. Un prisma de 26° da observando por autocolimación un ángulo $i = e = 18^\circ 15'$. Averiguar el índice del vidrio.

9. Un prisma de $60^\circ 20'$, observado por reflexión total, da el ángulo de emergencia $46^\circ 30'$. Calcular el índice del prisma.

10. A un prisma de 60° e índice 1.67 se le adhiere a una cara un cuerpo contra el que se produce la reflexión total. El ángulo de emergencia correspondiente a la curva límite es de 35° . Calcular el índice del cuerpo.

11. Averiguar el ángulo de un prisma de índice 1.62, que ha de asociarse a otro de 15° e índice 1.52, para obtener una desviación total nula.

12. Se ha fabricado un prisma con vidrio que tiene los siguientes índices $n_C = 1.515$, $n_D = 1.526$, $n_F = 1.560$. Calcular la dispersión relativa y el poder dispersivo.

13. Con el vidrio anterior se ha fabricado un prisma de 60° . Colocado en mínima desviación para la raya D, calcular la abertura angular o anchura del espectro entre las rayas C y F; y averiguar la longitud correspondiente del espectro, proyectado a un metro de distancia.

14. Se ha construido un prisma de 12° , con un vidrio que tiene $n_F - n_C = 0.016$. Disponemos de otro vidrio para el que $n_F - n_C = 0.034$. Calcular qué ángulo debe tallarse con este último, para acromatizar al primero.

6. DIOPTRIOS ESFERICOS

6.1 LENTES: SUS CLASES. — Lente es un cuerpo formado por un medio refringente no opaco, limitado por dos caras, una de las cuales al menos es curva, y que está destinado a formar o modificar las imágenes luminosas.

Si las superficies que forman sus caras son esféricas, o a lo sumo una de ellas es plana, la lente se denomina esférica; si las dos caras son cilíndricas o una plana y otra cilíndrica, la lente es cilíndrica; es esfero-cilíndrica si una cara es esférica y otra cilíndrica; y en general reciben el nombre de las superficies que las forman.

Las caras son cóncavas o convexas según que, vistas desde el exterior, correspondan a la superficie interna o externa de la esfera o el cilindro. De aquí la clasificación ordinaria de las lentes esféricas en biconvexas, plano-convexas y convexo-cóncavas o menisco convergente, y bicóncavas, plano-cóncavas y cóncavo-convexas o menisco divergente. Es preferible la denominación de menisco convergente o divergente, a la de cóncavo-convexa o convexo-cóncava, que puede inducir a confusión. Las tres primeras son más gruesas por el centro que por los bordes y las tres últimas son más delgadas por el centro. Salvo caso excepcional de espesor, las tres primeras son convergentes, esto es, tienden a reunir un haz de rayos paralelos que penetre en ellas en la dirección de su eje de simetría; y las tres últimas son divergentes, tienden a separar los rayos por la refracción. Iguales denominaciones y la misma clasificación admiten las lentes cilíndricas.

6.2 LENTES ESFÉRICAS Y SISTEMAS CENTRADOS. — Eje principal de una lente es la recta que une los centros de curvatura de las dos caras o centros de las esferas correspondientes. Si una cara es plana el eje es la perpendicular al plano trazada por el centro de

curvatura de la cara esférica. El *eje principal* es eje de simetría. La intersección con un plano que pasa por el eje principal constituye una sección meridiana: es lo que se representa ordinariamente en los dibujos. La consideración de rayos luminosos no situados en una sección meridiana es necesaria para el estudio del astigmatismo.

Un haz de rayos paralelos al eje principal, que penetra por una u otra cara de la lente determina a uno y otro lado sendas imágenes del punto del infinito del eje. Estas imágenes son los *focos principales* F y F' . Son reales si los haces refractados son convergentes, y virtuales si son divergentes sus rayos. Diremos en general que una lente o un sistema de lentes es convergente, cuando sus focos principales son reales; y se denominarán divergentes, si son virtuales. Los primeros están situados al otro lado de la lente siguiendo la marcha de la luz; y los segundos al mismo lado, en sentido contrario a como la luz camina, de modo que tales focos no los determinan las intersecciones de los rayos luminosos, sino sus prolongaciones. Por esta razón los primeros pueden recogerse en una pantalla, dando una mancha luminosa y los segundos no, siendo perceptibles por el ojo, cuando éste recoge directamente la luz emergente después de sufrir la refracción.

Varias lentes, cuyos ejes principales coinciden—superficies co-axiales—forman un *sistema óptico centrado*. Los rayos paralelos que corresponden al punto del infinito del eje penetrando por una u otra cara determinan las dos imágenes, focos principales del sistema, que pueden ser, como se ha dicho, reales o virtuales. Si a un haz de rayos paralelos incidente corresponde otro haz emergente, también paralelo, no existen focos principales a distancia finita, están en el infinito, el sistema es telescópico.

La refracción a través de una superficie esférica no da para imagen de un punto otro punto, sino una superficie, *cáustica*, que se reduce prácticamente a un punto en determinadas condiciones. Las imágenes presentan, pues, aberraciones de esfericidad, así como aberraciones cromáticas, debidas al distinto índice de refracción que tienen los diversos colores.

Una superficie esférica, que separa dos medios de distinto índice de refracción n_1 y n_2 , constituye un *dioptrio esférico*. La teoría de lentes y sistemas se establece aplicando sucesivamente a las diversas superficies del sistema las fórmulas de los dioptrios correspondientes.

6.3 DIOPTRIO ESFÉRICO. — Sea OI (fig. 57) la superficie esférica de centro C que separa dos medios de índice n_1 y n_2 . Un rayo PO , que coincide con el eje, es normal a la superficie y se refracta siguiendo la misma dirección PO . Otro rayo, que procede del punto luminoso P , cual el PI , que forma el ángulo de incidencia i , se refracta según IP' , formando el ángulo r con el radio CI de la esfera. El punto P' es la imagen de P , que determinan estos dos rayos. Llamando $R = CI$ al radio de la esfera, d y d' a las longitudes PI y $P'I$, y designando por $p = PO$ y $p' = P'O$ a las distancias del punto objeto y del punto imagen al vértice de la esfera, los triángulos PIC y $P'IC$ nos dan las proporciones

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } w} = \frac{p + R}{d}, \quad \frac{\text{sen } w}{\text{sen } r} = \frac{d'}{p' - R}.$$

Para obtener las fórmulas elementales del dioptrio, *primera aproximación* en la teoría de las lentes, supongamos que I está próximo a O y que los rayos PI y $P'I$ están poco inclinados respecto al eje, esto es, que la aberratura angular es pequeña; entonces, podemos sustituir d y d' por sus valores aproximados p y p' , y las igualdades últimas darán por división

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{p + R}{p' - R} \cdot \frac{p'}{p} = \frac{n_2}{n_1},$$

de donde $n_1 p p' + n_1 R p' = n_2 p p' - n_2 p R$, y dividiendo por $p p' R$,

$$n_1 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{p} \right) = n_2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{p'} \right) \text{ o bien, } \frac{n_1}{p} + \frac{n_2}{p'} = \frac{n_2 - n_1}{R} \quad (21)$$

ecuación fundamental de dos puntos o focos conjugados P y P' . Esta ecuación liga las distancias p y p' , de un punto objeto y su

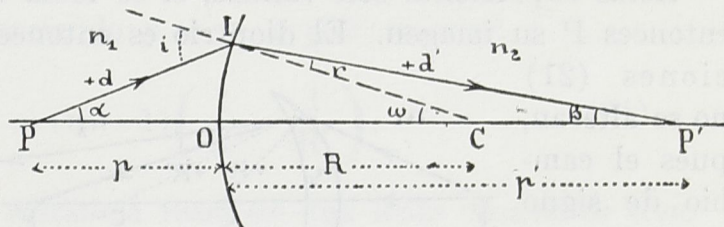


Fig. 57.

correspondiente punto imagen a la superficie, con el radio de curvatura R de la cara y los índices de los dos medios.

La posición de los dos focos principales F y F' , o bien las distancias focales f y f' , se determinan buscando la imagen del punto del infinito a uno y otro lado. Así se obtienen haciendo $p = \infty$ y $p' = \infty$ los respectivos valores.

$$p' = f' = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} \quad \text{y} \quad p = f = \frac{n_1 R}{n_2 - n_1}$$

Esas distancias focales son distintas y guardan entre sí la relación $f/f' = n_1/n_2$.

Multiplicando la (21) por $R/(n_2 - n_1)$ se obtiene la ecuación

$$\frac{f}{p} + \frac{f'}{p'} = 1$$

en función de las dos distancias focales del dioptrio esférico.

Estas expresiones son válidas, si se toma P' como objeto, siendo entonces P su imagen. El dioptrio es entonces cóncavo, y las ecuaciones (21)

no se alteran, pues el cambio de signo de $n_2 - n_1$ al sustituirlo por $n_1 - n_2$ se compensa

con otro cambio de signo del radio R de curvatura, que ahora se toma como negativo por tomarse R desde la superficie al centro C de curvatura.

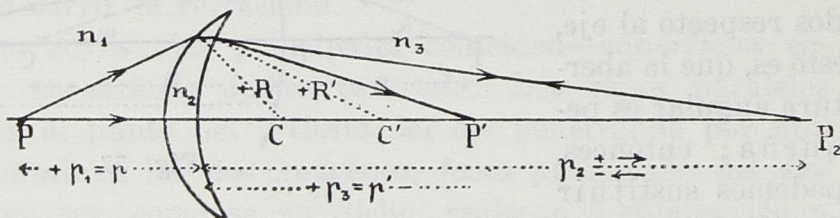


Fig. 58.

6.4 LENTES DELGADOS. — Son aquellas en que el espesor es despreciable. Aplicando la (21) a los dioptrios que forman las dos caras; teniendo en cuenta que, por despreciar el espesor, la distancia p_2 de la imagen del primer dioptrio es también distancia p_2' respecto al segundo dioptrio, para el cual sirve de objeto se obtiene

$$\frac{n_1}{p_1} + \frac{n_2}{p_2} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} \quad \text{y} \quad -\frac{n_2}{p_2} + \frac{n_3}{p_3} = \frac{n_3 - n_2}{R_2}$$

de las que, sumadas para eliminar p_2 , se deduce la ecuación fundamental

$$\frac{n_1}{p_1} + \frac{n_3}{p_3} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} + \frac{n_3 - n_2}{R_2} \quad (22)$$

Los valores de las distancias focales vendrán dados por

$$\frac{n_1}{f_1} = \frac{n_3}{f_3} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} + \frac{n_3 - n_2}{R_2}$$

Si los medios extremos son iguales, que es el caso corriente de una lente sumergida en un medio, $n_1 = n_3$; y si este medio es el aire, $n_1 = n_3 = 1$. Entonces el índice de la sustancia que forma la lente es $n = n_2$, y la fórmula (22) de los focos o puntos conjugados es

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = (n - 1) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right). \quad (23)$$

Esta ecuación indica que las dos distancias focales f y f' son iguales y están dadas, haciendo $p = \infty$, o $p' = \infty$, por

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right), \quad (24)$$

que permite calcular la distancia focal de una lente cuando se conoce el índice del vidrio y los radios de curvatura de las dos caras.

Reemplazando en la (23) el valor de la (24), se obtiene la sencilla forma

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}, \quad (25)$$

que expresa la ecuación fundamental, en función tan sólo de la distancia focal principal f .

Un punto luminoso, situado en el eje a la distancia p , produce su imagen a la distancia p' ; y al moverse hasta otra distancia p_1 , su imagen se moverá hasta p'_1 , denominándose aumento longitudinal a la relación $(p'_1 - p') : (p_1 - p)$. Si el punto objeto se separa perpendicularmente del eje, el aumento lateral, o simplemente *aumento*, es el cociente de la dimensión transversal de la imagen por la dimensión transversal del objeto: $A = I/O$.

La imagen de un punto se dibuja, representando la lente por una recta AB (fig. 59) perpendicular al eje principal; trazando desde el punto objeto P un rayo paralelo al eje principal, que saldrá pasando por el foco F ; y otro rayo que pase, él o su prolongación, por F' , el que saldrá paralelo al eje. La intersección P' de los dos rayos emergentes es la imagen, real si se cortan dichos rayos, o virtual si se cortan sus prolongaciones.

La construcción demuestra, por la semejanza de los triángulos OBF' y $F'PP_1$, y de los OAF y $FP'P_1$, y teniendo en cuenta que el objeto $O = PP_1 = OA$ y la imagen $I = P'P'_1 = OB$,

$$\frac{OB}{PP_1} = \frac{I}{O} = \frac{OF'}{F'P_1} = \frac{f}{p-f} \quad \text{y} \quad \frac{P'P'_1}{OA} = \frac{I}{O} = \frac{FP'_1}{OF} = \frac{p'-f}{f},$$

lo que da para expresiones del aumento lateral

$$A = \frac{I}{O} = \frac{f}{p-f} = \frac{p'-f}{f}. \quad (26)$$

Estas expresiones del aumento, sustituyendo $p-f = x$, y $p'-f = x'$, que miden las distancias del objeto al primer foco y de la imagen al segundo foco, nos dan $x \cdot x' = f^2$, fórmula de Newton de los focos conjugados. Las x y x' se toman como positivas contadas desde los focos F y F' , alejándose de la lente en uno y otro sitio.

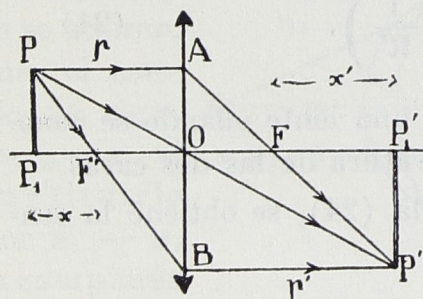


Fig. 59.

La igualdad última (26), por relación de sumas de antecedentes y consecuentes, dan también para valor del aumento $I:O = p':p$. Esta relación demuestra que, si se unen P con O y P' con O , los triángulos OPP_1 y $OP'P'_1$ son semejantes, luego la recta OP' es la prolongación de PO : un rayo luminoso que pasa por O , centro de la lente o *centro óptico*, no sufre desviación. Estos rayos, llamados *ejes secundarios*, se utilizan ordinariamente para el trazado de imágenes formadas por lentes delgadas.

Las ecuaciones (25) y (26) son generales, y aplicables por tanto lo mismo a lentes convergentes que divergentes. Si se da como dato de un problema el valor de la distancia focal f , éste, como se dijo, se toma positivo si la lente es convergente y negativo si es divergente.

Asimismo es general la regla para construir imágenes, utilizando rayos paralelos al eje principal, antes o después de la refracción, o un eje secundario, si es más cómodo. En la fig. 60 se han dibujado las imágenes P' , P'_1 y P'_2 de los puntos P , P_1 y P_2 , que forma una lente divergente, imágenes que demuestra el dibujo son siempre virtuales derechas y de menor tamaño, o aumento lateral menor que uno. Analíticamente la ecuación (25), en la que f es negativa en las lentes divergentes, nos dice que $1/p' = -1/f - 1/p$ es siempre negativa, lo es p' , y la imagen por tanto es virtual. La (26) se convierte en $A = f/(p + f) < 1$, luego la imagen es menor que el objeto, cualquiera que sea la distancia p a que se encuentre.

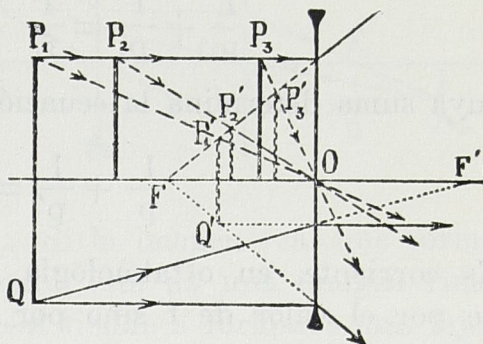


Fig. 60.

En las lentes convergentes, la fig. 61 indica la formación de las imágenes de objetos P , P_1 , P_2 , colocados en diversas posiciones. Ella demuestra gráficamente que las imágenes son virtuales derechas y de mayor tamaño, si el objeto P_2 está situado a una distancia menor de la focal; son reales e invertidas, cuando la distancia es mayor de la focal, siendo de menor tamaño para $p > 2f$, igual si $p = 2f$, y mayor si está comprendida p entre f y $2f$. Analíticamente

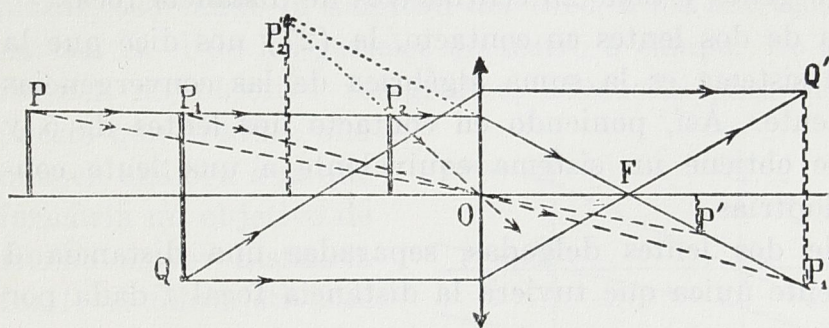


Fig. 61.

la ecuación (25) indica que $1/p'$, y por tanto p' , serán negativos y la imagen virtual, cuando sea $1/p > 1/f$ esto es, $p < f$; y

que los citados valores son positivos y las imágenes reales en los demás casos. La (26) da un aumento $A = 1$ cuando $p = f$, y por tanto cuando $p = 2f$. Un objeto produce una imagen de igual tamaño cuando se coloca al doble de la distancia focal.

6.5 ASOCIACIÓN DE LENTES. — Un sistema de dos lentes delgadas en contacto equivale a una sola lente delgada, cuya distancia focal f se deduce fácilmente de las distancias f_1 y f_2 de las dos lentes dadas. Aplicando la fórmula a las dos lentes, y teniendo en cuenta que la imagen de la primera es objeto de la segunda, y cambia de signo su distancia p_1 al pasar de una a otra lente, tendremos

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p_1} = \frac{1}{f_1} \quad \text{y} \quad -\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f_2},$$

cuya suma determina la ecuación de la lente equivalente

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{f}. \quad (27)$$

Es corriente, en oftalmología por ejemplo, determinar las lentes, no por el valor de f sino por su inversa $1/f$, denominada *convergencia*, *poder convergente*, o *potencia* de una lente. Esta se mide en *dioptrías*. Una dioptría es la convergencia de una lente que tiene un metro de distancia focal; es positiva si f lo es, esto es, si la lente es convergente; y negativa, si es divergente. Expresada f en metros, el valor numérico de $1/f$ expresa las dioptrías de la lente, y su signo $+$ o

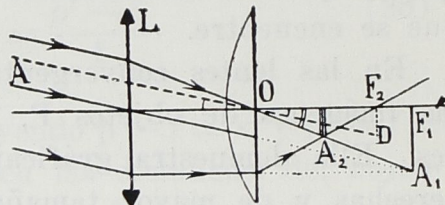


Fig. 62.

— si dicha lente es convergente o divergente. Una lente de $+4$ dioptrías es convergente y tiene 25 centímetros de distancia focal.

En el sistema de dos lentes en contacto, la (27) nos dice que la convergencia del sistema es la suma algébrica de las convergencias de una y otra lente. Así, poniendo en contacto dos lentes de 5 y -2 dioptrías, se obtiene un sistema equivalente a una lente convergente de 3 dioptrías.

El sistema de dos lentes delgadas, separadas una distancia d equivale a una lente única que tuviera la distancia focal f dada por

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}. \quad (28)$$

Este sistema tiene multitud de aplicaciones y es útil ejercitarse en las construcciones gráficas correspondientes a diversos casos. Las lentes convergentes, usadas por los oculistas, forman con el ojo, que es un sistema convergente, una asociación de este tipo. Así en la fig. 62

se indica la construcción, cuando las gafas son convergentes, y la imagen final se forma más próxima y de tamaño mayor. En la fig. 63 los anteojos son divergentes, y la imagen final resulta más alejada y de menor tamaño, corrigiendo la miopía. En ambos casos se supone el objeto alejado, prácticamente en el infinito, y la adaptación del ojo permite la visión de objetos más próximos.

Una asociación interesante es la de una lente frontal

convergente f_1 con otra divergente f_2 . Si la imagen real que forma la primera cae delante de la divergente, ésta da una imagen final virtual y menor. Pero si la imagen real tiende a formarse más lejos

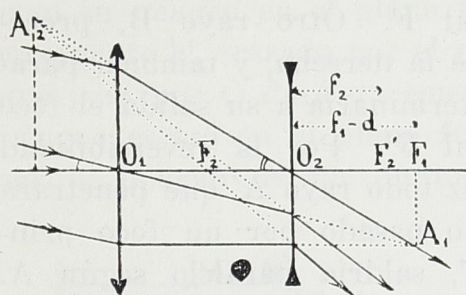
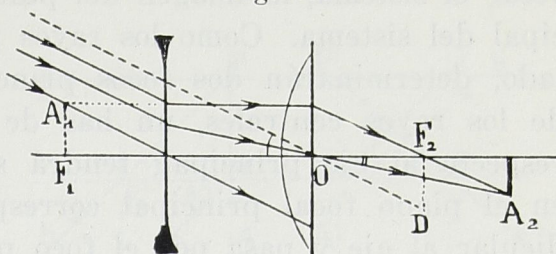


Fig. 64.

que la distancia d , a que se encuentra la lente divergente, se forma un sistema que puede dar imagen virtual y derecha, *anteojo de Galileo*, cuando $f_2 < f_1 - d$; y que produce una imagen real invertida y más amplificada *teleobjetivo*, cuando $f_2 > f_1 - d$. El primer caso corresponde, pues a $d + f_2 < f_1$, y el segundo a $d + f_2 > f_1$. Lo primero permite reemplazar, acortando la longitud del tubo, a los anteojos terrestres: este sistema es el de los gemelos de teatro o campo. Lo segundo permite obtener un objetivo fotográfico, adecuado para largas distancias, puesto que produce una imagen análoga a la que formaría un objetivo de mucha mayor distancia focal; el teleobjetivo es importantísimo, para las cámaras fotográficas o cinematográficas de reducidas dimensiones.

Las figs. 64 y 65 representan la formación de la imagen de un objeto en el infinito producida en el anteojo de Galileo y en el teleobjetivo.

Fig. 63.



que la distancia d , a que se encuentra la lente divergente, se forma un sistema que puede dar imagen virtual y derecha, *anteojo de Galileo*, cuando $f_2 < f_1 - d$; y que produce una imagen real invertida y más amplificada *teleobjetivo*, cuando $f_2 > f_1 - d$. El primer caso corresponde, pues a $d + f_2 < f_1$, y el segundo a $d + f_2 > f_1$. Lo primero permite reem-

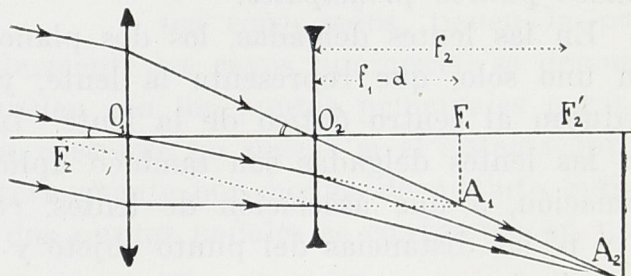


Fig. 65.

6.6 SISTEMAS OPTICOS CENTRALES. — Un número cualquiera de medios, separados por superficies planas y esféricas, que tienen el mismo eje, *eje del sistema*, forman un sistema óptico centrado. Un haz de rayos paralelos al eje principal determina, después de atravesar el sistema, la imagen del punto del infinito, que es foco principal del sistema. Como los rayos pueden penetrar por uno u otro lado, determinarán dos focos principales. En la hipótesis siempre de los rayos centrales, un haz de rayos paralelos, pero inclinado respecto al eje principal, tendrá su imagen en un punto situado en el plano focal principal correspondiente, plano que es perpendicular al eje y pasa por el foco principal.

Representemos (fig. 66) por la recta FF' el eje de un sistema óptico, y supongamos que los dos medios extremos son idénticos, al aire por ejemplo. Un rayo A paralelo al eje principal sea cual-

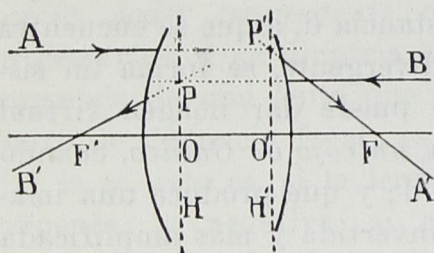


Fig. 66.

quiera su camino a través del sistema, saldrá cortando al eje en el foco principal F . Otro rayo B, procedente de la derecha, y también paralelo, determinaría a su salida el foco principal F' . Por la reversibilidad de la luz todo rayo A' que penetrara habiendo pasado por un foco principal F , saldría paralelo según A.

Prolongando el rayo incidente paralelo A y el emergente A' el punto P' en que se cortan determina el plano $P'H'$, perpendicular al eje, llamado *plano principal*. Igualmente los rayos B y B' determinan, por su intersección P, el plano principal PH. Estos dos planos principales H y H' cortan al eje en los puntos O y O' llamados *puntos principales*.

En las lentes delgadas, los dos planos principales se confunden en uno solo, que representa la lente, y los puntos principales se reducen al centro óptico de la lente. Las fórmulas fundamentales de las lentes delgadas son también aplicables, como primera aproximación, a una asociación de lentes, representando en el sistema p y p' las distancias del punto objeto y punto imagen a los puntos principales respectivos O y O' , y siendo el valor de f, cuando los medios extremos son idénticos, $f = OF' = O'F$.

Observando que un punto P del plano principal H (fig. 67) puede considerarse determinado por los rayos a y b, su imagen P'

la determinará la intersección de los rayos emergentes correspondientes a' y b' . Luego los puntos conjugados P y P' de uno y otro plano principal, están a igual distancia del eje; el aumento lateral en los planos principales vale $A = O'P' : OP = 1$; y una figura, situada en un plano principal H , dará otra idéntica, congruente con ella, situada en el H' . De aquí una propiedad importante, muy útil para construir imágenes: son puntos conjugados todos los de los planos principales, situados en la misma sección meridiana, que tienen igual altura u ordenada. Todo rayo, pues, que pase por A , O o P , tendrá un rayo conjugado, que pasará por A' , O' o P' .

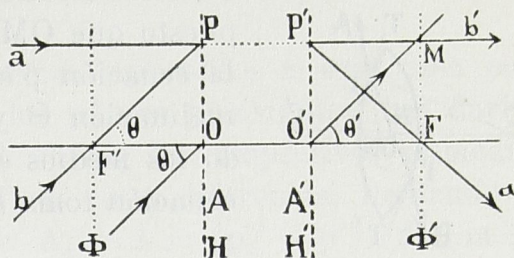


Fig. 67.

Dos rayos paralelos que proceden de un punto del infinito, forman su imagen en el plano focal; por pasar b por F' dará el rayo emergente b' , trazado por el punto P' conjugado del P ; y el paralelo que pasa por O dará un emergente que pasará por O' . El punto M imagen estará en el plano focal Φ' , perpendicular al eje en F , por ser la imagen de un punto del infinito. Los triángulos $F'PO$ y $O'MF$, que son rectángulos, tienen iguales los catetos $OF' = O'F$, y los $OP = O'P' = FM$, y son por lo tanto iguales; luego los ángulos Θ y Θ' son iguales: todo rayo que pasa por O sale de O' en la misma dirección. Los puntos O y O' , que son puntos conjugados, tienen la propiedad de no desviar angularmente los rayos luminosos: se denominan *puntos nodales* y coinciden con los puntos principales por ser iguales los medios extremos, cosa que no sucede si el sistema óptico está bañado anterior y posteriormente por medios de distinto índice. En las lentes delgadas los dos puntos nodales se confunden en uno, el *centro óptico*.

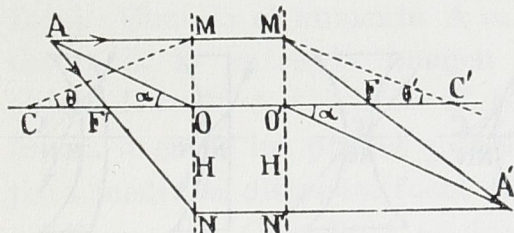


Fig. 68.

Para dibujar la imagen de un punto cualquiera A (fig. 68) disponemos: de un rayo paralelo AM , que sale a igual altura de H' , pasando por el foco, el $M'F$; de un rayo AN , que por pasar por el foco F' , saldrá por N' paralelo al eje, el $N'A'$: y sabemos además

Para dibujar la imagen de un punto cualquiera A (fig. 68) disponemos: de un rayo paralelo AM , que sale a igual altura de H' , pasando por el foco, el $M'F$; de un rayo AN , que por pasar por el foco F' , saldrá por N' paralelo al eje, el $N'A'$: y sabemos además

que un rayo que pase por el punto nodal O , el AO , saldrá del otro O' en la misma dirección, $O'A'$.

Se comprueba fácilmente que también las fórmulas (26) del aumento lateral en las lentes delgadas son aplicables, contando p y p' desde O y O' . Si un punto C , del eje, tiene por imagen el punto C' , considerando los rayos conjugados CM y $C'M'$, puesto que OM ha de ser igual a $O'M'$, tendremos la ecuación $p \text{ sen } \Theta = p' \text{ sen } \Theta'$, que relaciona la inclinación Θ y Θ' de dos rayos conjugados. Cuando los medios extremos tienen distinto índice esta ecuación toma la forma $n. p. \text{ sen } \Theta = n'. p'. \text{ sen } \Theta'$.

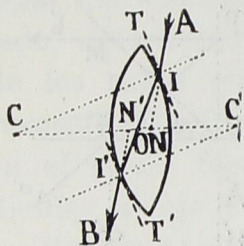


Fig. 69.

6.7 LENTES GRUESAS. — Es aplicable a estas lentes lo dicho en general para un sistema centrado, y por consiguiente basta conocer la posición de los puntos o planos principales y de los focos principales, para determinar la lente y poder dibujar imágenes.

Si se traza, desde los centros de curvatura C y C' de las dos caras de una lente gruesa (fig. 69), dos radios paralelos CI y $C'I'$, los planos tangentes a la lente en los puntos I e I' serán paralelos, y un rayo II' correspondería a un incidente AI y otro emergente $I'B$ que serían paralelos, como si atravesaran una lámina. El punto

O , en que II' corta el eje, se denomina centro óptico de la lente: tiene la pro-

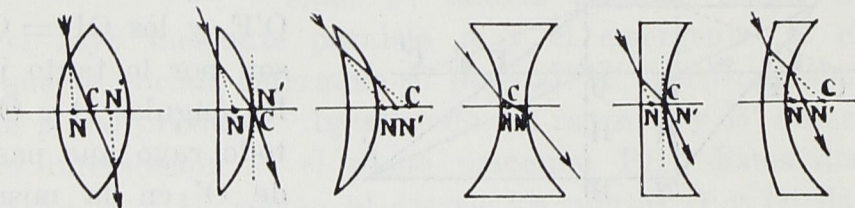


Fig. 70.

propiedad de que los rayos que por él pasan no sufren desviación angular. Prolongando AI y BI' estas rectas cortan al eje en los puntos N y N' , que son puntos nodales y puntos principales del sistema. Como muestra la fig. 70, en las lentes biconvexas estos dos puntos caen dentro de la lente, a un tercio del espesor; en las planoconvexas el vértice de la cara esférica es uno de los puntos y el otro es interior; y en los meniscos ambos puntos nodales son exteriores. El centro óptico en el primer caso es interior, en el segundo está en el vértice de la cara curva, coincidiendo con un punto nodal y en el tercero está fuera de la lente.

