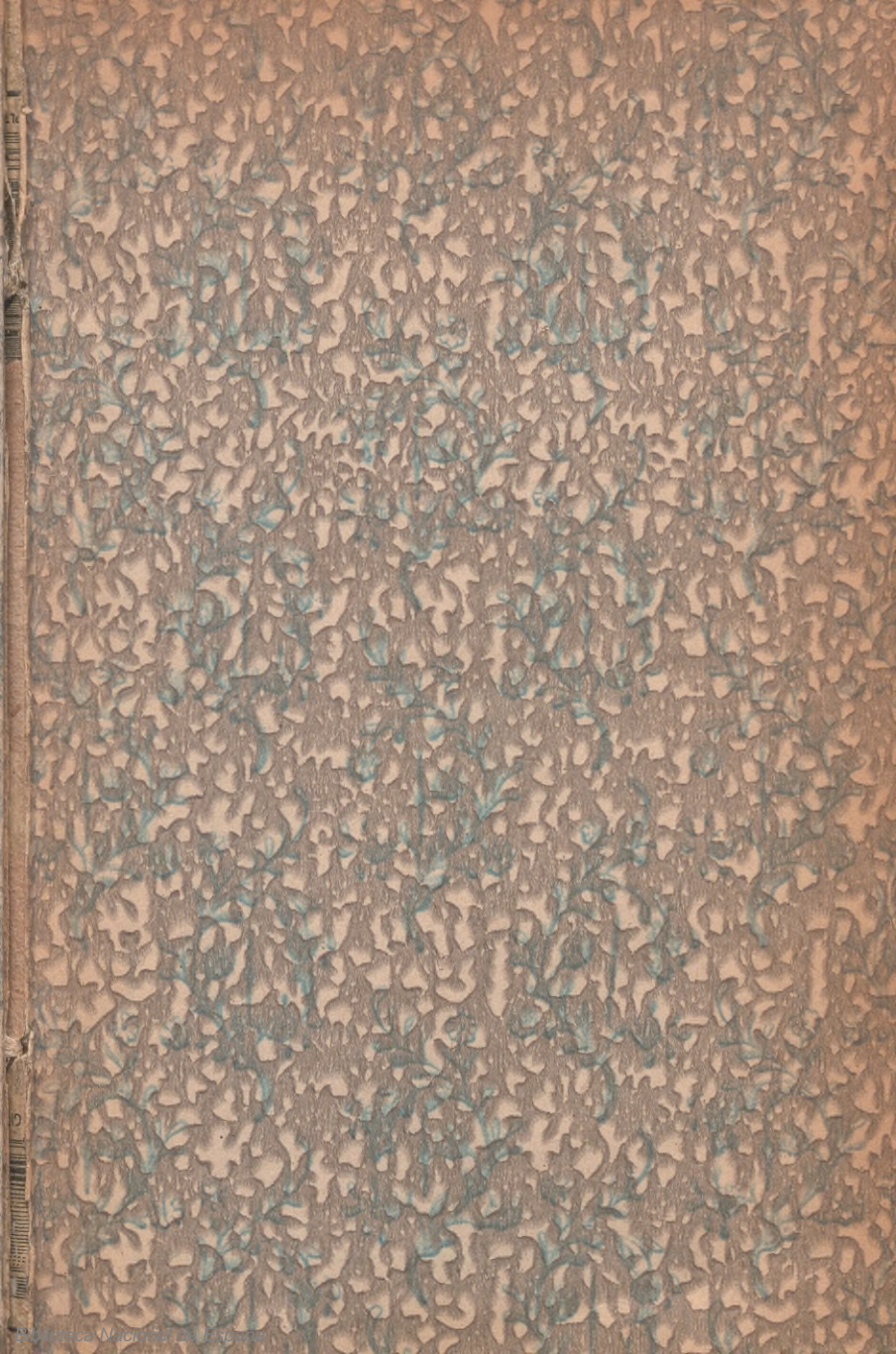


CASTELLARNAU
—
LA IMAGEN
ÓPTICA

1
76849



4
76.849





0-B

LA IMAGEN ÓPTICA

TELESCOPIO Y MICROSCOPIO

CONFERENCIAS DADAS EN
LA RESIDENCIA DE ESTU-
DIANTES LOS DÍAS 23, 25,
27 y 30 DE ABRIL DE 1918

POR

JOAQUÍN M.^A CASTELLARNAU



58

PUBLICACIONES DE LA RESIDENCIA DE ESTUDIANTES

SERIE I

VOL. 5

LA IMAGEN ÓPTICA
TELESCOPIO Y MICROSCOPIO

OBRAS DEL AUTOR

- TEORÍA GENERAL DE LA FORMACIÓN DE LA IMAGEN EN EL MICROSCOPIO. Con 100 grabados en el texto y dos lám. (1911).
- VISIÓN MICROSCÓPICA. CONDICIONES DE VERDAD DE LA IMAGEN MICROSCÓPICA Y MODO DE EXPRESARLA. Con una lám. (1885.)
- TEORÍA DEL MICROSCOPIO. LA IMAGEN VIRTUAL. (1890.)
- FOTOMICROGRAFÍA DEL ESPECTRO SOLAR Y DE LOS ESPECTROS DE ABSORCIÓN. Con un grab. (1899.)
- LA ESTACIÓN ZOOLOGICA DE NÁPOLES Y SUS PROCEDIMIENTOS PARA EL EXAMEN MICROSCÓPICO. (1885.)
- ESTUDIO MICROGRÁFICO DE LA MADERA DE LAS CONÍFERAS ESPAÑOLAS Y ESPECIALMENTE DEL GÉNERO «PINUS». Con tres lám. (1883.)
- ESTUDIO MICROGRÁFICO DEL TALLO DEL «ABIES PINSAPO». (1881.)
- ESTUDIO DEL SISTEMA LEÑOSO DE LAS ESPECIES FORESTALES ESPAÑOLAS Y DESCRIPCIÓN MICROGRÁFICA DE LA MADERA DEL OLMO Y DEL HAYA. Con un atlas in fol. de 12 lám. (1894.)
- DESCRIPCIÓN MICROGRÁFICA DE LA MADERA DEL «CARPINUS BETULUS», «CORYLUS AVELLANA» Y «ALNUS GLUTINOSA». Con un atlas in fol. de 24 lám. (1905.)
- DESCRIPCIÓN MICROGRÁFICA DE LA MADERA DE LA ESPECIE DE LAS ISLAS FILIPINAS «QUERCUS JORDANAE». Con una lám. (1885.)
- DESCRIPCIÓN DE LA MADERA FÓSIL DEL DESIERTO DE SAHARA «CESALPINIOXYLON QIROGOARUM», Schenck. (1889.)
- ESTUDIO DE LA CONSTITUCIÓN ÓPTICA DE LAS PAREDES DE LAS TRQUEIDAS DE LOS «PINUS», POR MEDIO DE LA LUZ POLARIZADA. Con cuatro lám. (1899.)
- LOS CRISTALES DE OXALATO DE CALCIO EN LAS CÉLULAS DEL PARENQUIMA LEÑOSO DEL «QUERCUS ILEX». Linn. (1884.)
- UNIDAD DEL PLAN GENERATIVO EN EL REINO VEGETAL. (1888.)
- LA TEORÍA CELULAR Y LOS PROBLEMAS BIOLÓGICOS. (1916.)
- COMPENDIO DE ANATOMÍA Y FISIOLÓGÍA DE LAS PLANTAS, por el Dr. R. Hartig. Traducido del alemán. (1905.)
- TRATADO DE LAS ENFERMEDADES DE LAS PLANTAS, por el doctor R. Hartig. Traducido del alemán. (1908.)
- PRÁCTICAS DE BOTÁNICA, por el Dr. A. Meyer. Traducido del alemán. (1913.)
- ESTUDIO ORNITOLÓGICO DEL REAL SITIO DE SAN ILDEFONSO. (1877.)
- LO QUE QUEDA DE LA SINAGOGA MAYOR DE SEGOVIA DESPUÉS DEL INCENDIO DE LA IGLESIA DEL CORPUS-CHRISTI. (1899.)
- ALGO SOBRE LA ESTATUA DEL HÉRCULES FUNDADOR DE SEGOVIA. (1891.)
- EL PINAR DE BALSAIN. ALGUNAS CONSIDERACIONES SOBRE SU TRATAMIENTO Y ADMINISTRACIÓN. (1884.) En colaboración con don Rafael Breñosa, varios ESTUDIOS RELATIVOS A LOS MONTES Y MATAS DE BALSAIN y una GUÍA DESCRIPTIVA DEL REAL SITIO DE SAN ILDEFONSO, con planos del Real Palacio y Pinar (1884); en colaboración con D. Jesús Grinda, EL CEMENTERIO HEBREO DE SEGOVIA, con dos lám. (1886), publicado por la R. A. de la Historia; en colaboración con los Sres. Navarro y Baredo, Ingenieros Agrónomos, LA ENFERMEDAD DEL CASTAÑO, (1909), etc.

R

61768

LA IMAGEN ÓPTICA

TELESCOPIO Y MICROSCOPIO

CONFERENCIAS DADAS EN
LA RESIDENCIA DE ESTU-
DIANTES LOS DÍAS 23, 25,
27 y 30 DE ABRIL DE 1918

POR

JOAQUÍN M.^A CASTELLARNAU



PUBLICACIONES DE LA RESIDENCIA DE ESTUDIANTES

SERIE I.—VOL. 5.

M A D R I D

1919

ES PROPIEDAD
QUEDA HECHO EL DEPÓSITO QUE MARCA LA LEY

DERECHOS RESERVADOS
PARA TODOS LOS PAÍSES

COPYRIGHT 1919 BY
RESIDENCIA DE ESTUDIANTES

Imprenta Clásica Española, Gorieta de Chamberí, Teléf. J-430

PROEMIO

Hasta hace poco, la formación de la imagen se estudiaba solamente desde el punto de vista de la óptica geométrica, incapaz, no obstante, de explicar dos hechos fundamentales que llamaban a diario poderosamente la atención de los observadores. Herschel sabía ya que para resolver las estrellas dobles, era preciso que el objetivo del telescopio tuviese cierto diámetro, en relación con la distancia de las dos estrellas que formaban el par; y todos los microscopistas sabían también que, para resolver las estrías de la *Pleurosigma angulatum*, por ejemplo, se necesitaba un objetivo de determinado ángulo de abertura; pues si el ángulo era menor, por fuerte que el aumento fuese, las estrías no aparecían a la vista. Y aun, lo que es más sorprendente, la observación les había enseñado que las valvas de las Diatomeas, y otros objetos, ofrecían aspectos totalmente diferentes cuando eran estudiados con objetivos del mismo equivalente focal, pero

de distintos ángulos de abertura; y también que la imagen presentaba diferencias de forma, al pasar de la iluminación central a la oblicua.

Estos hechos indicaban claramente que en la formación de la imagen había *algo* que dependía del diámetro del objetivo en el telescopio, y del ángulo de abertura en el microscopio, y que ese *algo* no podía explicarse por la óptica geométrica, pues dentro de la doctrina newtoniana, la mayor o menor cantidad de rayos limitada por la abertura del objetivo, que concurren a formar la imagen, sólo puede influir en la intensidad luminosa, pero en manera alguna resuelve el problema del poder de resolución del telescopio y del microscopio, ni de los cambios que experimenta la imagen, dependientes de la abertura de los objetivos.

Para explicar estos hechos de observación, y otra multitud que de ellos se derivan, fué preciso recurrir a la óptica undulatoria y estudiar la formación de la imagen como un fenómeno físico en el cual juegan un importante papel las interferencias y los efectos difractivos que tienen lugar siempre que se interrumpe la libre propagación de las ondas luminosas. Concretándose al caso particular de la imagen microscópica, dos Ópticos célebres dirigieron sus investigaciones por este

camino casi al mismo tiempo, aunque con fortuna diferente Helmholtz ¹, en un trabajo publicado en el tomo jubileo de los *Anales de Poggen-dorff*, en 1874, se propuso determinar el límite teórico del poder de resolución del microscopio, aceptando para ello como hecho real, que de cada punto del objeto partían sistemas de ondas esféricas, las cuales, interrumpidas en su libre propagación por los bordes de la abertura del objetivo, en vez de concentrarse en un solo punto en el plano de la imagen, daban origen a un pequeño círculo o mancha luminosa de difracción, a semejanza de lo que sucede cuando se observan las estrellas con el telescopio.

El profesor Abbe, por el contrario, fundaba precisamente su teoría en que los puntos del objeto, en la observación microscópica, no podían considerarse como centros vibratorios, y, por lo tanto, el origen de las ondas luminosas había que buscarle en el manantial iluminante, ya fuese la llama de una lámpara, las nubes del cielo u otro cualquiera; y en este caso era el objeto mismo el que producía el efecto difractante y no la abertura del objetivo. Estos dos modos de apreciar la

¹ Prof. Helmholtz: *Die Theoretische Grenze für die Leistungsfähigkeit der Mikroskope*. Anales Poggen-dorff, tomo jubileo, 1874.

cuestión son esencialmente distintos; y aunque el de Helmholtz, aplicado al caso del microscopio, resultaba erróneo, la óptica moderna le acepta hoy para explicar el proceso de la formación de la imagen de los objetos luminosos por sí mismos. Helmholtz debió reconocer desde el principio que no se hallaba en terreno firme, pues ni defendió su idea, ni volvió a ocuparse del asunto. En cambio el profesor Abbe, al referir el punto de partida de las ondas luminosas al manantial de luz iluminante, abrió los nuevos horizontes que constituyen hoy día la base fundamental de la teoría del microscopio.

Consagrado por completo a la dirección de los tan renombrados talleres de óptica de Carlos Zeiss, murió el profesor Abbe, en 1905, sin haber dispuesto del tiempo necesario para reunir en un solo escrito, cual era su deseo, la teoría general de la formación de la imagen en el microscopio. A su trabajo inicial, publicado en 1873 en los *Archivos de Anatomía Microscópica* de Max Schultze ¹, con el título de «Contribuciones a la teoría del microscopio», en el que

¹ Prof. E. Abbe: *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*. Archivo M. Schulze para la Anatomía microscópica, tomo IX, 1873.

por primera vez se habla de la influencia de los fenómenos difractivos en la formación de la imagen, *de un modo no sospechado hasta entonces y en completa oposición a las ideas dominantes en aquella época*, le siguieron otros muchos durante un período de veinte años, de polémica unos—pues sus ideas fueron muy combatidas al principio—y expositivos otros, en los cuales se solucionan los más importantes problemas teóricos de la visión microscópica, y se describen los progresos modernos realizados en la técnica óptica; pues de todos es sabido que los nombres de Abbe y de Zeiss son inseparables de todo cuanto signifique adelanto en la investigación científica por medio de la observación de la imagen de los objetos.

Una de las deducciones más importantes de la nueva teoría, limitada al principio a la observación microscópica, es la de que no se puede considerar la imagen como una proyección geométrica del objeto, pues su génesis inmediata depende de otra imagen intermedia, formada en primer lugar por el objetivo, que no es la imagen directa del objeto, sino del manantial iluminante. Esa imagen intermedia es precisamente la que sufre alteraciones por la acción de la abertura del sistema óptico y por el género de ilumina-

ción, y como es ella la que forma la imagen final, se comprende fácilmente la influencia de los dos factores que acabo de nombrar, en dicha imagen final. Y de eso se deduce, como consecuencia necesaria, el que puedan presentarse cambios en la imagen final que no tengan relación alguna con el objeto; esto es, que en circunstancias dadas pueden dejar de existir entre el objeto y su imagen, las relaciones de semejanza que deben ser el atributo de una imagen verdadera. La teoría indica los casos en que esto sucede, y señala, además, un límite de pequeñez, pasado el cual el microscopio pierde la facultad de formar imágenes de los objetos, ya sean estas falsas o verdaderas.

Estas deducciones no deben sorprendernos, pues, poco más o menos, algo análogo sucede en la visión ordinaria. Si de la imagen que se pinta en la retina, siguiendo el mismo proceso que acabo de indicar, deducimos la verdadera forma de los objetos, no es porque lleve en sí todos los datos necesarios para ello, ni deje de ser falaz la mayor parte de las veces, sino porque sabemos interpretarla. De un modo gradual e inconsciente aprendemos desde la niñez la ciencia de deducir las formas reales y las posiciones relativas de los objetos, de los caracteres que nos

suministra la imagen poco fiel, poniendo a contribución para ello la experiencia adquirida por medio de los otros sentidos. La percepción de un objeto es un proceso sumamente complicado que realizamos, gracias a la costumbre, sin darnos cuenta de ello; pues de otro modo la imagen retiniana, tomada al pie de la letra, nos engañaría casi siempre, como realmente nos engaña cuando artificiosamente se produce en circunstancias distintas de las que tenemos el hábito de interpretarla.

En la observación microscópica podremos obtener análogos resultados que en la visión ordinaria, guiándonos por las deducciones lógicas que se desprenden del proceso de la formación de la imagen, pues en ellas encontraremos las indicaciones suficientes para juzgar, en cada caso particular, del grado de confianza que nos puede merecer para aceptarla como verdadera representación del objeto, y alejar las probabilidades de dejarnos engañar por falsas apariencias. Pretenden algunos que ese conocimiento del proceso de la formación de la imagen es un lujo innecesario; pues basta, dicen, para observar bien, tener en cuenta las ligeras nociones que se encuentran al principio de todos los tratados de microscopía e histología, indicando la marcha de

los rayos desde el punto de vista geométrico; pues con ellas se sabe determinar el aumento y se aprende a enfocar e iluminar el objeto de un modo conveniente para que la imagen aparezca bien clara y definida, y luego, el interpretarla, o sea el saber ver con el microscopio, es cuestión de práctica. ¿No vemos bien los objetos que nos rodean, sin tener la menor idea del proceso de la visión? Pues de igual manera se puede observar bien con el microscopio, sin necesidad de saber cómo se forma la imagen. Esta afirmación es completamente engañosa, pues no existe paridad de circunstancias en los dos casos. En la visión ordinaria interpretamos las imágenes a la luz de la experiencia adquirida por otros medios y otros sentidos diferentes del de la vista, que nos han permitido ponernos en relación directa con los objetos y apreciar en ellos atributos que por su sola imagen nunca hubiéramos conocido. En la observación microscópica no sucede lo mismo, pues los objetos son pequeños, y de su existencia y modo de ser no tenemos otro conocimiento que el que nos revela su imagen, hallándonos por lo tanto completamente incapacitados para averiguar, por otros medios y de un modo directo, sus relaciones con el objeto; relaciones que en la visión ordinaria constituyen la ciencia de saber

ver. Y esa ciencia no la puede adquirir el microscopista con sólo la práctica de observar, pues se concibe perfectamente que pueda pasarse años y años delante de una imagen que no corresponda a la realidad, tomándola por verdadera y sin sospechar el engaño, si no vinieran en su auxilio las deducciones de la teoría para sacarle de su error.

En la formación de la imagen microscópica, por tratarse de objetos pequeños y de estructuras muy delicadas, los fenómenos difractivos toman una influencia preponderante y característica que es preciso conocer, pues es bien sabido que cuando las dimensiones de las partículas materiales son de un orden de magnitud próximo al de las longitudes de onda, no se producen sombras, ni reflexiones, ni refracciones comparables con las que tienen lugar en los objetos ordinarios, y, por lo tanto, no se pueden interpretar las imágenes de la misma manera. A pesar de eso, el estudio de su formación física está sumamente descuidado, y se considera como un lujo científico algo superfluo, asequible solamente a las personas que disponen de tiempo sobrado y poseen conocimientos de óptica superior. Mi principal objeto en estas Conferencias, es demostrar que los que así piensan no están en lo justo, pues tengo

la pretensión de hacer inteligible la génesis de la imagen en los sistemas ópticos en general, y de un modo particular en el microscopio, aun a aquellos que no posean en óptica otros conocimientos que los que se adquieren en los cursos de Física general; y en cuanto a si es o no un lujo superfluo, ellos mismos lo podrán juzgar luego.