Se obtiene, siempre en la hipótesis de rayos centrales, y al primer orden de aproximación, que el valor de la distancia focal de una lente gruesa de espesor e está dada por

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{e(n - 1)}{nR_1R_2} \right).$$

Las fórmulas del aumento lateral, aplicables a este caso contando las distancias p y p' desde los puntos principales, nos darían para dos posiciones distintas del objeto los respectivos aumentos $A = (p' - f) : f$ y $A_1 = (p'_1 - f) : f$, cuya diferencia, llamando m al movimiento de la imagen, vale $A_1 - A = (p'_1 - p') : f = m : f$. Esto nos permite experimentalmente medir la distancia focal f , y la distancia entre los puntos principales. Si por ejemplo hacemos que la imagen sea igual al objeto, con lo que $A = 1$, y después recogemos una imagen doble del objeto, $A_1 = 2$, la ecuación última nos daría $A_1 - A = 1$, y por tanto $m = f$: el movimiento de la imagen es igual a la distancia focal. Cuando el aumento $A = 1$, la distancia D entre la imagen y el objeto $D = 2f + d + 2f = 4f + d$, valor que permite conocer la distancia d entre los puntos principales. Este método es muy práctico para medir la distancia focal de sistemas compuestos, objetivos fotográficos, etc. Cuando d es despreciable, como ocurre en las lentes delgadas, la distancia focal vale $f = D/4$.

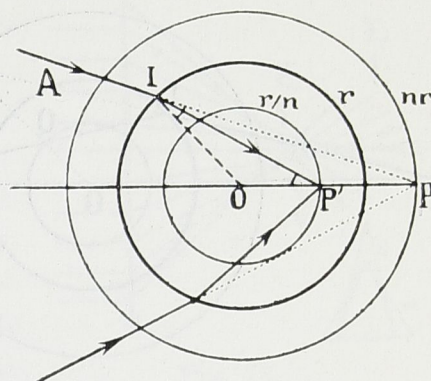


Fig. 71.

6.8 CONSTRUCCIÓN GRÁFICA. PUNTOS APLANÉTICOS DE LA ESFERA.

— De modo análogo a como se dibujaron los rayos refractados en un dioptrio plano, una sencilla construcción debida a Waiierstrass nos permite dibujar los rayos refractados en una superficie esférica. Se traza (fig. 71) la esfera de radio r y dos círculos concéntricos con radios nr y r/n . Sea OX el eje principal; P y P' los dos puntos, del mismo lado de O , en que dicho eje corta a los círculos; cualquier rayo luminoso AI , que penetre en la dirección de P , da por refractado IP' y por lo tanto P y P' son focos conjugados.

dos. En efecto: por construcción $OP/OI = nr/r = n$, y $OI/OP' = r/(r:n) = n$; luego las rectas IP e IP' son antiparalelas en el ángulo IOP , y por tanto son iguales los ángulos PIO e $IP'O$. En el triángulo OIP' tendremos por consiguiente

$$\frac{\text{sen } IP'O}{\text{sen } P'IO} = \frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{IO}{OP'} = \frac{r}{r:n} = n,$$

lo que nos demuestra que los rayos AI e IP' cumplen la ley de la refracción y por tanto el rayo refractado ha de pasar por P' .

Para dibujar (fig. 72) el rayo refractado IP_2 correspondiente a cualquier incidente P_1I , basta unir el punto R , que determina P_1I ,

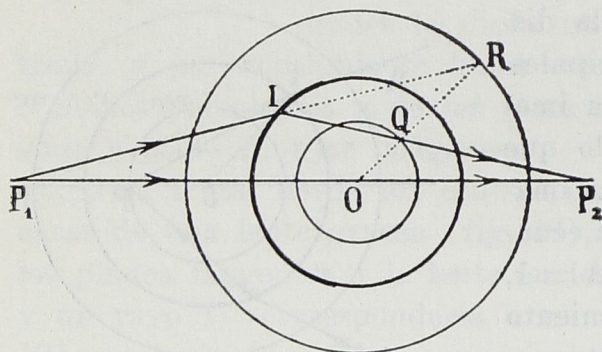


Fig. 72.

con O , y el punto Q así encontrado, con I , lo que determina el punto P_2 conjugado del P_1 . Obsérvese que todos los rayos, que concurren en R , dan refractados que concurren en Q . Luego un punto luminoso Q , situado dentro de la esfera, envía rayos luminosos que salen al exterior formando la imagen virtual puntual R .

Estos dos puntos R y Q se denominan puntos aplanéticos de la esfera: están situados sobre un mismo radio a las distancias nr y $r:n$ del centro; y cualquier otro punto a distancia distinta del centro no da por imagen un punto, sino una cáustica.

Esta propiedad es importantísima en el microscopio, pues permite obtener imágenes puntuales, reduciendo la abertura del cono de luz, mediante el empleo de una lente frontal esférica —media esfera o más de media— limitada por una cara exterior plana, y trabajando en inmersión dentro de un líquido de igual índice.

6.9 ABERRACIÓN ESFÉRICA. ASTIGMATISMO.—Las fórmulas establecidas representan una primera aproximación. Suponen que se utilizan pequeñas aberturas angulares —unos 3° , o hasta 8° con errores de $1/100$ — lo que limita la abertura útil del sistema óptico, y obliga a usar rayos muy poco inclinados respecto al eje. Puesto que un punto luminoso no da un punto imagen, sino una cáustica,

lo mismo al atravesar la onda luminosa dioptrios planos que esféricos, habría necesidad de limitar los haces o conos luminosos, para que la imagen fuera prácticamente puntual.

Un haz de rayos paralelos al eje, de inclinación nula por tanto, determinarían (fig. 73) el foco principal F_c , dado por la fórmula 24, si se toman tan sólo los llamados rayos centrales, los que caen en la zona polar del casquete o centro de la lente. Pero considerando en la lente coronas circulares, cada vez de mayor radio, el foco que producirá cada una está cada vez más próximo a la lente, hasta la posición F_m dada por los rayos marginales, como luminoso refractado, de vértice F_m , que se apoya en el contorno de la lente. La distancia $F_c - F_m$ mide la aberración longitudinal a lo largo del eje, debida a la forma esférica del dioptrio: *aberración de esfericidad*.

Considerando una serie de planos tangentes a las dos caras de una lente biconvexa, ésta equivale a una serie de prismas cuyo ángulo va aumentando al acercarnos al vértice, y que producen una desviación hacia la base, esto es, el eje de la lente, cada vez mayor. De aquí que los rayos marginales den un foco más próximo a la lente que los rayos centrales. La distribución de la luz alrededor del eje hace que la imagen de un punto infinitamente alejado produzca sobre una pantalla una imagen, que es una mancha o disco luminoso, que corresponde a la sección de la cáustica, y que presenta entre F_c y F_m una sección mínima c , llamada *círculo de confusión mínima*, que suele prácticamente adoptarse como foco.

En una sección meridiana, la del dibujo, los rayos consecutivos que se refractan con inclinación creciente, desde el centro hasta los bordes, dan intersecciones o focales sucesivas que determinan la sección meridiana de la cáustica; la distancia normal al eje de estas focales, para los rayos marginelas, mide la *aberración transversal* o error en el sentido normal al eje.

Sabemos que un pincel luminoso oblicuo produce, al atravesar dioptrios planos o esféricos, un pincel refractado que no es un cono, sino una superficie con dos secciones rectilíneas, las *líneas focales*, orientadas según las dos curvaturas principales; éstas son en las lentes las secciones meridianas y las normales a éstas. Un punto

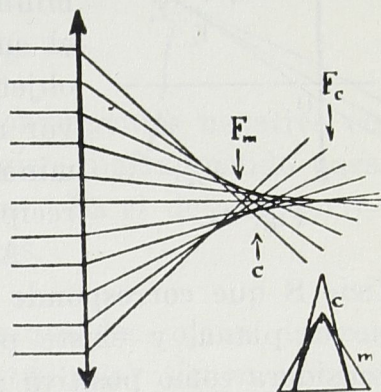


Fig. 73.

luminoso, situado fuera del eje, produce pues las dos focales F_1 y F_2 (fig. 74); y un objeto luminoso, plano y normal al eje, da como imágenes de sus distintos puntos dos superficies S_1 y S_2 , lugar geométrico de las focales respectivas. La separación de estas superficies S_1 y S_2 constituye el astigmatismo del sistema óptico, defecto que se procura corregir asociando lentes de diversa curvatura e índice, para reducir la separación F_1F_2 a un mínimo. Recordando que un prisma en mínima desviación lleva sus focales a coincidencia, se comprende que las zonas de la lente darán en conjunto una imagen de mejor calidad,

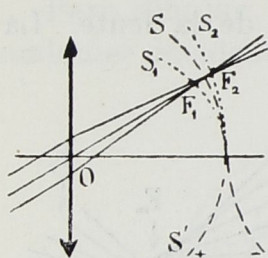


Fig. 74.

en cuanto su disposición se aproxima más a la de un prisma elemental equivalente, colocado en mínima desviación. Esto explica elementalmente el empleo de meniscos, tan corriente en muchos objetivos, y la necesidad de que la cara de mayor convexidad esté dirigida hacia el objeto luminoso, si éste está más lejos que su imagen o recíprocamente.

Adoptada, como superficie imagen, la superficie S que corresponde a los círculos de confusión mínima, esta S no es plana, y existe por tanto una *curvatura de campo*, que se considera como positiva cuando es cóncava respecto a la lente —caso de las lentes convergentes— y es negativa o convexa en las lentes divergentes. La forma más sencilla de corregir o aminorar este defecto consiste en asociar lentes, generalmente meniscos, formando un sistema simétrico, con diafragma central en el plano de simetría.

Uno de los mayores defectos de las imágenes es el *coma*. A partir de un punto luminoso las diversas zonas esféricas de la lente van produciendo como imagen un pequeño círculo o mancha luminosa, que si son concéntricos darían una pequeñísima mancha circular. Pero si estos diversos conos luminosos refractados presentan distinto aumento lateral, los diversos círculos se suceden excéntricamente, con sus centros en la sección meridiana; y como cada uno tiene tamaño distinto por no corresponder los focos de todos ellos al mismo plano producen una mancha luminosa análoga a una coma (fig. 75). Si además existe astigmatismo, la mancha tiene la forma de un pájaro o aeroplano por acusarse la focal sagital o transversal, además de la meridiana. Estos defectos son tanto más perceptibles, cuanto más nos alejamos, en el plano de la imagen de su centro, esto es, del eje del sistema óptico.



Fig. 75

Una de las condiciones impuestas generalmente en la construcción de los objetivos, es que el aumento lateral sea constante. Si esta condición no se cumple, la fig. 76 indica que, correspondiendo a diversos círculos concéntricos aumentos diversos, los cuadriláteros rectilíneos aparecerán deformados en forma de corsé o barrilito, según que el aumento vaya creciendo hacia los bordes, o por el contrario vaya disminuyendo. Esta torcedura de las líneas, es el defecto

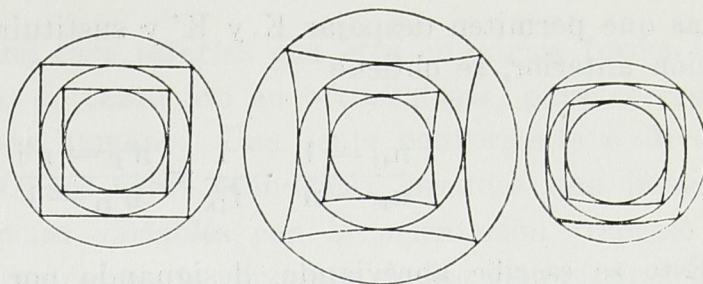


Fig. 76.

óptico de *distorsión*, positivo en las lentes convergentes negativo en las divergentes, y que se reduce, como es lógico, diafragmando para utilizar tan sólo la zona central de las lentes. Es el defecto corregido en los objetivos rectilíneos y aplanáticos.

6.10 ACROMATISMO DE LENTES. — Puesto que dos colores, las rayas por ejemplo F azul y C roja del espectro solar tienen índices distintos, también dan dos focos distintos

$$\frac{1}{f_F} = (n_F - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad \text{y} \quad \frac{1}{f_C} = (n_C - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

$$\frac{1}{f_F} = (n_F - 1) K \quad \frac{1}{f_C} = (n_C - 1) K,$$

asociando otra lente de índice n' y distancia focal $-f'$, divergente, se obtendrán las distancias focales resultantes

$$\frac{1}{F_F} = \frac{1}{f_F} - \frac{1}{f'_F} = (n_F - 1) K - (n'_F - 1) K' \quad \text{y}$$

$$\frac{1}{F_C} = (n_C - 1) K - (n'_C - 1) K'.$$

Este sistema, *doblete*, será acromático, cuando coincidan los dos focos de las rayas azul y roja, esto es, $1/F_F = 1/F_C$; de donde

$$(n_F - 1) K - (n'_F - 1) K' = (n_C - 1) K - (n'_C - 1) K',$$

o sea

$$K(n_F - n_C) = K'(n'_F - n'_C).$$

Pero, tomando las distancias focales medias $f = f_D$, $f' = f'_D$, que corresponden a la raya D del sodio

$$1/f_D = (n_D - 1)K, \quad 1/f'_D = (n'_D - 1)K',$$

las que permiten despejar K y K' y sustituir sus valores en la ecuación anterior, se obtiene

$$\frac{n_D - 1}{n_F - n} \cdot \frac{1}{f_D} = \frac{n'_F - n'_1}{n'_D - 1} \cdot \frac{1}{f'_D}.$$

Esto se escribe abreviando, designando por Δ al poder dispersivo,

$$\Delta/f - \Delta'/f' = 0, \quad (29)$$

ecuación conocida como condición de acromatismo. Para cumplirla se dispone de R'_1 , R'_2 , n' y Δ' de la segunda lente; y como sobran variables, se construye generalmente el *doblete acromático* de modo que tenga una distancia focal dada, y con la cara exterior de la lente divergente plana.

Se consigue un buen acromatismo, con dos lentes convergentes separadas a una distancia igual a la semisuma de sus distancias focales. Una lente acromatizada para dos colores, puede acromatizarse para otros dos distintos, separando la dos lentes: así un objetivo, acromatizado para observación visual, puede transformarse en fotográfico. Tres lentes asociadas permiten hacer coincidir los focos de tres colores distintos del espectro, con lo que se anula prácticamente el residuo de coloración o espectro secundario, y se obtiene así un *tripleto apocromático* u objetivo apocromático.

6.11 LENTES CILÍNDRICAS Y ESFEROCILÍNDRICAS. — Las lentes cilíndricas pueden clasificarse, como las esféricas, en biconvexas, planoconvexas, menisco convergente, biconcava, planocóncava y menisco divergente, siendo las tres primeras convergentes y divergentes las tres últimas. La marcha de la luz en una sección meridiana, paralela a las generatrices es idéntica a la que sigue en una lámina planoparalela; y en una sección transversal, que produce cortes circulares, equivale a la lente esférica de igual sección. Las construcciones gráficas y las fórmulas elementales, dadas para una sección meridiana de las lentes

esféricas, son aplicables a las lentes cilíndricas, para una sección normal a las generatrices del cilindro. Las lentes cilíndricas se utilizan cuando se emplean focos lineales, rendijas iluminadas, y cuando se desea transformar imágenes puntuales en lineales, o recíprocamente.

La asociación de una cara esférica con otra cilíndrica forma las lentes esferocilíndricas, de tanto uso en oftalmología, para corregir el astigmatismo del ojo humano. Una lente convergente o divergente, teniendo una de sus caras cilíndricas, produce una imagen focal situada a distancias variables con la orientación respecto a las generatrices del cilindro; en la dirección de las generatrices del cilindro el foco es distinto que en la dirección perpendicular, y esto permite corregir el astigmatismo del ojo, utilizando indistintamente una cara cilíndrica convergente o una divergente. Si la cara esférica con otra cara plana producía una convergencia de d_1 dioptrías, una planocilíndrica convergente de d_2 dioptrías formaría con ella una lente esferocilíndrica, que mantendría las d_1 dioptrías en la dirección de las generatrices del cilindro, y en el sentido normal a éstas tendría la convergencia $d_1 + d_2$. En cambio si la cara cilíndrica es cóncava, $-d_2$, daría en las mismas direcciones las convergencias d_1 y $d_1 - d_2$. Así, para obtener, en direcciones cruzadas en ángulo recto, las dioptrías D_1 y D_2 , siendo $D_1 > D_2$ se asocian D_2 y $d = D_1 - D_2$ o bien, D_1 y $D_2 - D_1 = -d$.

6.12 CONSTANTES OPTICAS DE UNA LENTE. — En las lentes delgadas la conocida fórmula (24) permite calcular la distancia focal, cuando se conoce el índice del vidrio, y se mide con un esferómetro la curvatura de las dos caras R y R' . Si la pasta del vidrio es conocida, y sabemos los valores del índice n para dos o tres rayas fundamentales del espectro, calculando las respectivas distancias focales, su diferencia determina la aberración cromática sobre el eje.

Para medir experimentalmente la distancia focal de una lente convergente, se recogen los rayos solares en la dirección del eje principal, y buscando con una pantalla la imagen del Sol, la distancia de éste a la lente determina la distancia focal. Si la lente es divergente, los rayos solares producen un cono abierto de iluminación, y alejando la pantalla, para que el contorno iluminado tenga

doble diámetro que la lente, la distancia a la lente representa también la distancia focal buscada. En general, cualquiera que sea el método de medida, una lente divergente se estudia asociándola a otra convergente conocida, de modo que el sistema sea convergente; y entonces la convergencia del sistema, disminuía en la de la lente convergente, da las dioptrías de la lente divergente.

En un banco de óptica se puede proyectar la imagen de un objeto luminoso, o escala iluminada, sobre una pantalla, mediante la lente convergente que se estudie. Bien enfocada la imagen, basta sustituir los valores de p y p' , distancias de objeto e imagen a la lente, en la fórmula fundamental (25) para obtener f .

El caso más favorable y de mayor precisión, es aquel en que $p = p'$, el objeto es igual a la imagen, en cuyo caso la distancia entre el foco y la pantalla vale $4f$. Este es el caso del focómetro Silbermann, en el que objeto e imagen son escalas graduadas idénticas sobre vidrio deslustrado, la una iluminada y la otra observada con un ocular positivo, el que permite observar con precisión la coincidencia de una escala con la imagen de la otra. (6.7).

Un medio práctico de medir p y p' consiste en mantener fijos el foco y la pantalla donde se forma la imagen, que han de distar entre sí más de $4f$. Entonces, se mueve la lente para observar las dos posiciones de enfoque posibles, la una con imagen ampliada, y la otra reducida, que por ser posiciones simétricas, dan para el movimiento de la lente $m = p' - p$; y como la distancia D entre el foco y la pantalla es $p + p'$, se miden m y D , y se calculan p y p' , y con éstas el valor de f .

El método de autocolimación consiste en mandar luz a través de un orificio hecho en una pantalla, y recoger la luz, después de atravesar la lente, sobre un espejo plano, colocado normalmente a los rayos. Cuando la lente se aproxime a la pantalla hasta que el orificio luminoso ocupe la posición de un foco principal, los rayos paralelos que salen de ella, reflejados también paralelamente por el espejo, volverán a atravesar la lente formando su imagen sobre el mismo foco, o próximo a él sobre la pantalla.

Las aberraciones se estudian limitando la luz que atraviesa la lente, mediante una pantalla, provista de diversos orificios, que producen pinceles luminosos, centrales o marginales, paralelos u oblicuos al eje, y examinando las correspondientes imágenes.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Dibujar la cáustica que produce en un dioptrio esférico un haz de rayos paralelos al eje principal.
2. ¿Cuánto vale la distancia focal y las dioptrías de una lente, de índice 1.56, cuyas caras tienen los radios $R = 25$ cm y $R' = -30$ cm?
3. Se ha medido en una lente las constantes $R = 34$ cm, $R' = 2$ m y $f = 56$ cm. Calcular el índice del vidrio.
4. Determinar numérica y gráficamente a qué distancia se forma la imagen de un objeto, distante 35 cm de una lente de 5 dioptrías, y cuál es el aumento.
5. Una lente planocóncava de índice 1.65 tiene la distancia focal -455 cm. Averiguar el radio de la cara esférica.
6. Calcular la distancia focal y las dioptrías del sistema de dos lentes pegadas, cuyas distancias focales son 60 cm y -35 cm.
7. Calcular la distancia focal de la lente que, asociada a otra que tiene $f = 1.5$ m, forma un objetivo de dos metros de distancia focal.
8. Dibujar las imágenes que forman la asociación de dos lentes convergentes, o una convergente y otra divergente, separadas cierta distancia.
9. Dados los planos principales y los focos principales de un sistema óptico centrado, dibujar la imagen de un objeto colocado a distintas distancias.
10. Se proyecta un objeto sobre una pantalla, situada a 10 metros, mediante una lente de $f = 25$ cm. Demostrar que existen dos posiciones del objetivo que permiten la proyección, y calcular el aumento en cada una.
11. Una semiesfera de vidrio, que es lente frontal de un objetivo de microscopio, tiene $R = 1$ mm, $n = 1.5$, y está en contacto con aceite de igual índice (inmersión). Determinar los dos puntos aplanéticos.
12. Dada la distancia focal de una lente, y el poder dispersivo del vidrio, calcular otra lente de vidrio, cuyos índices se conozcan, para que forme con la anterior un objetivo acromático.
13. Calcular una lente cilindroesférica, que tenga en dos direcciones normales entre sí 2.5 y 2.3 dioptrías, respectivamente.
14. Determinar los radios de curvatura de una lente esferocilíndrica, que tiene según las generaciones del cilindro y normalmente a ellas -2.1 y -1.6 dioptrías, siendo el valor del índice del vidrio 1.56.

7. INTERFERENCIAS Y DIFRACCION

7.1 INTERFERENCIAS. — Los fenómenos de interferencia y difracción, hicieron admitir la naturaleza periódica y ondulatoria de la luz, como la hipótesis más sencilla.

Consisten las interferencias en el refuerzo y debilitación de la luz, en regiones determinadas del espacio, donde se superponen dos ondas luminosas, procedentes de dos focos *coherentes* (fig. 77); dicho fenómeno puede hacerse visible, bien sobre una pantalla iluminada por ambos focos, o bien recogiendo la luz con un ocular de observación O.

Las interferencias exigen que los dos focos emisores sean coherentes, pues si varían irregularmente entre sí, como dos llamas o dos puntos distintos de una llama, las vibraciones, desigualmente ordenadas de las dos ondas, no producirían una concordancia o discordancia sistemática y permanente, y veríamos luz, pero no interferencia. Sólo puede asegurarse esta coherencia de las vibraciones, operando con dos ondas, que realmente procedan de un foco único, las que además han de concurrir formando un ángulo muy pequeño, por el carácter transversal de las vibraciones luminosas.

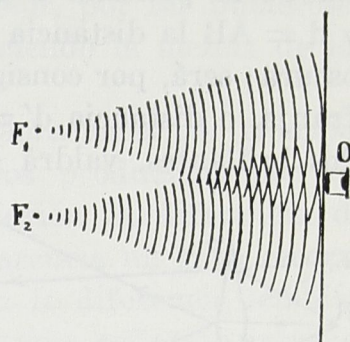


Fig. 77.

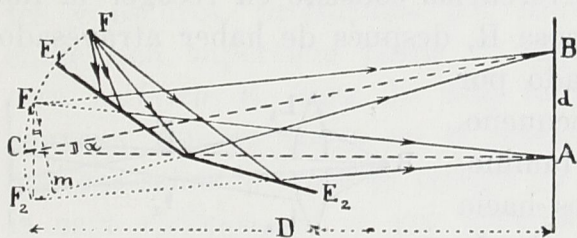


Fig. 78.

Uno de los métodos más clásicos para producir interferencias es el empleo de los espejos de Fresnel, que no son sino dos espejos de vidrio, pintados de negro por su cara interna, para utilizar la reflexión sólo en las caras anteriores. El foco es una ren-

dija luminosa F (fig. 78), cuya luz se refleja muy oblicuamente en los dos espejos, cuya arista de intersección se coloca paralela a la rendija, y formando entre sí ambos espejos un ángulo muy próximo a 180° . En un punto A de una pantalla, o del campo de un ocular, se reúne la luz reflejada por uno y otro espejo, como si

procediera de las dos imágenes virtuales F_1 y F_2 del foco F . En el punto A los caminos ópticos F_1A y F_2A son iguales, las ondas son concordantes, y en A aparece una franja brillante, que es la franja central. Si nos separamos de A , a uno u otro lado, la luz empezará a debilitarse, hasta aparecer, en B por ejemplo, una franja oscura; esto ocurrirá cuando la diferencia de camino $BF_2 - BF_1$ valga un número impar de semilongitudes de onda λ . Trazando las rectas AC y BC que van al punto medio de C de F_1F_2 , y sendas perpendiculares a una y otra desde F_1 , el ángulo α puede expresarse por su pequeñez por $\alpha = d/D = mF_2/2a$, siendo $D = AC$ la distancia de la pantalla a los focos, $2a = F_1F_2$ la distancia entre éstos, y $d = AB$ la distancia entre la franja central brillante y la primera oscura; será, por consiguiente $mF_2 = \lambda/2 = 2ad/D$; y la anchura de franja, o distancia $d' = 2d$ entre dos franjas oscuras consecutivas, o dos brillantes, valdrá $d' = \lambda D/2a$. Esta expresión permite calcular

λ , por ser las cantidades a y D fácilmente medibles.

Si varía el color, varía la longitud de onda λ , y varía la anchura d' de las franjas, disminuyendo del rojo al azul. Operando con luz blanca, la franja central es blanca, *franja acromática*, y las restantes serán cada vez más

irisadas, desapareciendo pronto en un fondo blanco continuo; para que el fenómeno sea vistoso y se observen muchas franjas debe utilizarse luz monocromática.

Otro medio de producir interferencias consiste en recoger la luz que procede de la rendija luminosa R , después de haber atravesado un biprisma P (fig. 79), formado por dos prismas de ángulo muy pequeño, unidos por sus bases; los haces luminosos, que los atraviesan, desviados hacia la base común, se superponen, dando una zona de interferencia. Lo mismo ocurre si se utiliza una lente convergente partida en dos semilentes, que se separan, como indica la fig. 80, para producir dos focos y dos haces superponibles.

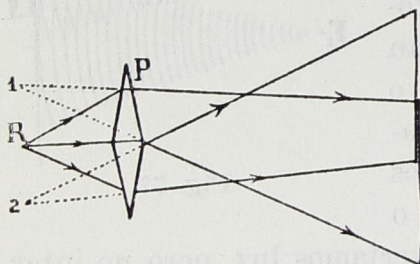


Fig. 79.

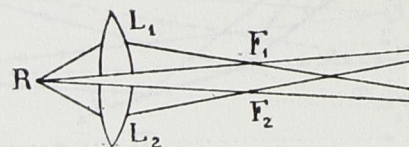


Fig. 80.

7.2 COLORACIÓN POR INTERFERENCIA. — Las láminas delgadas producen coloraciones debidas a las interferencias entre la onda

reflejada en la cara anterior, y la reflejada en la cara interna. Tal ocurre en el fenómeno tan conocido de las pompas de jabón, películas muy delgadas jabonosas, que presentan un color tanto más vivo, cuanto más delgada se hace la película líquida; en las capas de aire, encerradas entre dos vidrios sensiblemente planos, en contacto, se observan manchas o franjas coloreadas, que acusan las oquedades donde no se establece el contacto.

La coloración es debida a que un espesor, que produce una diferencia de marcha necesaria para anular por interferencia un color, no anula y refuerza otros colores. Cuando el espesor es del orden de las λ , se consigue gran pureza en la coloración, y ésta desaparece, al crecer la diferencia de marcha con el espesor, por ser numerosos los colores que se anulan y refuerzan, produciendo la mezcla de los que subsisten del espectro una sanción blanca.

Las láminas delgadas también originan coloraciones por transparencia, dando colores complementarios de los producidos por reflexión. La causa es que, aunque por reflexión la diferencia de caminos es el doble del espesor, y por transparencia un rayo recorre el espesor tres veces y otro una sola vez, con la diferencia también igual al doble del espesor, en la reflexión hay una reflexión interna, y en la transmisión dos reflexiones, y cada una origina un cambio de fase igual a $\lambda/2$. Por ello, para todos los colores, entre la luz transmitida y la reflejada existe una diferencia en fase $\lambda/2$, causa de que el color que se refuerza en una, se anula en la otra, y recíprocamente produciéndose coloraciones complementarias.

7.5 ANILLOS DE NEWTON. — Son anillos alternativamente brillantes y oscuros, producidos por interferencia entre una superficie plana P (fig. 81), y otra esférica E, cara de una lente planoconvexa, que se apoya en el plano. La luz que cae sobre la lente se refleja en parte en la cara esférica, en A por ejemplo, y otra parte atraviesa el espesor e de aire, se refleja en B en el plano, y sale, superponiéndose con la anterior, y presentando con ella una diferencia de marcha $2e$. Como e es igual a la flecha del casquete de radio r , en el triángulo rectángulo en A, con vértice en los extremos del diámetro que pasa por C, se tiene $r = e(2R - e)$; y despreciando e junto a $2R$, por su pequeña relativa,

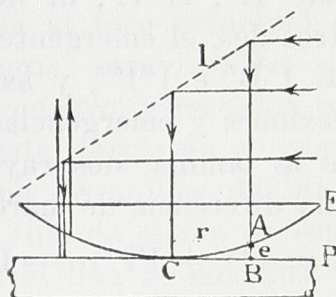


Fig. 81.

$$r = 2R.e \quad \text{y} \quad e = r/2R.$$

El espesor crece, pues, con r y producirá círculos brillantes u oscuros, según la diferencia de marcha correspondiente a r sea un número par o impar de $\lambda/2$, incluyendo un $\lambda/2$ que produce la reflexión interna en A. Puesto que e es del orden de λ , para que r tenga un valor fácilmente apreciable, anillos bien visibles a simple vista, R debe ser grande: la cara esférica es casi plana.

Para facilitar la observación del fenómeno, se envía verticalmente mediante un cristal plano inclinado I la luz de un mechero con sodio hecha difusa y extensa mediante un papel parafinado o vidrio deslustrado. Se observa mirando por encima, a través del cristal I, que recoge como se ha dicho la luz lateralmente. Por transparencia los anillos son complementarios y presentan menos contraste, porque la luz transmitida excede en intensidad a la que ha sufrido dos reflexiones.

7.4 INTERFERÓMETROS.—Son aparatos destinados a medidas interferenciales. Consisten esencialmente en láminas rigurosamente planoparalelas, o en asociaciones de éstas con superficies esféricas, para producir fenómenos de interferencia; y mediante la medida de la anchura de las franjas, o por la movilidad o desplazamiento de las mismas, medi distancias, espesores, movimientos. Por estos métodos se han obtenido los valores de los patrones internacionales de longitud, expresándolos en número de longitudes de onda de la raya roja del cadmio.

La luz que cae con una incidencia i sobre una lámina plano-paralela MN (fig. 82), origina un rayo reflejado IB y otro reflejado II'; el II', al llegar a la segunda superficie, se desdobra en otros dos, el emergente I'A' y el reflejado I'I''; éste a su vez origina los I''B' e I''I''', y así sucesivamente, se produce una serie de reflexiones y emergencias en ambas caras. Designando por n el índice de la lámina, dos rayos reflejados consecutivos IB, I''B' presentan una diferencia de marcha

$$\delta = (II' + I'I'')n - IO = 2 \cdot II'n - II'' \text{ sen } i = 2n \cdot II' - II''n \text{ sen } r'$$

como $II'' = 2 EI$, proyectando el punto E sobre II', se obtiene

$$\delta = 2n II' - 2n IE' = 2n(II' - IE') = 2n E'I' = 2n.e.\cos r'. \quad (30)$$

Esta diferencia de marcha, unida a una semilongitud de onda por cambio de fase en la reflexión interna en I', hace que la luz reflejada

presente fenómenos de interferencia, variables con r , y por lo tanto con la inclinación i de los rayos; fenómeno, que puede modificarse alterando el espesor e , o el índice n de la lámina. Las interferencias originan anulación de la luz, cuando $\delta = 2n \cdot e \cdot \cos r = m\lambda$, esto es, un número completo de longitudes de onda; y refuerzo, cuando vale $\delta = (2m + 1) \cdot \lambda/2$, número impar de semilongitudes de onda. Para e y n constantes, al variar la inclinación de los rayos i , se van produciendo alternativamente franjas brillantes y oscuras de interferencias.

Para la luz transmitida, la diferencia de caminos ópticos es $(I'I'' + I''I''')n - I'O' = 2 \cdot II'n - 2 \cdot I'E'' \sin i = 2n (II' - I'E'' \sin r) = 2n(II' - IE')$, esto es, $\delta = 2nI'E' = 2ne \cdot \cos r$, que unida a las dos reflexiones internas, en I' e I'' , que producen una diferencia de fase λ , hace que las ondas transmitidas sean concordantes si $2ne \cdot \cos r = m\lambda$ y se contrarresten y anulen, si $2ne \cdot \cos r = (2m + 1)\lambda/2$. El resultado opuesto a lo obtenido para los rayos reflejados: las franjas por transparencia son complementarias de las producidas por reflexión.

El *interferómetro de Fabry* está formado por dos láminas planoparalelas, que encierran entre sí una lámina de aire, de espesor e ; para conseguir una distribución conveniente de intensidad, entre la luz reflejada y la transmitida en las dos caras que limitan la capa de aire, estas caras están débilmente hechas especulares por depósito metálico muy tenue, que permite el paso de la luz en la proporción conveniente. La luz de un foco puntual, colocado en el foco principal de una lente convergente, atraviesa las dos láminas del interferómetro, y recogida por otra lente convergente, forma en su plano principal un sistema de anillos de interferencia. Existe el tipo de *etalón* de espesor constante, y el de distancia variable, en el que se modifica la separación de las láminas, valor de e , mediante delicado tornillo micrométrico. Las aplicaciones son numerosísimas y de gran precisión en metrología y espectroscopia interferencial.

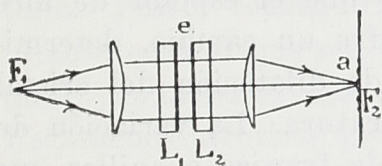


Fig. 83.

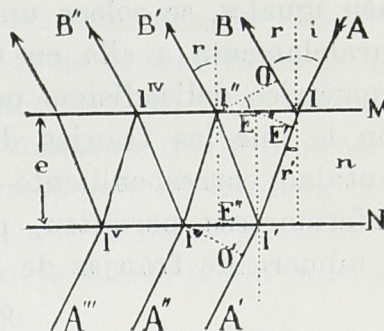


Fig. 82.

El *interferómetro de Michelson* consta de dos espejos planos (fig. 84) E_1 y E_2 perpendiculares entre sí, y de una lámina plano-

paralela E, inclinada 45° semiplanteada en su cara p. La luz procedente de F se refleja en parte en la cara interna p de la lámina E, sufre otra reflexión en E_1 y vuelve en la dirección A, después de cruzar otra vez la lámina; la luz de F que atraviesa E, llega al espejo E_2 , se refleja, y vuelve a la lámina en cuya cara p se refleja para salir en la dirección A. El primer rayo ha cruzado el espesor de la lámina E 3 veces, y el segundo una vez, por lo que para igualar los caminos ópticos, cuando las distancias geométricas sean también iguales, se coloca una segunda lámina idéntica a la anterior y paralelamente a ella en C, lámina compensadora. Un tornillo micrométrico delicadísimo permite variar la posición de un espejo E_1 , con lo que las franjas de interferencia se mueven, corriéndose la cantidad correspondiente a la variación de camino óptico. Los interferómetros permiten, pues, midiendo la fracción de franjas, o el número de franjas de λ conocida, que se desplazan o corren, calcular los espesores o longitudes correspondientes y recíprocamente.

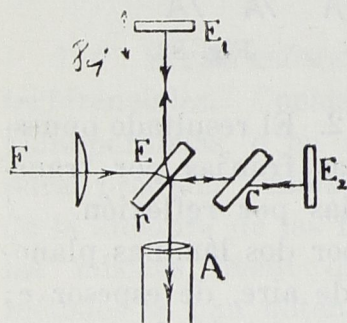


Fig. 84.

Se debe a Fizeau un *dilatómetro* destinado a medir los coeficientes de dilatación de cristales o pequeñas muestras de otros materiales. Se reduce a provocar anillos de interferencia, entre una superficie fija transparente, y otra móvil, formada por una cara plana del cristal; éste está sujeto por 3 puntos a un pie, en trípode, que des-

cansa en el plano fijo. Al calentar mediante una estufa el sistema, la dilatación de los pies levanta la cara plana del cristal, y la dilatación de éste la hace bajar, por lo que el espesor de aire entre el plano fijo y la cara del cristal sufre un cambio, determinado por la diferencia de los coeficientes de dilatación del cristal y del soporte, y por el cambio de la temperatura. La variación de espesor se mide fácilmente por el número de franjas o anillos que se desplazan; conocido el coeficiente de dilatación del soporte, y la variación de temperatura, se calcula el coeficiente de dilatación del cristal.

Una disposición interferencial permite con precisión medir índices de refracción en líquidos o gases, variaciones de estos índices con la temperatura, medida de índices de disoluciones, determinación de la concentración, de las impurezas y otras múltiples aplicaciones industriales. Son los métodos más delicados y precisos.

7.5 DIFRACCIÓN. — La sombra que produce sobre un papel blanco un hilo muy fino, o un borde afilado, cuando los ilumina la luz del Sol, con cielo limpio, sin celaje ni bruma, examinada atentamente, muestra en el contorno de la sombra unas finísimas franjas brillantes y oscuras, denominadas franjas de difracción. Lo mismo ocurre, dejando pasar la luz solar a través de una rendija muy estrecha, fenómeno aun más vistoso, u observando la sombra de un cabello.

Si se utiliza un foco lineal y examinamos la sombra que produce el borde rectilíneo y paralelo al foco de una pantalla, se observan franjas de borde, que muestran que el límite de la sombra no es una línea geométrica recortada, como correspondería a un rayo luminoso rectilíneo, sino que presenta máximos y mínimos de luz, como se representa en la fig. 85. La línea C corresponde al borde geométrico; la iluminación se prolonga según A, detrás de la pantalla, en la zona de sombra; hacia el lado iluminado va aumentando la intensidad, presentando un máximo M o franja brillante, seguida de otras oscuras m, m'... y brillantes M', M''..., cada vez menos acentuadas, y más finas, hasta que a corta distancia B, la iluminación se mantiene ya uniforme.

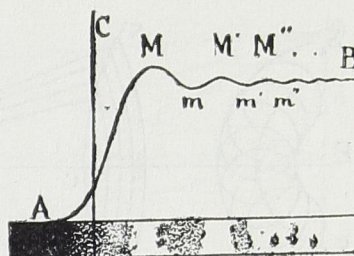


Fig. 85.

Una rendija dará en ambos bordes el mismo fenómeno; pero si se estrecha al orden de la fracción de milímetro, las dos imágenes de difracción alcanzan una zona común, y en la parte central aparecen franjas equidistantes de interferencia, cuyo número depende de la anchura de la rendija, y de la distancia de la pantalla. Puede conseguirse, modificando esta distancia, una imagen intensa central que sea brillante u oscura: el rayo luminoso aparece, pues, produciendo una sombra con franjas brillantes en sus bordes. Fenómenos idénticos pueden observarse, usando en vez de una estrecha ventana un alambre o hilo rectilíneo. Son muy interesantes los fenómenos de difracción que pueden verse en la sombra de una punta de alfiler; de dos hilos muy próximos y paralelos; dos rendijas muy próximas, etc. Fenómenos análogos provoca un foco puntual a través de uno o dos orificios circulares, siendo ahora circular la forma de las franjas. Un fenómeno vulgar de este tipo se observa, mirando de noche a través de un cristal, polvoriento o cubierto de rocío, un foco del alumbrado público.

7.6 PRINCIPIO DE HUYGENS. — Los fenómenos de interferencia y difracción, que decidieron el predominio de la teoría ondulatoria sobre la corpuscular de Newton, admiten una explicación fácil con el principio de Huygens: la vibración luminosa, transmitida por ondas, convierte a cada punto del espacio en nuevo foco emisor de ondas; por ello, el estado luminoso de un punto no depende tan sólo de la perturbación que llega directamente del foco, sino de la que envían todos los puntos de cada onda precedente. Una onda S_2 (fig. 86) es envolvente de las ondas que emiten los puntos de la onda anterior S_1 ; y el estado luminoso en un punto L es la resultante de las ondas emitidas por todos los puntos, de otra onda cualquiera anterior S.

El hecho de la propagación rectilínea es debido a que, en el estado luminoso en L, sólo influyen las ondas emitidas por una pequeña porción del casquete central C de la onda anterior.

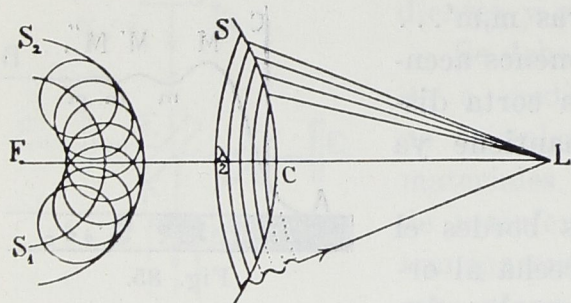


Fig. 86.

En efecto, si desde L trazamos esferas con radios $LC + \lambda/2$, $LC + 2\lambda/2, \dots LC + n\lambda/2$, determinaremos en S zonas, que envían vibraciones alternativamente opuestas o concordantes con las del casquete central. La intensidad, que determina cada una, varía al modificarse la inclinación con que llegan a L y la distancia, y el efecto re-

sultante, predominando el casquete central sobre la zona inmediata, ésta sobre la siguiente, y así sucesivamente, tiende a igualarse rápidamente, de modo que sólo las primeras zonas contribuyen a la iluminación en L, y a partir de la zona décima se contrarrestan prácticamente, y la iluminación que producen estas primeras zonas es igual a la que produce toda la onda. Para una pantalla situada a un metro de distancia de la onda S, el casquete central en C tiene aproximadamente 0.75 mm de radio; se comprende que los fenómenos de difracción sean tan acentuados, cuando se producen por aberturas circulares o lineales del orden del milímetro.

7.7 DIFRACCIÓN A TRAVÉS DE UNA ABERTURA. — Enviemos a una pantalla de abertura AB (fig. 87) una onda plana, haz de rayos paralelos que proceden de un foco puntual en el infinito, por ejem-

plo una estrella, o de un foco lineal, por ejemplo una rendija situada en el plano focal de una lente convergente. En el primer caso AB es el diámetro de una abertura circular, y en el segundo A y B son los bordes de una ventana indefinida, paralela al foco lineal. Utilizando cualquier sistema óptico, una lente convergente como caso sencillo, recojamos la onda para que forme en I la imagen del punto, o de la rendija; imagen brillante, puesto que, siendo idéntico el estado vibratorio o fase de todos los puntos del frente de onda AB llegarán concordantes al punto I .

Según el principio de Huygens todos los puntos de la onda S como los de las ondas consecutivas $S'S'' \dots$, que difieren en media λ , se convierten en nuevos focos emisores; pero las ondas originadas en S, S', S'' presentarán, en un instante dado, una diferencia de fase $\lambda/2$. Tomando en la pantalla un punto O a la distancia d tal, que los rayos OA y OB difieran en $OB - OA = BD = \lambda$, las ondas emitidas por los distintos puntos

$AC'D$ llegarán a O contrarrestándose y produciendo oscuridad; en la fig. 87 se comprende fácilmente que las fases, entre A y C' , son opuestas a las de los puntos emisores, entre C' y D . En la pantalla tendríamos la imagen directa brillante con máximo en I , que

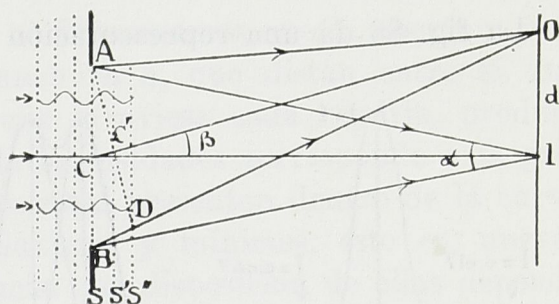


Fig. 87.

disminuye la intensidad, hasta anularse en O . Aumentando la separación d , volvería a aparecer luz con un máximo en el punto I' , que correspondería a la posición del punto D sobre S'' , menos intenso que el principal I por intervenir en él, SS' y $S'S''$, que se contrarrestan y subsiste sólo el efecto de $S''S'''$. En resumen: un foco puntual daría una imagen brillante en I rodeada de anillos oscuros y brillantes, alternativamente; y un foco lineal daría una franja brillante central, como imagen, bordeada a uno y otro lado de franjas oscuras y brillantes. Estas son las llamadas imágenes de difracción tan importantes en la teoría de los instrumentos ópticos.

Los anillos o franjas son cada vez más próximos y débiles. La distancia $d = IO$, desde el centro de la franja central a la primera franja oscura, puede deducirse elementalmente. En el triángulo OIC , siendo β muy pequeño, y llamando $F = CI$, vale $\beta = \tan. \beta = OI/CI =$

d/F . Y en el triángulo BAD, cuyo ángulo en A vale β por tener sus lados perpendiculares a éste, será $\beta = BD/AB = \lambda/D$, designando por D la abertura lineal. Resulta, pues,

$$\beta = \frac{d}{F} = \frac{\lambda}{D} \quad (31) \quad \text{y} \quad d = \frac{\lambda}{D} F \quad (32)$$

que determinan los valores de β y de d , que miden las distancias angular y lineal desde el medio de la franja central brillante hasta el primer mínimo.

Tomando para λ el valor de $56 \cdot 10^{-6}$ cm, que corresponde a la región amrailla de máxima sensibilidad retiniana, el valor de β es $56 \cdot 10^{-6}/D$.

Si la abertura es circular, el cálculo demuestra que el valor de d , representando ahora el *radio del primer anillo oscuro*, vale

$$d = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad \text{o bien} \quad \beta = 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (33)$$

La fig. 88 da una representación gráfica de la distribución de la intensidad luminosa en

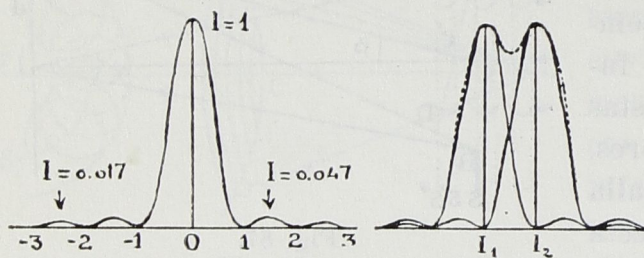


Fig. 88.

la intensidad luminosa en la imagen de una rendija. La mancha central entre los dos mínimos 1 y -1, tiene doble anchura que las franjas sucesivas, entre 1 y 2, 2 y 3, etc. Si la imagen es puntual, como la de

una estrella, la curva es análoga, pero las distancias entre cero y uno, cero y 2, cero y 3... son 1.22, 2.23, 3.24, etc.

7.8 LÍMITE DE RESOLUCIÓN. — Es de capital importancia examinar la imagen de difracción que producen dos focos puntuales o lineales sumamente próximos; esta imagen determina la posibilidad de ver separados dos puntos, o detalles luminosos de una figura, de modo que se perciban como distintos. Se admite para ello como criterio, el dado por Rayleigh, que adopta para *límite de resolución* la separación angular, que corresponde a las dos imágenes, cuando el máximo principal de la una coincide con el primer mínimo de la otra. La fig. 88 muestra las dos curvas de difracción, en el caso de ser los dos puntos igualmente luminosos, y señala con puntos la intensidad resultante en esta posición, que es la definida como límite

de resolución. El valor numérico de este límite es el dado por la fórmula (31), para el caso de abertura rectangular indefinida; y el de la fórmula (33), para el caso de abertura circular, de tantísima aplicación en todos los instrumentos de óptica.

Para el ojo humano, tomando $\lambda = 56.10^{-6}$ cm y para diámetro de la pupila del ojo 3 mm, valor distinto en individuos diversos, con contracción muy variable de diafragma, resulta $\beta = (680:3) \cdot 10^{-6} = 0.00023$ radianes, lo que representa a la distancia media de 25 cm de la visión distinta, una separación de 0.06 mm. Los fisiólogos suelen adoptar en números redondos los valores $0.0003 = 1'$ y $d = 0.075$ mm.

En cambio, con grandes aberturas, puede llegarse a separar detalles sumamente próximos, por tener D un fuerte valor. Un telescopio, de 1 m de diámetro de abertura, daría para límite de resolución $\beta = 0.68.10^{-6} = 0''14$.

7.9 CASO DE DOS RENDIJAS. — Supongamos que la abertura está formada por dos rendijas de anchura a , que distan entre sí una distancia b . El haz luminoso, que atraviesa cada rendija, produce una imagen cuya distribución de intensidades corresponde a la gráfica ya dada; pero ambas superpuestas presentan dentro de la curva de intensidad de igual tipo, máximos y mínimos, esto es, nuevas franjas muy finas de interferencia. La disposición de ellas depende de los valores de a y de b . Estudiando en esta forma la imagen de dos focos muy próximos, el cálculo conduce, admitiendo el criterio de Rayleigh, a un límite de resolución dado por $\beta = \lambda/2(a + b)$; y suponiendo a pequeño respecto a b , veríamos como distintas dos imágenes, cuya separación angular valdría $\lambda/2b$.

Elementalmente puede deducirse esta fórmula, considerando en vez de la onda de anchura AB de la fig. 87, los rayos AO y BO que proceden de los centros de las dos rendijas, y que distarán ahora $e = a + b$. La diferencia de marcha ha de valer en este caso $BO - AO = \lambda/2$, puesto que suponemos que el máximo central de una imagen en O coincide con el primer mínimo de la otra imagen en I ; por consiguiente $\lambda/2 = (a + b) \sin \beta$, o bien, por la pequeñez de β , $\beta = \lambda/2(a + b)$. La zona común a las dos imágenes de difracción presenta franjas, que se acentúan o desaparecen, al cambiar la separación e de las dos rendijas.

Si se observan dos objetos luminosos, puntuales como dos estrellas o lineales, cada una produce su imagen de difracción y la su-

perposición de ambas da franjas de interferencia que se anularán, cuando la separación angular de las dos imágenes valga β , caso en que coincide el primer máximo de una imagen con el primer mínimo de la otra. Modificando pues la distancia e entre las rendijas, se consigue la desaparición de las franjas, pues se modifica $\beta = \lambda/2e$ hasta igualarlo a la distancia angular de los dos focos.

Si el objeto luminoso es único, pero tiene superficie, el disco de un estrella, la anulación de las franjas se produce para una separación mitad de las rendijas: diámetro del objeto $\beta = 1.22\lambda/e$.

La astrofísica ha aplicado este fenómeno a la medida de la distancia entre las componentes de una estrella doble, así como a la determinación del diámetro de una estrella. Modificando la distancia e entre dos aberturas, que separen en dos pinceles luminosos mediante una pantalla, la luz que va a penetrar en el anteojo, se encuentra que el ángulo que mide la distancia angular de dos estrellas muy próximas vale $\beta = 0.61\lambda/e$, y que el diámetro del disco de una estrella vale $1.22\lambda/e$. Como ese disco estelar es pequeñísimo, e inapreciable en visión normal por ningún anteojo, conseguir esta medida supone utilizar este método con grandes valores de e . Esto

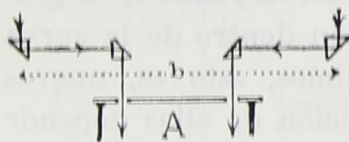


Fig. 89.

se consigue empleando telescopios de abertura mayor de un metro, con una pantalla que deje penetrar tan sólo dos pinceles luminosos diametralmente opuestos; y mejor aún, colocando delante del objetivo o espejo, dos brazos rígidos (fig. 89), que sostengan dos parejas de prismas de reflexión total, cuya separación $e = b$ puede modificarse y alcanzar un fuerte valor.

7.10 CASO DE N RENDIJAS. RAYADOS OPTICOS.— Un sistema de aberturas de anchura a , y distancia b constante entre cada dos consecutivas, presentará evidentemente entre los centros de dos aberturas sucesivas la separación constante $a + b = e$, constante que suele denominarse espesor del rayado o enrejado. Este sistema material, que llamaremos enrejado o *rayado óptico*, puede obtenerse por la colocación de un sistema de hilos iguales y paralelos, sumamente próximos; pero, para conseguir un pequeño espesor e , se traza sobre una lámina de vidrio o una superficie especular de plata, un sistema de rayas paralelas y equidistantes, 10 000, 20 000 líneas por pulgada, mediante una delicadísima máquina de dividir.

Una onda plana, que cae sobre el rayado, emite un sistema de ondas que parten del rayado, y producen una imagen central directa I, y un sistema de imágenes de difracción $I_1 I_2 \dots$ a uno y otro lado de la imagen central. En el caso de dos rendijas, separadas el espesor e , había anulación, para luz incidente normal, en la dirección α dada por $e \sin \alpha = \lambda/2$; e imagen brillante, para $\lambda = e \sin \alpha$. Si la luz cae con la inclinación i , considerando dos rayos consecutivos (fig. 90) la diferencia de marcha λ , o un número entero m de λ , necesaria para obtener refuerzos o imagen, en la dirección α , valdrá

$$m\lambda = BA' + A'B' = AA'(\sin i + \sin \alpha) = e(\sin i + \sin \alpha) \quad (34)$$

en la que α se toma como positiva o negativa, según caiga al mismo lado de la normal que i , o al lado opuesto.

Esta expresión demuestra, que para la imagen central, $m = 0$, será $\sin i + \sin \alpha = 0$, esto es, $\alpha = -i$, y por tanto la imagen es directa y se forma en la prolongación de los rayos incidentes. Si $m = 1, 2, \dots$ obtendremos imágenes a uno, y otro lado de la directa, que se denominan de primero, segundo, etc. orden y son *espectros de primero, segundo, etc. orden*. Al variar, en efecto, λ variará también α y se producirá la dispersión de la luz o espectro correspondiente; siendo α mayor cuando crece λ , y desarrollándose por tanto el espectro desde el violeta hasta el rojo, a partir de la imagen directa.

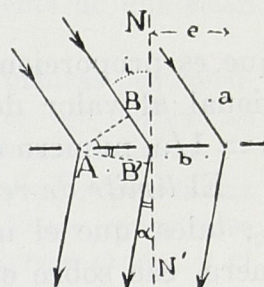


Fig. 90.

Al modificarse i varía α y varía por tanto la desviación $\delta = i + \alpha$. Esta desviación es mínima para $i = \alpha$, y en el correspondiente espectro, en mínima desviación, se verifica que $m\lambda = 2e \sin (\delta/2)$. En efecto, siendo λ constante, lo será $\sin i + \sin \alpha = 2 \sin (i + \alpha)/2 \cdot \cos (i - \alpha)/2$, y la desviación $i + \alpha$ y su seno será mínima, cuando el otro factor, el coseno, sea máximo o valga la unidad, luego dicho caso, $i - \alpha = 0$, o bien $i = \alpha$.

Con idéntico razonamiento se establece la existencia de espectros de difracción por reflexión, en vez de por transparencia. Los rayados ópticos más finos se obtienen por rayado de superficies metálicas especulares, tanto sobre espejos planos de plata, como sobre superficies cóncavas esféricas, formando los enrejados cóncavos, que si bien presentan astigmatismo evitan el empleo de lentes u objetivos.

7.11 DISPERSIÓN Y PODER DE RESOLUCIÓN. — Los espectores producidos por los rayados ópticos se denominan *espectros normales*, por ser en ellos el intervalo entre las λ sensiblemente proporcional a las desviaciones correspondientes. En incidencia normal, será para dos líneas $m\lambda_1 = e \cdot \sin \alpha_1$, y $m\lambda_2 = e \cdot \sin \alpha_2$, y por lo tanto

$$m(\lambda_1 - \lambda_2) = e(\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) = 2e \sin \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \cdot \cos \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$$

que puede escribirse, dada la pequeñez de la separación angular $\alpha_1 - \alpha_2$, que permite reemplazar el seno por el arco

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \frac{m}{e \cdot \cos \alpha} (\lambda_1 - \lambda_2)$$

siendo α el valor medio de α_1 y α_2 , esto es, la desviación media.

La *dispersión* ($d\alpha:d\lambda$) entre λ_1 y λ_2 tiene pues el valor medio

$$\Delta = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{m}{e \cdot \cos \alpha}, \quad (36)$$

que es proporcional al orden m del espectro, e inversamente proporcional al valor del espesor e del rayado; o bien es proporcional a $n = 1/e$, número de rayas contenidas en la unidad de longitud.

El *límite de resolución* se determina por dos líneas espectrales λ_1 y λ_2 , tales, que el máximo de la imagen de difracción que da la primera, cae sobre el primer mínimo de la otra. Mientras esta $\lambda_1 - \lambda_2$ es más pequeña, más resuelve o separa el rayado óptico. Se define el *poder de resolución* por la relación $R = \lambda : (\lambda_1 - \lambda_2)$; y se demuestra que vale $R = mN$, siendo N el número total de líneas del rayado. Observando que $Ne = l$ es la longitud rayada, y $Ne \cdot \cos \alpha = A$ es la anchura del haz luminoso, después de la difracción, se obtiene por (36) que $R = mN = (\Delta \cdot e \cos \alpha) (A : \cos \alpha) = \Delta \cdot A$: el poder de resolución se calcula multiplicando la dispersión Δ por la anchura A del haz. En la misma forma se calcula el poder de resolución de un prisma, usado como sistema dispersivo.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Producir, y observar mediante un ocular, los fenómenos de difracción que una rendija lineal, iluminada con una lente cilíndrica, provoca en uno o dos hilos paralelos muy próximos, y en una o dos rendijas muy próximas, y distinguir las franjas de interferencia de las de difracción.

2. Mírese con un anteojo un foco puntual lejano, por ejemplo una bolita brillante iluminada por el sol, y diafráguese el objetivo, utilizando una pantalla con un pequeño orificio, para observar la imagen de difracción. Dado el diámetro del objetivo, calcúlese el radio del primer anillo de difracción; y recíprocamente, calcúlese la abertura de la pantalla, para que el primer anillo sea fácilmente visible.

3. Calcúlese el radio del segundo anillo de Newton que produce la luz del sodio $\lambda = 0.000586$ mm, siendo el radio de la lente esférica $R = 30$ m.

4. Se producen franjas de interferencia con dos haces luminosos, que han atravesado normalmente sendas láminas planoparalelas, ambas de índice 1.5 y espesor 2 cm. Averiguar qué corrimiento sufren las franjas, cuando una de las láminas se gira un grado, para que la luz la atraviese oblicuamente.

5. Se han producido anillos de difracción entre un plano fijo y la extremidad plana, y paralela a la anterior, de una barra de longitud l , sujeta por su otro extremo. Calentada t° la barra, se produce un corrimiento de los anillos, viéndose pasar 50. ¿Cómo se calcularía el coeficiente de dilatación de la barra?

6. Se ha colocado a cierta distancia una fila de bolas blancas pequeñísimas y distantes entre sí 5 cm. Averiguar a qué distancia un ojo normal las vería como tales bolas, y cuándo las vería como una línea blanca continua.

7. Un rayado óptico de 10.000 líneas por pulgada inglesa recibe la luz normalmente. Calcular el ángulo de desviación de las líneas espectrales $\lambda = 58,60$ y $\lambda = 48,61$ UA, en los espectros de primer y tercer orden; y el límite de resolución, siendo la anchura total del rayado 2 pulgadas.

8. INSTRUMENTOS OPTICOS

8.1 OCULARES. — Los instrumentos de óptica pueden clasificarse en aparatos de *proyección* y aparatos de *observación*: los primeros producen imágenes reales de objetos luminosos o iluminados; los segundos dan imágenes virtuales. Son tipos simples de los primeros el ojo humano y los *objetivos*; y de los segundos la lente de aumento y los *oculares*. Asociando aparatos simples se obtienen los instrumentos compuestos: anteojo terrestre y astronómico, microscopio compuesto, etc. Esta clasificación antigua de los aparatos no se refiere al número de lentes, ya que un anteojo puede construirse con dos lentes tan sólo y un objetivo de microscopio puede tener por ejemplo diez lentes.

Los oculares son una lente o sistema de lentes, destinados a la formación de imágenes virtuales; y permiten al ojo humano la observación directa de los objetos, o de imágenes reales formadas por otros sistemas objetivos.

Un ocular, como su nombre indica, opera asociado al ojo para formar en la retina la imagen observada. Puede consistir simplemente en una lente única convergente o divergente.

Una lente convergente puede producir imágenes virtuales, derechas y amplificadas, y constituye una *lente de aumento* o microscopio simple. Una lente divergente produce siempre imágenes virtuales, derechas y de menor tamaño, para cualquier posición del objeto, colocado delante de la lente.