PRIMERA CONFERENCIA

TEORÍA GENERAL DE LA FORMACIÓN DE LA IMAGEN

A) Cuando los objetos son luminosos por sí mismos, la imagen se forma por la concentración de las ondas luminosas que parten del objeto, en los puntos conjugados de la imagen. B) Cuando los objetos no son luminosos por sí mismos no existe ninguna relación de dependencia directa entre el objeto y su imagen; ésta es tan sólo el resultado de las interferencias de los rayos que parten del espectro de Fraunhofer del manantial luminoso, producido por el objetivo, bajo la acción difractante del objeto.

A) OBJETOS LUMINOSOS

1. En la formación de la imagen por los sistemas ópticos hay que distinguir dos procesos diferentes, según que los objetos sean luminosos por sí mismos, o que no lo sean. La naturaleza del

objeto es, pues, la que determina el proceso de la formación de la imagen, y no el sistema óptico.

Objetos luminosos por sí mismos son aquellos que emiten de cada uno de sus elementos superficiales sistemas de ondas esféricas que se propagan con absoluta independencia unas de otras, sin ser influidas por las que parten de los demás elementos próximos o lejanos del mismo objeto. Esta propiedad se conoce en óptica física con el nombre de *incoherencia* de las ondas, y es la que permite estudiar su marcha desde su punto de origen a su punto de reunión, después de haber atravesado el sistema óptico, sin tener para nada en cuenta las demás ondas que, partiendo de otros puntos, se cruzan en su camino. En cambio, las ondas son *coherentes* cuando, teniendo un punto de origen común, vuelven a encontrarse después de haber sido separadas por un procedimiento cualquiera. En este caso *interfieren* entre sí, y es preciso tener en cuenta su influencia mutua para conocer el estado luminoso que producen en el sitio de su encuentro o de su reunión.

Los fenómenos de *interferencias* y de *difracción* son debidos a la acción recíproca de las ondas coherentes. La incoherencia de las ondas que

parten de los distintos elementos de un mismo objeto, o de objetos diferentes, es un hecho experimental que la óptica física trata de explicar de distintas maneras; así como es también otro hecho experimental el que la condición necesaria para que dos sistemas de ondas sean coherentes e interfieran entre sí, sea la de que procedan originariamente de un mismo centro vibratorio.



FIG. 1.^a

2. Supongamos un sistema óptico L capaz de formar imágenes según las leyes de la óptica geométrica (fig. 1), delante del cual se encuentra un objeto luminoso, que puede ser, por ejemplo, la llama de una bujía. Las ondas esféricas divergentes que parten de un elemento O de su superficie, serán transformadas en un sistema convergente, cuyo centro estará en O^* . Toda la energía luminosa contenida dentro del espacio angular α O α se hallará concentrada en el punto O^* , que representa la imagen de O. De otro elemento cualquiera de la llama partirá otro sis-

tema de ondas divergentes, que serán igualmente transformadas en convergentes por el objetivo L, y se reunirán en el punto homólogo conjugado de dicho elemento; y así, repitiéndose el mismo proceso para todos los elementos de la llama, tendremos su imagen formada *punto por punto*; pues hay que tener en cuenta que siendo incoherentes los distintos sistemas de ondas, no se estorban unos a otros aunque se crucen en sus caminos.

El principio de Fermat del «camino más corto» o de «menor resistencia», que en óptica puede enunciarse diciendo que «la luz para ir de un punto a otro sigue siempre el camino más propio para ser recorrido en el menor tiempo posible», pone en concordancia las *ondas* de la teoría undulatoria, por medio de las cuales acabo de exponer la formación de la imagen, con los rayos de la óptica geométrica; pues una consecuencia necesaria de ese principio es el de que todos los rayos contenidos en un mismo espacio angular, que partiendo de un punto, después de haber sufrido varias reflexiones o refracciones, se reúnen homocéntricamente en otro punto, tienen la misma *longitud óptica* desde el punto de partida al punto de reunión; y la misma longitud óptica supone igual número de longitudes y de fracciones de

longitud de onda. Así, pues, todos los rayos contenidos en el espacio angular $a O a$, que parten del punto O , los cuales después de atravesar el objetivo L se reúnen homocéntricamente en O^* , tienen la misma longitud óptica; y como su punto de partida es un centro vibratorio, todos empiezan su camino con la misma fase, y, por lo tanto, necesariamente todos tendrán también igual fase al llegar a O^* , y su efecto será el aumento luminoso correspondiente a la suma de todos los rayos. No quiere esto decir que la fase de llegada sea la misma que la de partida, pues ambas pueden ser distintas; mas lo que sí sucede es que todos los rayos que parten de O con una misma fase, al llegar a O^* tienen también todos ellos la misma fase. Para que esto ocurra es preciso que, a iguales distancias respectivamente de los puntos O y O^* , todos los rayos se encuentren en la misma fase, y como el lugar geométrico de todas estas distancias iguales son las superficies esféricas aa , bb , cc ... trazadas desde los puntos O y O^* como centros, resulta que se confunden con las superficies de onda correspondientes a las radiaciones que antes he supuesto que partían de O y se concentraban en O^* , y, por lo tanto, los rayos de luz que, según la concepción geométrica, marchan por el «camino más corto», se confunden

con las líneas por las cuales se propaga la energía luminosa dentro de un mismo sistema de ondas. De esta manera se ponen en concordancia el concepto geométrico con el undulatorio, para explicar el traslado de la energía luminosa que parte del radiante O , contenida dentro del espacio angular $\alpha O \alpha$, al punto O^* de la imagen.

La transformación de las ondas homocéntricas divergentes, en ondas homocéntricas también que convergen hacia el punto O^* de la imagen, se verifica dentro del sistema óptico L por medio de los cambios de dirección que experimentan los rayos al atravesar las lentes, y, a la vez, por ser distintas las distancias ópticas que recorren dentro de él ¹. Por efecto de las refracciones, los rayos que parten de O salen todos ellos del sistema L en dirección al punto O^* de la imagen; y por efecto de las diferentes distancias ópticas que recorren al atravesar las lentes, resulta que todos ellos emplean el mismo tiempo en ir de la superficie de onda aa , anterior al sistema, a la superficie de onda bb posterior a él, y, por lo tanto, la superficie bb es homofásica, y lo son también las superficies $cc, cc...$

Desde el punto de vista de la óptica geométrica,

¹ Véase la «Nota adicional» al fin del libro.

que considera puntos y líneas en el sentido matemático, para que un sistema pueda formar imagen basta suponer que esté corregido de la aberración de esfericidad, y, además, de la de cromatismo si se emplea la luz blanca. Pero colocándonos en la realidad física del fenómeno, en la que desaparece la noción de puntos geométricos para ser sustituida por la de elementos superficiales muy pequeños, pero susceptibles de aumento y disminución, es preciso, además, que entre los ángulos que los rayos forman con el eje en el espacio del objeto, y los que forman sus conjugados en el espacio de la imagen, exista una relación constante. El profesor Abbe fué el primero que dió a conocer la necesidad de esa relación, con el nombre de «ley de los senos». Su enunciado es éste: para que un sistema óptico L (fig. 1.^a), cuya aberración de esfericidad se ha corregido para los puntos conjugados O y O* pueda formar la imagen de un elemento superficial O, es preciso que entre los senos de los ángulos que los rayos que parten de O forman con el eje óptico del sistema, y los senos de los ángulos que sus rayos conjugados en el espacio de la imagen forman con el mismo eje, exista una relación constante ¹. Cuan-

¹ Véase la «Nota adicional» al fin del libro.

do esto se realiza, el sistema se llama aplanático para los puntos conjugados O y O*. Esta ley es de importancia capital en los sistemas ópticos que recogen de cada elemento del objeto un cono de rayos de gran ángulo, como sucede en los objetivos microscópicos, porque es la condición necesaria para que las imágenes de un mismo elemento del objeto, formada por las distintas zonas angulares del objetivo, tengan el mismo aumento. De otro modo, las imágenes formadas por las zonas centrales tendrían un aumento distinto de las formadas por las zonas periféricas, y, al superponerse, producirían una imagen confusa. La óptica energética exige también el cumplimiento de esta ley, como condición precisa para que toda la cantidad de luz emanada por un elemento del objeto, dentro de un espacio angular dado, se concentre en la imagen de dicho elemento.

3. Con las condiciones que acabo de señalar terminan las exigencias de la óptica geométrica para que un sistema forme imagen, *punto por punto*, de un objeto luminoso; mas el problema de la influencia de la abertura del objetivo, enunciado en el Proemio de estas Conferencias, de resultados prácticos tan importantes, queda sin resolver. Si no hubiera que tener en cuenta ningún otro factor en la formación de la imagen, que

los que hasta ahora hemos considerado, dos puntos luminosos muy próximos, tales como nos los ofrece una estrella doble, por ejemplo, deberían tener por imagen dos puntos luminosos, muy próximos también; y su visibilidad separada dependería tan sólo del aumento. La experiencia diaria nos enseña todo lo contrario. De nada sirve el aumento para el poder de resolución del telescopio, si no va acompañado de cierto diámetro del objetivo.

De intento, y con objeto de no complicar la cuestión desde el principio, he supuesto hasta aquí que la energía luminosa sólo se propagaba siguiendo las trayectorias normales a las superficies de onda, y así toda la cantidad de luz contenida en la porción de onda bb_1 (fig. 1.^a), la he considerado concentrada en el punto O^* de la imagen. De ser esto cierto, las inmediaciones del punto O^* deberían permanecer oscuras, lo que, en realidad, no sucede; pues para que el fenómeno se verificara exactamente del modo antes descrito, sería preciso que el sistema de ondas no encontrara obstáculo ni limitación alguna que se opusiera a su libre desenvolvimiento; pues es bien sabido que, en el caso contrario, deja de ser una ley absoluta la de la «propagación rectilínea de la luz», y se presentan los «fenómenos de di-

fracción», que son opuestos a ella. Y, antes de pasar más adelante, es necesario dejar bien sentado que, en todo sistema óptico, tiene siempre lugar una limitación de las ondas, ya sea por medio de un diafragma real, que determina la «apertura» del sistema, como sucede en el ojo humano con la membrana del iris en cuyo centro se abre la pupila, o bien por el borde de las lentes mismas, cuando no existe diafragma alguno especial. ¿De qué manera influye en la formación de la imagen esa limitación de las ondas luminosas, producida por la «apertura» del sistema? Este es el problema que, de un modo muy elemental, voy a examinar; y como la formación de la imagen de los objetos luminosos se verifica *punto por punto*, empezaré por el efecto que la limitación de las ondas produce en la imagen de un solo punto.

Sin salirse para nada del orden puramente experimental, se concibe, desde luego, que la presencia del diafragma DD, limitando las ondas que llegan a él, ha de influir en la distribución luminosa del punto O*. En efecto: si hacemos abstracción de los demás puntos del objeto, y sólo tomamos en cuenta el punto O, el diafragma DD determinará un cono de luz en medio de un espacio oscuro. Si no existieran los fenómenos de difracción, el vértice del cono luminoso sería el

punto O^* ; mas como esos fenómenos se presentan siempre de un modo necesario, cuando una pantalla arroja sombra (13), haciendo que la luz penetre cierto trecho dentro de la región oscura proyectada geoméricamente, y que en un cierto trecho también, fuera de ella, que debería estar uniformemente iluminado, aparezcan franjas alternativamente oscuras y brillantes, es de esperar que el cono de luz, cuya base es el diafragma DD, no esté separado del espacio oscuro por una superficie geométrica, sino por una capa envolvente de cierto espesor, en la cual se manifiesten las perturbaciones luminosas producidas por la difracción, y esto es lo que realmente sucede. El vértice O^* del cono luminoso pierde en este caso su realidad geométrica, y es sustituido por una pequeña mancha brillante rodeada de anillos claros y oscuros, que corresponden, hasta cierto punto, a las modificaciones luminosas de la capa de difracción envolvente. Según esto, la imagen geométrica debe ser sustituida por una figura de difracción.

La interpretación del fenómeno, tal como la acabo de hacer, sólo tiene un valor puramente representativo. Para ahondar más en él es preciso tener en cuenta que la superficie de onda $b b_1$, al ser interceptada por el diafragma DD, experi-

menta una perturbación en virtud de la cual la energía luminosa que parte de los puntos b y b_1 , y de los que se encuentran próximos a ellos, en vez de propagarse únicamente en sentido normal a la superficie de la onda, o sea siguiendo la dirección de los radios, lo hace en todas direcciones, como si esos puntos fuesen otros tantos centros vibratorios independientes. En realidad, eso mismo es lo que ocurre para todos los elementos de la superficie de onda b b_1 ; mas por la acción mutua de las interferencias que tienen lugar entre las radiaciones que parten de los elementos de onda vecinos, sólo queda en actividad la energía (los rayos) que sigue la dirección normal a las superficies de onda; esto es, según las líneas que unen el centro O^* con los distintos puntos de la onda b b_1 . Esta es, en breve resumen, la teoría ideada por Fresnel para explicar la propagación rectilínea de la luz; y de ella se deduce que, faltando a los elementos b y b_1 los elementos de onda contiguos, por interceptarlos el diafragma, no podrá tener lugar una anulación completa, por interferencias, de las radiaciones que de ellos parten en todos sentidos, excepto en la dirección normal, como sucedería si la onda se propagara libremente. Por esta razón un punto o_1^* próximo a O^* recibirá rayos de los elementos b y b_1 ; y el

efecto luminoso dependerá de las fases con que lleguen a él. Si la diferencia entre $b_1 o_1^*$ y $b o_1^*$ es de un número par de medias longitudes de onda, en el punto o_1^* habrá oscuridad, porque los rayos que partan de los elementos b y b_1 llegarán a él con fases opuestas. Por el contrario, si la diferencia $b_1 o_1^* - b o_1^*$ es de un número impar de semiundulaciones, en el punto o_1^* habrá luz. Como el valor de la diferencia entre $b_1 o_1^*$ y $b o_1^*$ depende de la distancia del punto o_1^* al punto O^* , a medida que nos vayamos separando de dicho punto central O^* , se producirán, alternativamente, máximos y mínimos luminosos; y como, además, estos máximos y mínimos, por razón de simetría, se han de repetir a las mismas distancias alrededor del punto O^* , resultará la distribución luminosa antes dicha; esto es, una mancha central iluminada, y a su alrededor anillos oscuros y claros. *Los sistemas ópticos no son capaces de producir otra clase de imágenes de un punto luminoso;* y si, dentro de la disciplina de la óptica geométrica, se considera que la imagen de un punto es otro punto, es tan sólo como una simplificación, que, si bien no tiene estrictamente realidad física, ofrece grandes ventajas para resolver todos los problemas en los cuales sólo entran en juego distancias, direccio-

nes y posiciones relativas. En este caso la imagen se refiere al centro de la mancha, que es en donde se halla concentrada la mayor cantidad de luz.

En realidad, el proceso de la formación de la imagen de un punto luminoso no es tan sencillo como lo acabo de exponer de un modo elemental; ni los máximos y mínimos se producen exactamente cuando la diferencia entre las distancias $b_1 o_1^*$ y $b o_1^*$ es de un número par, o impar de semiundulaciones, pues hay que tener en cuenta la acción común de todos los rayos que parten de todos los elementos de onda próximos a los bordes del diafragma, sin limitarse, como yo he hecho, tan sólo a los que discurren en el plano de la figura. El problema general de los efectos de la defracción producida por una abertura circular ha sido estudiado, primero, por Airy, y luego, por Schwerd y Knochenhauer, y últimamente, con aplicación especial a los instrumentos de óptica, por M. André ¹. Sin seguir el procedimiento que para ello han empleado—lo que sería completamente imposible dentro del cuadro de estas Conferencias—, recogeré, no obstante, de

¹ Ch. André, *Étude de la diffraction dans les instruments d'optique; son influence dans les observations astronomiques*. París, 1876.

esos estudios, los resultados prácticos que a nosotros nos interesan.

Si designamos por d el diámetro de la abertura de un objetivo L (fig. 2.^a), ya sea que esté determinada por el borde de las lentes, o por medio de un diafragma especial, por λ la longitud de onda de la luz empleada en la observación, y

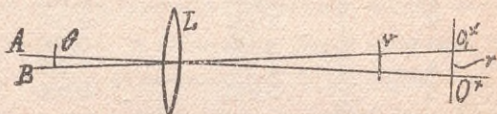


FIG. 2.^a

por f la distancia focal del objetivo, estas dos igualdades

$$[a] \quad r = m \times \frac{\lambda}{d} \times f \quad \text{y} \quad v = m \times \frac{\lambda}{d} \quad [b]$$

nos dan el medio de determinar los radios r de los anillos claros y oscuros, o bien el ángulo ν que esos anillos subtenden, vistos desde el centro óptico del objetivo. Para ello no hay más que poner en las fórmulas respectivas los valores de m que figuran en las Tablas siguientes, en las cuales se encuentran, además, otros datos interesantes, que permiten formar cabal idea de la totalidad de la figura de interferencia.

I. ANILLOS OSCUROS.

Orden de los anillos	m	Cantidad de luz exterior a los anillos
1	1,220	0,161
2	2,233	0,090
3	3,238	0,062
4	4,241	0,048
5	5,243	0,039
.	.	.
.	.	.
.	.	.
.	.	.

II. MANCHA CENTRAL Y ANILLOS CLAROS.

Mancha central y orden anillos claros	m	Intensidad de los anillos comparada con la mancha central
Mancha central	0	1
1	1,638	0,01745
2	2,692	0,00415
3	3,716	0,00165
4	4,724	0,00078
5	5,724	0,00043
.	.	.
.	.	.
.	.	.

A primera vista se desprende, de las dos fórmulas anteriores, que la mancha central luminosa, limitada por el primer anillo oscuro, será tanto más pequeña cuanto mayor sea el diámetro del objetivo, e igual sucederá con el radio de los anillos; y también que, empleando luz blanca, los bordes de la mancha y de los anillos serán cromáticos, sin que este cromatismo, debido exclusivamente a la difracción, tenga nada que ver con la aberración cromática de las lentes.