Las aberraciones de las lentes producen defectos en las imágenes que deben corregirse o aminorarse, empleando oculares compuestos, formados por dos o más lentes, y limitando con diafragmas adecuados la abertura de los haces luminosos que forman la imagen final.

El *ocular positivo* o de Ramsden (fig. 91) está formado por dos lentes planoconvexas, de igual f , con las caras curvas hacia el interior, y separadas a $2/3$ de la distancia focal f . El objeto O se sitúa delante del ocular, y en su plano focal anterior, donde pueden colocarse referencias, útiles para la medida, como retículos, hilos micrométricos fijos o móviles, etc.

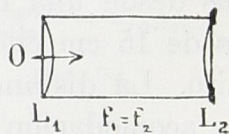


Fig. 91.

El *ocular negativo* o de Huygens fue ideado para observar imágenes reales, producidas por otro sistema óptico, y no pueden verse con él objetos exteriores al ocular. Consta de dos lentes planoconvexas, con sus caras curvas dirigidas hacia la luz incidente; la primera lente tiene una distancia focal, $f_1 = 3f_2$ triple que la segunda, y están separadas una distancia $2f_2$. El objeto ha de situarse para ser observable entre las dos lentes, de modo que es una imagen real, procedente de un sistema objetivo, que antes de formarse ha de atravesar la primera lente, actuando la segunda como una lente de aumento. Por esta razón los micrómetros o hilos

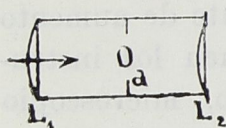


Fig. 92.

han de colocarse en el interior del ocular, sobre un diafragma circular d . Tiene la ventaja este ocular de permitir a la primera lente completar la corrección de la aberración cromática de la imagen real, que va a servir de objeto, y acorta la longitud del tubo, en el aparato compuesto en que se aplica. En cambio el ocular positivo es práctico, para el uso de tornillos micrométricos y micrómetros en general, situados fuera y delante de él.

Utilizando más lentes se fabrican oculares (fig. 93) *ortoscópicos*, formados por una convergente y un sistema de tres pegadas (c); los oculares de Kellner, con una doble acromática y otra simple convergente (a); y otros, cual el *periplanático* (b), calculados para conseguir una buena corrección cromática y de distorsión.

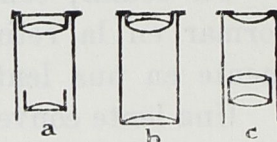


Fig. 93.

8.2 EL OJO HUMANO. —El ojo humano es un sistema óptico, que forma sobre la retina las imágenes reales de los objetos. Se enfoca solo, automáticamente, variando la abertura del iris (diafragma), modificando la longitud del ojo, o distancia objetivo-retina, y variando las curvaturas del cristalino. Esto permite la acomodación, que consiste en ver enfocado los objetos desde una distancia mínima al ojo, mínima visión distinta, que es de 15 cm en condiciones normales (ojo emeótrope), hasta el infinito. La distancia a que se ve normalmente, sin esfuerzo fisiológico de acomodación, es la *distancia de visión distinta*, cuyo valor normal suele ser 25 cm. Si el ojo es excesivamente convergente, *miope* (braquimétrope), la imagen se forma delante de la retina, y una lente divergente (gafas, lentes o anteojos), colocada delante del ojo, permite disminuir la convergencia, mediante este sistema lente-ojo, de mayor distancia focal. Si por el contrario la convergencia es peque-

ña, las imágenes se forman más lejos de la retina (hipermetropía), y el ojo se llama *hipermétropo*, cuyo defecto se corrige usando lentes convergentes (6.5). La vejez determina la *presbicia* o vista cansada, que impide la acomodación para cortas distancias, y se corrige con lentes convergentes (6.5). A veces, el ojo no puede acomodarse a lejanas distancias, mayores de una máxima, ni a distancias próximas, menores que otra mínima, y es necesario recurrir a lentes distintas, para visión lejana o próxima.

Estos defectos de la visión se miden en *dioptrias*, las de la lente que corrige el defecto. En el comercio se miden rápidamente las dioptrias de una lente, asociando otra igual y de signo contrario, ya que las dos juntas actúan como una lámina planoparalela, fácil de reconocer mirando a través de ellas. Basta por consiguiente disponer de una serie de lentes, de convergencia conocida, positivas y negativas, para averiguar el poder convergente de otra lente dada.

Ciertos ojos presentan astigmatismo, debido a que la convergencia o distancia focal del ojo no posee simetría esférica; esto es, que mirando al centro de una radiación plana de rectas, la distancia de visión distinta varía de unos radios a otros, lo que hace ver enfocado un sector del haz de rectas con su opuesto por el vértice, y desenfocada la región del haz perpendicular; y presentándose una distancia de visión distinta máxima para unos radios y mínima para los perpendiculares. Este defecto (6.11) se corrige con lentes cilíndricas, asociadas a una cara esférica, si el ojo además de astigmático es braquimétropo o hipermétropo.

La estructura del ojo, como sistema óptico, está representada en la fig. 94. La lente anterior, que limita la córnea, está llena del *humor acuoso*, y el globo del ojo por el *humor vítreo*. líquidos del mismo índice sensiblemente 1.336; la lente de máxima convergencia la forma el *crystalino*, de índice 1.437; la zona de máxima sensibilidad es la *fovea centralis*, centro de una mancha amarilla de sensibilidad decreciente hacia los bordes; cuando miramos un objeto acomodamos el ojo para que la imagen se forme en la fovea, obteniendo un campo bien definido de un grado próximamente. Próximo a la fovea está el punto ciego, insensible para la luz, como puede comprobarse mirando con el ojo derecho la letra A de mayor tipo, y variando ligeramente la distancia del libro, hasta que desaparezca la a de tipo menor.

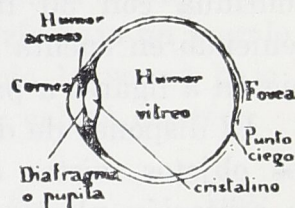


Fig. 94.

Es interesante, en óptica, conocer la sensibilidad del ojo para distinguir áreas luminosas de distinto brillo, fundamento de la fotometría por igualación. Se denomina *sensibilidad de contraste* al valor de $\Delta B/B$, siendo B el brillo y ΔB su variación, valor que es constante prácticamente en el ojo humano, para brillos superiores a la iluminación de una bujía por metro cuadrado. Un brillo excesivo hace perder sensibilidad, dificultando la apreciación de la igualdad de brillos. En cambio, si los brillos son inferiores al citado, la sensibilidad aumenta rápidamente. De aquí la conveniencia de hacer las medidas fotométricas con iluminaciones muy moderadas. El reposo en la oscuridad es muy favorable, pues aumenta la sensibilidad para el brillo, pero no para el color. En las tenues iluminaciones nocturnas, la sensación de los colores se pierde.

Cuando se debilita considerablemente el brillo, la sensibilidad del ojo, que es máxima en condiciones normales para la región amarillo-verdosa, va corriéndose hacia la región azul del espectro, en donde adquiere la sensibilidad máxima, fenómeno conocido como *efecto Purkinje*; disminuyendo aun más la luz, llega a desaparecer la percepción del color.

La excitación provocada por la luz en la retina no produce un efecto instantáneo; la sensación aumenta rápidamente desde cero hasta alcanzar un máximo, y se mantiene con valor inferior a éste; y al cesar la excitación, sufre un pequeño aumento la sensación, para caer paulatinamente. Esto determina la persistencia de las imágenes en la retina, que ha servido de fundamento al cinematógrafo. Para impresiones prácticamente instantáneas, la sensación se hace continua con 30 instantáneas por segundo; en el cinematógrafo, teniendo en cuenta la duración individual de cada imagen, éstas empiezan a ligarse a partir de 8 fotografías por segundo.

El disponer de dos ojos para la visión hace que el hombre observe los objetos, vistos desde dos puntos de vista distintos, y perciba la sensación plástica del relieve. Esta sensación se reproduce en la *visión binocular* del estereóscopo; pues dos fotografías del mismo objeto, obtenidas desde dos puntos separados, como los ojos, mirada cada una con el ojo correspondiente, de modo que la sensación de ambas se superpongan, producen igual sensación de relieve. El estereóscopo es simplemente el conjunto de dos lentes convergentes, dos oculares positivos, o dos semilentes, colocadas con la separación de los ojos,

y que permiten ver simultáneamente dos fotografías, puestas una al lado de la otra, y obtenidas con la misma separación de objetivos ya citada. Cuando se quiere aumentar la sensación de relieve, se opera para obtener las fotografías, con objetivos que tengan mayor separación; o se coloca delante de ellos un sistema doble reflector de espejos o prismas (fig. 98), que aumenta la distancia entre los puntos de visión, como ocurre en los telémetros.

8.3 LENTE DE AUMENTO O MICROSCOPIO SIMPLE. — Una lente convergente o un ocular positivo cualquiera, destinados a formar una imagen virtual y ampliada, constituye un microscopio simple. Sabemos que un objeto $O = PQ$ (fig. 95), colocado a menor distancia de la focal, produce la imagen $I = P'Q'$, virtual, derecha y ampliada. Mirando a través de la lente L , y aproximándola o alejándola del objeto O , se consigue que la imagen I se forme a la distancia Δ de la visión distinta: decimos entonces que la imagen está enfocada, y llamamos a esta operación *enfocar*. Como f es pequeña respecto a Δ , y el objeto está muy próximo a la lente, prácticamente el objeto está en el foco principal, y podemos tomar $PC = f$, así como $P'C = \Delta$, con lo que los triángulos CPQ y $CP'Q'$, semejantes por ser rectángulos y tener el ángulo β agudo en C común, nos dan la proporción ya establecida para aumento lateral

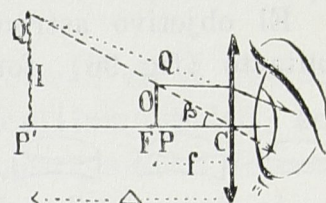


Fig. 95.

$$A = \frac{I}{O} = \frac{\Delta}{f} \quad (37)$$

Si en vez de mirar con el microscopio, mirásemos a simple vista el objeto O a la distancia de visión distinta, se vería bajo un ángulo α tal que $\tan \alpha = O/\Delta$; y como con el microscopio lo vemos bajo el ángulo β , siendo $\tan \beta = O/f$, el aumento angular valdrá también

$$\frac{\tan \beta}{\tan \alpha} = \frac{O}{f} : \frac{O}{\Delta} = \frac{\Delta}{f} = A. \quad (38)$$

Las lentes de aumento y los microscopios simples pueden tener monturas muy variadas, según el uso a que se destinen, y las facilidades de manejo que se deseen. En ciertos casos se usa simplemente una lente planoconvexa, en otros casos se usan lentes acromáticas, dobletes, y en general un ocular positivo cualquiera.

8.4 OBJETIVOS. — Son sistemas convergentes destinados a producir imágenes reales. Una lente divergente puede officiar de ocular, pero no de objetivo; en cambio las convergentes pueden servir de oculares, como se dijo, y de objetivo. Los objetivos simples más sencillos son un espejo cóncavo o una lente convergente. Para que formen imagen real, el objeto ha de estar situado a mayor distancia que la focal.

Existen tres tipos fundamentales de objetivos, atendiendo a las condiciones de trabajo, que dependen de la posición del objeto: el *objetivo astronómico*, que opera con objetos situados en el infinito, y recibe por tanto haces de rayos paralelos; el *objetivo fotográfico*, que utiliza objetos a distancia variable, entre la focal o el doble de la focal, y el infinito, recibiendo conos luminosos de abertura variable; y el *objetivo de microscopio*, que utiliza objetos pequeñísimos, situados a muy corta distancia, del orden de la focal, recibiendo haces de gran abertura.

El objetivo astronómico consta generalmente de dos lentes en contacto (fig 96), formando un *objetivo acromático*, por imponér-



Fig. 96.

sele, como condición esencial, la corrección de acromatismo para dos colores. Se hace ordinariamente coincidir el foco de la raya $C(H_\alpha)$ roja con el de la $F(H_\beta)$ azul, cuando

el objetivo es visual, esto es, se dedica a la observación; se hacen coincidir dos rayas azul y violeta, por ejemplo, F y h , si se dedica a la observación fotográfica. Se reduce la aberración, dando la mayor curvatura a la cara convexa por donde penetra la luz, y haciendo plana o ligeramente cóncava a la opuesta. A veces las caras interiores no son idénticas, si se pretende aumentar las correcciones de las imágenes.

A pesar de la corrección cromática, queda un residuo espectral, *espectro secundario* que da coloración a la imagen. Se aumenta la corrección usando vidrios especiales silicatados, cuyas dispersiones no guardan la misma relación que los índices, y permiten compensar la dispersión cromática de una lente con la otra, en una región extensa del espectro. Puede también agregarse una tercera lente, lo que permite hacer coincidir en el foco principal los focos de tres colores del espectro; estos son los *objetivos apocromáticos*.

Los *objetivos fotográficos* son más complicados, por exigírseles más condiciones ópticas, trabajar con conos de abertura variable y destinarse a fines muy diversos. Los más sencillos tienen un doblete

acromático, con diafragma delante, y aunque no corregida la distorsión son apropiados para paisajes sin líneas geométricas (calles, edificios, etc.). Pero si se quiere reproducir grabados, fotografiar edificios y formas geométricas, sin que aparezcan las líneas deformadas, deben usarse sistemas simétricos, como los rectilíneos, formados por dos lentes acromáticas dispuestas simétricamente respecto a un plano medio de simetría donde va el diafragma.

Cuando el objetivo abarca un campo mayor de 80° se denomina gran angular (fig 97). En ellos las lentes han de estar muy próximas, disminuyendo el astigmatismo, pero aumentando en cambio la curvatura; o se construyen simétricos, ortoscópicos como el Goerz, que permite imágenes planas sin deformación de líneas (aplanéticos). El empleo de nuevos vidrios de índices y dispersiones variados, cromatos, permite conseguir objetivos anastigmáticos y aplanéticos.

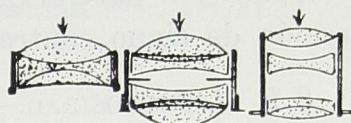


Fig. 97.

Existen tipos muy variados, como el de Petzval, en el que se anula la curvatura astigmática y que tiene gran luminosidad; de mayor campo el Tessar; y los ya clásicos anastigmáticos Goerz, Zeiss; ortostigmáticos Steinheil; colinear Voigtländer; triplete Taylor, etc.

El *objetivo de microscopio* ha de formar imágenes reales y muy ampliadas de objetos muy pequeños, situados muy próximos a la lente frontal, que ha de ser un sistema de distancia focal muy corta. Debe satisfacer las condiciones de acromatismo, carecer en lo posible de aberraciones, no sólo en el eje sino en puntos próximos, y utilizar haces luminosos de gran abertura.

En el objetivo fotográfico es importante la condición de *ortoscopia* que evita la distorsión imponiendo un valor constante al aumento lateral para todos los rayos, cualquiera que sea la inclinación Θ con el eje; condición que se expresa por $\tan \Theta : \tan \Theta' = \text{constante}$, siendo Θ la inclinación del rayo que sale del punto objeto y Θ' la del rayo emergente que va al punto imagen. En el objetivo de microscopio debe cumplirse la ley de los senos (condición de Abbe) $n \sin \Theta / n' \sin \Theta' = \text{constante}$, que se reduce a $\sin \Theta : \Theta'$, si $n = n'$, evitándose el coma.

El valor numérico de $n \sin \Theta$ se denomina *abertura numérica*, siendo $n = 1$ si es aire, objetivo en seco, o el índice del líquido n

que baña el objeto hasta la lente frontal, objetivos de inmersión, si hay inmersión en un líquido. La luminosidad depende de la abertura numérica siendo proporcional a su cuadrado.

Los objetivos de pequeñas aberturas del orden 0,01 ó 0,02 son los más sencillos y suelen constar tan sólo de tres lentes. Para aberturas medias, 0,04 a 1, se utilizan generalmente cinco lentes, como por ejemplo en el sistema Amici.

Existen tipos diversos con variable número de lentes (10 en el apocromático de Abbe). y suele dejarse al ocular (Huygens) la compensación parcial de las aberraciones cromáticas mediante la aberración de signo contrario del ocular.

8.5 LUMINOSIDAD. — La luminosidad de los objetivos depende del área de la sección del haz luminoso, que penetra en el aparato, y está disminuída por las pérdidas que determinan las reflexiones en las caras de las lentes, y la absorción de los vidrios. En el objetivo astronómico, la cantidad de luz que penetra es el haz que tiene por sección el área de la lente frontal del objetivo, círculo cuyo diámetro es la abertura lineal D . Si el foco luminoso u objeto es puntual,

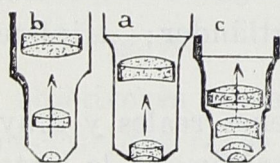


Fig. 98.

como una estrella, toda la luz se concentra en el punto imagen, sin dimensiones, cualquiera que sea la distancia focal del objetivo. Por ello se determina la luminosidad, medida por el área del círculo πD^2 , por D , a cuyo cuadrado es proporcional. Si el objeto es extenso, tiene dimensiones, como el disco de la Luna, la fachada de un edificio, etc., tanto en el objetivo astronómico como en el fotográfico, la luz recibida, que está determinada por la abertura D del objetivo o del diafragma, aumenta con D ,

pero disminuye con la distancia focal F , puesto que la luz ha de distribuirse en la superficie de la imagen, que crece como el cuadrado de F ; y en definitiva la luminosidad será proporcional a $D^2/F^2 = (D/F)^2$, esto es, será proporcional al cuadrado de la abertura angular D/F .

En la industria se mide esta luminosidad por números proporcionales, $D/F = 1/n$, en la que siendo $n = F/D$, representa el número de veces n que la distancia focal contiene al diámetro. Así un objetivo 1/5 tiene una distancia focal 5 veces mayor que su diámetro. Estos números suelen estar indicados en los objetivos fotográficos, sobre el collar del diafragma, que modifica la abertu-

ra. Otras veces el objetivo lleva grabado el valor de f en mm y los valores de las aberturas del diafragma. A veces se escribe $f/5$, en vez de $1/5$, con el significado $f = 5.D$. Para usos fotográficos, el tiempo de exposición varía en razón inversa de la luminosidad, $t = K(F/D)^2 = Kn^2$, regla práctica para exposiciones normales.

Las luminosidades establecidas se refieren a objetos alejados, prácticamente en el infinito. Si el objeto está muy próximo, como ocurre en el microscopio, en vez de haces luminosos de rayos paralelos el objetivo recibe conos determinados por la abertura numérica citada de valor $n \sin \Theta$. En el microscopio la luminosidad se determina por el cuadro de dicha abertura $n^2 \cdot \sin^2 \Theta$.

8.6 ANTEOJO ASTRONÓMICO.— El anteojo astronómico es un aparato de observación a distancia infinita; está formado por un objetivo astronómico, y un ocular destinado a observar la imagen formada por el objetivo. Lo caracteriza el trabajar recogiendo haces de rayos paralelos que forman las imágenes en el plano focal principal del objetivo, y es el instrumento compuesto de mayor uso: anteojos astronómicos, terrestres, de campo, anteojos de goniómetro espectroscopios, espectrómetros, refractómetros, etc.

Esquemáticamente está representado en la fig. 99 por el objetivo O_1 , o lente convergente L_1 , de gran distancia focal F y gran abertura; y otra lente L_2 , que representa el ocular O_2 de corta distancia focal f . El objetivo produce la imagen real ab , invertida, sobre el plano focal Φ ; y el ocular L_2 enfoca dicha imagen, aproximándose o alejándose a ella, hasta formar

a la distancia de visión distinta la imagen $a'b'$, amplificada respecto a la anterior, derecha respecto a ésta, e invertida respecto al objeto. Prácticamente la imagen ca está entonces a la

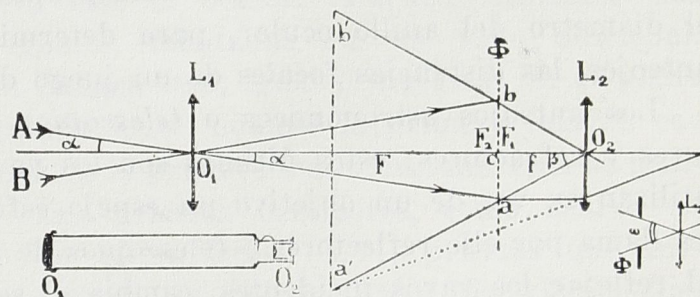


Fig. 99.

distancia f del ocular, siendo por tanto la longitud de tubo $F + f$. Los triángulos $O_1 c a$ y $O_2 c a$, que son rectángulos, nos dan uno y otro respectivamente, $ca = O_1 c \cdot \text{tang. } \alpha = F \cdot \text{tang. } \alpha$ y $ca = O_2 c \cdot \text{tang. } \beta = f \cdot \text{tang. } \beta$, luego igualando estos valores

$$F \cdot \text{tang} . \alpha = f \cdot \text{tang} . \beta, \quad \text{y} \quad A = \frac{\text{tang} . \beta}{\text{tang} . \alpha} = \frac{F}{f} \quad (39)$$

El *aumento* A en el anteojo astronómico es igual al cociente de dividir la distancia focal F del objetivo, por la distancia focal f del ocular. Como los ángulos α y β son pequeños, se pueden reemplazar las tangentes por los ángulos y el aumento $A = \beta/\alpha$, es la relación entre el ángulo aparente β de un objeto visto a través del anteojo, y el diámetro aparente α , visto a simple vista. Puesto que este aumento hace ver al objeto bajo un diámetro aparente mucho mayor, el fenómeno equivale a ver dicho objeto como si se aproximara al observador, tantas veces como indica el aumento; por esto se considera vulgarmente al anteojo como aparato de aproximación.

El *campo*, o extensión del objeto observable, se mide también angularmente: en el plano focal del objetivo, donde se forma la imagen primera, existe un diafragma de campo que limita la extensión observable, llamándose campo aparente el ángulo bajo el cual el ojo del observador ve dicho diafragma; en cambio campo real es el ángulo bajo el cual el observador vería, a simple vista, el mismo campo o imagen que limita el diafragma. Así como la abertura lineal del objetivo limita el haz luminoso que penetra, y por ello el contorno del objetivo es la llamada pupila de entrada, así la emergencia de los rayos luminosos, después de atravesar el ocular, produce un círculo luminoso, denominado pupila de salida o *anillo ocular*. Este círculo no es otra cosa que la imagen del objetivo iluminado, producida por el ocular. El diámetro del anillo ocular es igual al del objetivo, dividido por el aumento del anteojo. Esta propiedad se utiliza, midiendo el diámetro del anillo ocular, para determinar el aumento de los anteojos, las distancias focales de un juego de oculares, etc.

Los anteojos astronómicos o *telescopios* se clasifican en reflectores y refractores; estos últimos son los ya descritos; los primeros utilizan en vez de un objetivo un espejo esférico o parabólico, y se les llama por ello reflectores o telescopios de espejo. Como el espejo, al reflejar los rayos incidentes, cambia el sentido de marcha de la luz, el ocular y el observador son un obstáculo, que hace de pantalla para los rayos incidentes, y ha sido preciso idear varias disposiciones para evitar o aminorar su sombra.

Herschell observaba lateralmente (fig. 100), situando el ocular en el borde del tubo donde va montado el espejo, con el grave inconveniente de tener que inclinar éste, trabajando en un eje secunda-

rio, fuera del eje principal, con las inevitables aberraciones. Newton intercalaba un pequeño espejo E a 45° (fig. 100 a), o un prisma de reflexión total, pudiendo entonces observarse lateralmente desde F' donde se coloca el ocular o la placa fotográfica. Puede situarse el ocular de observación en el centro del espejo (fig. 100 b) en el que se practica un pequeño orificio, si se intercala a la mitad de la distancia focal un espejo normal P . Y también puede operarse en estas condiciones, acortando o alargando la longitud focal del aparato, si en vez del espejo plano se coloca uno cóncavo más próximo, sistema Gregori, o uno convexo más alejado E' . Es elemental el cálculo de la distancia focal que produce el sistema de los dos espejos. Estos telescopios reflectores ofrecen sobre los refractores la ventaja de no poseer aberración cromática, y si el espejo es parabólico se elimina la aberración esférica.

8.7 ANTEOJOS TERRESTRES. — Los anteojos terrestres sólo se diferencian de los astronómicos, en que llevan montado, o puede acoplarse, un sistema óptico inversor, intercalado entre el objetivo y el ocular, para que las imágenes se vean derechas en vez de invertidas. El sistema inversor puede ser simplemente una lente convergente, lente de campo, colocada a una distancia de la primera imagen igual al doble de su distancia focal, para que se origine otra imagen real, igual e invertida, que se observa con el ocular. Pueden utilizarse dos lentes convergentes e iguales, montadas en un tubo adicional, que produce también una imagen real, igual e invertida en el plano focal posterior de la segunda lente, cuando la primera imagen cae sobre el plano focal anterior de la primera lente. Actualmente se utilizan prismas inversores, como ocurre en

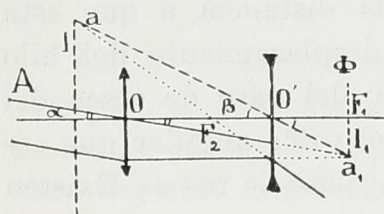
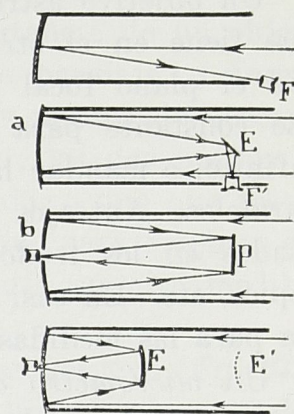


Fig. 101.

Los gemelos de teatro y campo, *anteojo de Galileo*, producen la



Figs. 100, 100a, 100b.

los prismáticos (5.7), prismas que formando un bolque único de vidrio, disminuyen las pérdidas de luz por reflexión, acortan la longitud del tubo, y mediante 4 reflexiones totales cruzadas 90° dos a dos, producen la imagen final en posición directa.

imagen directa I sin necesitar sistema inversor, reemplazando el ocular por una lente divergente O' , que desempeña este papel. Conocida ya la construcción de imágenes (6.5) un objetivo acromático O (fig. 101) tiende a producir la imagen I_1 en su plano focal Φ , pero el ocular divergente O' hace al pincel luminoso divergente que forme la imagen en I, que es virtual y derecha. Como por la gran distancia del objeto la primera imagen I_1 se formaría a la distancia focal F del objetivo, y muy cerca del foco principal de la lente divergente O' , la longitud del tubo se reduce a $OO' = OF_1 - O'F_1 = F - f$, lo que reduce la longitud de tubo de los anteojos terrestres ordinarios. La comparación de los triángulos OF_1a_1 y $O'F_1a_1$ en los que $\tan \alpha = I_1/F$ y $\tan \beta = I_1/f$, nos da para el aumento $\tan \beta / \tan \alpha = F/f$.

Un objetivo astronómico, montado en la extremidad de un tubo, que tiene en el otro extremo una rendija o ventana coincidiendo con el plano focal principal del objetivo, forma un *colimador*, de uso constante para producir artificialmente focos luminosos en el infinito, o mandar la luz, que ilumine la rendija, en haces de rayos paralelos. Anteojos astronómicos de dimensiones moderadas son los usados en los teodolitos, altímetros, taquímetros, telémetros, periscopios, etc. En casi todos estos aparatos tiene excepcional importancia para las medidas el micrómetro ocular.

Un *micrómetro ocular*, el más sencillo posible, consiste en una escala trazada sobre una lámina de vidrio de caras plano-paralelas, lámina situada sobre el mismo diafragma, colocado entre las dos lentes de un ocular negativo, o colocado en el plano focal anterior del ocular positivo. Para más precisión, se usan hilos finísimos, con preferencia hilo de araña. Estos hilos pueden ser fijos, colocados paralelos y a distancia conocida; o pueden ser unos fijos y otros móviles mediante un finísimo tornillo micrométrico. En los *taquímetros*, por ejemplo, el intervalo entre los hilos se calcula para que la lectura hecha con ellos, sobre la imagen de una mira lejana, dividida en doubles centímetros, determine la distancia a que está la mira. En los aparatos de precisión, el desplazamiento del hilo móvil del micrómetro está dado por el valor del paso de rosca del tornillo que lo arrastra, y basta determinar el valor angular que corresponde en el anteojo a un intervalo igual al paso de rosca. Existen micrómetros de posición que fijan la posición de un punto del campo, bien en coordenadas rectangulares, usando hilos móviles perpendiculares entre sí, o bien en polares, por el desplazamiento de un hilo, y

giro del micrómetro alrededor del eje óptico, giro medible en un círculo graduado.

Los *periscopios* no son sino anteojos astronómicos, que recogen la luz que viene horizontalmente, mediante un prisma de reflexión total, que la envía verticalmente al anteojo; puede llevar otro prisma de reflexión total en el ocular, para mirar también horizontalmente; y un círculo graduado que gira con el primer prisma de reflexión, para conocer el acimut u orientación del objeto; puede llevar un sistema de dos lentes, análogo al sistema inversor de los anteojos terrestres, para poder alargar o encoger el tubo del telescopio, sin perder la posición de la imagen final; y por último el sistema de reflexión total de la extremidad del tubo se dispone en forma, que permite observar o proyectar todo el contorno del horizonte.

Los *telémetros* sirven para determinar la distancia de un objeto, fundándose en que la variación del ángulo de paralaje, o ángulo bajo el cual se ven desde el punto distante dos puntos de observación, aumenta proporcionalmente a la distancia; los dos puntos de observación son dos objetivos a distancia conocida, o uno que recoge la luz reflejada en las extremidades de dos brazos, para originar dos imágenes que se llevan a superposición, mediante un giro medible, que determina la distancia.

El *ocular autocolimador* de Gauss es un ocular positivo (fig. 102), que tiene intercalado entre las dos lentes una lámina planoparalela de vidrio, que recoge la luz de iluminación, la que penetra lateralmente por un orificio circular. Reflejada esta luz en la lámina, atraviesa el anteojo, y cuando éste es perpendicular a una superficie reflectora, la luz vuelve a penetrar en el anteojo y forma en el plano focal Φ , donde están los hilos del micrómetro, la imagen oscura de los mismos. Esto permite con gran precisión situar un anteojo, perfectamente normal a una superficie dada, y en general operar, como se ha indicado en (5.6), por autocolimación.

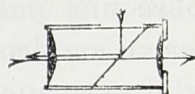


Fig. 103.

8.8 APARATOS FOTOGRÁFICOS Y DE PROYECCIÓN. — La *cámara fotográfica* es una cámara oscura, o caja, que lleva en la cara anterior montado un objetivo fotográfico, con *diafragma* en general de abertura variable, como el diafragma iris, y un *obturador* que permite abrir y cerrar, dando el tiempo de exposición deseado, por dos impulsiones sucesivas, o mediante una, que automáticamente dispara un cierto mecanismo que provoca un tiempo de exposición seña-

lado. En la cara posterior va colocada la placa fotográfica en un soporte llamado *chasís*, o bien una película rígida en el soporte portapelícula, o simplemente una película, que enrollada en un carrete, puede deslizarse para obtener varias fotografías. La distancia del objetivo a la emulsión sensible puede ser constante; cámaras de foco fijo, enfocadas para el infinito y objetos lejanos, e inadecuadas por lo tanto para la fotografía de objetos próximos; y puede ser de foco variable, para lo que la cara anterior y posterior de la cámara están unidas mediante un fuelle, que permite aproximarlas o alejarlas, utilizando un piñón en cremallera, para enfocar el objeto que se desea; para esto puede reemplazarse el chasís por un cristal esmerilado en el que se observa la imagen. En las cámaras modernas de escasas dimensiones, y con objetivos de primera calidad, la cámara es rígida, y se enfoca haciendo avanzar o penetrar el objetivo, que va instalado en una montura helicoidal.

La *ampliadora* no es otra cosa que una cámara fotográfica, trabajando en sentido inverso. El objeto ahora ocupa el lugar del chasís y su imagen se forma a distancia sobre una pantalla, un papel fotográfico, u otro chasís. El objeto ha de estar fuertemente iluminado, bien con luz natural, recogida de cielo uniforme, sin cuerpos intermedios que provoquen sombras; bien por una luz de incandescencia, intercalando un cristal esmerilado para hacer uniforme la iluminación y evitar imágenes extrañas; o bien por una lámpara de arco u otra muy potente, cuya luz es recogida a través de un condensador.

La *linterna de proyección* es una ampliadora, que forma la imagen sobre una pantalla. Además del objetivo fotográfico, llamado ahora por su empleo objetivo de proyección, la iluminación ha de ser intensa, puesto que va a distribuirse la luz en una superficie de gran área. Por esta razón el foco luminoso se sitúa en el foco principal de un espejo cóncavo, que recoge sus rayos, y tanto los reflejados, como los enviados directamente, son concentrados con iluminación uniforme sobre el objeto, mediante un condensador, lente convergente de gran abertura, formado generalmente por dos lentes planoconvexas asociadas a distancia y con las caras planas hacia el exterior. El objeto se coloca invertido para que aparezca derecho en la proyección, y se enfoca moviendo el objetivo. La condición teórica para poder conseguir el enfoque, cualquiera que sea la posición de la pantalla, es que la distancia objeto-pantalla sea mayor que el cuádruplo de la distancia focal del objetivo. La proyección puede hacerse por transparencia, tanto en posición horizontal como vertical; para proyectar

verticalmente, por transparencia, objetos horizontales, se coloca el foco debajo del objeto y sobre éste a continuación del objetivo un espejo a 45° o un prisma de reflexión total; otro espejo o prisma, colocado debajo del objeto permite que el sistema de iluminación pueda colocarse también lateralmente.

El *epidiáscopo* es una linterna de proyección, para cuerpos oscuros, no iluminables por transparencia: grabados, hojas de un libro, objetos o preparaciones opacas. La particularidad única consiste en la disposición del foco, para poder iluminar el objeto por encima y lateralmente con gran intensidad. Para la proyección de objetos muy pequeños se utiliza el microscopio de proyección, de gran luminosidad, y cuyo ocular positivo actúa de objetivo de proyección respecto a la primera imagen.

El *cinematógrafo* es también un aparato de proyección, en el que el objeto es una cinta de celuloide o película, con una serie de fotografías obtenidas sucesivamente, con un aparato idéntico, pero trabajando en sentido contrario como cámara fotográfica. Esta serie de fotografías se obtienen con una rapidez no menor de 10 por segundo; y utilizada como objeto en el aparato de proyección, un motor la hace deslizarse por el plano de proyección, enrollándose en un carrete mientras se desarrolla en otro, al mismo tiempo que un obturador permite la proyección tan sólo en un corto instante, en el que cada fotografía está fija y centrada en el campo. El obturador suele ser un disco circular con aberturas, sector giratorio, o un cilindro con aberturas laterales giratorio también. Un mecanismo transforma el giro continuo en movimiento intermitente de la película, y consiguiéndose en esta forma más de 10 proyecciones por segundo, la persistencia de las imágenes en la retina hace que el espectador ligue las sucesivas impresiones, y vea el movimiento de los objetos representados en la fotografía, como continuos en vez de intermitentes. El cine sonoro es la asociación del cine ordinario ya descrito, con un registro fotoeléctrico, impresionado en un borde de la película, que presenta alternativas variadas en intensidad, correspondientes a las vibraciones acústicas; esto permite que un rayo luminoso, que las atravesase, vaya modificando su intensidad con iguales fluctuaciones; y esta luz provoca una corriente eléctrica también con iguales características de variación, corriente que reproduce el sonido en un micrófono o altavoz. El cinematógrafo en color no hace sino utilizar fotografías en color (3.6), obtenidas sobre la película, en vez de

Optica.—9.

fotografías ordinarias; existen otros procedimientos de cinematografía en colores aun no industrializados.

8.9 MICROSCOPIO COMPUESTO. — Esquemáticamente el microscopio compuesto está formado por la asociación de dos lentes convergentes; una el objetivo O_1 , de muy corta distancia focal, que produce del objeto una imagen I_1 , real, invertida y ampliada; y otra el ocular O_2 , que actúa como lente de aumento con esta imagen, produciendo a la distancia de visión distinta la imagen I final virtual, ampliada, derecha respecto a la primera imagen, e invertida respecto al objeto. La fig. 103 muestra el trazado de imágenes en esta sencilla asociación.

El aumento del objetivo está determinado por las distancias de la imagen y del objeto a la lente, $A_1 = I_1/O = l/f_1$, llamando l a la longitud de tubo, que se define ópticamente en los microscopios por la distancia entre el plano focal superior del objetivo y el plano focal anterior del ocular. El aumento del ocular es el de un microscopio simple $A_2 = I/I_1 = \Delta/f_2$, siendo Δ la distancia de visión distinta. El aumento total del aparato es, evidentemente, el producto del aumento del objetivo por el aumento del ocular, puesto que

$$A = \frac{I}{O} = \frac{I}{I_1} \cdot \frac{I_1}{O} = A_2 \cdot A_1 = \frac{\Delta}{f_2} \cdot \frac{l}{f_1}; \quad (40)$$

de donde resulta que para una vista normal el aumento es proporcional a la longitud l de tubo, e inversamente proporcional a las distancias focales del objetivo y del ocular.

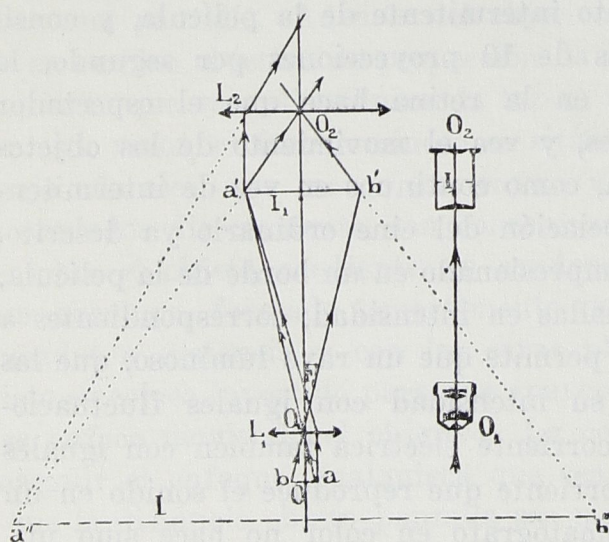


Fig. 103.

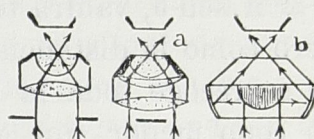
El microscopio real es la asociación de un objetivo de microscopio con un ocular. Los objetivos tienen más o menos lentes según que se apliquen a conseguir débiles o fuertes aumentos. La fig. 98 representa un tipo de objetivo débil a y otro fuerte b , formado el primero por un triplete seguido de un doblete y el segundo for-

mado por una lente frontal semiesférica seguida de dos dobles. Para trabajar en inversión se utiliza en vez de estos objetivos en seco objetivos de inmersión como el representante en la fig. 98 c que difiere principalmente del anterior en que la lente frontal va seguida de un menisco.

Los oculares generalmente empleadas son del tipo Huyghens; para fuertes aumentos se usan oculares ortoscópicos (fig. 93 c), y también periplanáticos (fig. 93 b), análogos al Huyghens, salvo que la lente frontal es un doblete, lo que permite corregir la curvatura de campo.

Es órgano esencial de un buen microscopio el aparato de iluminación. Consta generalmente de dos lentes al menos, de las que la frontal respecto al objeto es semiesférica (fig. 104). Cuando se desea producir la iluminación sobre fondo oscuro, se eliminan con una pantalla los rayos centrales que entran en el condensador, utilizando sólo el cono de luz marginal (fig. 104 a), o se utilizan condensadores de reflexión (fig. 104 b), formados por dos espejos curvos, con el objeto de provocar iluminación lateral, reemplazando así la iluminación directa por la luz difractada en el objeto. Puede también producirse verticalmente la iluminación a través del objetivo, mediante una disposición especial; o bien iluminarse con condensador lateral, para observación ultramicroscópica sobre fondo oscuro.

Los tres órganos esenciales *ocular*, *objetivo* y *condensador* van montados sobre un pie o soporte cuyas piezas principales son: Un espejo giratorio en sujeción Cardan con una cara plana y otra cóncava destinado a recoger la luz que ha de iluminar el objeto. Una pieza, soporte de un diafragma iris, con movimientos para centrar éste. El condensador, ajustable a la parte inferior de la plataforma o platina en la que se coloca el objeto o preparación. A continuación sobre otro brazo del soporte va el tubo, al que se adosa a rosca el objetivo y por enchufe el ocular. El tubo suele constar de dos tubos concéntricos, que penetrando más o menos el uno en el otro, modifican la longitud óptica del tubo. Esta parte del microscopio montada en el tubo, puede acercarse o alejarse, para enfocar, a la platina mediante un tornillo en piñón y cremallera, de movimiento rápido, que sirve para buscar el objeto con un enfoque aproximado; y otro tornillo micrométrico, de movimiento lento, que permite no sólo



Figs. 104 a, b, c.

afinar el enfoque, en los detalles que se deseen de la preparación, sino también medir diferencias de foco para niveles distintos.

Es corriente, por su comodidad, el empleo de un objetivo revólver, pieza que facilita el cambio rápido de tres objetivos de diversos aumentos, montados sobre la misma. Es también corriente el empleo de un sistema binocular, que permite la visión con ambos ojos, dando fuerte sensación de relieve. Esto se consigue por la asociación de dos microscopios, que concurren a la observación del mismo objeto; o como se ha generalizado ya, empleando un objetivo único y un ocular doble, que, mediante prismas de reflexión total, pueden recoger simultáneamente el uno y el otro sendas imágenes dadas por el objetivo.

8.10 LUMINOSIDAD, PODER DE RESOLUCIÓN Y AUMENTO. — En los aparatos compuestos, tanto la luminosidad como el poder de resolución (7.7 y 7.8) depende de las dimensiones del haz luminoso que penetra en el objetivo. La luminosidad del microscopio está determinada por la abertura del cono de luz, procedente de un punto del objeto, que puede penetrar por la lente frontal del objetivo. Esto depende de la distancia de dicha lente al objeto. El objeto está cubierto por la *lámina cubreobjetos*, y por esta razón no todos los rayos luminosos procedentes de un punto salen al exterior, sino tan sólo los comprendidos en un cono, que tiene de ángulo ϑ de semi-abertura el ángulo límite. Para un cubreobjetos de índice 1.5, el ángulo límite vale unos 42° , valor que determina el cono limitado por luz rasante en el aire. La *abertura numérica* definida por Abbe, $A = n \cdot \sin \vartheta$, valdrá teóricamente para el caso límite $1.5 \cdot \sin 42^\circ = 1$. Pero como la distancia de la lente frontal al cubreobjetos no es nula, no se recoge toda la luz emergente que corresponda a los 42° , sino un cono menor, que en los casos más favorables se acerca a 39° , lo que supone una abertura numérica eficaz de 0.95. Si sobre la lámina cubreobjetos existe un líquido hasta la lente frontal, *inmersión*, sea agua $n = 1.33$, sea aceite $n = 1.5$, los valores del ángulo límite aumentan a unos 52° y 69° , respectivamente, llegándose así en la práctica a conseguir por inmersión aberturas de $1.5 \sin 69^\circ = 1.4$. La intensidad de iluminación es proporcional al cuadrado de la abertura numérica $n^2 \sin^2 \Theta$.

Tanto la luminosidad del microscopio, como el poder de resolución, dependen del aumento total. La luminosidad determinada por la abertura del objetivo, disminuye para el observador, si el ojo no recoge todo el cono de luz que sale del ocular, lo cual ocurriría si el

diámetro de la pupila fuera menor que el anillo ocular. Deben pues elegirse los oculares de tal modo, que el anillo ocular sea menor que los tres milímetros, en condiciones normales, o los 5 mm en la oscuridad, que tiene el diámetro de la pupila. Por la proporción entre los diámetros de la pupila y D del objetivo, y las distancias focales del ocular y del objetivo, valdrá $d = Df/F = (D/F)f = \alpha f$, siendo α la abertura angular del objetivo; luego el ocular ha de dar un anillo d no mayor de 5 mm. Así en los objetivos corrientes astronómicos, con α comprendida entre $1/5$ y $1/20$, la f eficaz variará entre 25 mm y 10 cm. Tampoco conviene que d sea menor de un mm, para evitar fenómenos perjudiciales de difracción, luego la f no debe ser menor de 5 y 20 mm, respectivamente.

En un anteojo el poder de resolución se obtiene recordando (7.7 y 7.8) que dos puntos luminosos, dos estrellas, producen dos sistemas de anillos de difracción; y se adopta como límite de separación o poder resolvente de un anteojo, el valor de $R = 1.22 \lambda/D$, que es el del radio del primer anillo de difracción. Así con luz blanca, tomando $\lambda = 56.10^{-6}$ cm, vale $R = (68/D) \cdot 10^{-6}$ y los objetivos de 3 cm de abertura, tan corrientes en todos los aparatos de laboratorio y campo, o los de un metro, usados en astronomía, tienen un poder de resolución, respectivamente, de 22.10^{-6} radianes $= 4''.6$, y de 68.10^{-8} radianes $= 0''.14$.

El poder de resolución en el microscopio se define por el radio del primer anillo de difracción, y vale $1.22 \lambda/2\Delta = 0.61\lambda/n \cdot \sin \Theta$ reemplazando (33) D por 2Δ , y depende por lo tanto de la abertura numérica. Con objetivos en seco este poder de resolución suele oscilar en los buenos microscopios entre 5λ y 2λ y con objetivos de inmersión vale alrededor de 1λ y aun 0.5λ . Operando, pues, con luz roja $\lambda = 0.0007$ mm, la resolución del aparato es mucho menor que con luz violeta $\lambda = 0.0004$ mm; el poder de resolución en suma es tanto mayor, cuanto la abertura numérica es más grande, esto es, el líquido utilizado en la inmersión tenga un índice más próximo al del cubreobjetos, y cuanto la longitud de onda sea más corta, se aproxime más al ultravioleta.

El aumento total, y por tanto el ocular que debe emplearse con un objetivo dado, debe ser tal, que el límite de resolución de la primera imagen, debido a la difracción, pueda ser separado por el ojo. El ojo humano tiene un poder de resolución de $60''$, valor generalmente aceptado por los fisiólogos y que puede llegar tan sólo a $2'$. Por lo tanto, el aumento total G , para ver todos los detalles

que el objetivo permite, ha de valer $RG = 60''$ ó $120''$; y así en el anteojo citado, para $R = 4''.6$ oscilará G entre $60/4.6 = 13$ y $120/4.6 = 26$; mientras que en los grandes reflectores astronómicos, $R = 0''.14$, el aumento variará entre 430 y 860 diámetros.

Los objetivos de microscopio deben trabajar también con un aumento dado por $RG = 60'' = 0.0003 \cdot 250 \text{ mm} = 0.075$ ó $120'' = 0.15$; porque si el aumento es menor el ojo no repara bien los detalles de la imagen, y si es mayor no hace más que ver imágenes de difracción, lo que se denomina *aumentos vacíos*. Así, con un objetivo que tiene $R = 2\lambda = .011 \text{ mm}$, será $G = 0.075 : 0.011 = 70$, o bien 140; y si el objetivo tiene $R = 0.5 \cdot \lambda$ los aumentos son 300 y 600, respectivamente. En la práctica se da como regla tomar un aumento G total, comprendido entre 500 A y 1000 A , esto es, para $A = 0.15$ de un microscopio en seco, entre 125 y 250 diámetro; y para 1.4 de inmersión en aceite, entre 700 y 1400 diámetros.

8.11 MEDIDA DE AUMENTOS. — El aumento de un aparato compuesto se calcula multiplicando el aumento del objetivo A_1 por el del ocular A_2 , esto es, $A = A_1 \cdot A_2$. En la práctica se mide el aumento de un anteojo o telescopio, midiendo el diámetro d del anillo ocular y el diámetro D del objetivo; el aumento es $A = D : d$, puesto que estando prácticamente el objetivo a la distancia F del ocular y siendo esta distancia grande respecto a f , la imagen circular d del objetivo está prácticamente a la distancia focal f y será $D : d = F : f = A$. Para medir d se coloca sobre el ocular del anteojo otro ocular positivo, provisto de una escala o micrómetro en su plano focal anterior, y se enfoca sobre ésta el disco luminoso o anillo ocular, contando sobre el micrómetro las divisiones que ocupa o sea su diámetro lineal.

En un microscopio se mide el aumento, superponiendo la imagen de una escala vista a la distancia de la visión distinta, con la imagen de otra escala vista a través del microscopio. La coincidencia de dos longitudes L , vista directamente, y l vista amplificada por el microscopio, nos da $l \cdot A = L$, que determina A . En la práctica se utiliza una cámara clara, generalmente formada por un cubo de vidrio que tiene un plano diagonal plateado con un orificio central libre; colocada sobre el ocular, a través del orificio se ve la escala o preparación situada en la platina del microscopio, y por reflexión se recoge lateralmente la luz, que, reflejada por un espejo lateral, permite dibujar la preparación sobre un papel colocado en la mesa

a un costado, o dibujar una línea que abarque un número crecido de divisiones de la escala. La cámara clara permite pues dibujos y medidas de preparaciones. Si la iluminación del papel es excesiva se intercala entre el prisma y el espejo lateral una o dos láminas de vidrio teñidos con tinta neutra.

8.12 ULTRAMICROSCOPIO Y MICROFOTOGRAFÍA. — Los fenómenos de difracción limitan el valor del aumento, puesto que, si se pasa del aumento teórico calculado, no se hace otra cosa que aumentar y hacer más visibles los fenómenos de difracción, sin conseguir ver detalles más finos, mayor resolución. En el microscopio se adopta el poder de resolución $1.22\lambda/A$, que corresponde al diámetro de la mancha central de difracción, como límite de visión de estructuras, caso de tangencia de dos manchas próximas. El valor $0.61\lambda/A$, del radio del primer anillo es ya imagen de difracción y a partir de él se pierde la forma o estructura de los objetos. Sin embargo, podemos reconocer la presencia de objetos de menor diámetro, provocando la difracción de la luz sobre pequeñísimas partículas, de las que recibimos una impresión luminosa, que acusan su presencia, aunque no vemos cómo es ni cuál es su forma, ni veamos por lo tanto estructuras. El *ultramicroscopio*, destinado a estos fines ha de permitir, con un condensador adecuado, que envía la luz lateralmente sobre fondo oscuro, o empleando una cuba con el líquido en que se encuentran las partículas en suspensión, provocar por la iluminación lateral la producción de imagen de difracción observable. Aparecerán las partículas como chispazos luminosos, manchas o círculos, que se destacan sobre el fondo oscuro, y así se consigue el estudio de los coloides, del movimiento browniano, y otras cuestiones interesantes; así, en las emulsiones, si no hemos llegado a ver las moléculas, hemos conseguido reconocer la existencia de partículas entre 10 y 100 veces mayor que ellas. Como se ha dicho, la luz azul-violeta es la más favorable por su corta longitud de onda.

La *microfotografía* es la fotografía de objetos microscópicos. Se consigue empleando un objetivo de microscopio, como objetivo fotográfico de proyección, cuya imagen, en vez de observarse con el ocular, se forma sobre la placa fotográfica; o puede utilizarse un microscopio compuesto, cuyo ocular actúa de objetivo fotográfico, para lo que es suficiente separar este ocular positivo, alejándolo de la primera imagen, para que forme de ella otra imagen real y ampliada sobre la placa. La iluminación se hace con luz ordinaria,

o mejor con luz monocromática, lo que permite eliminar errores de aberración cromática, y conseguir una definición más perfecta.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Dibujar las imágenes y determinar el aumento de un anteojo, formado por un objetivo de un metro y un ocular de 10 cm de distancia focal.
2. En un anteojo, cuyo objetivo tiene $f = 2$ m ¿qué movimiento ha de tener el portaocular, para que pueda enfocarse desde el infinito hasta 20 metros de distancia?
3. ¿Qué ocular produce 60 aumentos, con un objetivo $f = 1$ m?
4. Se ha obtenido una fotografía normal de una estrella en diez minutos, con un objetivo de 20 cm de abertura. Calcular la exposición necesaria cuando se diafragma a 8 cm.
5. Una cámara fotográfica $f/2.5$ da una buena fotografía en $1/20$ de segundo. ¿Qué exposición debe darse diafragmando a $f/16$?
6. Una cámara fotográfica tiene un objetivo $f = 15$ cm. Averiguar cuánto ha de avanzar el objetivo, para enfocar a dos metros de distancia; y qué dimensiones tiene entonces la imagen.
7. Calcular unos gemelos de teatro con 5 diámetros de aumento y una longitud de tubo de 8 cm.
8. Calcular la distancia focal y la separación que ha de darse a una lente, respecto a un objetivo que tiene $f = 10$ cm, para conseguir un teleobjetivo de triple amplificación.
9. Se desea proyectar una película de 2.5 centímetros de anchura en una sala de 15 metros, cubriendo una pantalla de 3 mm. Averiguar qué objetivo es necesario.
10. Un objetivo de microscopio tiene 4 mm de distancia focal, una abertura numérica 0.85 y utiliza una longitud eficaz de tubo de 180 mm. Calcular el aumento propio del objetivo, su poder de resolución, y el ocular que debe usarse para conseguir la máxima visibilidad.
11. Examinar en el problema anterior la diferencia entre iluminar con luz blanca $\lambda = 0.00056$ mm, o con luz violeta $\lambda = 0.0004$.

9. POLARIZACION

9.1 POLARIZACIÓN POR REFLEXIÓN O REFRACCIÓN SIMPLE. — Polarización de la luz es el fenómeno por el cual la luz natural se convierte en luz polarizada. Esto se consigue por reflexión, refracción, doble refracción y acciones electromagnéticas. Un rayo de luz natural, que cae sobre una lámina de vidrio, produce en la primera cara un rayo reflejado y otro refractado, ambos parcialmente polarizados rectilíneamente en planos perpendiculares (fig. 105); se denomina plano de polarización del rayo reflejado al mismo de incidencia; las vibraciones son normales a dicho plano y paralelas, por tanto, a la superficie reflectora. El plano de polarización del rayo refractado es perpendicular al plano de incidencia y sobre este último se verifica la vibración normalmente al rayo. El efecto es como si la vibración incidente se descompusiera en una, contenida en el plano de incidencia, que penetra en el segundo medio, y otra paralela a la superficie, única componente que pudiera reflejarse; pero esta idea intuitiva no es completa, ya que el rayo reflejado y el refractado contienen además luz sin polarizar, en proporción más considerable en el último.

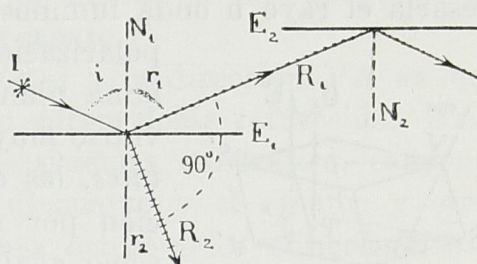


Fig. 105.

La cantidad de luz polarizada varía con la inclinación i del rayo incidente y alcanza un máximo para un valor i denominado ángulo de polarización máxima. Según la *ley de Brewster* el ángulo de polarización máxima es el que produce un rayo reflejado y otro refractado, perpendiculares entre sí. Por ser entonces perpendiculares las rectas R_1 y R_2 , los ángulos r_1 y r_2 son complementarios, luego será $\sin r_2 = \cos r_1 = \cos i$, y por tanto

$$n = \sin i : \sin r_2 = \sin i : \cos i = \tan i$$

la tangente del ángulo de polarización máxima es igual al índice de refracción del vidrio. Por esta razón se usa como polarizador un vidrio negro, en cuya cara, que sirve de espejo, cae la luz bajo el ángulo de incidencia brewsteriana, definido por esta ley.

Este rayo, que se ha polarizado rectilíneamente por reflexión en un espejo, se refleja íntegramente en el otro espejo idéntico y paralelo E_2 ; pero si se gira este segundo espejo alrededor del rayo R_e , la luz se va debilitando y a los 90° se extingue, no se refleja; la vibración de la luz polarizada por el primer espejo, que era paralela a la superficie del segundo en la primera posición, en la segunda está cruzada 90° no pudiendo reflejarse, pero sí refractarse. El primer espejo actúa de *polarizador* y transforma la luz natural en luz polarizada, y el segundo de *analizador*, puesto que permite por giro reconocer el estado de polarización de la luz que a él llega. Si una lámina de vidrio se usa como analizador, cuando anula la luz por reflexión la deja pasar íntegra por refracción, por lo que son complementarias las intensidades de los rayos reflejados y refractados. Pero como la luz transmitida va acompañada de luz natural, por producirse en la refracción una polarización muy incompleta, y el fenómeno se produce en la superficie, al atravesarla el rayo u onda luminosa, se consigue aumentar el estado de

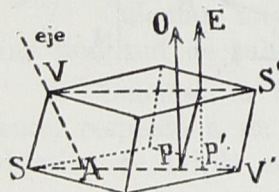


Fig. 106.

polarización del rayo, usando en vez de una lámina planoparalela, un paquete de láminas de vidrio muy delgadas superpuestas, *pilas de cristales*, las que multiplican el efecto de polarización por refracción y se usaron antiguamente como analizadores o como polarizadores.

9.2 POLARIZACIÓN POR CRISTALES. — La polarización descrita en el vidrio y otros cuerpos amorfos, dieléctricos isotropos, es rectilínea. En los metales, cuerpos conductores, se produce por reflexión la polarización elíptica. En los cuerpos cristalizados, anisótropos, el fenómeno de refracción es complejo, y el estado de polarización varía con la dirección del rayo respecto a los ejes cristalográficos, teniendo la onda refractada una forma que depende del sistema cristalino. En los cristales, que no pertenecen al sistema regular o cúbico, la onda incidente se convierte en general en dos ondas refractadas, y por ello un rayo se desdobla en dos refractados. Este fenómeno es la *doble refracción*, descubierta en el espato de Islandia, denominándose *birefringentes* los cristales que ofrecen esta particularidad. Colocado un cristal de espato sobre un escrito o un impreso (fig. 106), vemos dos imágenes, P, P', duplicados los letreros; girando el espato, apoyado sobre el papel, una de las imágenes P permanece

inmóvil, como si el espato fuera una lámina de vidrio ordinario, mientras que la otra imagen P' gira alrededor de la primera. Existe, pues, un rayo refractado O , que obedece a las leyes ordinarias de la refracción, llamado *rayo ordinario*, y otro que no las cumple E , denominado *rayo extraordinario*. El fenómeno se hace más vistoso proyectando un objeto en una pantalla, a través del espato, lo que hace aparecer las dos imágenes; por giro del cristal una imagen, la ordinaria permanece inmóvil y la otra, la extraordinaria, gira describiendo una circunferencia alrededor de la primera.

La luz natural que atravesó el espato, no sólo produjo dos rayos, sino que éstos están polarizados rectilíneamente en planos perpendiculares, lo que puede comprobarse fácilmente recogiendo dichos rayos con un analizador, espejo, pila de cristales u otro espato, y comprobando que al girar el analizador se extinguen alternativamente el rayo ordinario o el extraordinario por cada giro de 90° . Cuando se utiliza como analizador un segundo espato, se observan en general 4 imágenes, por producir el analizador dos imágenes, de cada una de las dadas por el primer espato.

Se denomina eje óptico de un cristal a la dirección VA en que puede ser atravesado por un rayo sin sufrir doble refracción. Existen cristales de un eje, *monoáxicos*—sistemas cuadrático, exagonal y romboédrico—como la turmalina, el cuarzo y el espato; y otros que tienen dos ejes, *biáxicos*—sistemas ortorómbico clinorómbico y triclinico—como la baritina y cerusita. Los monoáxicos pueden ser de dos clases: positivos, si es mayor la velocidad del rayo ordinario o menor su índice que la del extraordinario; y negativos en el caso contrario. En los positivos el rayo extraordinario se acerca a la normal más que el ordinario, y en los negativos se aleja más. En un cristal monoáxico el *eje óptico* coincide con la dirección del eje principal cristalográfico; en un espato esta dirección la determina la recta eje de simetría de los vértices obtusángulos.

Sección principal de un cristal monoáxico es un plano $V V' S S'$ que contiene la dirección del eje óptico y es perpendicular a la superficie del cristal. La vibración del rayo ordinario es perpendicular a la sección principal, mientras que en el rayo extraordinario la vibración está contenida en la misma. Una lámina planoparalela de turmalina, tallada paralelamente al eje, por la propiedad que tiene este cristal de absorber intensamente el rayo ordinario—basta un espesor de 1 a 2 mm para extinguirlo—deja pasar sólo el rayo extraordinario, que vibra en la dirección de la sección principal.

Colocando otra lámina a continuación, cuando los ejes son paralelos pasa luz verdosa polarizada, y, al cruzar 90° uno de los cristales, queda extinguida y no pasa la luz. Esta propiedad es el fundamento del sencillísimo polariscopio, las *pinzas de turmalina*, tan usado por los mineralogistas.

9.3 ESTRUCTURA DE LOS CRISTALES. — Las sustancias cristalinas no poseen una estructura isotrópica, idéntica en todas las direcciones. La disposición de átomos y moléculas en cada forma cristalina depende del sistema cristalográfico correspondiente, y se ha podido explorar esta estructura del edificio atómico-molecular, mediante la difracción que provocan en un haz de rayos X, cuya longitud de onda es muy corta respecto a los rayos luminosos visibles. Del mismo modo que un rayo óptico produce espectros de difracción, que están determinados por el espesor o intervalo del rayado, así también las alteraciones y disposición de átomos y moléculas en el interior de un cristal constituye un rayado natural, red o malla, de cuya disposición y dimensiones depende el espectro de difracción. Se ha encontrado que la forma cristalográfica o externa de un cristal está ligada a la distribución de los átomos en el interior del mismo; y así como un cristal se reduce por exfoliaciones a otros más pequeños de estructura idéntica, así también podemos imaginarle formado por el acoplamiento de una estructura atómico-molecular primaria o elemental, cuya forma variada es el origen de los diversos sistemas cristalinos.