Para dar una idea de la magnitud de la figura de difracción que produce un punto luminoso en el plano focal de los objetivos, puede servir el siguiente ejemplo: Supongamos que se trata del telescopio Zeiss, de objetivo apocromático B*, de 11 cm. de abertura y de 158 cm. de distancia focal, que es el que yo poseo. Para hallar el valor del radio del primer anillo oscuro, bastará poner los anteriores números en la fórmula [a], suponiendo, además, que la longitud de onda λ sea de 0,56 μ . ($= 5,6 \text{ cm.} \times 10^{-5}$), que es la que corresponde a la región más brillante del espectro solar. Para el valor de m pondremos el correspondiente al primer anillo en la Tabla I. Y así, se tiene

$$r = 1,22 \times \frac{5,6 \times 10^{-5}}{11} \times 158 = 0,000981 \text{ cm}$$

para el radio r del primer anillo oscuro, que limita la mancha central luminosa que se forma en el foco del objetivo. Este radio sufre luego el aumento producido por el ocular. En realidad, la mancha luminosa *que se ve* no alcanza casi nunca esas dimensiones teóricas, por la sencilla razón de

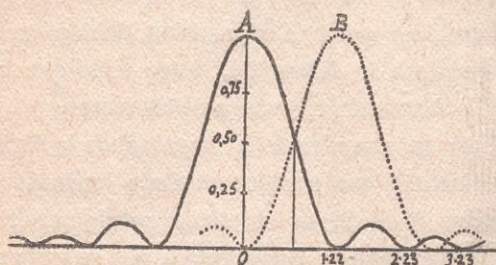


FIG. 3.^a

que la intensidad luminosa no es uniforme en toda su superficie, sino que, por el contrario, decrece rápidamente del centro a los bordes, según la ley que indica la curva del diagrama representado en la figura 3.^a, en la cual las ordenadas corresponden a las intensidades luminosas. A la mitad del radio de la mancha, la intensidad es tan sólo de 37 céntimos de la intensidad en el centro, y va decreciendo rápidamente hasta llegar a cero en el primer anillo oscuro; así es que, no siendo el punto-objeto muy brillante, solamente el centro de la

mancha tiene intensidad suficiente para impresionar la retina.

Las terceras columnas de las Tablas I y II contienen datos relativos a las intensidades y cantidades de luz, que son útiles para juzgar hasta qué punto el efecto difractivo influye prácticamente en la formación de la imagen *punto por punto*, en el supuesto de que *haya de ser vista*. Y, para hacer ese juicio debidamente, es preciso tener en cuenta que la sensibilidad de la retina es muy limitada, tanto en el sentido de percibir impresiones luminosas por debajo de cierta intensidad, como en el de distinguirlas separadamente, cuando las diferencias entre sus intensidades no son muy notables. Debido a eso, en la mayoría de los casos sólo es perceptible el centro de la figura de difracción, y entonces se puede aceptar prácticamente que la imagen de un punto es otro punto. De no ser así, las imágenes de los objetos luminosos serían siempre confusas, lo mismo cuando estuviesen formadas por sistemas ópticos, que cuando los mirásemos a simple vista, pues en este último caso, sobre todo, atendido al pequeño diámetro de la pupila, las figuras de difracción son siempre, teóricamente, muy extensas. Gracias, pues, a la poca sensibilidad de la retina, podemos ver claras y bien distintas las imágenes *teórica-*

mente confusas que producen los sistemas ópticos, como lo demuestra perfectamente lo mal que vemos los objetos cuando son muy luminosos.

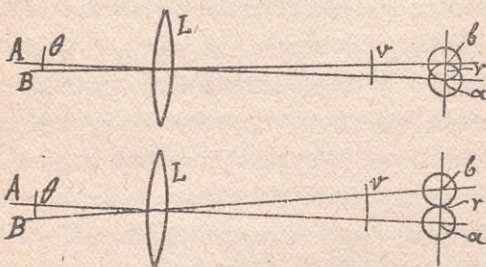
4. Por su calidad de puntos brillantes que se destacan bien sobre un fondo oscuro, la observación telescópica de las estrellas ofrece un buen medio para comprobar experimentalmente la teoría de la formación de la imagen, tal como la acabo de exponer; y a la vez, haciendo aplicación de esa teoría, se consigue explicar una porción de fenómenos, antes inexplicables, que en dicha observación telescópica de las estrellas se presentan. Por la inmensa distancia a que se hallan las estrellas, su ángulo óptico es nulo, y, por lo tanto, según las leyes de la óptica geométrica, su imagen debería ser un punto. No obstante, no sucede así, pues basta enfocar una estrella de primer orden con un telescopio, para que aparezca bien clara y definida la figura de difracción antes descrita, como imagen de un punto brillante. Y para convenirnos de que, realmente, es la forma circular del diafragma, o de las lentes, la que determina esa figura, basta que pongamos delante del objetivo un disco de cartón con una abertura rectangular en su centro, para ver que los anillos circulares son sustituidos por los brazos de una cruz, en cuya intersección se halla la

mancha central. Estos brazos, o líneas luminosas, son perpendiculares a los lados del rectángulo del diafragma, y se notan en ellos máximos y mínimos de intensidad correspondientes, en cierto modo, a los anillos claros y oscuros.

Si las estrellas observadas son de tercera o cuarta magnitud, la figura de difracción visible se reduce a su porción central, y se confunde con un punto; y eso sucede, no porque el fenómeno difractivo no se desarrolle tan completamente como en las estrellas de primera magnitud, sino porque, fuera de su porción central, no tiene intensidad suficiente para impresionar la retina. Así, pues, el que la imagen visible de las estrellas sea un punto o una pequeña mancha luminosa rodeada de anillos, depende de su intensidad luminosa, y, en este último caso, *la imagen es falsa*, pues si por otros medios no supiéramos que a causa de su distancia infinita su imagen geométrica no puede tener dimensiones apreciables, la imagen telescópica nos induciría a error.

Desde los tiempos de Herschel, es sabido que la resolución de las estrellas dobles depende del diámetro del objetivo, y no del aumento empleado en la observación. La óptica geométrica no puede explicar este hecho, que es una consecuencia necesaria de la falsa imagen telescópica de las

estrellas. Si la imagen fuese un punto, sería tan sólo cuestión del aumento la resolución de las estrellas dobles; pero, desde el momento que la imagen presenta dimensiones apreciables, es preciso, para verlas separadas, que no se superpongan la una a la otra en porción considerable. Supongamos que A y B son las dos estrellas que

FIG. 4.^a

constituyen un par de ángulo θ . Cada una de ellas formará una figura de difracción cuyos centros (fig. 4.^a) estarán en los puntos a y b , los cuales, vistos desde el centro óptico del objetivo, subtenden un ángulo ν . El problema queda reducido a averiguar cuál ha de ser el diámetro del objetivo para que los discos luminosos centrales de difracción, correspondientes a las estrellas A y B, estén lo suficientemente separados para que no se confundan en uno solo. Si la intensidad lumi-

nosa de los discos fuese uniforme desde el centro hasta los bordes, parece que la condición de visibilidad debería ser la de que los discos fuesen tangentes. En este caso, la simple inspección de la figura 2.^a nos dice que el ángulo θ de las dos estrellas debería ser el duplo del ángulo ν , bajo el cual aparece el radio del primer anillo oscuro, que podemos determinar resolviendo la anterior fórmula [b] para un diámetro dado del objetivo. Mas como, en realidad, el brillo de los discos decrece rápidamente del centro a los bordes, pueden estar mucho más próximos, sin perderse por eso su visibilidad separada. En el caso de dos estrellas de la misma magnitud (del mismo brillo) se admite que el límite de su percepción distinta ocurre cuando el centro del disco de una de ellas cae sobre el primer anillo oscuro de la otra; pues, según se ve en el diagrama de la figura 3.^a, la intensidad del punto de contacto sólo llega a ser 74 céntimos de la intensidad en los puntos A y B, y un ojo de perspicacia normal aprecia bien esta diferencia luminosa, para percibir separadamente las dos estrellas. En estas condiciones, el ángulo θ que las separa, es el mismo ángulo ν (figura 4, 1.^a) de la fórmula [b], y, por lo tanto, es el que determina la menor distancia a que pueden estar las componentes de una estrella doble, para

ser resuelta por un telescopio cuyo objetivo tenga un diámetro dado. Ese ángulo mide el *poder de resolución*, o el *poder óptico* de telescopio. Haciendo aplicación de la mencionada fórmula al telescopio Zeiss, cuyas constantes he indicado anteriormente, se tiene:

$$v = 1,22 \frac{5,6 \times 10^{-5}}{11} = 62 \times 17^{-7} = \text{arco de } 1'',3$$

puesto que la longitud del arco de $1''$ es de 48×10^{-7} .

5. El ojo humano tiene el doble carácter de aparato óptico y de órgano fisiológico. En el primer concepto, su misión es la de formar sobre la retina una imagen de los objetos, siguiendo las reglas generales de la óptica; y en el segundo, la de transmitir la sensación producida por esa imagen, y después de percibida por los centros nerviosos, darle forma y colocarla en el mundo externo en relación con los demás objetos que nos rodean. Como «aparato», posee el ojo un «poder óptico» que se determina por el mismo procedimiento que el de un objetivo cualquiera, teniendo en cuenta que su abertura es la correspondiente al diámetro de la pupila, que, por término medio, mide unos 3 mm. (24). Introduciendo esa cantidad en la fórmula [a], y con idénticas supo-

siciones que en el caso de un objetivo telescópico, el «poder óptico» del ojo resulta ser de 42''; mas este valor sólo tiene importancia teórica, pues fisiológicamente resulta demasiado pequeño. Según Helmholtz, la menor distancia a que pueden estar dos puntos para ser percibidos separadamente a simple vista, es de 1'; y este es el límite inferior de la visibilidad separada que se admite comúnmente.

El «poder óptico» del ojo es un dato que hay que tener siempre presente cuando se quiere determinar el aumento que ha de producir un sistema óptico para que ciertos detalles de la imagen puedan ser percibidos por el observador; o, lo que es lo mismo, para que el ángulo visual que subtenden esos detalles sea superior a 1'. La función del aumento no es otra que la de satisfacer esa exigencia fisiológica, pues el que aparezcan en la imagen claros y distintos los últimos detalles que existen en el objeto, no depende del aumento, sino de la abertura del sistema. El aumento sólo determina la visibilidad de esos detalles.

6. De lo que sucede con la imagen de los puntos luminosos considerados aisladamente, podemos inferir lo que sucederá cuando el objeto sea extenso y esté formado por infinidad de puntos. La imagen física de una faja o lista brillante, de muy poco

espesor, por ejemplo, tampoco coincide con su imagen geométrica. Su ancho es mayor, y por ambos lados se extiende en una serie de bandas alternativamente claras y oscuras, cuya intensidad va decreciendo a medida que se apartan más del centro de la figura. En este caso, lo mismo que en el de un punto luminoso, una figura de difracción sustituye a

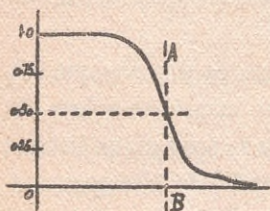
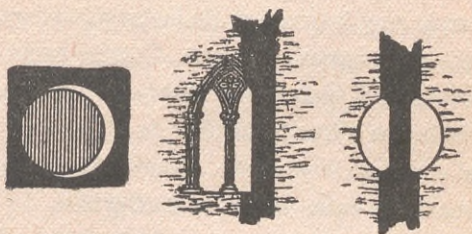


FIG. 5.^a

la imagen geométrica; y la mayor o menor extensión de esa figura, a ambos lados de la línea media, es inversamente proporcional a la abertura del sistema óptico que

la forma. Si el objeto fuese una superficie limitada por bordes rectos, la figura de difracción se extendería también más allá de los límites de la imagen geométrica, ofreciendo la particularidad de que, siendo uniforme el brillo en el objeto, en la imagen empieza a decrecer antes de llegar a los límites que corresponden a la imagen geométrica, de la manera que representa la curva del diagrama de la figura 5.^a, en la que la línea AB representa dicho límite. La intensidad luminosa, en esa línea, es tan sólo la mitad de la que tiene

el centro de la imagen, y luego va decreciendo sin presentar máximos ni mínimos, hasta una distancia indefinida de dicho límite geométrico; de modo que, teóricamente hablando, puede decirse que la imagen de una superficie luminosa extensa, es ilimitada. No es poca ventaja, como antes ya he hecho notar, el que la sensibilidad de nuestra retina sea tan restringida; pues, de otro modo, las

FIG. 6.^a

imágenes visibles serían tan diferentes de las geométricas que representan la relación colineal, que no podríamos percibir claramente las formas verdaderas de los objetos.

La disparidad entre la imagen física y la geométrica se pone de manifiesto en muchos casos de observación vulgar. El creciente brillante de luna, por ejemplo, nos hace la impresión de desbordar los límites del disco iluminado tan sólo con luz cenicienta, como si perteneciera a un globo de mayor diámetro. (Fig. 6.^a) La imagen de las venta-

nas de las catedrales, vivamente iluminadas por la luz del sol, la vemos penetrar dentro del perfil de las columnas oscuras que se interponen delante de ellas; e igual sucede con los globos esmerilados de los arcos voltaicos que iluminan las calles y las plazas, cuando se proyectan sobre ellos las columnas que los sostienen.

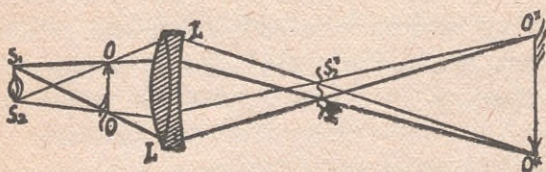
Las lámparas de incandescencia nos ofrecen un ejemplo muy instructivo de la facilidad con que puede engañarnos la imagen. Cuando están bien encendidas al blanco, nos parece que su filamento mide dos o tres milímetros de diámetro o más; y al apagarse lentamente, cuando sólo está incandescente al rojo, vemos que el grueso del filamento se ha reducido a unas décimas de milímetro, que es su verdadero diámetro. ¿No podríamos creer que el grueso del filamento aumentaba con la intensidad de la corriente eléctrica? Tal vez ese fuera el primer intento de explicación del fenómeno si no conociéramos la teoría de la formación de las imágenes; mas por ellas sabemos que las bandas de difracción que se producen a uno y otro lado de la imagen del filamento encendido son muy extensas, puesto que la abertura del sistema óptico con que le miramos (el ojo) es muy pequeña; y aunque la extensión teórica de esas bandas es la misma cuando el filamento está

al rojo que cuando está al blanco, sólo en este último caso tienen bastante intensidad las que están más apartadas del centro, y por eso vemos el filamento mucho más grueso de lo que en realidad es. Cuando la lámpara está incandescente al rojo, únicamente la porción central impresiona la retina. Este ejemplo demuestra palpablemente que los datos que utilizamos para la percepción visual no son los que nos suministra la imagen geométrica, sino los que se desprenden de la figura de difracción.

B) OBJETOS NO LUMINOSOS

7. De cuanto acabo de decir respecto a los objetos luminosos, se deduce que su imagen puede considerarse prácticamente, en la mayoría de los casos, como formada *punto por punto* según la concepción geométrica; pues si bien hay que tener en cuenta el efecto difractivo ocasionado por la limitación de la abertura del sistema óptico, por las razones expuestas, «ese efecto» pasa desapercibido cuando el brillo de los objetos no excede al que presentan en las circunstancias normales. La formación *punto por punto* reconoce como base: 1.º, que cada punto del objeto se pue-

da considerar como un centro vibratorio del cual parten ondas homocéntricas, o, lo que viene a ser lo mismo, que de cada punto parta un haz de rayos divergentes que tengan todos ellos la misma fase en su punto de origen, y 2.º, que las ondas o rayos procedentes de distintos puntos del objeto sean incoherentes entre sí. Cuando el objeto

FIG. 7.^a

no es luminoso por sí mismo, ninguna de estas dos condiciones fundamentales se realiza, y, por lo tanto, el proceso de la formación de su imagen debe ser diferente. En efecto: supongamos un objeto O (fig. 7.^a), colocado delante de un sistema óptico L, que posea todas las condiciones antes indicadas para poder formar su imagen. Como el objeto no es luminoso por sí mismo, hemos de suponer necesariamente un manantial cualquiera de luz que lo ilumine, que podrá ser, por ejemplo, la llama S de una bujía. Tal como se representa en la figura, el objeto está «iluminado por transpa-

rencia», y lo mismo sería si lo estuviese «por reflexión»; mas en éste y en los ejemplos siguientes, supondré siempre la iluminación por transparencia, porque, además de ser el género de iluminación que generalmente se emplea en la observación microscópica, y el que se presta mejor a las experiencias, es también el que a mí me es más conocido, por haberlo empleado hasta ahora casi exclusivamente en mis investigaciones. Iluminado así el objeto, de cada uno de sus puntos — del punto O , por ejemplo — podemos suponer que parte un haz de rayos que se reúnen en el punto conjugado O^* de la imagen, después de haber atravesado el sistema óptico L . Ciertamente todos los rayos, entre los puntos O y O^* , tendrán la misma longitud óptica; mas basta fijarse un momento para ver que cada uno de ellos procede originariamente de un elemento distinto del manantial luminoso S , y que, por lo tanto, son incoherentes entre sí; motivo por el cual no podrán trasladar al punto de la imagen el estado luminoso del punto conjugado del objeto, como hemos visto que sucedía en el caso de los objetos luminosos. En éstos, cada elemento era el origen de un sistema de ondas homocéntricas; en los no luminosos, el origen de las ondas, o de los rayos, hay que buscarle en el manantial iluminante y no

en el punto del objeto en el cual los rayos se cruzan. En estas circunstancias, el único efecto que pueden producir estos rayos que se cruzan en los distintos puntos del objeto, y se reúnen luego en los puntos conjugados del plano de la imagen, es una superposición de luz sin relación alguna con el estado luminoso de los puntos del objeto, y, por lo tanto, no es posible que se forme una imagen.

De otra manera podemos concebir los rayos que parten del objeto, y es refiriéndolos separadamente a cada uno de los distintos elementos radiantes del manantial luminoso S. Así, por ejemplo, del elemento s_1 , situado en el vértice de la llama, parte un sistema de ondas que alcanza la totalidad del objeto. Si prescindimos por un momento de *los efectos de difracción que tendrán lugar al ser estas ondas más o menos interrumpidas o modificadas por el objeto*, podemos suponer que las porciones no interceptadas continuarán su camino hasta llegar al sistema L, el cual las convertirá en ondas convergentes hacia el punto s_1^* conjugado del s_1 ; o, en otros términos: que *si no existiera la acción difractante del objeto*, en el punto s_1^* se formaría una imagen del punto s_1 del manantial luminoso. Y como lo mismo se puede decir para todos los demás elementos de S,

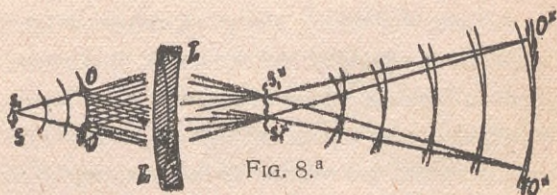
en S^* tendríamos una imagen de la llama de la bujía formada *punto por punto*. En esa imagen estaría concentrada toda la luz que el sistema L admite del manantial iluminante, y de cada uno de sus elementos partiría un sistema de ondas, las cuales, por ser incoherentes entre sí, sólo serían capaces de producir una iluminación uniforme en el plano $O^* O^*$ conjugado del objeto. En estas condiciones no es posible que se forme la imagen del objeto O , y, no obstante, la observación nos demuestra *que la imagen se forma*. El motivo del conflicto entre las deducciones del razonamiento que acabo de hacer y los hechos reales que tienen lugar, hay que buscarle precisamente en haber hecho caso omiso de la acción difractiva que ejerce el objeto sobre las ondas que parten del manantial iluminante, la cual es de tanta importancia en la formación de la imagen, que sin su intervención la imagen no se formaría.