Esta forma elemental tiene una sección exagonal en el sistema así denominado; en los otros sistemas la forma es de un paralelepípedo cuyas aristas y ángulos varían de un sistema a otro.

Las aristas son trirectangulares en el sistema cúbico, en el que tienen además igual longitud; en el tetragonal, son dos aristas iguales; y en el ortorómbico son las tres desiguales. Tiene sólo dos aristas perpendiculares el sistema monoclinico, y ninguna el triclinico. Cuando las tres aristas son iguales, y los ángulos que corresponden a dos vértices opuestos son iguales, el sistema es rómbico.

No existe doble refracción en los cristales del sistema cúbico, en el que un foco luminoso provocaría en su interior ondas de forma esférica. En los otros sistemas la onda es más complicada. En los cristales uniáxicos, si considerásemos todos los rayos luminosos que partieran de un punto, y sobre cada uno se tomase a escala una longitud que representase la velocidad con que la luz camina

en dicha dirección, los extremos de estos vectores determinarían una superficie de velocidades, que está formada por una esfera para el rayo ordinario y un elipsoide para el extraordinario, siendo estas dos superficies tangentes, en dos puntos opuestos, eje del elipsoide que corresponde al eje óptico del cristal. Se comprende, pues, que en estos cristales un rayo luminoso que penetra en la dirección del eje óptico da un solo rayo refractado, puesto que se superponen en dicha dirección el rayo ordinario y el extraordinario; pero en otra dirección distinta, variando la velocidad de uno y otro rayo, se refractarán desigualmente y aparecerá la doble refracción. La existencia de cristales positivos y negativos corresponde a los casos en que la superficie esférica es tangente exteriormente, o interiormente al elipsoide.

Los cristales biáxicos producen en vez de dos superficies de segundo orden una de cuarto orden, más complicada, con cuatro puntos umbilicales, opuestos dos a dos. En la dirección de los dos ejes ópticos de un cristal biáxico, el fenómeno es análogo al que determina un monoáxico según su eje. En otras direcciones el fenómeno es más complicado.

La fig. 107 representa la marcha de una onda plana luminosa, que penetra normalmente a la superficie del cristal uniáxico tallado en distintas formas. Si el eje óptico es perpendicular a la superficie S , la esfera y el elipsoide que corresponden al rayo ordinario y al extraordinario, son tangentes en el punto EO ; los dos rayos van superpuestos en la dirección EO y superpuestos también los frentes de onda S_O y S_E . Cuando el eje óptico está en la superficie de separación, las dos superficies de velocidades dan para un rayo incidente normal un rayo único también OE , según el cual avanzan los dos frentes de onda S_O y S_E , con distinta velocidad. Y si el eje óptico tiene una dirección cualquiera, el rayo incidente normal se desdobra en el ordinario O y el extraordinario E , siendo los frentes de onda respectivos S_O y S_E , que avanzan con velocidades distintas. Obsérvese que el cristal birefringente da un solo rayo y una sola imagen en una lámina tallada perpendicularmente o paralelamente al eje; pero que en el segundo caso los dos

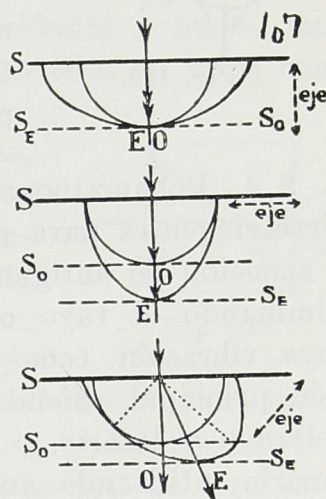


Fig. 107.

rayos superpuestos avanzan con distinta velocidad. Ocurre también en ciertos cristales—un caso notable es la turmalina—que existe una gran diferencia entre la absorción que sufre por la sustancia el rayo ordinario y la que experimenta el extraordinario.

La fig. 108 representa la superficie de velocidades en un cristal biáxico, habiéndose dibujado sólo un cuarto de la superficie, el comprendido entre los planos ZX y ZY. Las v_1 indican secciones circulares, que corresponden a dicha velocidad, y otro tanto ocurre con las v_2 y las v_3 ; las secciones que corresponden a dos valores distintos de v son elípticas; el plano tangente T, común a la hoja esférica y a la elíptica, determina el rayo ON, en cuya dirección saldrían confundidos el rayo ordinario y el extraordinario. Estas dos direcciones E y E' son los ejes ópticos del cristal biáxico. El rayo C corta la onda en un punto umbilical, en el que existirían infinitos planos tangentes formando un cono; es la dirección en que se produciría la refracción cónica.

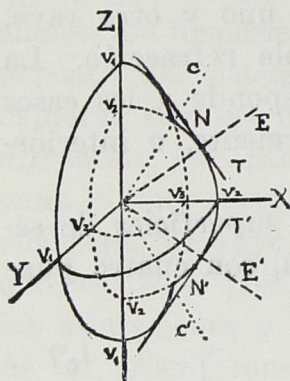


Fig. 108.

9.4 POLARIZADORES BIRREFRINGENTES. — Se utilizan los cristales birrefringentes para polarizar o analizar la luz. El más empleado y conocido de antiguo es el *prisma de Nicol*, y con él se consigue, eliminando el rayo ordinario, utilizar tan sólo el extraordinario, cuya vibración, como es sabido, se verifica en el plano de la sección principal. Siendo en el espato de Islandia $n = 1.66$ el índice del rayo ordinario, y 1.49 el del extraordinario, utilizando una sustancia con un índice intermedio, el bálsamo del Canadá, que tiene $n = 1.53$, se puede provocar la reflexión total del rayo ordinario sobre dicho bálsamo, que es en cambio atravesado por el rayo extraordinario. Para ello se corta un cristal de espato según dos vértices opuestos V V' (fig. 109) y perpendicularmente al plano del dibujo, que corresponde a la sección principal del cristal, uniendo los dos semiprismas con el bálsamo de Canadá; las caras A V y A' V' se han tallado rebajando el ángulo primitivo de 72° a 68° , de modo que A V sea perpendicular al corte V V'. Así se consigue que un rayo incidente I atraviese sin desviación todo el prisma

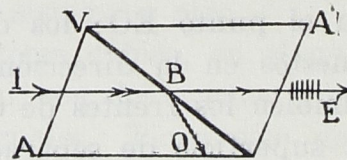


Fig. 109.

saliendo según E el rayo extraordinario, cuya vibración está contenida en el plano del dibujo, mientras el rayo ordinario O es desviado lateralmente por reflexión total en el bálsamo B y absorbido por la pared A V', pintada de negro de humo.

Cuando se desea mantener las dos imágenes ordinaria y extraordinaria se suele utilizar simplemente el cristal de espato o *prismas* especiales como el de *Wollaston*. Consiste éste (fig. 110) en dos prismas de cuarzo, tallados de modo que la cara de entrada y la de salida son paralelas a los ejes ópticos e y e' de uno y otro, quedando éstos perpendiculares entre sí; en la figura el primer prisma tiene el eje e en el plano del dibujo y en el segundo e' es perpendicular a él. Como ya se sabe, el rayo incidente I da un solo rayo a través del primer prisma, pero en el que se superponen el ordinario y el extraordinario, con sus vibraciones perpendiculares y caminando con distinta velocidad. Al pasar al segundo prisma, la vibración del ordinario es la que corresponde al extraordinario y recíprocamente, por lo que la relación de velocidades, y por lo tanto de índices, hace que se refracten y salgan separados en igual cuantía en uno y otro sentido.

Una lámina delgada de caras planoparalelas, que contienen la dirección del eje óptico, es atravesada normalmente por un rayo de luz polarizado rectilíneamente, originando a la salida un rayo único cuya vibración es también rectilínea en ciertos casos, pero en general es elíptica o circular. Puesto que la vibración incidente se descompone en dos rectangulares, la paralela al eje óptico, que corresponde al rayo extraordinario, y la perpendicular a dicho eje, del ordinario; y estas dos vibraciones, perpendiculares entre sí, tienen distinta velocidad de propagación, a la salida del cristal vuelven a componerse en el rayo único emergente, presentando entre sí una diferencia de fase, que aumenta con el espesor del cristal. La vibración sigue siendo rectilínea y en la misma dirección, si la diferencia de marcha es λ o un número entero de λ ; rectilínea, con giro de 90° , si difieren los dos rayos en un número impar de $\lambda/2$, y elíptica en los casos intermedios, salvo para el valor $\lambda/4$, o múltiplos impares, en que la elipse se reduce a una circunferencia. Por este medio se puede, pues, transformar la luz polarizada rectilíneamente en una polarización elíptica o circular. Una lámina, de espesor adecuado para introducir una diferencia de fase $\lambda/2$ o $\lambda/4$, se denomina lá-

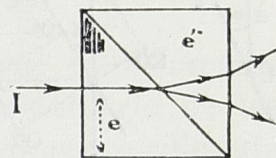


Fig. 110.

mina de un medio o un cuarto de longitud de onda. Es corriente utilizar una delgada lámina de yeso, obtenida por exfoliación. El fenómeno es variable con el color de la luz, puesto que depende de λ ; por esto, cuando no se deseen efectos cromáticos, debe operarse con luz monocromática.

9.5 POLARISCOPIOS Y POLARÍMETROS.— Los *polariscopios* son aparatos destinados a producir y analizar la luz polarizada. Se reducen esencialmente a un polarizador y un analizador, generalmente montados en las extremidades de un tubo soporte. Tanto el polarizador como el analizador pueden ser espejos o pilas de cristales, montados con la incidencia brewsteriana, y giratorios para modificar la incidencia y comprobar cómo influye en la cuantía de la polarización de la luz; o pueden ser nicols o espatos de Islandia; o bien combinación de dos cualesquiera de estos sistemas. El analizador, y a veces el polarizador también, pueden girar alrededor del eje común, determinando el paso y la anulación de la luz en cada giro de 90° .

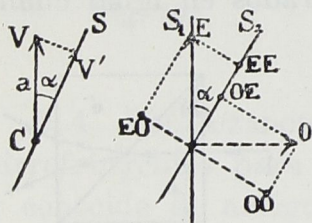


Fig. 111.

Un polariscopio provisto de círculo graduado, que permita medir el giro del analizador, se denomina *polarímetro*. Es corriente en los buenos aparatos intercalar entre el polarizador y el analizador láminas birrefringentes, que permiten dividir el campo en dos o tres regiones. En tales casos se opera con luz monocromática, o se utilizan para la observación los fenómenos de polarización cromática.

Si V es la vibración de amplitud a , producida por el polarizador, cuando el analizador, un nicol, tenga su sección principal S (fig. 111) coincidiendo con V , esta vibración pasará íntegra y veremos la luz con intensidad I , sin otra debilitación que la producida por absorción. Haciendo girar el analizador, el ángulo α , V dará la componente V' , cuya amplitud vale $a \cos \alpha$, y cuya intensidad valdrá $I \cos^2 \alpha$; por lo tanto, durante el giro, la luz se debilita, anulándose a los 90° y a los 270° , y pasando por el máximo a los 0° y 180° . En cualquier posición α , la intensidad está dada por $I \cos^2 \alpha$, propiedad utilizada para medidas fotométricas de precisión, en los fotómetros de polarización. Estos se reducen esencialmente a un polarizador y un analizador, provisto de un círculo graduado, que permite medir α y calcular la intensidad correspondiente. Puede

operarse por comparación, igualando la luminosidad del foco que se estudia con un foco patrón, para lo que se modifica la intensidad de uno de ellos mediante el analizador; otras veces se opera por extinción.

En el caso de un polarizador birrefringente, la luz natural incidente se ha convertido en dos vibraciones perpendiculares entre sí, E y O, correspondientes a la imagen extraordinaria y a la ordinaria, ambas de igual intensidad I, si no existen anomalías de absorción. Recogidas estas imágenes por un analizador birrefringente, cuya sección principal S_2 forma con la S_1 el ángulo α , cada una de las vibraciones se descompondrá a su vez en otras dos, cuyas amplitudes respectivas valdrán

$$ee = a \cdot \cos \alpha, \quad eo = a \cdot \sin \alpha, \quad oo = a \cdot \cos \alpha \quad \text{y} \quad oe = a \cdot \sin \alpha,$$

y por lo tanto las cuatro imágenes tendrán las intensidades

$$EE = I \cdot \cos^2 \alpha, \quad EO = I \cdot \sin^2 \alpha, \quad OO = I \cdot \cos^2 \alpha \quad \text{y} \quad OE = I \cdot \sin^2 \alpha \quad (41)$$

cuyas expresiones son conocidas como la *ley de Malus*.

9.6 POLARIZACIÓN CROMÁTICA.—Es el fenómeno de coloración producido en los cristales birrefringentes por interferencia de los rayos polarizados. Estos fenómenos pueden provocarse utilizando luz polarizada rectilíneamente, en un haz de rayos paralelos que caigan sobre el cristal, o usando un cono o haz convergente: en el primer caso el fenómeno se denomina *polarización cromática con luz paralela*, y en el segundo *con luz convergente*. Para observar el primero se coloca entre dos nicols, o un polarizador y analizador cualesquiera, una delgada lámina birrefringente, por ejemplo una lámina de yeso exfoliado. Colocando en coincidencia las secciones principales de los nicols, si la sección principal del cristal o lámina coincide también con los citados planos, la lámina aparece claramente iluminada, mientras que cruzando el analizador aparece notablemente oscura. Si hacemos girar la lámina sobre su plano, de modo que el ángulo que forma su sección principal con la de los nicols vaya cambiando, la lámina presenta una coloración, que es tanto más intensa cuanto menor es su espesor, y cuyo matiz o color depende del ángulo que forma la sección principal de la lámina con las de los nicols, pasando de un color al complementario mediante un giro de 90° . La coloración es máxima con los nicols cruzados

Optica.—10.

y el eje de la lámina a 45° . Trabajando una lámina de yeso por exfoliación, para dibujar en relieve una figura cualquiera, ésta, que es casi imperceptible con luz blanca, aparece mediante este fenómeno dibujada en brillantes colores.

La causa del fenómeno es que la luz, polarizada rectilíneamente por el polarizador, produce en la lámina dos componentes, rayo ordinario y extraordinario, que, por el poco espesor de la lámina, son recogidas superpuestas en el analizador; y como al salir de la lámina presentan una diferencia de fase debida a la distinta velocidad de los dos rayos, se componen por interferencia con refuerzo o anulación, según valga la diferencia de marcha expresada en longitudes de onda, diferencia que depende del espesor de la lámina. La coloración resultante depende de un efecto debido a la posición mutua del analizador y el polarizador, y de otro variable con la posición de la sección principal de la lámina respecto a uno y otro; el primero, conocido como término en luz blanca, da una cantidad mayor o menor de luminosidad blanca, mientras el segundo término coloreado es el que determina una mayor o menor intensidad de coloración.

Para observar los fenómenos en luz convergente, se hace caer la luz polarizada rectilíneamente sobre el cristal, concentrándola con un condensador u objetivo de microscopio, que forma un cono de luz fuertemente convergente; y el cristal se observa a través de un microscopio que lleva en el ocular un nicol analizador. Este aparato constituye el *microscopio polarizante*, de tanta aplicación para el mineralogista y el biólogo; puede también operarse con el microscopio, trabajando como aparato de proyección, o usar en este caso simplemente el objetivo del microscopio como objetivo de proyección.

Un cristal monoáxico, tallado perpendicularmente al eje, presenta una serie de anillos concéntricos, irisados, cada vez más próximos al alejarse del centro, el cual corresponde a la dirección del eje óptico del cristal, eje también del cono de luz; los anillos son provocados por las interferencias que corresponden a los conos de luz de abertura creciente, y están cortados por una cruz o aspa, brillante u oscura, según que las secciones de los nicoles sean paralelas o perpendiculares. Si el cristal es biáxico, alrededor de cada eje tiende a producirse análogo fenómeno; pero el efecto resultante, observando un cristal tallado perpendicularmente a la bisectriz de los ejes, es un sistema de curvas, lemniscatas, coloreadas, estando

además el campo cruzado por dos ramas de curvas, como dos cruces con un brazo común, que pasa por los dos ejes, o como dos ramas de hipérbola, forma que varía y altera su intensidad al girar el analizador respecto al polarizador.

9.7 POLARIZACIÓN ROTATORIA. — Consiste este fenómeno en el giro del plano de polarización, que sufre un rayo de luz polarizado, cuando atraviesa ciertas sustancias llamadas activas. Esta propiedad la presentan algunos cristales y ciertos líquidos y disoluciones. La rotación del plano de polarización se verifica unas veces en el sentido de giro del sacacorchos, mirando al rayo luminoso y otras en sentido contrario. Las sustancias activas en el primer caso se llaman *dextrogiras* y en el segundo *levogiras*. Hay cuerpos, como el cuarzo, el aguarrás, el ácido tártrico y otros, que presentan en unas muestras la propiedad dextrogira y en otras son levogiros, lo que depende de particularidades fisicoquímicas dependientes de la estructura molecular.

Una lámina de cuarzo, poco gruesa, tallada perpendicularmente al eje, e intercalada entre el polarizador y el analizador de un polarímetro, presenta una coloración que varía con el giro del analizador, pasando desde un matiz al complementario, por cada giro de 90° . Esto demuestra que la rotación del plano de polarización varía con el color o λ , y por ello el color que anula el analizador en una posición, pasa íntegro en la posición cruzada, anulándose ahora el color que antes pasaba íntegro. Una lámina de cuarzo algo gruesa intercalada en un espectroscopio o espectómetro, provisto de sendos nicols—*espectómetro de polarización*—presenta en el espectro una serie de bandas oscuras, que corresponde a las λ extinguidas por el analizador; girando éste se observa un corrimiento de las bandas. Este *espectro* se llama *acanalado*.

Una lámina de cuarzo poco espesa puede presentar en un polariscopio, para una posición de los nicols, una coloración amarilla, y cruzando éstos el color complementario resultante, denominado *tinta sensible*: es un matiz delicado, fácil de reconocer, color de pechuga de tórtola, que cambia rápidamente hacia el azul o el rojo, cuando se gira el analizador a uno u otro lado; por esta circunstancia se suele emplear en los polariscopios y polarímetros una lámina de cuarzo destinada a producir esta tinta sensible, por ser un punto de referencia muy precioso para fijar la posición mutua de analizador y el polarizador, y medir giros, en vez de utilizar la máxima luminosidad o la extinción, posiciones poco precisas. Ope-

rando con luz monocromática es preferible utilizar la lámina de doble o triple campo, formada con dos semicírculos, dos concéntricos, o tres zonas, una hecha de cristal dextrogiro y otra levogiro, tomándose entonces como posición de referencia la que determina igual iluminación, en las dos o tres zonas del campo.

9.8 SACARÍMETROS. — Los *sacarímetros* son simplemente polarímetros (fig. 112), que permiten colocar entre el analizador N_2 y el polarizador N_1 un tubo T cerrado por láminas planoparalelas, donde se coloca el líquido activo que se desea estudiar. Son polarímetros en general cuando estudian el poder rotatorio de cualquier sustancia líquida o sólida disuelta, y se denominan sacarímetros cuando se dedican al reconocimiento o dosificación del azúcar, glucosa o sacarosa, contenida en un líquido o en una disolución; en este caso, usando un tubo T de longitud dada constante, el círculo C que mide el giro del analizador señala la cantidad de azúcar, mientras

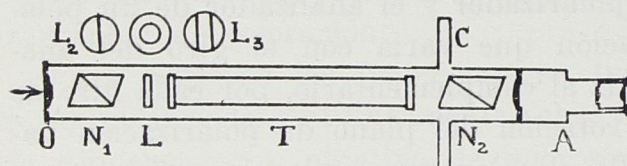


Fig. 112.

los polarímetros gradúan el círculo en grados y fracción decimal de grado.

El giro α del plano de polarización, que produce una sustancia activa, es proporcional a la longitud

l del tubo, que se mide en decímetros, y a la concentración, o tanto por ciento en peso, p, de la sustancia activa, expresándose por

$$\alpha = [\alpha]_D l.p, \quad (42)$$

en la que la constante $[\alpha]_D$ de proporcionalidad, depende de la sustancia activa a la que caracteriza y se denomina *poder rotatorio específico*. Ordinariamente se toman 10 ó 20 cm de longitud de tubo. Para el azúcar de caña, a 20° y para la luz del sodio D, el poder rotatorio específico es 66.41; para la lactosa vale 52.53. Una solución de azúcar a 15 % en un tubo de 2 decímetros, producirá una rotación $\alpha = 66.41 \times 2 \times 0.15 = 19.92$. Recíprocamente, medido α en el polarímetro y conocida l y p, la concentración de la disolución usada, podemos calcular por (42) la constante $[\alpha]_D$, lo que permite reconocer la sustancia.

La rotación depende de la longitud de onda, según la ley de Biot $\alpha = C/\lambda^2$, donde la constante C varía de una a otra sustancia.

Dependiendo el poder rotatorio de la estructura molecular, su estudio es de importancia capital en la estereoquímica, especialmente para el estudio del carbono. En algunos problemas biológicos el carácter destrogiro o levogiro de una sustancia altera notablemente su función.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Calcular el ángulo de máxima polarización por reflexión, en un vidrio de índice $n = 1.52$, o de $n = 1.67$.
2. Enfocada una preparación en el microscopio, se pone sobre ella una lámina de espato de Islandia de 5 m. m. de espesor. ¿Cuánto ha de moverse el microscopio para enfocar la imagen ordinaria (índice $n = 1.658$), o la extraordinaria ($n = 1.486$)?
3. Dibujar la onda ordinaria y extraordinaria en sus secciones principal y normal a ésta, para una turmalina tallada a 45° del eje, sabiendo que $n_o = 1.67$ y $n_E = 1.64$.
4. Paralelo el analizador al polarizador, ¿cuánto se debilita la luz polarizada rectilíneamente si gira el analizador 45° ?
5. Calcular el espesor de una lámina de cuarto de onda para la luz $\lambda = 0.000589$ m. m., sabiendo que $n_o = 1.5967$ y $n_E = 1.5936$ en la mica.
6. Si un rayo de luz polarizado rectilíneamente atraviesa normalmente una lámina delgada, tallada paralelamente al eje, establecer el estado de polarización de la luz emergente, según sea el espesor de la lámina.
7. Descomponer una vibración rectilínea en dos circulares dextro y levogiras, y obtener las resultantes de éstas, cuando hayan recorrido igual distancia e, propagándose con distinta velocidad.
8. Una disolución que contiene azúcar, cuyo poder rotatorio específico es $66^\circ.6$, hace girar 15° el plano de polarización, a través de un tubo de 20 c. c. Calcular cuántos gramos de azúcar existen por centímetro cúbico en el líquido.
9. Calcular el giro del plano de polarización para $\lambda = 6563$ UA, rojo, y $\lambda = 4861$ UA, azul, que produciría una lámina de cuarzo de 2 m. m. de espesor, sabiendo que la constante de Biot para el cuarzo es $C = 7.52$, estando expresada en milésimas de milímetro.

10. ANALISIS ESPECTRAL

10.1 ESPECTROSCOPIA. CLASES DE ESPECTROS. — La espectroscopía se ocupa de la producción, observación y estudio de los espectros. Un *espectro* es un conjunto disperso de radiaciones simples o monocromáticas, que forman una luz compleja. Todas las ondas, sean caloríficas, luminosas, actínicas, de rayos X o γ , y en suma, cualquier onda electromagnética, tiene un espectro, en cuanto puede ser descompuesta en un conjunto de radiaciones simples, determinadas por el valor de su longitud de onda λ o frecuencia ν . Pero estos espectros ofrecen características diversas, según la naturaleza material del foco que los produce, estado físico, temperatura, presión, estructura molecular, atómica o electrónica.

Los espectros pueden ser *continuos* o discontinuos: los primeros están formados, como indica la palabra, por una sucesión continua de radiaciones, formando una línea o faja coloreada, que provoca en el ojo la sensación cromática que caracteriza al espectro solar; los discontinuos aparecen formados por una sucesión discontinua, o conjunto de radiaciones o coloraciones aisladas, que por su forma rectilínea, como imágenes de una rendija lineal usada como foco, se denominan líneas o rayas espectrales brillantes. El espectro discontinuo puede ser de *líneas* o de *bandas*: el primero parece formado por líneas brillantes irregularmente distribuidas, aunque veremos que obedecen a una ordenación. Los de bandas, en aparatos poco potentes, se presentan como fajas luminosas intensas y recortadas en un borde, cabeza de la banda y debilitándose hasta ser imperceptibles en el lado opuesto; pero, con un aparato más potente, estas bandas se descomponen en series de líneas numerosas, cuya mayor aproximación e intensidad es la que determina el aspecto más brillante y recortado de la cabeza de la banda.

Los espectros pueden ser de *emisión* y de *absorción*. En los primeros la cinta continua coloreada es luminosa, sin presentar debilitaciones ni discontinuidades perceptibles; o está formado por líneas o bandas brillantes sobre fondo oscuro. Los espectros de absorción consisten en la aparición, sobre el fondo brillante de un espectro continuo de emisión, de ciertas zonas de debilitación, ban-

das de absorción, o de líneas y series de líneas oscuras; el espectro es, pues, como el de emisión, de líneas o de bandas, y puede presentar zonas parciales de absorción continua.

El espectro de emisión sirve para caracterizar la naturaleza del foco; y un espectro de absorción demuestra la existencia de una sustancia interpuesta entre el observador y el foco que produce el espectro continuo, y a una temperatura menor que éste. Los espectros continuos los producen los sólidos y los líquidos incandescentes: son debidos a cuerpos en ignición, hierro incandescente, materias orgánicas que arden, llamas ordinarias. Los espectros de emisión los originan los gases hechos luminiscentes por una temperatura lo bastante elevada o por la descarga eléctrica, como metales y metaloides en estado de vapor, a temperatura y presión convenientes: Na, K, Sr, en la llama del mechero Bunsen; Fe, Cu, Mg... volatilizados, en el arco eléctrico o la chispa; H, O, N, en los tubos de

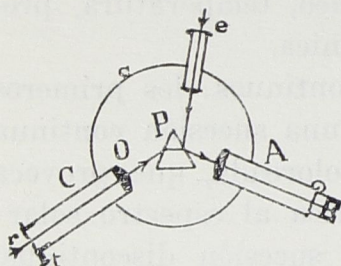


Fig. 113.

Geissler. Estos espectros son de líneas cuando los producen los átomos y son bandas si los originan las moléculas. Los espectros de absorción son debidos a que la luz atraviesa un cristal o líquido absorbente, determinando zonas continuas o bandas de absorción producidas por la materia que constituye el cuerpo, o porque al cruzar la luz una masa gaseosa, o un vapor

a menor temperatura que el foco, detiene por absorción parcialmente aquellas radiaciones que el gas o vapor emitiría, si actuase como foco, según la conocida ley de Kirchhoff.

10.2 ESPECTROSCOPIOS Y ESPECTRÓGRAFOS. — Los aparatos, destinados a producir y observar espectros, se llaman espectroscopios; espectrómetros son los destinados a producir y medir dichos espectros, determinando las λ correspondientes a las líneas espectrales; espectrógrafos son los que sirven para fotografiarlos. Estos aparatos están caracterizados por el sistema dispersivo que provoca la formación del espectro, y pueden ser de prisma, de rayado óptico o interferenciales.

Un *espectroscopio* de prisma (fig. 114) consta, esencialmente: de un colimador C, destinado a producir haces de rayos paralelos; el sistema dispersivo, formado por un prisma P o un sistema de prismas, y un anteojo A destinado a la observación del espec-

tro. El colimador es un tubo C que lleva una rendija r, regulable en anchura mediante un tornillo micrométrico, la que, iluminada por el foco que se estudia, sirve de objeto lineal luminoso; esta rendija ha de estar en el plano focal principal del objetivo O, que es un doblete acromático y debe ser rigurosamente paralela a la arista del prisma o de los prismas. El colimador forma de la rendija una imagen en el infinito; los rayos, pues, son paralelos y deben atravesar el prisma que dispersa los diversos colores en mínima desviación; y el anteojo, enfocado al infinito, recoge la imagen real de la rendija, que es una línea del espectro, sobre su plano focal.

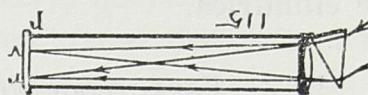


Fig. 114.

Es cómodo el empleo de prismas de desviación constante (5.10. fig. 53) que permiten usar un espectroscopio o espectrógrafo en el que el colimador y el anteojo están fijos, siendo móvil el prisma. También son muy útiles para obtener espectros de grandes dimensiones lineales, las instalaciones en autocolimación (5.10. fig. 54).

Cuando es espectrógrafo, el anteojo A está reemplazado por la cámara fotográfica, que se reduce a veces a atornillar en el anteojo, en sustitución del portaocular, un portachasis



Fig. 115.

Los aparatos pequeños suelen llevar un tercer tubo cuya extremidad exterior tiene una escala traslúcida e, o micrómetro, que se ilumina, situada en el plano focal de un objetivo; la luz

que de él procede, cae sobre la cara de emergencia del prisma, en la que se refleja, observándose en el campo del anteojo la imagen de dicha escala superpuesta al espectro, lo que permite fijar la posición de las distintas líneas espectrales. En los espectrómetros la plataforma circular e está graduada, y la posición de las líneas espectrales se determina por las correspondientes desviaciones angulares, medidas sobre el círculo graduado.

Cuando el objeto está en el infinito, una estrella por ejemplo, los rayos llegan paralelos al prisma sin necesidad de colimador, y el aparato queda reducido al prisma y el anteojo, constituyendo un *prisma objetivo* (fig. 114) cuyo espectro se observa con el ocular o se recoge en la placa fotográfica p. Los mineralogistas y biólogos suelen usar espectroscopios de bolsillo, reducidos en su forma más sencilla a un *espectroscopio ocular*. Consiste éste (fig. 115) en un tubo, cerrado en un extremo por la rendija r, y que lleva a enchufe

en el otro extremo un ocular positivo O, que permite enfocar dicha rendija; en el interior está intercalado un prisma de visión directa, prisma Amici, que produce el espectro. El espectroscopio ocular puede aplicarse para observar la imagen real producida por un objetivo; y si esta imagen es un punto, como la imagen sería una recta, se convierte en cinta espectral ensanchándola mediante una lente cilíndrica.