8. Si examinamos ahora el fenómeno tal como en la realidad se verifica, veremos desde luego que detrás del objetivo L se forma positivamente una imagen S^* , la cual podemos estudiar recibéndola sobre una pantalla, o bien observándola con una lente; mas esa imagen no es, *como antes he supuesto*, una imagen normal de la llama de la bujía, sino una imagen de difracción: es lo que

en óptica física se conoce con el nombre de un «espectro de Fraunhofer». Aunque en la próxima Conferencia tendré que ocuparme con algún detenimiento de los fenómenos de difracción y, en particular de los espectros de Fraunhofer, como constituyen el alma del proceso de la formación de la imagen cuando los objetos no son luminosos por sí mismos, es necesario que diga algo respecto de ellos, con el fin de que pueda comprenderse desde luego el importante papel que representan. Y es muy conveniente que, desde el principio, nos acostumbremos a distinguir los «espectros elementales», formados de un modo independiente por las ondas que parten de cada uno de los elementos del manantial iluminante, del «espectro total» que es la resultante de la sobreposición de todos los espectros elementales. Este último representa la imagen difractiva de todo el manantial iluminante, y los espectros elementales representan tan sólo la imagen difractiva de cada punto o elemento de dicho manantial separadamente. Veamos ahora cómo se forman estos espectros.

Las ondas luminosas que parten de un elemento cualquiera de la llama de la bujía, del punto s_1 , por ejemplo, al encontrar el objeto O (fig. 8.^a) estarán impedidas de continuar libremente su camino, de mil distintas maneras. Si suponemos, para

mayor sencillez, que el objeto está solamente formado por elementos transparentes y opacos, el movimiento undulatorio será detenido por estos últimos, y sólo continuará propagándose a través de los primeros. En estas circunstancias, forzosamente se han de presentar fenómenos de difracción, más o menos acentuados, según sea la na-



turalidad y forma del objeto, cuya característica fundamental consiste, como antes ya he dicho, en que la marcha de la luz en línea recta deja de ser un hecho exclusivo, puesto que también se propaga en otras direcciones. De las partes transparentes del objeto, así como de su zona de contorno, partirán rayos difractados en todos sentidos, los cuales podemos considerarlos agrupados en varios haces de rayos paralelos, de distintas inclinaciones con respecto al eje óptico del sistema; y teniendo en cuenta la propiedad dióptrica de todos los sistemas de lentes que forman imagen, de

reunir los rayos paralelos que constituyen cada haz en un punto de su plano focal posterior, el objetivo L reunirá los rayos difractados, haciendo en ellos una selección en haces de rayos paralelos, en determinados puntos del plano S^* , más o menos separados del eje, según el ángulo que con él formen. Mas hay que tener en cuenta que los rayos de cada haz, aunque proceden de puntos distintos del objeto, tienen un mismo origen común en un elemento del manantial iluminante, y, por lo tanto, son coherentes entre sí; y de eso se deduce que el estado luminoso de su punto de reunión será el que resulte de la suma, según el principio de las interferencias, de las fases con las cuales lleguen a él los rayos aisladamente. De esta manera se forman los «espectros elementales», cuya figura y extensión depende de la forma y estructura del objeto y de las dimensiones de sus elementos.

Antes de pasar más adelante es preciso fijarse bien en que los diversos puntos del espectro elemental, tales como s_1^* , s_1^* ... corresponden a un solo elemento s_1 del manantial iluminante (figura 8.^a) y que, por lo tanto, entre ellos y el elemento originario s_1 no existe la relación dióptrica de puntos conjugados. Toda la energía luminosa irradiada por el elemento s_1 se halla distribuída en el

espectro elemental de un modo definido y característico, determinado por la forma y estructura del objeto; pues el sistema óptico, al formar dicho espectro, sólo pone de su parte la propiedad dióptrica que posee de reunir en diversos puntos de su plano focal posterior los haces de rayos paralelos que llegan a él bajo distintas inclinaciones. Así, pues, aunque en realidad es el objetivo el que forma el espectro de Fraunhofer, su figura, extensión y demás caracteres dependen exclusivamente de la acción difractiva del objeto. Si no existiera el objetivo, el espectro de Fraunhofer se formaría en el infinito, que es en donde se considera que tiene lugar la reunión de los rayos paralelos.

De la «superposición» de todos los espectros elementales nace el «espectro total de Fraunhofer», y una vez formado éste termina la primera etapa del proceso de la imagen, *que es la única en la que el objetivo toma parte de un modo directo*. Por eso se le da también el nombre de «imagen primaria».

9. Basta fijarse con un poco de atención en las figuras 7.^a y 8.^a, para convencerse de que todos los rayos que llegan al plano de la imagen O^* , han de partir forzosamente del espectro de Fraunhofer S^* , y que, por lo tanto, una vez en posesión

de él, podríamos deducir directamente la imagen O^* , prescindiendo del sistema óptico, del objeto y del manantial iluminante. La imagen es, pues, una función directa del espectro S^* , y, por lo tanto, cualquiera modificación que introduzcamos en él—la supresión de alguna de sus partes por medio de un diafragma, por ejemplo—debe influir en ella. Esta deducción que, además de ser lógica está plenamente confirmada por la experiencia, como en su lugar veremos, tiene una importancia capital en la formación de la imagen de los objetos muy pequeños o de estructura muy delicada.

Para formarnos una idea de la manera como el espectro de Fraunhofer da origen a la imagen O^* , es preciso que tengamos presente que cada elemento de un espectro elemental es un centro de vibración del cual parten sistemas de ondas esféricas, coherentes entre sí. Esas ondas interfieren en el plano $O^* O^*$, y producen en él una distribución luminosa particular, que es la que aceptamos como imagen del objeto O . Para convencernos de que así sucede, examinemos el fenómeno con un poco más de detenimiento. En la fig. 8.^a, con objeto de no complicar el dibujo, sólo están representadas dos agrupaciones de rayos paralelos, de las infinitas que pueden hacerse con todo

el efecto difractivo, producido por el objeto. Los rayos que componen cada agrupación, no pertenecen a un sistema de ondas normales, sino a un sistema de ondas «paragénicas», según la expresión de Mascart; mas como son coherentes entre sí, porque originariamente proceden de las vibraciones de un mismo elemento s_1 del manantial luminoso, al reunirse en los puntos s_1^* , $s_1^* \dots$ del plano focal posterior del objetivo L, darán origen a unos verdaderos centros vibratorios, cuyas amplitudes serán las que correspondan a la combinación, según el principio de las interferencias, de las amplitudes y fases con que los rayos lleguen a ellos. Por eso, en algunos sitios del espectro, la reunión de los rayos produce oscuridad, como sucede en los espectros discontinuos producidos por los rayados, de los cuales, en las Conferencias siguientes, hablaré con detenimiento. Siendo centros vibratorios cada uno de los elementos s_1^* , s_1^* , $s_1^* \dots$, de ellos parten sistemas de ondas esféricas que se propagan hacia el plano $O^* O^*$ conjugado del objeto, y como son todos coherentes, al llegar a él refuerzan, anulan o modifican su intensidad de un modo diferente para cada uno de los puntos de dicho plano, y producen una distribución luminosa particular, que no es otra cosa que una «imagen elemental» del objeto. Re-

pitiendo ese proceso, cada elemento del manantial iluminante forma su «imagen elemental», y la superposición de todas ellas—y nótese bien que sólo es *superposición*, pues unas con otras, las imágenes elementales son incoherentes entre sí—da lugar a un efecto total de luz, que es el que representa la imagen del objeto. Esa imagen, como se ve, es el resultado directo de las interferencias de las ondas que parten del espectro de Fraunhofer, y en ella no tiene participación inmediata el objetivo. Por eso he dicho antes, que si estuviésemos en plena posesión del espectro de Fraunhofer en cada caso particular, de él podríamos deducir directamente la imagen, prescindiendo del objeto, del objetivo y del manantial iluminante.

10. Explicado así, de una manera sucinta, el proceso de la formación de la imagen, que en lo sucesivo le daré más amplio desarrollo, puede resumirse diciendo:

1.º Que el objeto produce un *efecto de difracción*, íntimamente unido con sus dimensiones, y su naturaleza morfológica y estructural. Este efecto de difracción es lo único que el objeto pone de su parte en todo el proceso de la formación de la imagen.

2.º Que el sistema óptico recogiendo ese

efecto de difracción forma con él un espectro de Fraunhofer, utilizando para ello su propiedad dióptrica de reunir los haces de rayos paralelos en determinados puntos de su plano focal posterior. Esta es la única acción directa que el sistema óptico tiene en la formación de la imagen; y

3.º Que siendo todos los elementos del espectro de Fraunhofer centros vibratorios de los cuales parten ondas esféricas, coherentes entre sí las que pertenecen a un mismo espectro elemental, interfieren produciendo distribuciones luminosas especiales. La superposición de todas esas distribuciones luminosas en el plano conjugado del objeto, constituye la imagen. Esta imagen así formada, es debida directamente al espectro de Fraunhofer, y este espectro es el único *lazo de unión* que existe entre ella y el objeto.

11. Este modo físico de formarse la imagen llamó poderosamente la atención cuando el profesor Abbe le dió a conocer por primera vez, de un modo poco claro, refiriéndolo exclusivamente a la imagen de los objetos microscópicos que, por la gran pequeñez de sus elementos constitutivos, son los que producen notables efectos de difracción. Con él se explica la influencia del ángulo de abertura de los objetivos y se solucionan una infinidad de problemas dependientes de dicho án-

gulo; mas en el estado actual de nuestros conocimientos en óptica undulatoria, no creo haya razón alguna para que ese « modo de formación » continúe limitado a la imagen microscópica, y no tome desde luego el carácter de generalidad que yo trato de darle en estas Conferencias, después de haberlo comprobado en numerosos experimentos, realizados con los objetos más diversos y con todas clases de sistemas ópticos, obteniendo siempre, como resultado inconcuso, que la formación de la imagen depende del espectro de Fraunhofer que se forma delante de ella. Sería, no obstante, salirse de lo conveniente, pretender que el proceso geométrico debe relegarse al olvido porque no representa la realidad del fenómeno, pues son muchos los problemas que hoy día sólo sabemos resolver por medio de la óptica newtoniana, contándose entre ellos todos los relativos a posiciones y magnitudes de la imagen, así como los referentes a las aberraciones en general, y otros muchos de técnica óptica. Por eso es más cuerdo, y aun necesario, buscar una fórmula que, manteniendo la realidad del fenómeno, hermane la imagen física con la determinada por las leyes de la dióptrica, de un modo parecido a lo que antes he hecho al tratar de los objetos luminosos, por más que la fórmula, en este caso, sea de distinta in-

dole. Para establecerla, son precisos más conocimientos de los que hasta ahora he expuesto sobre los fenómenos de difracción en general, y sobre el espectro de Fraunhofer en particular, y por eso encontrará sitio adecuado más adelante (32). Por igual razón dejo también para más adelante (31) el exponer por qué motivos la imagen se forma en el plano conjugado del objeto, siendo así que las ondas que parten de los distintos puntos del espectro lo mismo interfieren antes que después de dicho plano, y producen, en realidad, una serie de figuras diferentes de la que tiene lugar en el plano conjugado del objeto.

SEGUNDA CONFERENCIA

*IMAGEN DE LOS OBJETOS
NO LUMINOSOS POR SÍ MISMOS*

La formación de la imagen es tan sólo posible por los efectos difractivos que los objetos producen al impedir la libre propagación de las ondas que los iluminan. Fenómenos de Fresnel y de Fraunhofer y demostración experimental de la teoría.

12. En la sucinta exposición que en la Conferencia anterior he hecho sobre la manera de formarse las imágenes, sobresale, desde luego, la influencia de los fenómenos difractivos, ya sea por su acción perturbadora, cuando los objetos son luminosos por sí mismos, o bien por su acción necesaria y decisiva para formar la imagen, cuando no son. Estas dos acciones difractivas son completamente distintas. La primera es una consecuencia necesaria de la limitación, por la abertura del sistema óptico, de las ondas luminosas

que parten del objeto, y sus efectos perjudiciales disminuyen cuando dicha abertura aumenta; y la segunda radica en el efecto mismo que el objeto ejerce en las ondas iluminantes, produciendo una manifestación difractiva peculiar para cada objeto, que es, precisamente, la que determina la formación de la imagen, y sin la cual la imagen no se formaría. De ahí se deduce la necesidad de conocer algo los fenómenos de difracción para poder apreciar las relaciones íntimas y peculiares que guardan con el objeto y, a la vez, para hacerse cargo de su acción en el proceso de la imagen.

Siempre que una superficie de onda encuentra en su camino un impedimento cualquiera que intercepte su libre propagación, se producen fenómenos difractivos. Si el impedimento fuese un cuerpo opaco, por ejemplo, se producirá detrás de él una sombra; mas si esa «sombra real» se la proyecta sobre una pantalla, se ve que no coincide exactamente con la «sombra geométrica» determinada por la intersección, con el plano de la pantalla, de una línea recta que desde el punto de origen de las ondas luminosas siguiera todos los contornos periféricos del objeto. La luz penetra algo dentro de los límites de la sombra geométrica, y fuera de ellos aparecen ciertas franjas de

distinta intensidad luminosa; y ese fenómeno se opone abiertamente a la ley de la propagación rectilínea de la luz, admitida sin restricción alguna hasta que Grimaldi dió a conocer la difracción, a mediados del siglo xvii.

Los fenómenos de difracción son una consecuencia necesaria del movimiento undulatorio, y se presentan, por tanto, en todas aquellas manifestaciones físicas que, como la luz, el calor, la electricidad y el sonido, reconocen por causa un agente que cambia periódicamente de magnitud, y se propaga por medio de un sistema de undulaciones; mas como su extensión y notabilidad depende de la magnitud de la relación que existe entre las dimensiones de los objetos difractantes y las longitudes de la onda, ese es el motivo por que, tratándose de la luz, pasen los fenómenos de difracción desapercibidos en la mayoría de los casos de observación vulgar; pues la longitud de las ondas luminosas es tan sólo de media milésima de milímetro, cantidad pequeñísima comparada con las dimensiones de los objetos con los cuales estamos en relación constante para los usos ordinarios de la vida.

En la producción de las sombras descansa, en último término, la posibilidad de que podamos ver, clara y distintamente, la forma de los objetos; y

las sombras dejan de producirse cuando las dimensiones de los objetos se acercan a las de las longitudes de onda, pues entonces los fenómenos de difracción toman una importancia preponderante. Es pues, para nosotros, una gran suerte el que la longitud de las ondas luminosas sea tan pequeña, pues así las sombras reales de los objetos que comúnmente nos rodean y están en constante relación con nosotros, difieren poco de sus sombras geométricas. No sucede lo mismo con las ondas sonoras, que son un millón de veces mayores que las luminosas, y con ellas los efectos difractivos toman una extensión tan considerable, que los objetos de dimensiones usuales, para el sonido no producen sombras. Por eso oímos las campanas aunque entre ellas y nosotros se hallen interpuestos muros de grandes dimensiones, y los acordes de un piano se propagan en todos sentidos al salir al aire libre por la abertura de una ventana. Por análogo motivo, y como consecuencia de la gran longitud de 4.000 metros que poseen, las ondas hercianas que se emplean en la telegrafía sin hilos recorren la faz de la Tierra sin encontrar obstáculo en las más altas montañas. Mas como, en estos casos, el que no se produzcan sombras depende de una relación de magnitudes, y esa misma relación, o por lo menos muy pare-

cida, la podemos obtener con las ondas luminosas cuando los objetos sean muy pequeños, también en este caso la luz dará la vuelta alrededor de ellos, y no se producirán sombras, como sucede, por ejemplo, con los filamentos muy tenues o las partículas muy pequeñas.

Debido a la pequeña longitud de las ondas luminosas, a simple vista podemos percibir los objetos que sólo tengan una décima de milímetro; mas si, de repente, esas ondas crecieran hasta alcanzar las dimensiones de las ondas sonoras, los menores objetos que podríamos percibir tendrían 100 metros. Si existieran gigantes cuyos ojos fueran capaces de ver con ondas de la longitud de las hercianas, o aunque fueran menores, los muros de las casas serían para ellos transparentes, como lo es para nosotros el vidrio; pues los ladrillos y las piedras de que se componen les serían tan invisibles como lo son para nosotros las moléculas del vidrio, a causa de su gran pequeñez comparada con la longitud de las ondas. Y, por el contrario, si pudiéramos disponer de una luz cuya longitud de onda fuese tan sólo de una millonésima de las ondas actuales, a simple vista veríamos las moléculas y, probablemente, el cristal sería para nosotros un cuerpo opaco.

Mas dejemos ya esas fantasías, cuyo objeto es

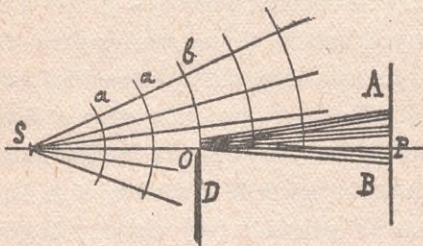
tan sólo el de fijar bien la idea de que muchos fenómenos luminosos, y los de difracción entre ellos, están íntimamente relacionados con las dimensiones de las longitudes de onda, asunto de gran importancia práctica, puesto que de él depende el límite de la visibilidad, según veremos en la última de estas Conferencias. Mas hay que tener en cuenta que aun en aquellos casos de observación vulgar en los cuales los fenómenos de difracción son poco notables, por tratarse de objetos muy grandes relativamente a las longitudes de onda, tienen una gran influencia en la formación de la imagen; y si pasan para nosotros desapercibidos, es, en gran parte, porque de un modo inconsciente hacemos abstracción de ellos, como cosa que estorba al fin principal de nuestra observación, que es el de ver el objeto y no los fenómenos de difracción que produce.

13. En los tratados de óptica física se estudian los fenómenos de difracción de un modo especulativo en unos cuantos casos especiales, empleando el cálculo matemático con gran intensidad. A ellos se debe acudir para conocerlos de un modo profundo; mas para el fin particular de estas Conferencias, tal conocimiento no nos hace falta, pues basta con que tengamos la noción del fenómeno en su modalidad general, para apre-

ciar su influencia decisiva en la formación de la imagen.

De dos diferentes maneras se pueden estudiar los fenómenos de difracción: de la manera Fresnel y de la manera Fraunhofer. Para estudiarlos de la manera Fresnel se coloca delante del objeto difractante el punto luminoso, y detrás de él una pantalla, y se observa sobre ella la figura de difracción proyectada, ya sea sombra o mancha luminosa. En este caso, tanto el manantial luminoso como la figura de difracción están a distancia finita del objeto; y se observa la diferencia que existe entre la figura de la sombra o de la mancha luminosa realmente proyectada, y la que debería ser, según las leyes de la óptica geométrica que suponen que la luz se propaga exclusivamente en dirección rectilínea. El segundo modo de estudiar los efectos difractivos, que es el que a nosotros nos interesa de una manera particular, porque sus condiciones de observación son las mismas que se realizan en los sistemas ópticos al formar la imagen, es el de Fraunhofer. En síntesis puede decirse que consiste en observar el fenómeno que se produce a distancia infinita del objeto, estando el manantial iluminante situado también al infinito, o, por lo menos, en observarle en el mismo plano en que se halla dicho manan-

tial iluminante. Esta definición es, a primera vista, algo abstracta; pero como luego he de insistir en ella, entonces se comprenderá fácilmente que, bajo esas condiciones, es como percibimos a simple vista, y sin auxilio de aparato alguno, muchos fenómenos notables de difracción. Mas no hay que olvidar nunca que es el objeto el que

FIG. 9.^a

produce el efecto difractivo, con entera independencia del método que se emplee para observarle.