10.3 ESPECTRÓGRAFOS DE RAYADO OPTICO. INTERFERÓMETROS. — En un espectroscopio o espectrógrafo puede utilizarse como sistema dispersivo, en vez de los prismas, un rayado óptico. Este se construye trazando sobre una superficie especular de plata un gran número de rayas equidistantes y paralelas, 10 000, 15 000 y aun 20 000 líneas por pulgada inglesa. Son menos luminosos que los prismas; pero tienen la enorme ventaja de producir espectros normales, dan rayas espectrales rectilíneas (son curvas en los espectros de prismas), y ofrecen un gran poder dispersivo. Este se aumenta, pasando del espectro de primer orden al de segundo y tercero; pero

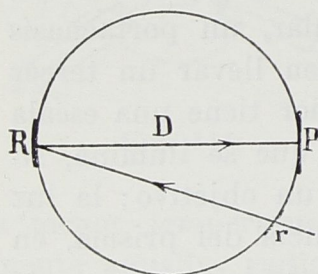


Fig. 116.

si se opera en órdenes elevados, los espectros se superponen, y es preciso, mediante filtros coloreados u otro artificio, aislar la región del espectro que se estudia. Es esencial que el plano de incidencia y reflexión de la luz sea normal al rayado, y que éste sea rigurosamente paralelo a la rendija. A veces se opera con luz incidente normal, recogiendo con inclinaciones crecientes los diversos espectros; y otras veces en desviación mínima, de modo que el anteojo o cámara fotográfica trabajen en autocolimación.

Los rayados ópticos pueden estar trazados sobre una superficie esférica cóncava. Entonces la rendija, situada en el centro de curvatura, produce en el mismo una imagen directa real y de igual tamaño y a uno y otro lado se forman los espectros de órdenes sucesivos; esto evita el empleo de lentes colimadora y objetiva, y basta el rayado cóncavo para producir el espectro de la rendija iluminada. Estos espectros presentan en las imágenes lineales el estigmatismo debido al espejo esférico.

La instalación más usada de Rowland (fig. 116) consiste en colocar el rayado R y la placa fotográfica P, en los dos extremos

de un diámetro de un carril circular, en el que la longitud del diámetro es igual al radio de curvatura del espejo; y en situar la rendija r sobre la circunferencia, de modo que, al moverse sobre ella, se puede recoger sobre la placa espectros de diversos órdenes o distintas regiones de un espectro. También puede instalarse en autocolimación, recogiendo el espectro en desviación mínima. Es muy práctica la *montura Rowland* (fig. 117), que consiste en dos carriles perpendiculares rR y rP , sobre los que se desliza una barra rígida, RP , en cuyos extremos van el rayado R y la placa P , a distancia fija igual al radio del espejo; en r está situada la rendija. Esta montura evita el carril circular y es equivalente.

Para estudios espectrales de alta precisión, se utilizan los interferómetros, *étalon Fabry*, e *interferómetro Michelson* (7.4). En el primero un foco puntual de luz monocromática produce un sistema de anillos concéntricos de interferencia; y con el segundo, una rendija lineal determina un sistema de franjas paralelas: las variaciones de espesor, o camino óptico, determinan variaciones en el diámetro de los anillos o en la anchura o separación de las franjas, y este corrimiento equivale a igual número de longitudes de onda, lo que permite medir éstas. Debe utilizarse luz monocromática o si el espectro es complejo aislar la línea que se desee estudiar. Estos métodos son muy útiles para la determinación de las variaciones que por cualquier causa puede experimentar la longitud de onda de una línea, ya que dichas variaciones se traducen en corrimiento de franjas o variación del diámetro de los anillos. También puede asociarse el interferómetro a un espectrógrafo, colocándolo delante de la rendija de modo que produzca sobre ella anillos de difracción, que en el espectro aparecen cortando las diversas líneas espectrales, lo mismo en espectros de emisión que de absorción. Existen también aparatos interferenciales, como el *interferómetro en escalera*, de gran poder resolvente, adecuado para el estudio de la estructura fina de una línea espectral.

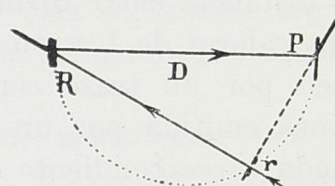


Fig. 117,

10.4 ANÁLISIS ESPECTRAL. — Es el estudio de un espectro, para reconocer las sustancias químicas emisoras o absorbentes que lo producen; por él se determina también el estado físico-químico de los cuerpos, presiones, temperaturas y movimientos del foco respecto

al observador según la línea de luz. Cada sustancia química, y especialmente los cuerpos simples y algunos compuestos, se caracterizan y reconocen por el número y posición de las líneas o bandas del espectro que producen. El número de estas líneas espectrales es muy variable: algunos cuerpos, como el sodio, el potasio, el hidrógeno, el helio, etc., producen un número muy pequeño en el campo visible, otros, como el hierro, vanadio, etc., producen millares de líneas. Cuando la emisión no procede del átomo, sino de las moléculas, aparecen bandas que las caracterizan; si el cuerpo emisor o el absorbente contiene diversos cuerpos simples, la presencia de éstos se reconoce en el espectro por sus líneas características; así como la presencia de ciertas líneas permite reconocer estados de ionización en los átomos, debidos a la pérdida de uno, dos, tres electrones.

Para determinar estas líneas, o conocer sus λ , en los aparatos poco dispersivos, se calibra el espectroscopio o espectrógrafo. Consiste el *calibrado* en fijar sobre una escala, o mediante un tornillo micrométrico, las posiciones de varias líneas espectrales conocidas, y construir una gráfica, curva del espectroscopio, con las posiciones o distancia entre dichas líneas n como abscisas, y los correspondientes valores de λ como ordenadas; unidos los puntos que así se obtienen por un trazo continuo, y medida la posición que ocupa una línea emitida por un cuerpo desconocido, que analizamos, su ordenada correspondiente en la gráfica da el valor de λ , y las tablas de longitudes de onda, correspondientes a los diversos cuerpos químicos, permiten identificar éste. Si el aparato es más dispersivo o la investigación pide mayor precisión, se calcula la λ desconocida por interpolación, aplicando la fórmula empírica de Hartzmann

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{K}{n - n_0},$$

en la que n representa la posición en el espectro de cada λ , o lectura correspondiente hecha con el tornillo micrométrico empleado, y las constantes λ_0 , n_0 y K se calculan, utilizando tres líneas conocidas y resolviendo el sistema de tres ecuaciones que determinan.

La luz blanca o luz solar presenta un espectro de absorción debido a que la superficie luminosa del Sol, llamada fotosfera, está envuelta por vapores a temperaturas más bajas, la cromosfera, que determina sobre el espectro continuo la aparición de las líneas de absorción. Existen además líneas de absorción de origen terrestre, provocadas

por la atmósfera de la Tierra. Las líneas del espectro solar más características, designadas por letras, son las siguientes:

A	rojo extremo	7594 UA	Oxígeno
B	rojo	6867	"
C	"	6563	Hidrógeno
D ₁	naranja	5896	Sodio
D ₂	amarillento	5890	"
E	verde	5270	Hierro-Calcio
b	"	5184	Magnesio
F	azul	4861	Hidrógeno
G'	"	4340	"
G	"	4308	Hierro-Calcio
h	violeta	4102	Hidrógeno
H	"	3969	Calcio II
K	"	3934	Calcio II

Las longitudes de onda están expresadas en unidades Angstrom, cuyo valor equivale a $UA = 10^{-8}$ cm. Pueden consultarse, para usos de análisis espectral, las tablas de Kayser, Springer, Hilger, y las internacionales de constantes físico-químicas. Las sustancias orgánicas pueden reconocerse, siendo coloreadas, por las bandas de absorción que determinan.

El espectro, que un cuerpo produce, puede modificarse por la forma de excitación: llama de mechero Bunsen, horno eléctrico, arco o chispa eléctrica. Sufre igualmente modificaciones por efectos de presión; varía dicho espectro, al variar el estado de ionización; y las rayas espectrales se corren hacia el rojo o hacia el violeta, cuando el observador se aleja o se acerca respecto al foco, en la cuantía dada por el *efecto de Doppler*

$$\pm \Delta \lambda = \lambda \frac{v}{c}, \quad (43)$$

siendo c la velocidad de la luz; $\Delta \lambda$ el cambio de λ , que aumenta corriéndose hacia el rojo, si la velocidad v relativa es alejándose, o por el contrario desviándose λ hacia el violeta, cuando se acercan el observador y el foco con la velocidad relativa v .

10.5 ESPECTRO DEL CUERPO NEGRO. — La radiación térmica del cuerpo negro obedece a las leyes ya citadas de Wien. Esta radiación total o integral, examinada en un espectrógrafo, equipado para

medidas térmicas, reemplazando la placa fotográfica por el hilo de un bolómetro, o un termoelemento, que origina corrientes eléctricas de intensidad variable con la intensidad de la radiación recibida, presenta un máximo de intensidad (fig. 118), que depende de la temperatura según la ley de Wien $\lambda_m \cdot T = b$, siendo la constante b igual 0.2911 cm por grado. Al elevarse pues la temperatura, disminuye en razón inversa el valor de λ_m ; y midiendo este valor λ_m puede determinarse la temperatura del foco emisor; así se ha obtenido para temperatura de la superficie solar, fotosfera, 6000°K (indicando la K grados absolutos).

La distribución de la energía en el espectro del cuerpo negro ha sido

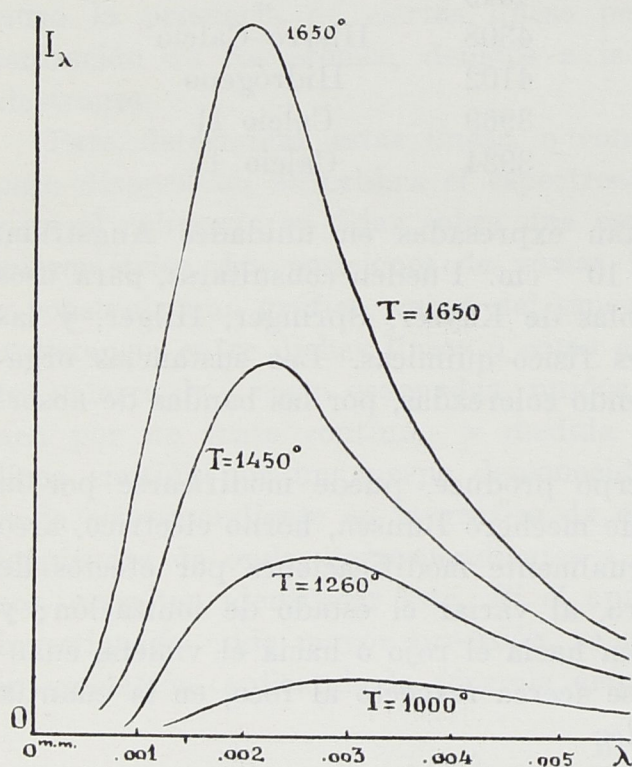


Fig. 118.

estudiada teórica y experimentalmente. Los resultados experimentales no han podido ser explicados teóricamente, dentro de los principios fundamentales de la mecánica clásica. Esto motivó la hipótesis de Planck, según la cual los cuerpos no irradian energía por un proceso continuo, sino por valores discontinuos, *cuantos* o átomos de energía de valor $\epsilon = h \cdot \nu$, donde ν es la frecuencia de la radiación, y h es la constante de Planck, que vale y representa el *cuanto de acción*, hipótesis primordial de la teoría cuantis-

ta. Así se ha conseguido establecer la fórmula fundamental de Planck

$$e_\lambda = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (44)$$

que determina la densidad de radiación correspondiente a cualquier longitud de onda λ dada. Esta fórmula se adapta a los resultados

de la experiencia, y prescindiendo de las grandes longitudes de onda, para el espectro visible y ultravioleta, en que λ es pequeña, puede prescindirse del 1 del denominador, y adoptar la fórmula aproximada y suficiente

$$e_{\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}},$$

que coincide con la obtenida por Reyleigh por métodos clásicos. Del cuerpo negro se pasa al espectro continuo de un cuerpo, sólido o líquido incandescente, por la ley de Kirchhoff $e = a \cdot e_0$, que exige la determinación del poder absorbente a . Cuando a es constante, el cuerpo se llama *gris*, pero generalmente la constante de absorción a varía con la longitud de onda, lo que modifica la distribución de la energía en el espectro continuo de los cuerpos.

10.6 SERIES ESPECTRALES. — Los espectros discontinuos, sean de líneas o de bandas, de emisión o de absorción, ofrecen una irregularidad aparente, que, unida a la discontinuidad del fenómeno, ha hecho difícil darles una explicación teórica, pues no se concebía que un sistema elemental, como un átomo de hierro por ejemplo, pudiera emitir millares de líneas espectrales, siempre las mismas y sin relación aparente entre sí. De aquí las investigaciones para coordinar entre sí las rayas del espectro de un mismo elemento, y el considerar este estudio como el más fecundo para investigar la estructura o configuración del átomo.

El primer descubrimiento en este camino fué la serie a que satisfacen las líneas del Hidrógeno, dada a conocer por Balmer, y cuyas frecuencias están ligadas entre sí por

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 3, 4, 5, 6 \dots \quad (45)$$

en la que la constante R de Rydberg vale $3,29 \cdot 10^{15}$. Posteriormente se han descubierto en el H las series de Lyman en el ultravioleta, las de Paschen, Brackett y Pfund en el infrarojo, expresadas por la misma ley de Balmer, reemplazando el 2^2 del primer término por 1^2 , 3^2 , 4^2 y 5^2 . Este triunfo, conseguido con el espectro del H, ha hecho que la investigación se dirija a determinar series que expliquen los espectros de líneas de otros cuerpos, dando buenos resultados la fórmula empírica de Rydberg

$$\nu = R' \left(\frac{1}{(m_1 + a_1)^2} - \frac{1}{(m_2 + a_2)^2} \right) \quad (46)$$

en la que, m_1 , m_2 son números enteros, a_1 , a_2 fraccionarios, y la constante R' varía de un cuerpo simple a otro.

Los espectros de bandas obedecen a una expresión del tipo $\nu = A \pm 2Bm + Cm^2$, que determina las frecuencias de las rayas que forman las bandas, dando a m los valores 0, 1, 2, 3..., y en la que A , B y C son constantes.

10.7 ESTRUCTURA DEL ÁTOMO. — Explicar los fenómenos de radiación, y determinar teóricamente las series espectrales, y todas las particularidades de los espectros, supone atribuir al átomo una cierta estructura, variable de unos a otros cuerpos simples. El átomo ideado por Thomson consiste en una esfera de fluido eléctrico positivo, en cuyo interior están incrustados los *electrones* o átomos de electricidad negativa. Unos átomos difieren de otros en el número de electrones y en su colocación, que ha de obtener a ciertas leyes de simetría para la estabilidad del átomo. La cantidad de electricidad positiva es igual a la suma de las cargas electrónicas para que el átomo tenga un estado neutro.

El átomo Rutherford tiene una estructura de tipo planetario: un *núcleo* central, que contiene la electricidad positiva en número variable de átomos positivos, *protones*; y un número variable de *electrones*, distribuidos según órbitas de radio cada vez mayor. El átomo en estado neutro contiene igual número de protones que de electrones; la masa de un electrón es despreciable junto a la del protón, y es por lo tanto la masa de los protones la que determina el peso atómico de los distintos cuerpos simples; en cambio las dimensiones del electrón son mucho mayores que las del protón. En el núcleo se acumulan los protones y cierto número de electrones, muy difícilmente desprendibles del átomo; el resto de los electrones están dispuestos en órbitas o capas, cada vez más externas: el número de electrones en las diversas capas y el número de éstas crece con el peso atómico. Las propiedades físico-químicas están producidas por los electrones corticales, esto es, de la cubierta exterior, llamados *electrones de valencia*, desde uno hasta ocho de la órbita exterior, y ellos son los agentes productores de las líneas espectrales; los de la capa inmediata, reaccionando sobre ellos, cuando han perdido la posición normal por excitación externa, determinan la complejidad de algunas líneas, produciendo dobletes, tripletes, etc.

Esta concepción del átomo ha sido robustecida por el descubrimiento de los *isotopos*, cuerpos que poseen las mismas propiedades

físico-químicas y difieren en su masa atómica: dos isotopos son dos cuerpos que tienen el mismo número de electrones corticales, pero distinto núcleo; y los cuerpos simples que tienen un peso atómico, que no es entero, se justifican como mezcla de átomos isotopos, de pesos atómicos próximos y enteros, en proporción conveniente. Se denominan *isobaros* los cuerpos que, teniendo la misma masa o peso atómico, tienen distinto número atómico y por lo tanto distintas propiedades físico-químicas. En resumen, la masa atómica sería debida a la de los protones, y por lo tanto el peso atómico P indica el número de protones contenidos en el núcleo; el número atómico N corresponde al número de electrones exteriores o no nucleares; por consiguiente en el átomo neutro el núcleo contiene P protones y $P - N$ electrones, siendo por lo tanto su carga nuclear positiva $+ N$, el número atómico, y también $-N$ los electrones exteriores, que neutralizan esta carga. Así por ejemplo, el He, $P = 4$, tiene por número atómico $N = 2$; su núcleo contiene 4 protones y $4 - 2 = 2$ electrones; su carga nuclear es $+ 2$; los electrones restantes, los exteriores son 2. Todas estas particularidades se deducen de la tabla periódica de los cuerpos simples de Mendeleef.

Las exploraciones últimas experimentales del átomo conducen al *neutrón* átomo de masa sin carga eléctrica, equivalente a la asociación indestructible de un protón y un electrón; las investigaciones se dirigen a explicar el protón como la asociación de un neutrón con un electrón positivo o *positrón*, cuya existencia ha podido comprobarse, aunque su vida sea breve; o por el contrario a suponer que el *potrón* es elemento primordial y su asociación íntima con un electrón lo convierte en *uentrón*, al neutralizarse la carga.

Así como los electrones corticales determinan el espectro ordinario, los procedentes de las órbitas más próximas al núcleo determinan el espectro de rayos X. Un átomo, que pierde un electrón cortical, queda ionizado, variando el estado de *ionización* con el número de electrones perdidos: esto se indica con las notaciones $O3 = OIII = O^{+++}$, que representa un átomo de Oxígeno que ha perdido 3 electrones. Los espectros de los cuerpos ionizados difieren del producido en estado neutro, y varían de un estado a otro de ionización. Un cuerpo simple que por ionización llega a tener el mismo número de electrones corticales que el átomo neutro de otro cuerpo distinto, emite la misma serie espectral, aunque corrida toda ella al ultravioleta, región de mayor frecuencia, por poseer una mayor energía nuclear.

10.8 TEORÍAS ATÓMICAS. — La primera teoría que consiguió explicar la producción de series espectrales es la de Bohr. Su teoría elemental, aplicada con éxito al espectro ordinario del H supone: 1º que el electrón único del H gira alrededor del protón, que forma el núcleo (fig. 119), describiendo una órbita circular, estable tan sólo cuando el momento angular es un número entero de $h/2\pi$; 2º, mientras se mantiene el electrón en su órbita estable no hay emisión de energía: ésta se produce al pasar de una órbita a otra de menor radio; y 3º, siendo W_2 y W_1 las energías del átomo, cuando el electrón está situado en una u otra órbita consecutiva, el salto o paso del electrón hace perder al átomo la energía $W_2 - W_1$, que aparece en forma de radiación, emitiendo la onda de frecuencia $\nu = c/\lambda = (W_2 - W_1)/h$, de acuerdo con la hipótesis cuantista $\epsilon = h\nu$. Aplicadas estas hipótesis de tipo cuantista al átomo

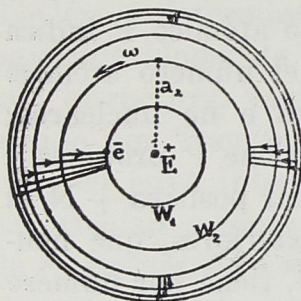


Fig. 119.

de un cuerpo cuyo número atómico es N , la mecánica clásica nos da para ecuación de equilibrio, siendo e la carga de un electrón y $E = eN$ la carga positiva nuclear $Ee/a^2 = ma\omega^2$, o bien $eE = ma^3\omega^2$, puesto que la fuerza atractiva de carácter eléctrico vale eE/a^2 , y la fuerza centrífuga del electrón vale $ma\omega^2$, donde ω es la velocidad angular. Por otra parte el momento angular vale por hipótesis

$$ma^2\omega = nh/2\pi,$$

siendo n un número entero. De estas dos ecuaciones se deduce el radio a_n de la órbita de orden n , y la correspondiente velocidad angular ω_n

$$a_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 e^2 N m} \quad \omega_n = \frac{8\pi^3 e^4 N^2 m}{n^3 h^3}.$$

Para obtener la frecuencia de las líneas espectrales, basta calcular la energía atómica W_n correspondiente al átomo, cuando el electrón ocupa una órbita n determinada, valor que se denomina nivel de energía. Esta energía, suma de la energía cinética y potencial valdrá

$$W_n = \frac{1}{2} m a_n^2 \omega_n^2 - \frac{e^2 N}{a_n} = \frac{eE}{2a_n} - \frac{e^2 N}{a_n} = -\frac{e^2 N}{2a_n},$$

en la que sustituyendo el valor de a , se obtiene

$$W_n = - \frac{2\pi^2 e^4 N^2 m}{h^2 n^2}; \quad (47)$$

y por la hipótesis tercera las líneas espectrales tendrán la frecuencia

$$\nu = (W_{n_2} - W_{n_1})/h = \frac{2\pi^2 e^4 N^2 m}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (48)$$

Esta expresión coincide con la serie citada del H (45) y da para valor de la constante de Rydberg $R = 2\pi^2 \cdot e^4 \cdot m/h^3$, puesto que el número atómico del hidrógeno es $N = 1$.

La teoría no explica todos los espectros y sus particularidades. El número de Rydberg no es el mismo para todos los elementos; la mecánica clásica permite ya una corrección, tomando en vez de la masa m , el valor $mM/(M + m)$ llamado masa reducida, que tiende hacia m cuando la masa M del núcleo aumenta indefinidamente. La teoría se ha modificado con la hipótesis de atribuir a los electrones órbitas elípticas, en vez de circulares; variar los planos de dichas órbitas, de modo que no sean coplanarias; aplicar la mecánica relativista en vez de la newtoniana; y atribuir un movimiento propio de rotación al electrón, además del de traslación en su órbita. Las concepciones teóricas varían rápidamente: la mecánica ondulatoria de Heisenberg, Schroedinger y Dirac modifican sustancialmente el sentido y significado de la onda luminosa; la teoría de la luz no puede prescindir del carácter ondulatorio, y al mismo tiempo ciertos fenómenos obligan a atribuirle—Einstein y Broglie—una naturaleza corpuscular. Los electrones producen fenómenos de difracción en los metales, cual los rayos X en un cristal; y el electrón se extiende, y de la forma granular pasa a una extensión más amplia, anular tal vez, envolviendo al núcleo atómico como los anillos de Saturno al planeta.

10.9 POTENCIAL DE EXCITACIÓN Y NIVELES DE ENERGÍA. — Un átomo excitado por la acción de una descarga eléctrica, bombardeado por iones o electrones, absorbe una cantidad de energía que sitúa a los electrones corticales en órbitas de mayor radio, y le hace poseer una energía mayor que la normal. Si V es la diferencia de potencial, necesaria para que el electrón de carga e adquiera la energía

cinética $\frac{1}{2}mv^2$, la energía W_0 del átomo, en estado normal, pasa a adquirir el valor mayor W del átomo deformado o excitado, y éste podrá emitir una onda de frecuencia ν , cuando V sea suficiente para que el desnivel de energía alcance el valor $W - W_0 = h\nu$. Este valor que ha de alcanzar V , para que la emisión de frecuencia ν sea posible, se denomina *potencial crítico* y estará determinado por la ecuación $h\nu = \frac{1}{2}mv^2 = Ve$. A medida que el potencial se eleva, el átomo adquiere más energía, y va alcanzando diversos niveles energéticos, desde los cuales, al recuperar el estado normal, emite las diversas rayas espectrales. El valor de V puede llegar a ser tal V' , que el electrón cortical puede ser desprendido por completo, y el átomo queda ionizado; este potencial V' se denomina *potencial de ionización*, y el átomo presenta entonces una unidad de carga positiva. A partir de este estado, por excitación de este átomo ionizado, puede volver a producirse el proceso de excitación y emisión de nuevas series espectrales; pero como es lógico, estas líneas serán distintas de las producidas por el átomo neutro, y se asemejarán a las del átomo de otro cuerpo simple que posea el mismo número de electrones corticales que el átomo ionizado, salvo el desplazamiento de los niveles de energía debido a la diferencia constante entre los niveles normales de energía de uno y otro átomo. Reiterado el proceso, se producen espectros para estados de ionización más avanzados por pérdida de 1, 2, 3... electrones.

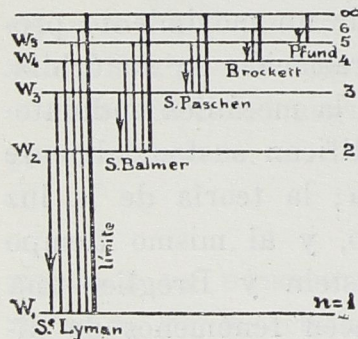


Fig. 120.

den a los valores de W o niveles de energía posibles, correspondientes a los estados de estabilidad; los trazos verticales representan los saltos de los electrones de uno a otro nivel, que corresponden a la emisión de las distintas líneas espectrales; todos los saltos que terminan en el mismo nivel, forman una serie espectral cuyo límite corresponde desde W_∞ a este nivel común; en las gráficas las ordenadas pueden ir acompañadas por los valores correspondientes de los números cuánticos, que determinan cada órbita, o de las frecuencias, o de los potenciales de excitación o resonancia correspondientes, según la escala que se adopte.

Si la excitación del átomo supera al valor límite que correspondería al número cuántico n_{∞} , y los átomos adquirieran energías variables, con todos los valores posibles sobre dicho nivel, entonces se provocaría el paso al estado normal del átomo, desde niveles que variaban por ley de continuidad; y esto originaría un espectro continuo, que se extendería desde una región del espectro, determinado por n_{∞} hacia el ultravioleta.

10.10 RAYOS X: SU NATURALEZA. — El espectro visible se extendía hacia el infrarrojo a regiones no visibles, que llegan a las ondas hertzianas más cortas, de longitud de onda 0.1 mm; hacia el ultravioleta también se extendían las radiaciones hasta valores de λ de unas 100 UA. A partir de este valor se extiende el espectro de rayos X cuyas longitudes de onda se igualan a la de los rayos γ y en el orden de los Angstroms; y finalmente, los rayos cósmicos se manifiestan con el máximo poder de penetración, pues llegan a atravesar una capa de plomo de cerca de dos metros, y presentan un carácter ondulatorio con longitudes de onda del orden de la diezmilésima del Angström.

Ha sido un arma de exploración potentísima, para conocer la estructura de la materia, y en particular de los cristales, y para ahondar en el conocimiento del átomo el empleo de los rayos X. Estos se producen, como es sabido, por el choque de un flujo de electrones contra un obstáculo material. Esta corriente electrónica o de *rayos catódicos* se producía en la descarga de los tubos Crookes (fig. 121) partiendo del cátodo C y yendo a tropezar en el obstáculo metálico inclinado N, anticátodo, generalmente de platino o tungsteno. De este anticátodo parten las ondas electromagnéticas, que constituyen los rayos X. En la actualidad se producen con preferencia utilizando la propiedad que tiene un filamento incandescente de emitir electrones, fenómeno ya tan vulgar en las lámparas de radio; los electrones que parten de F (fig. 122), arrastrados por una fuerte caída de potencial, chocan contra N y producen los rayos X.

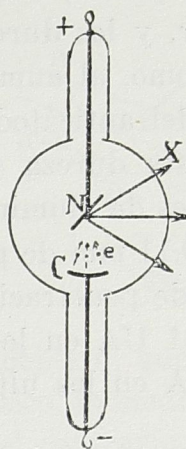


Fig 121.

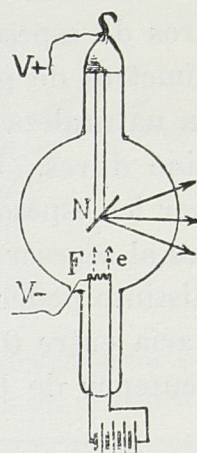


Fig. 122.

Estos rayos tienen la propiedad de hacer conductores a los gases que atraviesan, propiedad que permite medir su intensidad, determinando la ionización del gas, que es proporcional a la intensidad de los rayos X. En la técnica se han clasificado los rayos X en blandos y duros; los primeros se producen cuando el vacío del tubo no es muy grande y la velocidad de los rayos catódicos es débil; los duros se producen con un fuerte vacío, grandes diferencias de potencial, que en los tubos Coolidge alcanza 200 000 voltios, lo que supone una gran velocidad v de los electrones, fácilmente calculable, puesto que $Ve = \frac{1}{2}mv^2$. En medicina la distinción es interesante, por el diverso poder penetrante, puesto que los blandos son detenidos totalmente por láminas de plomo, o una lámina de aluminio de algunos milímetros de espesor, y los duros atraviesan un número creciente de centímetros de plomo, al aumentar su dureza. Influye en su formación la naturaleza del anticátodo: el aluminio da rayos blandos, y el platino duros. Esta dureza se mide en grados de Benoist, apreciados por los espesores de aluminio en milímetros, que atraviesa, equivalentes al espesor 0.11 mm de plata. Esta cualidad de los rayos de poseer distinto poder de penetración corresponde a su longitud de onda, que varía entre 0.01 UA en los ultraduros o muy penetrantes, hasta un centenar de UA en los ultrablandos.

10.11 ESPECTROS DE RAYOS X. — Los rayos X, al atravesar un cuerpo, se difunden irregularmente en todas las direcciones;

pero si el cuerpo es cristalino, los rayos son difundidos en direcciones determinadas, presentando un fenómeno de difracción análogo al que produce la luz visible en un rayado o enrejado óptico. Este fenómeno de difracción ha permitido la obtención y estudio del espectro de rayos X, así como la

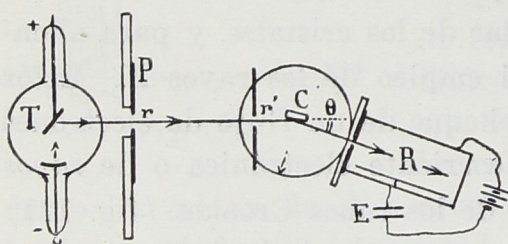


Fig. 123.

investigación de la estructura de los cristales. La figura 123 representa un espectrómetro para rayos X. El tubo T produce los rayos que, limitados a un estrecho pincel por la pantalla P de plomo, penetran por las rendijas r y r' , cayendo sobre el cristal C, colocado en una plataforma giratoria o goniómetro. Reemplaza al anteojo el recinto R, que constituye una cámara de ionización, en la que

mediante un electrómetro se determina la cuantía de la ionización producida por los rayos X, y por tanto la intensidad de éstos.