Con objeto de fijar bien las ideas sobre esos fenómenos, que tienen una importancia capital en la teoría de la formación de la imagen, voy a indicar tan sólo su modalidad en algunos casos particulares, empezando a observarlos según el método de Fresnel. El ejemplo más sencillo es el que ofrece la sombra proyectada por el borde rectilíneo de una superficie opaca. En la figura 9.^a, por ejemplo, del punto iluminante S parten ondas

que se propagan libremente hasta llegar a la pantalla. Según la óptica geométrica, la línea SOP debería señalar el límite preciso y bien definido entre la parte iluminada A y la parte en sombra B; mas la observación real nos demuestra que la luz

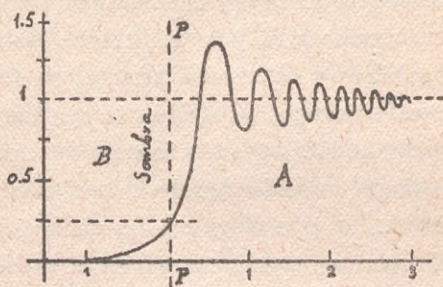


FIG. 10.

penetra hasta cierta distancia por debajo del punto P, y que, por encima de él, en la región que debería estar uniformemente iluminada, se presentan una porción de franjas alternativamente brillantes y oscuras, de intensidad decreciente a medida que se apartan de dicho punto. La figura de difracción se extiende, pues, en forma de una banda, a lo largo del límite geométrico, entre la parte iluminada y la parte en sombra, compuesta a su vez de franjas cuyas intensidades luminosas indica la curva del diagrama de la figura 10.^a, en

la cual la línea PP representa el borde geométrico de la sombra. En este límite, la intensidad luminosa es el 25 por 100 de la iluminación en A, y va decreciendo rápidamente hacia el interior de la sombra B. Por el lado opuesto, la iluminación crece hasta producirse el primer máximo, superior a la iluminación en A, y luego decrece hasta el primer mínimo; y así, sucesivamente, se forma una serie de máximos y mínimos cuyas diferencias de intensidades van siendo cada vez menores, hasta que se confunden con la intensidad general en A. En este diagrama las distancias al punto P representan milímetros, en el supuesto de que la pantalla donde se proyecta el efecto de difracción diste del punto O un metro. Las ordenadas indican las intensidades luminosas, tomando por unidad la iluminación de la parte A, en donde no se dejan sentir los efectos difractivos. Y es digno de que fijemos nuestra atención en el hecho, a primera vista paradójico —que veremos también reproducido en otros casos—, de que la intensidad luminosa del primer máximo sobre todo, sea muy superior a la iluminación general producida por el punto iluminante S en la superficie de proyección, pues eso quiere decir que, por la interposición de la pantalla opaca D (figura 9.^a), ciertos puntos de dicha superficie de pro-

yección reciben mayor cantidad de luz de la que recibirían si dicha pantalla no existiera. Y eso es, realmente, lo que sucede.

La sombra proyectada por una tira, banda o filamento lineal opaco, depende de su anchura. Siendo ésta pequeña, dentro del espacio comprendido entre los límites geométricos de la sombra aparecen franjas claras y oscuras, y en el centro de la sombra *existe siempre una línea clara*. Disminuyendo el ancho de la banda, las franjas laterales se separan unas de otras y se alejan del centro, y la línea central clara se ensancha también, hasta el punto de que, si en vez de la banda opaca se hace la observación con un filamento muy delgado, cuyo espesor sea del mismo orden de magnitud que las longitudes de onda, desaparece por completo la sombra.

Un disco opaco de pequeño diámetro produce una sombra bordeada de anillos claros y oscuros, y ofrece la particularidad —análoga a la que acabo de decir que presenta también la sombra de una banda estrecha— de que *en su centro existe un punto luminoso* de igual intensidad a la que produciría el manantial iluminante en el mismo sitio, en el caso de que no existiera el disco opaco. Y es curioso recordar, a propósito de este fenómeno, que cuando Fresnel presentó a la Aca-

demia de Ciencias de Francia una Memoria en la que daba cuenta de sus investigaciones relativas a los fenómenos de difracción producidos por una abertura circular pequeña, el académico y físico notable M. Poisson, rebatía sus asertos, apoyándose para ello en que, de ser ciertos, si se aplicaban al caso de un disco opaco de pequeño diámetro — caso que Fresnel no había estudiado aún—, se llegaba a la *consecuencia absurda* de que en el centro de la sombra debería aparecer un punto iluminado. Esa consecuencia *absurda* deducida entonces tan sólo como necesidad lógica de las premisas de Fresnel, fué más tarde comprobada experimentalmente por el mismo Poisson, y hoy día es del dominio de todos los estudiantes de física. Muy notable es también lo que sucede en el caso contrario, o sea cuando la luz, en vez de ser interceptada por un disco opaco, atraviesa una pequeña abertura circular. Entonces sobre la pantalla se proyecta una mancha luminosa, rodeada de anillos claros y oscuros, cuyo centro aparece alternativamente iluminado u oscuro, según sea la distancia a la que se coloque la pantalla de proyección de la abertura por la cual pasa la luz, dándose el caso verdaderamente sorprendente de que, a una distancia determinada, la intensidad luminosa del centro de la

mancha es cuatro veces mayor de la que sería en el mismo punto si la luz llegara a él libremente, sin tener que atravesar la abertura circular. Esto sucede, precisamente, para una abertura de 3 milímetros de diámetro, cuando la pantalla de proyección dista de ella 4,5 m. Y sorprendente es también el caso de que, estando la pantalla fija y siendo variable el diámetro de la abertura, a un aumento de dicho diámetro corresponda, en determinadas circunstancias, una disminución de intensidad en el centro de la mancha, pues a primera vista parece deducirse de esto que una abertura menor deja pasar más cantidad de rayos que otra mayor. Tanto estas sorpresas que acabo de indicar, como otras muchas que nos ofrecen los fenómenos difractivos, encuentran perfecta explicación dentro de la disciplina de la óptica undulatoria, pues, según ella, no siempre la luz se propaga exclusivamente en línea recta desde el punto de origen al punto cuyo efecto luminoso consideramos, ni tampoco la intensidad luminosa en el punto de reunión de muchos rayos depende siempre de su número. Mas no me es posible detenerme aquí en estos pormenores, que se encuentran bien explicados en los tratados de óptica.

14. En las figuras de difracción estudiadas por el modo Fresnel, hay que tener en cuenta,

según acabamos de ver, la distancia a que se proyectan. Estudiadas por el modo Fraunhofer, se elimina el factor variable de la distancia, puesto que se consideran siempre producidas en el infinito. Supongamos una pantalla D de borde rectilíneo (fig. 11.^a) y que el punto iluminante S está muy lejos de ella. La onda b será intercep-

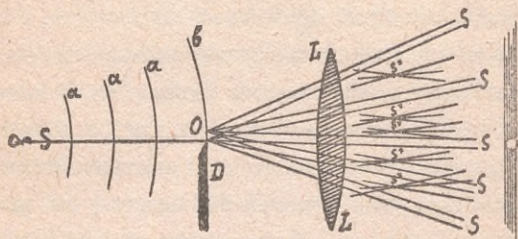


FIG. 11.

tada, y, en su consecuencia, en una faja a lo largo del borde O , emitirá rayos efectivos en todas direcciones que serán los causantes del fenómeno de difracción. Siguiendo el modo Fresnel, hemos estudiado antes (fig. 9.^a) la acción de estos rayos en las inmediaciones del límite geométrico de la sombra; mas ahora, dejando que sigan su camino indefinidamente, los podemos considerar agrupados en haces de rayos paralelos que marchan bajo distintas inclinaciones s, s, s, \dots , tal como se representa en la figura de un modo muy grosera-

mente esquemático, pues no es posible otra cosa. A gran distancia, los rayos paralelos de cada haz puede considerarse que se reúnen en un punto, en el cual interferirán entre sí, produciendo un estado luminoso particular, dependiente de la amplitud y fase de vibración con que llegue cada uno de ellos, separadamente, a dicho punto; pues hay que tener en cuenta que los rayos de cada haz no pertenecen a una onda homogénea, sino que constituyen ondas paragénicas, por te-

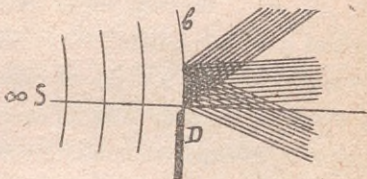


FIG. 12.

ner sus puntos de origen en distintos elementos de la onda *b* (fig. 12.^a). Así, a gran distancia, se producirá un estado luminoso particular *s*, *s*, *s*..., continuo o discontinuo, que es el que constituye el espectro de Fraunhofer del punto *S*, producido por la acción difractante del borde de la pantalla *D*. Si en vez de un solo punto existiera en *S* un objeto luminoso extenso, como la llama de una bujía, se producirían una multitud de espectros elementales y su conjunto sería el espectro total de Fraunhofer de la llama de la bujía.

Para ver los espectros de Fraunhofer no es

preciso ir a buscarlos a distancia infinita, pues basta para ello colocar una lente detrás del objeto difractante y observar el efecto luminoso que se produce en su plano focal posterior. Ese efecto luminoso será también un espectro de Fraunhofer, pues en virtud de la propiedad dióptrica de las lentes, de reunir en puntos de su plano focal los haces de rayos paralelos, en s^* , s^* , s^* ..., tendrán lugar estados luminosos iguales a los que producirían a distancia infinita los hacecillos s , s , s ... En el caso que nos sirve de ejemplo, tomando sólo en cuenta un punto luminoso S , el espectro consistirá en una pequeña línea brillante, perpendicular al borde O de la pantalla, con cambios de intensidad que guardarán cierta relación con los señalados en la curva de la figura 10.^a. Y si, en vez de un punto, fuese la llama total de la bujía la que sirviera de manantial luminoso, aparecería su imagen deforme y asimétrica y ensanchada en sentido perpendicular al borde de la pantalla difractante. Imágenes análogas de difracción se producen siempre en el plano focal de los objetivos, constituyendo la etapa más importante del proceso de la imagen de los objetos no luminosos, según hemos visto en la Conferencia anterior.

El espectro de Fraunhofer, formado de la ma-

nera que acabo de decir, viene a ser una imagen luminosa de cuyos puntos parten sistemas de ondas normales que se propagan en el sentido de la dirección de los rayos que entran en el sistema óptico. En este concepto se le puede considerar como un objeto luminoso por sí mismo, mas con la diferencia de que los rayos que parten de cada uno de los espectros elementales, de que se compone el espectro total, son coherentes entre sí. *A esa propiedad fundamental se debe la posibilidad de que se forme la imagen en el plano conjugado del objeto.*

15. El espectro de Fraunhofer s^* , s^* , s^* ... (fig. 11.^a) se llama real porque, lo mismo que las imágenes reales, es susceptible de proyectarse sobre una pantalla, y, además para diferenciarle del espectro virtual que desempeña un papel auxiliar muy importante, pues gracias a su presencia es posible establecer una relación dióptrica directa entre el objeto y su imagen, de la manera que diré cuando lleguemos al sitio oportuno.

La existencia del espectro virtual se deduce de las consideraciones siguientes: Todos los puntos del espectro real s^* , s^* , s^* ..., son centros vibratorios de los cuales parten sistemas de ondas esféricas que se propagan en el sentido de

los rayos. Si suponemos por un momento que se propagaran también en sentido contrario, para los fines ópticos sería lo mismo que si el espectro real fuese un objeto luminoso colocado delante del objetivo L (fig. 11.^a), del cual dicho objetivo formaría una imagen por el procedimiento de *punto por punto*, situada a gran distancia. Esta

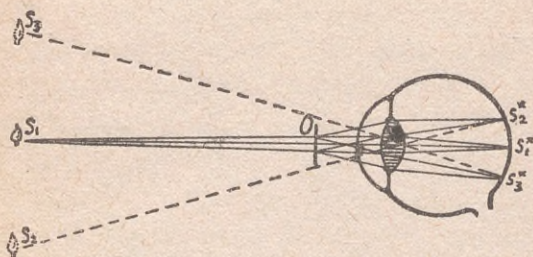


FIG. 13.

imagen constituye el espectro virtual de Fraunhofer. Es el espectro que vemos cuando observamos las figuras de difracción a simple vista, sin el auxilio de aparato alguno. En efecto: si miramos un objeto luminoso situado a gran distancia (fig. 13.^a), su imagen real se pinta en el punto s_1^* de la retina y le percibimos en la dirección de la línea $s_1^* s_1$ que pasa por el punto nodal del sistema óptico del ojo. Interponiendo un objeto difractante O, los rayos difractados se reunirán en los puntos s_1^* , s_2^* , s_3^* ... de la retina, y

para nosotros será lo mismo que si vinieran de $s_1 s_2 s_3 \dots$; y a esos puntos referiremos las sensaciones recibidas, y veremos $s_1 s_2 s_3 \dots$ como si realmente existieran. Ese será el espectro virtual del objeto luminoso S, producido por el objeto difractante O. El ojo es, pues, un aparato óptico precioso para observar los espectros de Fraunhofer; y casi me atrevo a decir que no es posible que miremos un objeto brillante sin que vaya acompañado de un espectro más o menos visible, aun en el caso de que *voluntariamente* no interpongamos ningún medio difractante. Bastan para ello las partículas de polvo suspendidas en el aire, o en el humor lacrimoso que baña la córnea; y si entornamos los ojos, las pestañas producen magníficos espectros.

Una luz, mirada a través de la rendija de un espectroscopio o de una abertura estrecha cualquiera, da lugar a que hagamos una observación muy instructiva. Cuando los bordes de la rendija están bastante separados, la luz aparece en su forma normal; mas a medida que los vamos juntando, surgen a uno y otro lado una serie de imágenes cromáticas, dispuestas en línea perpendicular a los bordes de la rendija, las cuales se van deformando y fundiendo unas con otras hasta que al fin, cuando los bordes están muy próxi-

mos, la imagen central se ensancha y se transforma en una banda luminosa uniforme, limitada a ambos lados por dos espacios oscuros, que abarca, de un extremo a otro, todo el campo visual. En este caso, la abertura del ojo sólo permite que penetre en él la región central del espectro, quedando fuera de la visión las dos porciones laterales.

Esta observación nos enseña la influencia que tiene en la formación del espectro la forma y dimensiones del objeto que lo produce, y, además, que su extensión, en determinados casos, puede ser tan grande que solamente una porción de él tenga cabida dentro del sistema óptico que *lo mira*; pues, en realidad, el espectro virtual de Fraunhofer no es otra cosa que la imagen del manantial luminoso *vista por el sistema óptico* a través del objeto difractante. La retina del sistema es, en esta suposición, su plano focal posterior. A su tiempo ya veremos la gran influencia que puede tener, en la formación de la imagen, el que no tenga entrada en el sistema óptico la totalidad del espectro que el objeto produce.

Los espectros virtuales que aparecen siempre al mirar un objeto muy luminoso a través de un medio difractivo, pueden clasificarse en tres grupos, según sea la forma y distribución de los ele-

mentos estructurales del medio. Cuando estos elementos son desemejantes unos de otros, y están irregularmente distribuidos, como sucede, por ejemplo, en la capa de polvo que se deposita sobre la superficie de los cristales, el espectro se reduce a una mancha luminosa más o menos extensa, con los bordes anchamente difusos. Si los elementos estructurales tienen todos la misma forma, pero su distribución es irregular, como acontece espolvoreando un cristal con esporos de licopodio o granos de polen de pino, o de otra planta cualquiera, en el centro del espectro aparece la figura clara del manantial luminoso, rodeada de un halo más o menos extenso, que tiene el borde interno azulado y el externo rojizo. Estos dos espectros se llaman continuos, porque aunque en unos sitios la intensidad luminosa es menor que en otros, no llega nunca a anularse por completo. Las estructuras formadas de elementos semejantes, regular y periódicamente distribuidos, producen, por al contrario, espectros discontinuos, pues mirando a través de ellas se ven los máximos luminosos completamente separados por espacios oscuros. Infinidad de objetos naturales producen esta clase de espectros, y entre ellos las valvas de las Diatomeas, las escamas de las alas de los Lepidópteros y de otros insectos,

algunos tejidos histológicos, etc., etc.; y entre los objetos artificiales, las diferentes clases de rayados, de los cuales luego me ocuparé, las telas ligeras como, por ejemplo, las muselinas y los fulares, etc., etc. El tejido de las telas, como es bien sabido, se compone ordinariamente de dos sistemas de hilos cruzados perpendicularmente, de modo que su textura está formada por elementos ordenados periódica y regularmente, y viene a ser como una alternación de líneas opacas—los hilos—con líneas transparentes. Por eso, mirando las luces eléctricas de la calle a través de los visillos del balcón, aparece cada una de ellas rodeada de cuatro, ocho, doce o más luces dispuestas en cruz, cuyos brazos son perpendiculares a los hilos que forman la trama del tejido. Ese conjunto de luces no es otra cosa que un espectro discontinuo de Fraunhofer, el cual, aunque es muy notable y visible, por un acto de abstracción pasa desapercibido para la mayoría de las personas, hasta que, fijándose una vez en él por cualquier motivo, luego lo ven siempre.

Espectros que se extienden más allá de los límites del campo visual, se observan también mirando las luces de la calle a través de los cristales de los coches y tranvías, cuando se condensa sobre ellos la humedad del aire, o bien cuando han

sido frotados, al limpiarlos, con un paño algo grasiento, como sucede de ordinario. En este último caso, la imperceptible película de grasa que se extiende sobre ellos no es uniforme, sino que, a causa de las rugosidades del paño, se distribuye en una serie de crestas y surcos extremadamente pequeños, paralelos a la dirección con que se haya frotado el cristal. El espectro, en estas condiciones, es una banda luminosa muy extensa, perpendicular a la dirección de los surcos y crestas, que no coge toda ella dentro del campo visual.

Me he detenido, tal vez demasiado, en estos fenómenos vulgares de difracción, para que se vea que se producen siempre, y en todas partes, y no se esté en la idea equivocada de que son siempre fenómenos de alta óptica, de los cuales no es posible hablar sin que vayan envueltos en ecuaciones diferenciales e integrales, que es de la manera como se presentan en los libros clásicos; y, así, no cause extrañeza el que sean una condición necesaria para que se realice otro fenómeno, vulgar también, cual es el de la formación de la imagen por los sistemas ópticos.

16. Los espectros de Fraunhofer más notables por su brillo y por la facilidad que ofrecen para su estudio, son los que se obtienen por medio de los «rayados». En general, puede decirse

que «un rayado» es una superficie de estructura periódica, en la cual, una onda luminosa, transmitida o reflejada, experimenta también cambios periódicos de fase. Su construcción difiere según el género de observaciones a que se les destinan; y en los tratados de física se les llama, a veces, «redes de difracción», del nombre francés *reseaux*, y también «enrejados», del alemán *Gitter*, porque, a veces, están formados por gran número de filamentos metálicos muy juntos y paralelos. Pero la disposición que a nosotros más nos conviene para efectuar las experiencias demostrativas de la teoría de la formación de la imagen, es la de una serie paralela de líneas o bandas opacas que alternan con otras transparentes. En este caso, el nombre de «rayado», tal como lo define el Diccionario de nuestra Academia, le conviene perfectamente; e igualmente le conviene cuando consisten en una pequeña placa, de metal o de vidrio, en cuya superficie se ha trazado, con la punta de un diamante, una serie de rayas muy finas, y tan apretadas entre sí, que, a veces, su número llega a ser de 40, 50, y hasta 100.000, en una pulgada inglesa. Célebres son, por su extremada finura, los rayados de que se han servido Rutherford y Rowland en sus estudios sobre el espectro solar, siguiendo la marcha iniciada por Fraunhofer; pues

bien sabido es que, a ese eminente físico, le corresponde la gloria de haber sido el primero en emplear los rayados para medir las longitudes de onda correspondientes a las líneas negras del espectro, las cuales, desde entonces, llevan su nombre. Pero a nosotros no nos hacen falta rayados de tanta perfección, ni mucho menos, pues basta con que tengan de 10 a 15 rayas por milímetro, para comprobar las leyes de la formación de la imagen en objetivos hasta de unos 20 cm. de distancia focal, y unas 60 rayas para los objetivos microscopios, que es lo que vienen a tener las plaquitas de difracción que Zeiss construye con tal objeto.

Los rayados de que me serviré en las demostraciones experimentales que tendrán lugar como final de estas Conferencias¹, son muy fáciles de construir. Basta, para ello, dibujar a gran escala, en una hoja de cartulina, una serie de bandas negras alternantes con otras blancas, de modo que las relaciones entre sus anchos sean las indicadas por la teoría para producir determinados efectos; y luego obtener de este dibujo, sobre una plaqui-

¹ Estas demostraciones experimentales se dieron, gracias a la amabilidad del catedrático y académico señor González Martí, en su laboratorio de Física de la Universidad Central.

ta de cristal, una fotografía reducida, al colodión, con objeto de que las bandas claras sean bien transparentes. De esta manera se producen rayados que dan espectros muy brillantes, mucho más que los que se ven a través de los tejidos de muselina, de que antes he hablado, pues en éstos los hilos nunca ofrecen un contraste tan marcado con los espacios transparentes, ni sus bordes son tan limpios y bien definidos como los de las bandas negras trazadas con tinta de China sobre la cartulina. Las plaquitas de difracción Zeiss están construidas de la siguiente manera: sobre una laminilla de cristal se deposita químicamente una capa de plata, semejante a la del azogado de los espejos, y luego, con una máquina de dividir, y una punta de acero, se trazan sobre ella una serie de líneas a la distancia conveniente. Las bandas claras son aquellas en donde la punta de acero, sin llegar a rayar el cristal, ha levantado la capa de plata, y así el rayado ofrece gran contraste, y produce, por lo tanto, espectros muy brillantes.

Los efectos de difracción que se obtienen con los rayados han sido objeto de especial estudio desde el tiempo de Fraunhofer, sobre todo porque proporcionan un medio muy preciso para la investigación de los espectros luminosos produ-

cidos por distintos cuerpos, y la determinación de las longitudes de onda de sus infinitas rayas; y su teoría llevada casi al extremo por medio del cálculo matemático, constituye hoy uno de los más importantes capítulos de todos los tratados de óptica undulatoria; mas, para nuestro objeto, nos bastará conocer la modalidad del fenómeno en sus rasgos principales. Y antes de empezar su descripción, he de hacer notar—y, tal vez, más adelante me verá obligado a repetirlo—, que el empleo de los «rayados» en las experiencias comprobatorias de la teoría de la imagen, no es, en manera alguna, porque dicha teoría se funde *de un modo particular* en los efectos de difracción que ellos producen, pues sus bases descansan en los fenómenos difractivos en general, sea el que quiera el objeto que les dé origen; y que si se emplean comúnmente para comprobar la teoría, es tan sólo por las ventajas que ofrece su espectro, por su calidad de discontinuo, por ser muy fácilmente observable, y, además, por estar perfectamente estudiado, circunstancias que difícilmente se encuentran reunidas en los espectros de otros objetos.

Mirando una luz a través de un rayado, se ve una larga serie de imágenes colocada perpendicularmente a la dirección de sus rayas (figu-

ra 14.^a), y haciéndole girar en su mismo plano, gira también toda la serie de imágenes con el fin de conservar su perpendicularidad con las rayas. La imagen del centro de la serie, que es la que sirve de eje de giro, es una imagen normal acromática de la luz que se mira; y las que están a ambos lados de ella, simétricamente distribuidas, se presentan tanto más deformadas cuanto más distantes se hallan del centro; y, a la vez, ofrecen un cromatismo más marcado, con el azul del

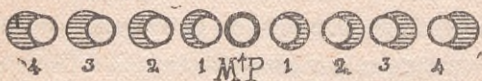


FIG. 14.

lado interno, y el rojo del externo, precisamente al contrario de lo que sucede con la dispersión cromática producida por el prisma. El conjunto de toda esa serie de imágenes, separadas unas de otras por espacios oscuros, es el «espectro virtual de Fraunhofer», producido por el rayado. El «espectro real», conjugado del «virtual», se forma sobre la retina, de la manera que antes he dicho para un objeto cualquiera; y si en vez del ojo que mira suponemos otro sistema óptico, el espectro real se formará de un modo análogo en su plano focal posterior, y de un modo análogo

también podremos deducir de él el espectro virtual correspondiente.

A la imagen que se ve en el centro del espectro se le da el nombre de «máximo principal», y a las laterales, el de «máximos de primer orden», distinguiéndolos, por el lugar que ocupan, con los números 1.º, 2.º, 3.º. ...

Si repetimos la misma observación con un rayado más fino, es decir, de mayor número de líneas por milímetro, los máximos se presentarán más separados unos de otros, y la dispersión cromática será también mayor. Con un rayado muy fino, y siendo el objeto luminoso una rendija iluminada por el sol, los máximos serán verdaderos espectros solares, tanto más extensos cuanto más elevado sea su número de orden, en los cuales veremos bien las rayas oscuras de Fraunhofer, cuyas posiciones relativas serán proporcionales a las longitudes de onda, circunstancia que no ofrecen estudiadas en el espectro prismático.

La relación que exista entre el ancho de las bandas opacas y el de las bandas claras no influye en la posición de los máximos, pues ésta depende sólo de la finura del rayado, es decir, del número de rayas por milímetro; mas sí determina, en circunstancias dadas de esa relación, el que ciertos máximos desaparezcan. Así, por

ejemplo, cuando el ancho de las bandas claras es doble del de las opacas, desaparecen los máximos 3.º, 6.º, 9.º, ..., y el espectro sólo se compone, además del máximo principal, de los máximos de primer orden 1.º, 2.º - 4.º, 5.º - 7.º, 8.º ... Cuando los anchos de ambas bandas son iguales, desaparecen los máximos 2.º, 4.º, 6.º, etc., etc.

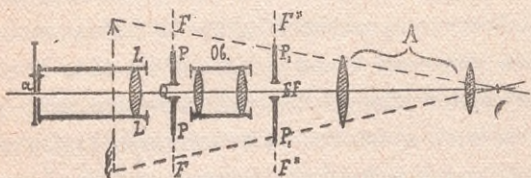
Más adelante, cuando me ocupe particularmente del microscopio (36), por medio de una sencilla fórmula matemática veremos las relaciones numéricas que existen entre la posición de los máximos, la longitud de las ondas luminosas y el número de líneas del rayado por milímetro, pues ahora, con lo dicho nos basta para servirnos de «los rayados» como medio de comprobar experimentalmente el proceso de la formación de la imagen.

17. Las principales etapas que recorre el proceso de la imagen son tres. En la primera, el objeto produce el «efecto de difracción» que le es peculiar; en la segunda, el objetivo recoge ese «efecto de defracción» y forma con él, en su plano focal posterior, un «espectro de Fraunhofer», y en la tercera, las ondas que parten de ese espectro dan lugar a una distribución luminosa en el plano dióptricamente conjugado del objeto, que es la que aceptamos como imagen. La prime-

ra etapa, después de cuanto llevo dicho en esta Conferencia, no necesita demostración alguna, pues se deduce necesariamente de la teoría undulatoria de la luz, o, mejor dicho, es un fenómeno tan general y tan plenamente confirmado, que para darle explicación ha sido preciso idear dicha teoría undulatoria. Las otras dos etapas constituyen la parte intrínseca del proceso, y necesita confirmarse experimentalmente la íntima conexión que entre ambas existe. Para ello, claro está que, tratándose de fenómenos generales y constantes, se han de poder observar en cualquier sistema óptico que forme imagen; mas con objeto de que la observación sea fácil y la experimentación posible, permitiendo realizar ciertas manipulaciones por medio de las cuales se pongan en evidencia los lazos que unen el espectro de Fraunhofer y la imagen, el profesor Abbe ideó un aparato sumamente sencillo, con el cual hizo una serie de demostraciones ante la Real Sociedad de Microscopía de Londres; y con un modelo análogo, construido por Zeiss, haré yo también, como término de estas Conferencias, los principales experimentos demostrativos de la teoría ¹. Con

¹ Como antes ya se ha dicho, esas experiencias se hicieron en el Laboratorio de Física de la Universidad Central.

un microscopio ordinario pueden también hacerse la mayor parte de ellos, con sólo la adición de una pequeña pieza auxiliar que se atornilla en la extremidad del tubo, en la cual pueden colocarse una serie de diafragmas con el fin de interceptar ciertas porciones del espectro, y ver los cambios consecuentes que se producen en la imagen. Para

FIG. 15.^a

estas observaciones sirven las plaquitas de Zeiss de que antes he hablado.

El aparato de demostración Abbe, esquemáticamente representado en la figura 15.^a, se compone de un colimador LL que convierte en paralelos los rayos del manantial iluminante cuando se concentran sobre la abertura a por medio de una lente; de un objetivo $Ob.$ de unos 20 cms. de distancia focal, que es el que forma la imagen del objeto O y que, a la vez, forma también el espectro de Fraunhofer EF en su plano focal posterior F^*F^* . El objeto se coloca en la platina PP

situada en el plano focal anterior del objetivo *Ob.*, y debido a esta circunstancia su imagen se proyecta al infinito. Para observarla, detrás del objetivo se halla un pequeño antejo *A*, montado sobre un brazo provisto de un movimiento horizontal que permite colocarlo en posición, o separarlo a un lado, con objeto de dejar sitio libre delante de la platina P_1P_1 , para poder examinar cómodamente, con una lente de aumento, el espectro que se forma en *EF*. Esta platina lleva un diafragma iris, y está provista de una disposición a propósito para que, a la vez que puedan colocarse en ella diafragmas de distintas formas y otras piezas auxiliares, la permita moverse lateralmente y girar alrededor del eje del aparato. De esta manera, con suma facilidad pueden obliterarse partes determinadas del espectro, y ver en seguida los cambios que se producen en la imagen; y este es el fin principal del aparato.

La iluminación del objeto *O* puede modificarse dentro de extensos límites. Para ello, el extremo del colimador está provisto de una abertura α , de bordes paralelos, que pueden separarse o aproximarse hasta convertirla en una fina rendija parecida a la de los espectroscopios, y delante de esa abertura se pueden colocar, sucesivamente, otras circulares, de distintos diámetros, que lleva un

disco giratorio. También se obtiene una iluminación oblicua muy eficaz para el objeto O, por medio de un movimiento lateral que posee la lente L del colimador.

Cuando se proyecta sobre la abertura α la imagen del manantial iluminante S, dicha abertura se transforma en manantial iluminante, y el objeto O resulta iluminado por un haz de rayos paralelos. Empleando un foco potente de luz, como, por ejemplo, el sol o el arco voltaico, la imagen del objeto y el espectro de Fraunhofer pueden observarse proyectados sobre una pantalla o sobre un cristal deslustrado. También es fácil substituir el objetivo del aparato por un sistema óptico cualquiera, pues la disposición adoptada por el profesor Abbe no tiene por objeto producir el fenómeno, sino facilitar su estudio.

18. Es muy cierto el aforismo de Harvey, de que los que no adquieren por sus propios sentidos una idea clara de las cosas, no llegan nunca al saber real, y sólo conciben fantasmas. Pero, para adquirir esa idea clara de las cosas, observando los fenómenos, es muy conveniente poseer algunos conocimientos previos, y por eso, cuanto llevo dicho esta tarde, no tiene otro objeto que el de exponer de un modo muy sucinto las nociones más indispensables para poder apreciar

en todo su valor las experiencias demostrativas de la formación de la imagen. Su descripción detallada no sería de gran utilidad, pues sólo se concibe una idea clara de los fenómenos que se ven y se observan, y por eso me limitaré ahora a indicar tan sólo las experiencias fundamentales, que serán objeto de las Demostraciones prácticas con que terminarán estas Conferencias.

A dos grupos principales pueden reducirse todas las experiencias comprobatorias de la teoría de la formación de la imagen, esto es, a demostrar: 1.º Que la imagen es una distribución luminosa producida por las interferencias de las ondas que parten del espectro de Fraunhofer que se desarrolla en la pupila del objetivo; y 2.º Que la imagen es una función directa de dicho espectro, y, por lo tanto, que cualquiera variación que se introduzca en él debe traducirse en un cambio consiguiente de la imagen.

Las experiencias relativas al primer grupo se reducen a demostrar que, cuando las ondas que parten del espectro de Fraunhofer no son capaces de interferir entre sí, no se produce imagen, o bien que, si se alteran las condiciones de interferencia, la imagen sufre los cambios consiguientes a dichas alteraciones. Entre ellas son muy demostrativas las siguientes.

Del proceso de formación del espectro de los rayados, o de un objeto cualquiera que produzca un espectro discontinuo, se desprende que, sirviéndonos de un manantial iluminante algo extenso, cada máximo está formado por la reunión de los máximos elementales del mismo orden, y, por lo tanto, que todas las ondas luminosas que parten de un *solo máximo* han de ser incoherentes entre sí. En esto se funda la siguiente experiencia. Se coloca un rayado en la platina P del aparato Abbe antes descrito (fig. 15.^a), y se observa su espectro en la platina P₁. Si la abertura iluminante *a* es un pequeño círculo o una rendija estrecha, los máximos aparecen bien brillantes y separados unos de otros, y, mirando por el anteojo A, se ve la imagen del rayado. Si luego se cierra el diafragma iris de que va provista la platina P₁ hasta que por su abertura sólo pase el máximo principal y se vuelve a mirar por el anteojo A, veremos que la imagen ha desaparecido; y la razón de ello es que siendo incoherentes entre sí las ondas que parten del máximo principal, no pueden interferir, y sólo son capaces de iluminar uniformemente el plano de la imagen. Si se abre luego un poco el diafragma iris, hasta que entre uno de los máximos laterales, o una porción de él, la imagen se restablece porque

las ondas que parten de los puntos homólogos de los dos máximos son coherentes, por provenir de un mismo elemento del manantial luminoso.

Otro modo de demostrar que la imagen es debida a las interferencias de las ondas que parten del espectro de Fraunhofer, es el siguiente. Por medio de un diafragma apropiado se tapa el máximo principal, y luego se cierra el diafragma iris de que va provista la platina P_1 hasta que queden excluidos todos los máximos laterales, excepto los dos primeros, a derecha e izquierda del máximo principal. De esta manera quedan sólo en actividad dos máximos, los cuales producen una imagen del rayado, que se ve mirando por el antejo A. Es bien sabido que los rayos polarizados en ángulo recto no interfieren, y, por lo tanto, si por cualquier medio pudiésemos polarizar los que parten de los dos máximos, de manera que sus planos de vibración fuesen perpendiculares, la imagen debería desaparecer. Esto se consigue haciendo que uno de los máximos atraviase una plaquita de cuarzo dextrógiro de 2,1 mm. de espesor, y el otro otra plaquita igual de cuarzo levógiro. De esta manera, teniendo en cuenta que las plaquitas de ese espesor hacen girar 45° el plano de polarización de la luz amarilla de longitud de onda de la raya D del espectro solar, y que los giros pro-

ducidos por las dos plaquitas son de sentido contrario, resulta que las ondas que parten de los dos máximos estarán polarizadas en ángulo recto, y, por lo tanto, mirando por el antejo A, veremos que la imagen ha desaparecido. Para convenirse de que la acción de las dos plaquitas de cuarzo, en esta experiencia, es tan sólo la de hacer perpendiculares los planos de polarización, pueden sustituirse acto continuo por otras dos, cuya única diferencia consista en que su espesor sea el doble, pues así el giro que cada una de ellas ocasione será de 90° ; y, en estas condiciones los planos de polarización de los rayos que parten de los dos máximos coincidirán, y la imagen aparecerá de nuevo.

El aparato Abbe va provisto de esas plaquitas de cuarzo de los espesores indicados, dispuestas en una montura a propósito para que se puedan colocar con gran facilidad en la platina P_1 ; y, claro está, que, atendido a su espesor, para que el experimento salga perfecto, es preciso emplear luz monocromática amarilla de la longitud de onda de la raya D del espectro solar ($\lambda = 589 \mu\mu$).

Otra prueba, también muy decisiva, para demostrar que son los rayos que parten del espectro de Fraunhofer los que producen la imagen, puede hacerse basándose en la consideración siguiente.

Si el estado luminoso de cada punto de la imagen depende de la fase y amplitud que poseen los rayos coherentes que se reúnen en ellos, alterando la fase de llegada, su estado luminoso debe cambiar, y, por lo tanto, también la imagen. Así, por ejemplo, si para formar la imagen de un rayado sólo admitimos dos máximos, al igual de lo que hemos hecho en el experimento anterior, y de cualquier modo producimos un retardo en la marcha de los rayos que parten de uno de ellos, la imagen deberá sufrir alteración. Ese retardo le podemos producir haciendo que los rayos de uno de los máximos atraviesen una plaquita de cristal antes de llegar al plano de la imagen, y de este modo la imagen debe cambiar de forma, o, por lo menos, de posición, y eso es lo que realmente sucede. Fundándose en eso, y teniendo además en cuenta que los cambios que la imagen experimenta guardan relación con el grueso de la plaquita de cristal, el profesor Abbe ideó un pequeño aparatito que se coloca fácilmente en la platina P_1 , en el cual, por medio de un tornillo que acciona sobre una plaquita de vidrio tallada en cuña, se consigue que los rayos que parten de uno de los máximos experimenten un retardo continuo, y así los cambios de la imagen son también continuos.

En las Demostraciones prácticas haré este ex-

perimento, que es muy notable; pues girando el tornillo del aparatito, en uno y otro sentido, veremos cómo las bandas de la imagen del rayado parece que se mueven hacia la derecha o hacia la izquierda. Mas, en realidad, ese movimiento es una simple apariencia, pues lo que positivamente sucede es una inversión continua de las bandas claras en oscuras y viceversa, lo que produce la ilusión de un movimiento.

19. Para demostrar que la imagen depende directamente del espectro de Fraunhofer que se desarrolla en el plano focal del objetivo son interminables los experimentos que se pueden idear, y el procedimiento general para todos ellos es el siguiente. En la platina P (fig. 15.^a) se coloca el objeto, y en EF se observa su espectro, ya sea por medio de la lente que el aparato lleva con ese fin —la cual no está representada en la figura—, o bien proyectándole sobre una plaquita de cristal deslustrado. En la platina P_1 se encuentran todos los medios deseables para modificar el espectro, ya sea obliterando algunas de sus partes, o bien reduciendo su extensión central o excéntricamente, y en seguida se observan con el anteojito A los cambios consiguientes que experimenta la imagen. Los rayados se prestan muy bien para estos experimentos, por las razones que ya repetidas

veces he dicho; pero con objetos cualesquiera se obtienen también resultados muy positivos. De ésta manera se ve, sin ningún género de duda: 1.º, que toda modificación del espectro produce un cambio en la imagen; y 2.º, que *arreglando artificialmente* el espectro por medio de supresiones adecuadas, de modo que sea igual al de otro objeto distinto del que se encuentra en la platina P_1 , la imagen que se observa es la que corresponde a *ese otro objeto*. De eso se deduce, necesariamente, que un mismo objeto puede producir distintas imágenes cuando para formarlas no se utiliza el espectro completo que es capaz de producir, y que una misma imagen puede corresponder a objetos distintos. En términos generales se puede decir, que cuando para formar la imagen sólo se emplea una pequeña porción central del espectro, sus contornos aparecen confusos y esfumados; y que, por el contrario, si se aprovecha tan sólo la porción extrema, la imagen aparece sobre fondo oscuro con los contornos perfectamente definidos por una línea brillante. En numerosos casos he comprobado este fenómeno, que coincide, en cierto modo, con las observaciones de Porter ¹.