Sea SS' la superficie de un cristal en el que se ha indicado por puntos la disposición regular ocupada por los diversos átomos. Un pincel de rayos paralelos, formando una onda plana AB (fig. 124), cae sobre la superficie del cristal, y una fila de átomos $I, I', I'' \dots$ se convierte en otros tantos focos de onda difractada en todas direcciones. Se producirá pues la onda reflejada, formando con la superficie el mismo ángulo Θ que la onda incidente, cuando la diferencia de marcha de dos rayos consecutivos, los incidentes en I y en I' , valga λ o un número entero n de longitudes de onda. Por lo tanto, cuando $CI' + I'D = 2II' \sin \Theta = 2d \sin \Theta = n\lambda$, se producirá una imagen, por reflexión en el cristal, del rayo X, esto es, cuando las distancias atómicas d y la longitud λ del rayo satisfagan la ecuación anterior. Para un cristal conocido puede calcularse d , puesto que sabiendo el valor de la densidad ρ , y siendo calculable la masa o peso del punto material P , que llamaremos m , ésta valdrá $m = \rho d^3$, que determina d ; conocida d , que desempeña el mismo papel que el espesor en un rayado óptico, la medida en el espectrógrafo de Θ permite determinar λ . Por el contrario, operando con λ conocida se puede explorar la estructura de un cristal, investigando el valor de d , según cortes u orientaciones distintas del cuerpo cristalino; y lo que aun es más notable, se han podido identificar cuerpos simples que representaban lagunas en la tabla periódica de los elementos, como el hafnio, renio, masurio, ilinio que corresponden a los números atómicos 72, 75, 43 y 61.

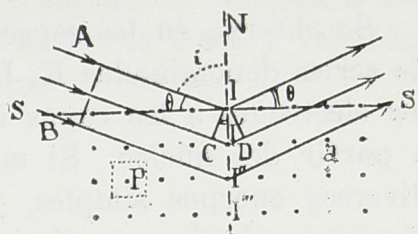


Fig. 124.

El espectro de rayos X se provoca, atacando los átomos de un cuerpo por una corriente de rayos catódicos, que mediante la excitación o descarga a gran potencial, posean una energía cinética suficiente para penetrar en el átomo, bombardeando los electrones de las capas más próximas al núcleo, y desprendiéndolos de las mismas. Utilizando como anticátodo diversas sustancias, se produce un espectro de rayos X, en el que se observa una parte continua, *espectro continuo* o *general* de los rayos X, que a partir de una longitud λ límite, aumenta rápidamente de intensidad hasta alcanzar un máximo y decrecer luego paulatinamente; y, superpuesto a él, aparecen las líneas que deter-

minan la sustancia que forma el anticátodo, y que forman el llamado *espectro característico*.

Para que la línea de rayos X se produzca, es preciso que el bombardeo catódico haya quitado de una capa interna atómica, por ejemplo la más profunda K un electrón; entonces los electrones de la capa inmediata L, vienen a ocupar el puesto vacante, saltando del nivel L al nivel K de energía, y provocando la línea K. Igual proceso de reajuste se verifica para completar los electrones vacantes en otra capa, la L, en la que caen los electrones de las capas superiores M, N...; por esta razón los espectros de rayos X de los diversos cuerpos son sencillos y análogos en la disposición e intensidad relativa de las líneas; pero la posición absoluta cambia, al pasar de unos cuerpos a otros.

Se observa en los espectros de los distintos cuerpos la existencia de series denominadas K, L, M, N y O, que corresponden al paso de los electrones a las capas internas de igual denominación, contadas a partir del núcleo. Si medimos la frecuencia de las líneas K de diversos cuerpos simples, y se construye una gráfica con ν como abscisas y el número atómico como ordenadas la curva que se obtiene presenta la forma de una parábola $y^2 = Cx$; luego los números atómicos de los diversos cuerpos son proporcionales a las raíces cuadradas de las frecuencias, ley fundamental debida a Moseley.

El estudio de estos espectros, y las teorías cuantistas, unidas a un principio de selección dado por Paoli, fijan la estructura interna del átomo. Este posee alrededor del núcleo las citadas capas K, L, M, N, O que contienen a partir del núcleo cuando están saturadas, un número de electrones, dado por $2n^2$. La distribución de dichos electrones en hojas sucesivas está dada en el siguiente cuadro:

Hoja K	2	2	2	2	2
„ L		6	6	6	6
„ M			10	10	10
„ N				14	14
„ O					18
Electrones	2	8	18	32	50
n	1	2	3	4	5
$2n^2$	2	8	18	32	50

Los rayos γ , emitidos por las sustancias radioactivas, provocan también un espectro, como los rayos X; pero mientras éstos eran produci-

dos por pasos de electrones de una hoja a otra, en las capas profundas, los rayos γ , más penetrantes, parecen originar cambios de posición entre los protones del núcleo y los electrones.

10.12 DIFRACCIÓN DE RAYOS X Y ELECTRONES. — Un haz de rayos X monocromático, que atraviesa un cristal o una lámina de aluminio, produce un sistema de anillos de interferencia, cual los anillos de interferencia luminosa. Del mismo modo, se ha conseguido obtener anillos de interferencia, haciendo que un pincel formado por corriente de electrones atravesase una lámina tenuísima de oro. Esto constituye un argumento para el doble aspecto ondulatorio y corpuscular, *fotón*, de la luz; y conduce a atribuir al electrón propiedades ondulatorias. En efecto los anillos de difracción obligan a asociar al electrón la onda $\lambda = h/mv$, siendo m y v la masa y velocidad del electrón, y λ la longitud de onda propia del mismo.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. En un interferómetro Michelson, ¿cuánto ha de avanzar el espejo móvil, para que se corran 10 bandas, producidas con luz $\lambda = 5896$ UA?
2. Construir la curva de calibrado de un espectroscopio, determinando la posición de las rayas más intensas del espectro solar; y determinar la dispersión angular y la lineal.
3. Calcular por interpolación la λ de una raya, medida su posición en el espectro y la de otras tres rayas conocidas.
4. Calcular la λ que corresponde a la máxima intensidad del espectro del cuerpo negro a 5.000° absolutos.
5. Calcular las λ de las tres primeras líneas de la serie Balmer, y el límite de la serie.
6. Calcular el radio mínimo de la órbita, supuesta circular, del electrón, en un átomo de Hidrógeno y determinar su energía. ($e = 4.77 \cdot 10^{-10}$ u.e.s.; $m = 9 \cdot 10^{-28}$ gr; $h = 6.547 \cdot 10^{-27}$ erg seg)
7. Calcular la frecuencia de la raya emitida por el Hidrógeno al pasar del nivel de energía $n = 5$ al $n = 2$.
8. Calcular el potencial crítico para la emisión de la raya $\lambda = 4.000$ UA.
9. Calcular los ergios que vale un cuanto de luz para la raya del Hidrógeno $\lambda = 4.861$ UA.

11. ELECTRICIDAD, LUZ Y MATERIA

11.1 FENÓMENO DE ZEEMAN. — El carácter electro-magnético atribuido a la luz se encuentra firmemente apoyado por la influencia que ejercen el campo eléctrico y el magnético en la onda luminosa. En dos formas se manifiesta esta influencia: sometiendo el foco luminoso a la acción de un campo eléctrico o magnético intenso; y haciendo que el rayo luminoso atraviese un cuerpo, sometido a la acción de un campo eléctrico o magnético o bien que se refleje en un cuerpo que presente un estado eléctrico o magnético determinado.

Examinando una línea espectral, emitida por un foco situado en un intenso campo magnético, se observa la descomposición de esta línea en dos o tres componentes, (fig. 125), según que la dirección del rayo luminoso coincida con el vector H del campo magnético, en cuyo caso aparece el doblete, o bien sea el rayo luminoso perpendicular al campo H , caso en que aparece un triplete. Este fenómeno, denominado *efecto Zeeman*, suele utilizarse para la medida de la intensidad de un campo magnético. Según la teoría elemental electrónica, el aumento o disminución que experimenta la frecuencia de la línea espectral vale

$$\pm \Delta \nu = \frac{eH}{4\pi mc},$$

lo que permite determinar H por la medida $\Delta \nu$; así como proporciona un nuevo método para la determinación de la relación e/m entre la carga e y la masa m de un electrón. El fenómeno se presenta también en las líneas de absorción, cuando la luz atraviesa el cuerpo o vapor absorbente, situado en el campo magnético.

En el doblete, la luz está polarizada circularmente y en sentido contrario para cada componente; en el triplete, la línea central conserva la posición inalterable de la λ primitiva, y está polarizada paralelamente, mientras que las dos componentes laterales están polarizadas perpendicularmente. Esta descomposición de las líneas constituye el *efecto normal* de Zeeman; pero existe un *efecto anormal* por presentarse descomposiciones más complicadas, (fig. 125 A.) originándose multipletes, por desdoblarse cada línea de un doblete o triplete.

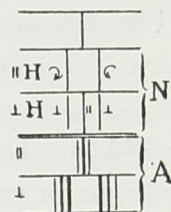


Fig. 125.

te en dos o tres componentes. Su explicación ha exigido alterar las teorías clásicas electrónicas, ampliando el criterio primitivo cuantista, e introduciendo la hipótesis del electrón giratorio.

11.2. EFECTO STARK. — Encerrando en una caja o tubo un gas enrarecido, por ejemplo vapores de sodio, que actúa de foco emisor, y sometido a la acción de un intenso campo eléctrico, provocado por una fuerte caída de potencial, la línea espectral emitida en estas condiciones aparece descompuesta de un modo parecido al efecto Zeeman, pero más complicado. (Fig. 126) Existe un efecto longitudinal y otro transversal, según la posición de las líneas de fuerza del campo eléctrico respecto al rayo luminoso, descomponiéndose la raya en dos líneas dobles, o en tres dobles también, que ofrecen la particularidad de presentar en la zona próxima al cátodo una separación mucho más grande que en el ánodo, donde tienden a confundirse en una. La explicación del fenómeno constituyó un triunfo de la teoría cuantista de Bohr.

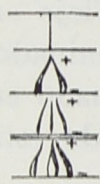


Fig. 126.

11.3 EFECTOS DE KERR. — El efecto *electro-óptico* de Kerr consiste en la propiedad que tienen los dieléctricos, situados en un fuerte campo eléctrico, de adquirir por la acción de éste una birrefringencia análoga a la que presentan los cristales uniáxicos, cuyo eje óptico estuviera en la misma dirección del campo eléctrico. Unos cuerpos adquieren birrefringencia positiva y otros negativa, observándose un retardo entre la creación del campo y la aparición de la birrefringencia. En un vidrio, el efecto birrefringente es como el de un cristal negativo, y su cuantía es proporcional al cuadrado de la intensidad del campo. En los líquidos, la birrefringencia es para unos positiva y para otros negativa.

El efecto *Cotton-Mouton* consiste en la birrefringencia que adquieren los dieléctricos por la acción de un campo magnético. El efecto depende, como el anterior, del espesor del dieléctrico recorrido por la luz, y es proporcional al cuadrado de la intensidad del campo magnético.

Existe un efecto *magnético de Kerr*, que consiste en el giro del plano de polarización que sufre un rayo de la luz polarizado rectilíneamente, cuando se refleja en el polo, hecho especular, de un electroimán. El giro está determinado por $\Theta = KI$, siendo I la intensidad

de imantación, y denominándose al coeficiente constante de Kerr. Después de la reflexión, la luz presenta realmente una polarización elíptica muy alargada, y el fenómeno no se produce si el frente de onda es paralelo al campo magnético.

11.4 FENÓMENO DE FARADAY. — Un rayo de luz polarizado rectilíneamente con el polarizador P (fig. 127), al atravesar un dieléctrico inactivo S, situado en el campo magnético cc' de un electroimán, o carrete, experimenta un giro del plano de polarización, esto es, presenta la polarización rotatoria, haciéndose activo por la acción del campo. La rotación se verifica en el sentido del campo magnético, y su cuantía es $\Theta = RlH$, o sea proporcional a la longitud l recorrida a través del dieléctrico, a la intensidad H del campo magnético, y depende por la constante R de la naturaleza de la sustancia. Colocado el analizador A cruzado con el polarizador P, no se ve luz, cuando la corriente que crea el campo está interrumpida; al crear el campo la luz reaparece, y girando A hasta la extinción, el giro mide el ángulo Θ . Este fenómeno da un buen método para determinar la intensidad H de un campo magnético.

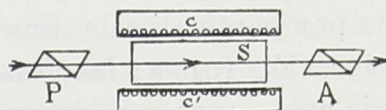


Fig. 127.

11.5 ABSORCIÓN Y DIFUSIÓN. — La luz cuando atraviesa un medio material sufre una absorción, que va debilitando la intensidad de la luz transmitida, y una dispersión, debida al cambio de velocidad, y por lo tanto de índice con los distintos colores. Cuando el coeficiente de absorción no es una constante, la absorción que varía con λ es *selectiva*. Ciertos cuerpos absorben zonas más o menos amplias del espectro, determinando los espectros de absorción que les caracterizan; otros ejercen una absorción selectiva sobre determinadas longitudes de onda. Cuando esto ocurre, aparece la *dispersión anómala*, en la que, en vez de variar el índice n de un modo continuo con λ , presenta discontinuidades en el espectro para dichas longitudes de onda.

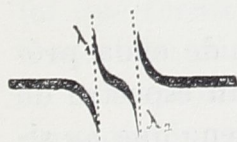


Fig. 128.

Este fenómeno se hace perceptible, produciendo la dispersión a través de dos prismas cruzados, que ofrecen en la cinta espectral la forma de la figura 128, D_1 y D_2 del sodio, cuyas discontinuidades corresponden a las λ en las que existe la citada absorción selectiva.

Ciertos cuerpos presentan el fenómeno del *dicroísmo* en virtud del cual ciertas anilinas dan por trasmisión un color que

varía con la concentración; por ejemplo, la cianina concentrada da coloración roja, y diluída coloración azul. En el color por trasmisión influye la *difusión*, provocada por partículas y moléculas del cuerpo disuelto.

En los gases el fenómeno de la difusión de la luz es importantísimo: nos permite ver durante el día, sin que la luz del Sol ilumine directamente los objetos, a causa de la difusión atmosférica. El color de los celajes lo produce la difusión de la luz en las gotas de agua, y en las partículas de polvo. Las nubes grises o blancas difunden la luz por partículas de dimensiones grandes, y ofrecen por transparencia coloración rojiza; las gotas de agua dan por difusión el blanco o un gris más o menos intenso; al disminuir las dimensiones de las partículas la luz tiende a adquirir tonalidad aun más azulada; y el *azul del cielo* es producido por la difusión en las moléculas de la atmósfera. Si no existiera atmósfera el cielo sería negro.

11.6 FLUORESCENCIA. — EFECTOS WOOD, COMPTON Y RAMAN. — Es la propiedad que tienen algunos cuerpos de emitir luz de coloración variable cuando son excitados por iluminación; si después de cesar la iluminación del cuerpo, la emisión de éste continúa, el fenómeno se llama *fosforescencia*. La fosforescencia y fluorescencia es característica de algunas sustancias, y no de la longitud de onda que la provoca. Examinado el espectro de fluorescencia en los líquidos y gases se presenta como una banda continua con máximos. El espectro de fluorescencia de los gases monoatómicos y de los vapores es de líneas.

En general, la presencia de gases inertes y el aumento de la densidad hacen disminuir la intensidad de la luz emitida por fluorescencia. Habíase supuesto, *ley de Stokes*, que la fluorescencia se verificaba con un aumento de la longitud de onda de la luz incidente, de modo que la luz emitida estaba desplazada hacia el rojo; pero en muchos casos, *defecto anti-Stokes*, ocurre lo contrario, y se ha deducido que el máximo de λ en la luz emitida es independiente de la λ excitadora. En las disoluciones la intensidad de la fluorescencia varía con la naturaleza del disolvente.

Excitando los vapores de sodio con luz de longitud de onda próxima a la de la raya D del sodio, este vapor produce un espectro de líneas, que es el *espectro de resonancia* de Wood, fenómeno que ha sido observado también en otros vapores.

Excitando, igualmente, un líquido transparente con luz monocromática intensa, de cierta frecuencia ν fué descubierto el *efecto Raman*,

que consiste en que la luz difusa ofrece un espectro que contiene además de la frecuencia ν otras varias líneas mucho más débiles situadas a uno y otro lado, con frecuencias $\nu \pm \Delta \nu$. Este fenómeno ha sido descubierto posteriormente en sólidos y gases; la variación de frecuencia $\Delta \nu$ es independiente de ν , y depende en cambio de la naturaleza del cuerpo difusor; las líneas de efecto Stokes $-\Delta \nu$ son más intensas, que las de efecto anti-Stokes $+\Delta \nu$, desplazadas hacia el violeta.

Anteriormente, el efecto Compton había mostrado que un haz de rayos X de frecuencia ν , difundido por un sólido, provoca, además de esta línea, la difusión de otra de menor frecuencia desplazada hacia el rojo. Este fenómeno, no explicado por las teorías clásicas, dió una confirmación a la hipótesis del fotón, átomo de luz, o corpúsculo luminoso, explicando la variación de ν a ν' , por el choque de un fotón con un electrón que origina una difusión según un ángulo Θ , tal que

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\Theta}{2}.$$

La experiencia ha comprobado esta ley, obtenida aplicando las leyes del choque: conservación de la energía y de la cantidad de movimiento.

11.7. EFECTO FOTOELÉCTRICO. — Es conocido, y ha adquirido aplicaciones múltiples, el hecho de que un cuerpo incandescente, un filamento metálico por el que pasa una corriente, emite electrones, fenómeno tan vulgarizado por el uso ordinario de las lámparas de dos y tres electrodos. Pero existe otro fenómeno, que adquiere rápidamente grandes aplicaciones técnicas e industriales, y que ocupa un lugar preeminente en las teorías ópticas: el efecto fotoeléctrico.

Es sabido que los gases, que son buenos aisladores, se ionizan y hacen conductores cuando se les ilumina con luz de corta longitud de onda; esto explica la descarga eléctrica a través de gases, estando la corriente constituida por flujo de iones positivos y electrones en sentido contrario. Pero hecho el vacío más potente, e iluminando el metal que forma el cátodo, se origina una corriente, formada por electrones que parten de dicho cátodo. El fenómeno fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones por un metal, cuando éste es excitado por iluminación. La intensidad de la luz excitadora no aumenta la velocidad de desprendimiento de los electrones, como exigirían las teorías clásicas, sino que aumenta el número de electrones emitidos; encontrándose, en cambio, que la energía cinética de dichos electrones

es proporcional a la frecuencia ν de la luz incidente. Si un fotón, de energía $h\nu$ según la teoría cuantista, choca con el electrón de un átomo del metal, una parte de esta energía w se emplea en desprender al electrón del átomo, lanzándolo hasta la superficie del cuerpo, y por lo tanto saldría el electrón con una energía cinética $W = h\nu - w$, ecuación de Einstein. Por otra parte si el potencial V detiene al electrón, su energía cinética $\frac{1}{2}mv^2$ sería igual a eV , y, como V es medible, la ecuación anterior ha podido comprobarse. Obsérvese que, excitando con frecuencia ν muy grande, como los rayos X, o para que w sea despreciable junto a $h\nu$, la ecuación se reduce a $eV = h\nu$ la que determina ν en función de V ; y que por otra parte, se anularía la energía W de la emisión, cuando V fuera 0, en cuyo caso $h\nu - w = 0$ nos indica el valor límite de ν necesario para producir la emisión electrónica, y el valor por lo tanto de la longitud de onda límite λ , de tal modo que las λ mayores no producirían el fenómeno. De esta ley de Einstein se deduce, que la energía cinética de los electrones desprendidos es proporcional a la frecuencia de la luz excitadora y que el coeficiente de proporcionalidad h , constante universal de Planck, es independiente de la naturaleza del metal emisor. Esta ley permite determinar la constante de Planck y medir las frecuencias de los rayos X y γ .

11.8 CÉLULAS FOTOELÉCTRICAS. — En el fenómeno fotoeléctrico, operando con una longitud de onda constante, el número de electrones emitido, y la intensidad de la corriente eléctrica que puede producirse, es proporcional a la intensidad de la luz incidente. Esto ha dado a la fotometría el método más delicado y preciso para poder hacer medidas fotométricas, utilizando focos debilísimos.

Los fotómetros de este tipo son las células fotoeléctricas. Consisten en un globo o tubo de vidrio en el que se ha hecho un fuerte vacío.

Las paredes interiores del tubo están recubiertas (fig. 129) por el material sensible que sirve de cátodo C, y el ánodo ocupa la parte central A, permitiendo por su forma, que la luz, que penetra en la célula por la ventana V, caiga sobre el cátodo. El circuito se cierra sobre la batería y el galvanómetro G, o aparato destinado a medir las variaciones de intensidad de la corriente por la acción de la luz. Puede por el contrario la célula fotoeléctrica tener el cátodo en la parte central C', y la parte inter-

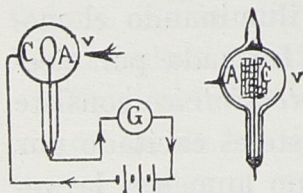


Fig. 129.

na del tubo servir de ánodo, con esta cara interna hecha conductora mediante un plateado. Para material sensible se emplean siempre metales de bajo peso atómico, como el sodio y el potasio. El voltaje V de la pila (fig. 130) que contrarresta y evita la corriente de electrones, depende de la longitud de onda de la luz incidente; y al disminuir V , la corriente electrónica va aumentando hasta adquirir el valor máximo I_s de saturación, a partir del cual la intensidad de la corriente es constante, aunque se siga disminuyendo el potencial. Si la célula contiene un gas, la corriente se inicia también a partir de un valor positivo de V ; pero en vez de mantenerse constante la intensidad de saturación al alcanzar el potencial 0, cuando éste continúa disminuyendo, la corriente crece según indica la gráfica, debido a que por la acción del flujo de electrones el gas va adquiriendo un estado creciente de ionización, y haciéndose más conductor.

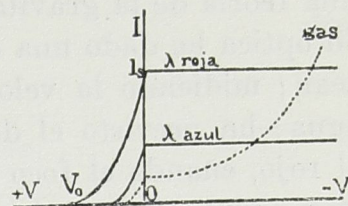


Fig. 130.

A pesar del inconveniente que ofrecen estos fenómenos, por depender la corriente del valor de la λ excitadora, su gran sensibilidad ha permitido aplicaciones importantísimas, entre ellas la transmisión a distancia de fotografías, y la televisión.

11.9 RELATIVIDAD. — Las teorías ondulatorias de la luz permitían, dentro de los principios de la mecánica clásica, prever la posibilidad de determinar los movimientos de arrastre respecto al éter, y asignar a este medio hipotético el papel de ejes absolutos de referencia. Fracasados los reiterados experimentos, hechos con el interferómetro de Michelson para medir el arrastre que produce la Tierra, en su movimiento de traslación, Einstein estableció su *teoría de la relatividad*, que explica dicho fracaso, altera nuestras concepciones de la mecánica de Galileo y Newton, niega la posibilidad de definir dimensiones y tiempos absolutos, que son reemplazados por distancias y tiempos locales, señalando la dependencia mutua de las medidas de longitud y de intervalos de tiempo, y estableciendo en su primera teoría restringida las famosas ecuaciones de transformación de Lorentz

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Estas ecuaciones permiten pasar de un sistema S a otro S' en movimiento relativo con v constante. Suponen que la velocidad de la luz c es la

misma para todos los observadores, en todos los sistemas de arrastre, o sistemas de inercia. Se altera la regla de composición de velocidades; se acortan longitudes e intervalos de tiempo por efecto del arrastre y se modifican las ecuaciones de la dinámica.

La teoría ha tenido varios éxitos experimentales. Aparte de dar una teoría de la gravitación, al establecer la *relatividad generalizada*, en óptica ha dado una explicación sencilla de los experimentos de Fizeau; midiendo la velocidad de la luz a través de una corriente de agua; ha previsto el desplazamiento de las rayas del espectro hacia el rojo, cuando el foco está situado en un intenso campo de gravitación, cual el Sol; ha señalado la desviación de la luz al pasar por las proximidades del campo solar, peso de la luz, produciendo un cambio en la posición aparente de las estrellas próximas al disco del Sol eclipsado; y ha obtenido numerosas aplicaciones en la teoría de los espectros y de la estructura del átomo. Entidades individuales y campos, corpúsculos y ondas, concepciones aparentemente antagónicas, piden una síntesis que estructure a la ciencia con la unidad de principios deseable.

EJERCICIOS Y PROBLEMAS

1. Calcular la separación de las dos componentes de un doblete producido por un campo magnético de 20.000 gauss.
2. Calcular la rotación del plano de polarización de la luz que atraviesa un tubo de 25 c.m. de longitud con alcohol etílico, situado en un campo de 10.000 gauss, sabiendo que la constante de Verdet vale $R = 0.0107$, cuando se miden los ángulos en minutos.
3. Si el límite del efecto foto-eléctrico en un metal es $\lambda = 3.600 \text{ UA}$, ¿qué energía se necesita para liberar un electrón del cuerpo?
4. El límite del efecto foto-eléctrico para un metal dado es 3.500 UA. Calcular la energía cinética que tendrán los electrones emitidos, cuando se ilumine con la luz $\lambda = 2.000 \text{ UA}$.

INDICE

	Págs
Prólogo.	9
<i>1. Propagación de la luz</i>	
1.1 Naturaleza de la luz.	11
1.2 Propagación y velocidad de la luz.	13
1.3 Sombra y penumbra.	16
1.4 Rayo luminoso y camino óptico.	17
1.5 Principio de Fermat.	18
<i>Ejercicios y problemas.</i>	<i>20</i>
<i>2. Ondas luminosas</i>	
2.1 Movimiento ondulatorio.	21
2.2 Movimientos vibratorios.	22
2.3 Ondas luminosas.	24
2.4 Reflexión y refracción de ondas.	26 ✓
2.5 Construcciones geométricas.	27
2.6 Imágenes. Astigmatismo.	29
<i>Ejercicios y problemas.</i>	<i>31</i>
<i>3. Emisión y absorción</i>	
3.1 Propiedades ópticas de los cuerpos.	33
3.2 Leyes de Kirchhoff. Cuerpo negro.	34
3.3 Intensidad de la luz.	36
3.4 Fotómetros.	37
3.5 Absorción.	39
3.6 Coloración.	40
3.7 Colorímetros.	43
<i>Ejercicios y problemas.</i>	<i>44</i>
<i>4. Catóptrica</i>	
4.1 Espejos planos.	45
4.2 Movimiento de las imágenes. Aplicaciones.	46
4.3 Reflexiones múltiples.	48
4.4 Espejos esféricos. Aberración de esfericidad.	49 ✓
4.5 Teoría de los rayos centrales.	50
4.6 Trazado de imágenes. Aumento.	52

	Págs.
4.7 Constantes ópticas de un espejo.....	54
4.8 Reflectores.	55
<i>Ejercicios y problemas</i>	56

5. Dioptrios planos

5.1 Dióptrio plano.	59
5.2 Láminas plano-paralelas	60
5.3 Refracción atmosférica y espejismos.....	61
5.4 Prisma óptico.	62
5.5 Mínima desviación.	63
5.6 Medida de índices por mínima desviación.....	64
5.7 Condición de emergencia. Prismas de reflexión total.....	66
5.8 Índice por reflexión total.....	67
5.9 Medida de índices con goniómetros.....	68
5.10 Refractómetros.	69
5.11 Prismas de división directa y desviación constante.....	71
5.12 Dispersión y acromatismo de prismas.....	73
<i>Ejercicios y problemas</i>	74

6. Dióptrios esféricos

6.1 Lentes: sus clases	77
6.2 Lentes esféricas y sistemas centrados.....	77
6.3 Dióptrio esférico.	79
6.4 Lentes delgadas.	80
6.5 Asociación de lentes	84
6.6 Sistemas ópticos centrales	86
6.7 Lentes gruesas	88
6.8 Construcción gráfica. Puntos aplanéticos de la esfera.....	89
6.9 Aberración esférica. Astigmatismo.....	90
6.10 Acromatismo de lentes	93
6.11 Lentes cilíndricas y esfero-cilíndricas.....	94
6.12 Constantes ópticas de una lente.....	95
<i>Ejercicios y problemas</i>	97

7. Interferencia y difracción

7.1 Interferencias.	99
7.2 Coloración por interferencia.....	100
7.3 Anillos de Newton.....	101
7.4 Interferómetros.	102
7.5 Difracción.	105
7.6 Principio de Huyghens.....	106
7.7 Difracción a través de una abertura.....	106
7.8 Límite de resolución.....	108
7.9 Caso de dos rendijas.....	109

	Págs.
7.10 Caso de n rendijas. Rayados ópticos.....	110
7.11 Dispersión y poder de resolución.....	112
<i>Ejercicios y problemas</i>	113

5. Dióptrios planos

8.1 Oculares.	115
8.2 El ojo humano.....	116
8.3 Lente de aumento o microscopio simple.....	119
8.4 Objetivos.	120
8.5 Luminosidad.	122
8.6 Anteojo astronómico.	123
8.7 Anteojos terrestres.	125
8.8 Aparatos fotográficos y de proyección.....	127
8.9 Microscopio compuesto.	130
8.10 Luminosidad, poder de resolución y aumento.....	132
8.11 Medida de aumentos.....	134
8.12 Ultramicroscopio y microfotografía	135
<i>Ejercicios y problemas</i>	136

9. Polarización

9.1 Polarización por reflexión o refracción simple.....	137
9.2 Polarización por cristales.....	138
9.3 Estructura de los cristales.....	140
9.4 Polarizadores birrefringentes	142
9.5 Polariscopios y polarímetros.....	144
9.6 Polarización cromática	145
9.7 Polarización rotatoria.	147
9.8 Sacarímetros.	148
<i>Ejercicios y problemas</i>	149

10. Análisis espectral

10.1 Espectroscopia. Clases de espectros.....	151
10.2 Espectroscopios y espectrógrafos.....	152
10.3 Espectrógrafos de rayado óptico. Interferómetros.....	154
10.4 Análisis espectral.	155
10.5 Espectro del cuerpo negro.....	157
10.6 Series espectrales.	159
10.7 Estructura del átomo.....	160
10.8 Teorías atómicas.	162
10.9 Potencial de excitación y niveles de energía.....	163
10.10 Rayos X. Su naturaleza.....	165
10.11 Espectros de rayos X.....	166
10.12 Difracción de rayos X y electrones.....	169
<i>Ejercicios y problemas</i>	169

11. *Electricidad, luz y materia*

	Págs.
11.1 Fenómeno de Zeeman.....	171
11.2 Efecto Stark.....	172
11.3 Efectos de Kerr.....	172
11.4 Fenómeno de Faraday.....	173
11.5 Absorción y difusión.....	173
11.6 Fluorescencia. Efecto Wood, Compton y Raman.....	174
11.7 Efecto foto-eléctrico.....	175
11.8 Células foto-eléctricas.....	176
11.9 Relatividad.....	177
<i>Ejercicios y problemas.....</i>	<i>178</i>

ESTE LIBRO SE ACABÓ DE IMPRIMIR, AL CUIDADO
DE JOSÉ C. VÁZQUEZ, EL DÍA 18 DE JULIO
DE 1940, EN LOS TALLERES TIPOGRÁFICOS

MODELO, S. A., COMONFORT 44,
MÉXICO, D. F.