¹ A. B. Porter: *On the Diffraction Theory of Microscopical Vision. Philosophical Magazine*, Enero de 1906, pág. 154.

No me detendré en describir estas experiencias, porque han de ser el objeto de las Demonstraciones prácticas; y, además, no lo hago tampoco por creer que son de la índole de aquellas que entran de lleno en el aforismo de Harvey que antes he citado; es decir, que son de aquellas que, si no se ven, se está muy expuesto a no concebir más que fantasmas.

TERCERA CONFERENCIA

FORMACION DE LA IMAGEN EN EL MICROSCOPIO

A) El microscopio es un aparato de observación subjetiva, que tiene por objeto formar imágenes agrandadas de los objetos pequeños, utilizando para ello la mayor cantidad posible de los rayos difractados que dichos objetos producen. A ese fin, el ancho cono de rayos que el objetivo admite, se va estrechando durante el proceso, de modo que, al salir del ocular, el diámetro de su base no sea superior al de la pupila del ojo.—B) La formación de la imagen en el microscopio obedece a las leyes generales, con las modificaciones correspondientes a su característica óptica particular.

A)—CARACTERÍSTICA DEL MICROSCOPIO

20. En las dos Conferencias anteriores hemos estudiado el proceso de la imagen en general, sin tener en cuenta el sistema óptico que la formaba.

Ahora vamos a concretarnos al caso particular del microscopio; mas antes es preciso que conozcamos los caracteres esenciales de su composición óptica, con el fin de apreciar su influencia en aquellas particularidades que constituyen el principal valor de la imagen microscópica.

Desde el punto de vista puramente dióptrico, puede decirse que el microscopio es un aparato destinado a formar imágenes agrandadas de los objetos pequeños, siendo, por lo tanto, su característica la del aumento. Mas desde el punto de vista físico le hemos de definir de otra manera, pues si bien el aumento es necesario para satisfacer la exigencia fisiológica de que la imagen que se forme sobre la retina tenga ciertas dimensiones, lo primero y esencial es que esa imagen llegue a formarse, y eso depende, según lo que ya hemos visto y veremos más adelante, de la cantidad de los rayos difractados por el objeto que el objetivo recoge primero, y concurren después a la formación de la imagen. Así, pues, podemos definir el microscopio como aparato de observación subjetiva, diciendo que es un sistema óptico destinado a formar imágenes de los objetos pequeños, utilizando para ello los rayos difractados que dichos objetos producen; y como estos rayos están esparcidos muchas veces en anchos conos

de gran ángulo, es también función especial del microscopio el irlos estrechando durante el proceso, hasta que, al fin, al salir del ocular, sus bases no sean superiores al diámetro de la pupila del ojo; pues de otro modo de nada serviría que el objetivo recogiera gran cantidad de rayos, si no pudiesen contribuir a la formación de la imagen que se pinta sobre la retina.

21. En la composición del microscopio entran tres organismos esenciales: el aparato de iluminación, el objetivo y el ocular. El aparato de iluminación, en su forma más sencilla y elemental, le podemos considerar reducido a un espejo plano, pues con un espejo plano de dimensiones convenientes, unido al microscopio por medio de un brazo articulado que le permita tomar toda clase de posiciones, hasta las más excéntricas, y un juego de diafragmas, se pueden obtener todas las formas de iluminación que son capaces de producir los condensadores más perfeccionados, por lo menos desde el punto de vista teórico. Esta verdad no ha sido siempre aceptada por los micrógrafos, sobre todo en los tiempos anteriores al aparato de iluminación del profesor Abbe; pues entonces cada constructor de microscopios preconizaba un condensador especial de su invención, dotado de propiedades extraordinarias. En la práctica, el

empleo de un espejo, tal como el que acabo de mencionar, sería excesivamente incómodo y tal vez irrealizable; mas teóricamente le podemos suponer, pues el condensador Abbe, por ejemplo, que hoy día es de uso universal, no debe su gran nombradía a que sea capaz de producir más efectos de luz que dicho espejo plano, sino a que los produce de un modo muy fácil y eficaz, permitiendo pasar de unos a otros con extremada rapidez.

22. El objetivo microscópico ha llegado a ser hoy una verdadera maravilla de la técnica óptica, cuya perfección es casi imposible llevar más adelante. Las correcciones de esfericidad y cromatismo se efectúan en ellos de una manera asombrosa, y la llamada «ley de los senos», que ya he dicho en la primera Conferencia (2) que constituía una condición indispensable para que los sistemas de gran ángulo pudieran formar imagen, se halla realizado en los buenos objetivos hasta el punto que es posible, atendida la dificultad teórica y práctica de llevarla a cabo de un modo completo para toda la abertura. Y como esa ley es una condición *sine qua non* para que los objetivos, sobre todo los de gran ángulo, puedan formar imagen, y no era conocida antes de que el profesor Abbe la anunciara en su memorable tra-

bajo sobre la teoría del microscopio, publicado en 1873, es curioso averiguar qué sucedía con los objetivos, anteriores a esa fecha, que salían tanto de los talleres del Continente como de los de Inglaterra y de los Estados Unidos del Norte de América, algunos de los cuales gozaban de merecida fama, a pesar de que en su construcción no se había podido tener en cuenta la «ley de los senos». Un examen detenido de esos objetivos, demuestra que esa ley se halla en todos ellos satisfecha, debido a la circunstancia de que los ópticos no podían en aquella época ajustar la construcción de los objetivos a una fórmula completamente determinada de antemano, como hoy sucede, pues siempre quedaba algo que era preciso corregir empíricamente, y entre *ese algo* estaba la mal llamada aberración de la «curvatura del campo», la cual, al tratar de hacerla desaparecer en lo posible, cumplían los ópticos de un modo inconsciente con las exigencias de la «ley de los senos». El examen de los objetivos bajo este punto de vista puede hacerse de un modo sumamente fácil, pues basta observar, bajo determinadas condiciones, la imagen que se forma en su plano focal posterior, de dos sistemas de hipérbolas trazadas en una hoja de cartulina con un mismo centro y un mismo eje segundo, pero con

distintos ejes principales. Si el sistema está corregido en el sentido antes dicho, la imagen de las hipérbolas se convierte en dos series de líneas paralelas equidistantes, que se cruzan en ángulo recto ¹.

23. Como propiedad independiente de la perfección técnica de los objetivos debe considerarse su «ángulo de abertura». La perfección técnica, esto es, la más completa corrección de las aberraciones cromática y de esfericidad, en su sentido más lato, así como el cumplimiento de la ley de los senos, tiende a dar una imagen plana, clara y bien definida, sin tener para nada en cuenta la cantidad de rayos que concurren a formarla. Considerada la imagen desde el punto de vista de la óptica geométrica, bastan esas condiciones; mas

¹ La manera de hacer el examen de los objetivos para ver hasta qué punto se halla en ellos satisfecha la «ley de los senos», se encuentra en el trabajo del Prof. Abbe, *Über die Bedingungen des aplanatismus der Linsensysteme (Gesammelte Abhandlungen von Ernst Abbe, Jena, 1904, t. I, página 273)*, y también en mi tratado sobre la «Formación de la imagen en el microscopio», publicado por la Junta de Ampliación de Estudios en 1911. En él doy, además, la demostración de por qué se han de transformar en sistemas de líneas rectas las hipérbolas, demostración que no se encuentra en el trabajo del Prof. Abbe.

LA IMAGEN ÓPTICA

considerada desde el punto de vista físico, adquiere gran importancia la cantidad de rayos, no por producir mayor intensidad luminosa, sino porque de esa cantidad depende, como veremos más adelante, el que la imagen sea más o menos verdadera, y aun el que llegue o no a formarse.

El ángulo de abertura es uno de los factores que determinan la «apertura numérica», expresión que sirve para indicar la cantidad de rayos que, partiendo del objeto, contribuyen a la formación de la imagen, y en este sentido adquiere gran importancia. Y, antes de pasar adelante, he de desvanecer la creencia generalmente extendida de que un objetivo es tanto mejor cuanto mayor sea su «apertura numérica». En absoluto, eso no es cierto, pues la perfección de los objetivos consiste en que se hayan corregido todo género de aberraciones hasta el límite que la técnica óptica permita, y, en cuanto a la «apertura numérica», que tenga la necesaria para el género de observaciones a que se le destine, teniendo en cuenta que las aperturas exageradas dificultan la corrección de las aberraciones, acortan sobremedida la distancia frontal y la profundidad visual y disminuyen la comodidad de la observación.

24. El ángulo de abertura de los objetivos está siempre determinado por un diafragma real de abertura circular, que puede encontrarse en ellos como pieza independiente, o bien ser reemplazado por la montura metálica de alguna de sus lentes. Su posición es diferente según los objetivos. En unos se halla delante de todo el sistema, y entonces está formado comúnmente por la montura de la primera lente; y, en otros se encuentra, como órgano especial, entre las lentes del objetivo, o detrás de ellas, como en el caso representado en la figura 16.^a El diafragma real, o «iris del sistema» es II, y en su centro se halla la abertura circular de la cual el objetivo forma la imagen virtual $P_1^*P_1^*$. Esta imagen es la que *verdaderamente* determina el ángulo de abertura del objetivo y la que representa a la vez su pupila de entrada, por la propiedad que posee de ser la base común de todos los conos de rayos que, partiendo de los diversos puntos del objeto, tienen entrada en el objetivo y van a formar la imagen $O_2^*O_1^*$. La «pupila de salida», en el caso representado en la figura, es el mismo iris II, pues su abertura representa la base común de todos los conos de rayos que, habiendo penetrado por el objetivo, tienen sus vértices en los distintos puntos de la imagen

$O_1^*O_2^*$ ¹. Se encuentra, pues, en todo objetivo un diafragma que se llama «el iris» del sistema, por su analogía con el iris del ojo humano, el cual determina las «pupilas de entrada» y «de salida», lo mismo que sucede en nuestros ojos; pues, en realidad, lo que llamamos la pupila no es la abertura misma del iris, sino su imagen, formada por la lente plano convexa que representa la cámara anterior del ojo.

25. El ángulo de abertura $2U$ (fig. 16.^a) limita el cono de rayos que el objetivo admite para formar la imagen; pero no mide su cantidad. La cantidad la mide la «apertura numérica», expresión determinada por el *seno del semiángulo de abertura, multiplicado por el índice de refracción del medio que ocupa el espacio entre el objeto y la lente frontal del objetivo,*

$$A . N = n \times \text{seno } U,$$

tomando como unidad la cantidad de rayos que

¹ Cuando el iris está situado en el interior del objetivo, la «pupila de entrada» es la imagen virtual que de él forman las lentes posteriores, y la de «salida» la que forman las lentes anteriores; cuando está delante del objetivo, la «pupila de entrada» es el iris mismo, y la de «salida» su imagen formada por todo el objetivo.

admitiría un objetivo hipotético de 180° de ángulo de abertura, siendo el aire el medio entre el objeto y su lente frontal ($n = 1$). O bien, en otras palabras se puede decir, que si nos figuramos un elemento central del objeto irradiando rayos en el aire en todo el espacio de una semiesfera, y un objetivo que fuese aumentando progresivamente su ángulo de abertura hasta llegar al límite teórico de 180° , la cantidad de rayos recogidos por él, al alcanzar este límite teórico, representaría la unidad que se toma por base para medir la «apertura numérica». Cuando el profesor Abbe dió a conocer por primera vez esa idea de la apertura, se levantaron en contra de ella un cúmulo de protestas, fundadas principalmente en la repugnancia que sentían los micrógrafos en admitir algunas de sus consecuencias lógicas, y, entre ellas, sobre todo, la de que pudieran existir aperturas superiores a la unidad, esto es, que recibieran desde un punto del objeto mayor cantidad de rayos de los contenidos en una semiesfera en el aire; mas hoy día todas esas protestas están olvidadas, y no les queda otro valor que el que puedan tener como datos para escribir la historia de lo difícil que es desarraigar concepciones falsas, cuando se han albergado durante mucho tiempo en el cerebro humano.

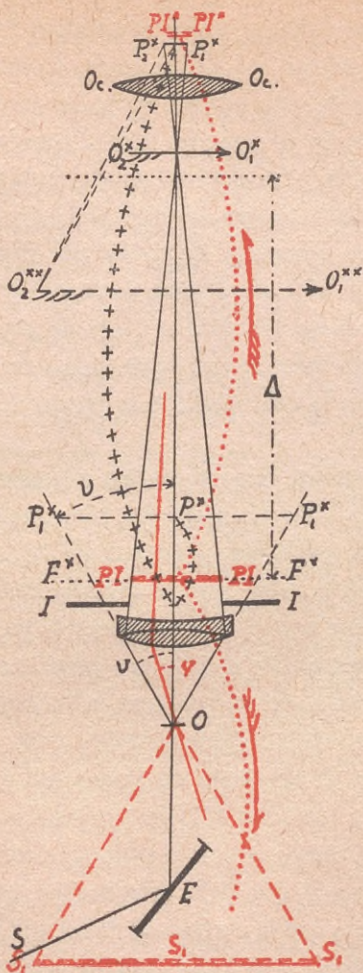
Desde el punto de vista dióptrico, la cantidad mayor o menor de rayos que concurren a formar la imagen sólo tiene influencia en su intensidad luminosa, condición poco importante en el microscopio, puesto que siempre está en nuestra mano iluminar el objeto todo lo que sea necesario, al contrario de lo que sucede en la observación telescópica y en el uso de los aparatos fotográficos. Mas desde el punto de vista de la óptica física, la influencia de la cantidad de rayos es capital, pues el efecto de difracción producido por el objeto, en circunstancias dadas, se esparce por todo el ámbito real de una semiesfera, y aun más allá de los límites de ella, en un espacio imaginario, como veremos en la próxima Conferencia, al estudiar el espectro de Fraunhofer producido por los rayados. Ese espacio imaginario, fuera del ámbito de una semiesfera en el aire, adquiere existencia real en un medio de índice superior a la unidad, y los rayos que por él discurren pueden ser aprovechados para formar imagen en los objetivos de inmersión. El no estar bien penetrados de esa idea hace que muchos micrógrafos incurran en el error de creer que, para utilizar toda la capacidad de un objetivo, es preciso que el objeto se ilumine con un cono de rayos que llene toda su abertura; y sucede, operando así, que los detalles delicados

desaparecen ahogados por un exceso de luz, y la imagen es menos buena que cuando se ilumina el objeto con un cono de rayos más estrecho. Eso depende de que no son los rayos iluminantes los que dan valor a la imagen cuando exceden de ciertos límites, sino los rayos difractados por el objeto, los cuales pueden llenar toda la abertura del objetivo, aunque el haz iluminante sea de ángulo mucho más pequeño.

26. Los oculares que se emplean comúnmente en el microscopio pertenecen al tipo de los oculares negativos o de Huygens, en los cuales el plano focal anterior está situado entre las dos lentes que los forman, llamadas «lente de campo» y «lente frontal»; mas también se recurre, a veces, a los oculares positivos de composición diversa, sobre todo para los aumentos elevados. En ellos los dos planos focales son exteriores al sistema, y la característica de ambas formas es la de producir una imagen virtual tomando como objeto la real que forma el objetivo. Esa imagen virtual es la que miramos en la observación microscópica subjetiva, como si realmente existiera delante de nuestros ojos. Para ello es preciso que, colocada la pupila del ojo en coincidencia con la «pupila de salida» del microscopio, de la cual hablaré luego, la imagen virtual esté situada a la distancia de la

visión más perfecta, lo que se consigue por medio de una «enfocación» conveniente. Considerando el proceso de esta manera, todas las condiciones de la imagen se derivan exclusivamente de la composición óptica del microscopio, prescindiendo de las incertidumbres fisiológicas del ojo humano, pues así la imagen es lo mismo que si fuera un objeto real colocado delante de nosotros, que enviara de todos sus puntos conos de rayos cuya base común fuese la «pupila de salida» del microscopio, con la cual coincide la pupila del observador.

Los oculares, como todos los sistemas ópticos destinados a formar imágenes, tienen también un diafragma que limita la entrada de los rayos, y constituye la base para la determinación de las dos pupilas; mas en ellos se ofrece la particularidad de que, unidos al objetivo para constituir la esencia óptica del microscopio, el diafragma pierde su verdadera significación en cuanto a limitar la anchura de los conos de rayos que forman la imagen, y sirve tan sólo para determinar el diámetro del campo, y por lo tanto también, la porción del objeto que dicha imagen representa. Eso es debido a que la anchura de los conos de rayos que penetran en el ocular está de antemano determinada por la pupila de salida del objetivo, la

FIG. 16.^a

EXPLICACIÓN DE LA FIGURA 16.^a

Pupilas del microscopio. Las líneas rojas se refieren a las «pupilas de iluminación», y las negras a las «pupilas potenciales».

La abertura del iris II, colocada detrás del objetivo, limita la cantidad de rayos que éste pueda recibir del objeto O. Su imagen virtual $P_1^*P_1^*$ determina el verdadero ángulo de abertura del objetivo $P_1^*OP_1^* = 2U$, y constituye, por lo tanto, la «pupila de entrada» del microscopio. Ningún rayo que, partiendo del objeto, forme con el eje un ángulo superior a U, tendrá entrada en el objetivo. En el caso particular representado en esta figura, la «pupila de salida» del objetivo es la abertura misma del iris II, por ser la base común de todos los conos de rayos que, saliendo del objetivo, tienen sus vértices en la imagen objetiva $O_1^*O_2^*$; de igual modo que la pupila de entrada $P_1^*P_1^*$ es la base común de todos los conos de rayos que, partiendo del objeto O, penetran en el objetivo, y concurren a la formación de la imagen.

Detrás del ocular Oc se halla la «pupila final de salida» del microscopio, la cual no es otra cosa que la imagen de la pupila de salida del objetivo, formada por el ocular Oc. Esta «pupila final» es la base común de todos los conos de rayos que tienen sus vértices en la imagen final microscópica $O_1^{**}O_2^{**}$, y determina el ángulo bajo el cual penetran los rayos en el ojo observador. Se la puede considerar también como la imagen de la pupila de entrada $P_1^*P_1^*$, formada por el sistema objetivo y ocular, separados por el intervalo óptico Δ . Las líneas de cruces sirven para indicar que la pupila de entrada $P_1^*P_1^*$ es la imagen virtual de la abertura del iris I, formada por el objetivo, y que la pupila final de salida $P_2^*P_2^*$, es, a su vez, la imagen positiva de la misma abertura del iris, formada por el ocular. Por esta circunstancia, todos los rayos contenidos dentro del ángulo de abertura del objetivo, después de discurrir por el microscopio, salen por la pupila final de salida; y si el diámetro de ésta no es superior al de la pupila del ojo del observador, concurren a la formación de la imagen retiniana. De esta manera se realiza una de las funciones más esenciales del microscopio, cual es la de recoger del objeto anchos conos de rayos, y reducirlos a conos de muy pequeño ángulo

para formar la imagen final microscópica $O_1^{**}O_2^{**}$, que es la que mira el observador.

Las pupilas que se acaban de describir podrían llamarse «potenciales», porque indican una «potencia» o «capacidad», sin tener en cuenta si esa potencia o capacidad se utiliza toda ella o no. Las líneas rojas se refieren a las «pupilas de iluminación», o sea a las que realmente están en actividad, según el género y modo como se ilumine el objeto. Si la superficie iluminante S_1S_1 es bastante extensa para llenar todo el ángulo de abertura potencial del objetivo, determinado de la manera antes dicha, esta misma superficie servirá de pupila de entrada, y su imagen real y perfectamente visible PI , será la pupila de salida del objetivo. Como en el microscopio la superficie iluminante está casi siempre a gran distancia comparada con el valor focal del objetivo, esa pupila de salida se formará próximamente en su plano focal posterior. El valor de su diámetro $2p$, cuando la superficie iluminante llene todo el ángulo de abertura del objetivo es:

$$2p = 2f^* \times n \times \text{sen } U;$$

lo que nos proporciona un modo para determinar la apertura numérica de los objetivos, puesto que el diámetro $2p$ de la pupila es fácil y perfectamente medible.

En el caso de que la superficie iluminante no llene toda la abertura del objetivo, y sean, por ejemplo los rayos de ángulo v los de mayor inclinación, el diámetro de la pupila será menor:

$$2p' = 2f^* \times n \times \text{sen } v.$$

Lo mismo que en el caso de las «pupilas potenciales», el ocular Oc forma una imagen PI^* de la pupila de iluminación PI la cual representa la pupila final de salida; existiendo entre ella, la pupila objetiva y la superficie iluminante, las mismas relaciones de imágenes conjugadas antes expuestas,

N. B. En esta exposición de las pupilas del microscopio se ha prescindido de la acción refractiva del objeto, que se tendrá en cuenta en la figura 17.^a

cual es siempre menor de la que limita el diafragma del ocular.

27. El objetivo y el ocular, centrados sobre un mismo eje, constituyen el microscopio (fig. 16.^a), cuyas constantes dependen de las que poseen cada uno de esos dos miembros, y de la distancia a que están colocados, o sea del «intervalo óptico», que en el caso particular del microscopio se conoce con el nombre de «longitud óptica del tubo». Esa «longitud óptica», factor importante para determinar el aumento y otras particularidades del sistema, es la distancia que media entre el plano focal posterior del objetivo y el plano focal anterior del ocular, y no debe confundirse con la «longitud real» o «física» del tubo, por ser cosas distintas. De ordinario se la designa con la letra griega mayúscula Δ (fig. 16.^a).

Antes ya he dicho lo que eran «las pupilas» en el objetivo. Ahora es preciso que veamos su significación en el microscopio, pues son ellas las que determinan la cantidad y marcha de los rayos. En la figura 16.^a están representadas de un modo esquemático. El origen de todas ellas puede reducirse al iris II del objetivo. Su imagen virtual $P_1^*P_1^*$ determina el ángulo de apertura $P_1^*OP_1^*$. Todos los rayos que partan del objeto O, y estén contenidos dentro de ese ángulo, tendrán cabi-

da por la abertura del iris, e irán a formar la imagen $O_2^*O_1^*$, de modo que dicha abertura constituirá la base común de todos los conos de rayos, cuyos vértices estén en los distintos puntos de la imagen $O_2^*O_1^*$, circunstancia que la caracteriza como «pupila de salida» del objetivo, y a la vez como «pupila de entrada» del ocular, pues esos mismos rayos, después de cruzarse en los puntos de $O_2^*O_1^*$, penetrarán en él con igual ángulo, saliendo luego todos ellos por la «pupila final de salida» del microscopio $P_2^*P_1^*$. Esta «pupila final» es, a su vez, la base común de todos los conos de rayos cuyos vértices están en los distintos puntos de la imagen virtual $O_2^{**}O_1^{**}$. Para adquirir el convencimiento de que así debe suceder, basta fijarse en que todas esas pupilas no son otra cosa que una serie de imágenes dióptricamente conjugadas de la abertura del iris II, que es el que, en último resultado, determina la cantidad de rayos que el objetivo admite para formar la imagen final.

28. La exposición esquemática de las pupilas, que acabo de hacer, es un tanto teórica y puramente dióptrica, pues en ella he prescindido por completo de manantial iluminante, cuya existencia es de absoluta necesidad tener en cuenta siempre que se trata de objetos no luminosos por sí

mismos. El manantial iluminante le hemos de considerar como *otro objeto*, del cual el microscopio forma también dos imágenes, en los sitios y en la forma que vamos a ver; mas hay que fijarse bien en que sus rayos, antes de penetrar en el microscopio, atraviesan el objeto, y sufren, por lo tanto, la acción difractiva de su estructura, de modo que, en vez de ser imágenes verdaderas, serán espectros de Fraunhofer. Para que eso no suceda es preciso examinar las imágenes del manantial iluminante sin colocar objeto alguno en la platina del microscopio, y eso es lo que voy a hacer por el momento.

El manantial iluminante S, sea el que sea, reflejado por el espejo E (fig. 16.^a), enviará rayos al plano del objeto O_1O_2 ; y aun para mayor sencillez, podemos suprimir el espejo y figurarnos entonces que los rayos parten directamente de la superficie iluminante S_1S_1 , bastante extensa para llenar todo el ángulo de abertura del microscopio. El objetivo formará de este manantial iluminante una imagen *punto por punto* en PI, próximamente en su plano focal posterior, por ser siempre grande la distancia a que se encuentra el objeto luminoso comparada con la distancia focal del objetivo; y de esa imagen real y brillante, tomándola a su vez como objeto, formará otra el ocular

Oc en PI*, también próximamente en su plano focal posterior. Tenemos, pues, dos imágenes reales del manantial iluminante, que designaremos con el nombre de «pupilas de iluminación», porque en ellas se cruzan, en el *mínimo espacio*, todos los rayos que han entrado en el microscopio; y, además, porque forman la base común de todos los rayos que tienen sus vértices en la imagen real objetiva $O_2^*O_1^*$, y en la virtual final $O_2^{**}O_1^{**}$, cuando el objeto O se halla colocado en la platina del microscopio. Estas pupilas juegan un papel muy importante en el proceso de la imagen, porque es en ellas en donde se forma el espectro de Fraunhofer que produce directamente la imagen, según veremos más adelante.

En la superficie de la pupila de iluminación PI se cruzan todos los rayos que salen del objetivo, que a su vez son todos los que antes han entrado en él, y, por lo tanto, puede servirnos para medir la «apertura numérica». Por una serie de consideraciones ópticas, en cuyo desarrollo no me es posible entrar aquí, se demuestra que la expresión de la apertura numérica en función del seno del semiángulo de abertura y del índice refractivo del medio del objeto, es equivalente al cociente de la mitad del diámetro de la pupila de iluminación por la distancia focal posterior del objeti-

vo ¹; de modo que llamando $2p$ a ese diámetro, tendremos:

$$A . N = n \times \text{sen } U = p : f^* ;$$

$$p = f^* \times n \times \text{sen } U \quad [\text{a}]$$

en el supuesto, bien entendido, de que los rayos iluminantes llenen todo el ángulo de abertura $P_1^*OP_1^*$. Cuando esa condición no se verifica, una parte de la pupila de iluminación queda inactiva, y para determinar el diámetro de la que queda en actividad nos podemos servir de un importante teorema de óptica que dice, que cuando un sistema es aplanático para dos puntos conjugados O y O^* (fig. 16.^a) los rayos que parten del primero de dichos puntos, y van a parar al segundo, cortan al plano focal posterior del sistema a una distancia del eje, igual al producto de su longitud focal posterior, por el seno de los ángulos que forman con el eje al partir del punto O , y el índice de refracción del medio en que se halla dicho punto. Así, pues, si v es el ángulo del rayo extremo que tiene entrada en el microscopio, el diámetro de la pupila correspondiente a ese ángulo v será:

$$2p = 2f^* \times n \times \text{sen } v \quad [\text{b}]$$

¹ Debe tenerse en cuenta, que cuando los objetivos son de inmersión, las distancias focales anterior y posterior, son diferentes.

La pupila de iluminación de salida del microscopio PI^* se halla situada, como ya he dicho, junto al plano focal posterior del ocular Oc , y puede considerarse como la imagen dióptrica de la pupila de salida del objetivo PI , formada por el ocular, o bien como la imagen del manantial iluminante formada por todo el sistema óptico del microscopio, objetivo y ocular reunidos. Sus propiedades son análogas a las de la pupila de salida del objetivo; y para determinar su diámetro basta substituir, en las fórmulas anteriores, la distancia focal del objetivo por la que corresponda a la combinación del objetivo y del ocular. Este diámetro ha de ser siempre menor que el de la pupila del ojo, si se quiere que penetren en él todos los rayos contenidos en el ángulo de abertura del objetivo.

La observación de las pupilas del microscopio es sumamente útil para resolver una porción de problemas relacionados con la imagen. Las diferentes formas de iluminación oblicua, central y anular, así como en fondo oscuro, se muestran en ellas con gran claridad, y así es posible regularlas hasta el grado que se desee. También los espectros de Fraunhofer se estudian perfectamente en las pupilas de iluminación, y para ello los constructores de microscopios proporcionan un ocular

especial, especie de pequeño microscopio, que colocado en el tubo en vez del ocular ordinario, permite observarlas con mucha mayor facilidad y exactitud que a simple vista. Su diámetro, en los objetivos secos, no puede ser nunca superior al duplo de la distancia foca, puesto que eso equivale ya, según se deduce de la fórmula [a], a un objetivo cuyo ángulo de abertura fuese de 180° ; pero en los objetivos de inmersión, el diámetro de la pupila puede ser superior a esa cantidad. En el objetivo Zeiss de inmersión homogénea, de 3 milímetros de distancia focal y 1,40 de apertura numérica, el diámetro de la pupila es de 8,4 milímetros; mientras que en un objetivo seco de la misma distancia focal, que realizara el límite teórico, que en la práctica se está muy distante de poderse alcanzar, de que su ángulo de abertura fuese de 180° , el diámetro sólo sería de 6 milímetros. Los rayos, pues, contenidos en una zona anular de 1,2 milímetros, son los que el objetivo de inmersión *recoge de más* de los contenidos en el aire en el espacio angular límite, de 180° . Esa experiencia constituye una prueba palpable en contra de la oposición con que fué acogida por muchos micrógrafos la teoría de la «apertura numérica» del profesor Abbe, según antes ya he indicado.

B).—PROCESO DE LA FORMACIÓN
DE LA IMAGEN

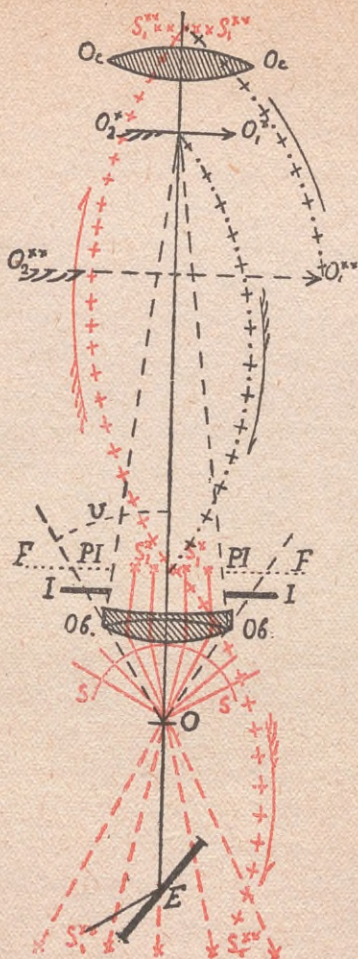
29. En realidad, el proceso general de la formación de la imagen en el microscopio es el mismo que queda expuesto en las Conferencias anteriores para un sistema cualquiera, y sólo ofrece algunas particularidades debidas a su especial composición óptica. En él encontraremos las mismas etapas esenciales: 1.º, iluminación del objeto; 2.º, formación del efecto difractivo por el objeto; 3.º, formación del espectro de Fraunhofer por el objetivo; y 4.º, formación de la imagen objetiva por las ondas luminosas que parten de dicho espectro de Fraunhofer. Estas cuatro etapas son comunes a todos los sistemas ópticos; mas en el microscopio hay que añadir una quinta, que consiste en la formación de una imagen virtual, por el ocular, tomando por objeto la imagen real objetiva.

En el microscopio, lo mismo que hemos visto sucedía en un sistema óptico cualquiera, cada ele-

mento de la superficie iluminante produce por sí, y de un modo independiente de todos los demás, una imagen; y el conjunto de la superposición de todas las imágenes producidas por cada uno de los elementos de la superficie iluminante, constituye la imagen total que forma el sistema.

La razón de considerar así descompuesta la imagen total microscópica en una infinidad de imágenes elementales, no obedece a un método de estudio, sino que descansa en las condiciones físicas del fenómeno, pues solamente entre los rayos de cada imagen elemental pueden tener lugar las interferencias a las cuales se debe la realización de las distintas etapas del proceso hasta llegar a la imagen final, puesto que sólo son coherentes entre sí los rayos que parten de un mismo elemento radiante. Después, en la reunión de todas las imágenes elementales para formar la imagen total, sólo hemos de ver un acto de superposición.

Sigamos las diferentes etapas de la formación de una imagen elemental. De un elemento S de la superficie iluminante (fig. 17.^a) parte un sistema de ondas, las cuales, reflejadas por el espejo E, iluminan el objeto O. Al llegar a él, necesariamente se ha de producir el efecto difractivo peculiar a la forma y estructura de dicho objeto O.

FIG. 17.^a

EXPLICACIÓN DE LA FIGURA 17.^a

Formación de una imagen elemental microscópica. Las líneas encarnadas se refieren a los rayos difractados y a los espectros de Fraunhofer.

En esta figura, lo mismo que en la 16.^a, el diámetro de la pupila del iris I determina el ángulo U de abertura del objetivo. El objeto O está iluminado por un solo rayo elemental, que el espejo E refleja en dirección del eje del microscopio. Este rayo, al llegar a O , sufre la acción difractante del objeto, y se esparce en un espacio angular, más o menos extenso, produciendo un efecto difractivo S . Toda la porción de ese efecto que cae dentro de la abertura del objetivo es recogida por éste, y con ella forma el espectro elemental de Fraunhofer S_1^* . Los rayos difractados, de inclinación superior al ángulo de abertura U , son perdidos para la formación del espectro, así como para los procesos subsiguientes. Como todos los elementos del espectro S_1^* son centros vibratorios coherentes, los rayos que de ellos parten interfieren entre sí, dando lugar a una serie no interrumpida de distribuciones luminosas, de las cuales aceptamos como imagen elemental del objeto O , la que se forma en su plano dióptricamente conjugado $O_2^*O_1^*$. Esta imagen es una imagen por interferencias. Los rayos luminosos, después de haber formado esa imagen, continúan su camino interfiriendo entre sí, y penetran en el ocular Oc , y al salir de él encuentran un plano $S_1^{**}S_1^{**}$, que por ser dióptricamente conjugado de aquel en donde se forma el espectro de Fraunhofer S_1^* , posee propiedades singulares, y entre ellas, la muy importante de que la distribución de luz que en él producen los rayos es enteramente igual, salvo relaciones de aumento, a la que existe en el espectro de Fraunhofer S_1^* . Así, pues, en S_1^{**} aparece un segundo espectro, que podemos considerar como la imagen formada, punto por punto, del primer espectro de Fraunhofer S_1^* . La razón de que así suceda consiste en que, siendo centros vibratorios los distintos elementos del primer espectro, los rayos que parten de cada uno de ellos, si bien se cruzan e interfieren entre sí, produciendo por interferencias distintas distribuciones luminosas, una de las cuales es la imagen $O_2^*O_1^*$, al llegar al citado plano se encuentran reunidos en los puntos homólogos

todos los que han partido de cada uno de los elementos del espectro S_1^* , debido a la propiedad que poseen los planos conjugados; y como además, debido también a otra propiedad peculiar a dichos planos, las longitudes ópticas de todos los rayos homocéntricos, desde su punto de partida a su punto de reunión, es la misma, sus fases vibratorias serán también las mismas.

El espectro final de Fraunhofer S_1^{**} emite ondas que penetran en el ojo del observador y producen en la retina una imagen conjugada de $O_2^*O_1^*$; mas con objeto de no salirnos del orden físico, podemos prescindir de ellos, y suponer que de ese mismo espectro parten ondas en sentido contrario al de su propagación, las cuales, por interferencias, producirían en $O_2^{**}O_1^{**}$ la imagen virtual final microscópica, que el observador mira como si fuera un objeto colocado ante sus ojos.

Resulta, pues, que tanto la imagen objetiva, como la final, son debidas a las interferencias de las ondas que parten respectivamente de los dos espectros de Fraunhofer, según indican las líneas de cruces negras; así como las de cruces rojas señalan las relaciones de formación conjugada, punto por punto, entre el espectro real objetivo S_1^* y los espectros real y final S_1^{**} y el virtual. La génesis de este último se verá en la explicación de la figura 18.^a

Los espectros de Fraunhofer se forman en las pupilas de iluminación, las cuales señalan un límite a la extensión y desarrollo que pueden tener. Muchas veces dichas pupilas pueden llenarse por los rayos difractados, y estar toda su superficie en actividad, aun cuando se ilumine el objeto con un cono de rayos de ángulo muchísimo más pequeño que el ángulo de abertura del objetivo.

Ya sabemos en qué consiste ese efecto difractivo, y también que, propagándose sus rayos hasta el infinito, darían lugar a un espectro de Fraunhofer; mas antes de que eso suceda les sale al encuentro el objetivo, el cual recogiénolos todos, *o sólo una parte de ellos*, pues eso depende de su ángulo de abertura, forma de la manera ya explicada (15) y (16) un espectro de Fraunhofer S_1^* , en su plano focal posterior FF. Ese espectro es real y claramente visible y se forma, precisamente, en el mismo sitio que hace un momento hemos visto que se formaba la «pupila de iluminación». Desde luego se comprende que los rayos difractados por el objeto bajo un ángulo superior al que corresponde a dicha pupila no podrán penetrar en ella, y eso constituye un hecho de consecuencias muy importantes para la formación de la imagen microscópica, según veremos más adelante.

Formado ya el espectro de Fraunhofer por el objetivo, tenemos realizadas las tres primeras etapas del proceso. De todos sus puntos parten sistemas de ondas coherentes que interfieren entre sí, dando lugar a determinadas distribuciones de luz, de las cuales *aceptamos como imagen* la que se produce en el plano $O_2^*O_1$, conjugado dióptricamente del objeto O, por las razones que más adelante diré; pues es lo cierto que, en el

caso que estamos examinando, de que la iluminación proceda de un solo elemento de la superficie iluminante, imágenes elementales bien precisas y definidas se forman también en planos anteriores y posteriores al $O_2^*O_1^*$.

La imagen objetiva, así considerada, *es el resultado directo de las interferencias de las ondas que parten del espectro de Fraunhofer, y, por lo tanto, es una función directa de dicho espectro*; y, si fuese posible que, una vez formado el espectro, adquiriera una existencia óptica independiente, de él podríamos deducir directamente la imagen, prescindiendo del objeto, del objetivo y del manantial iluminante.

Al llegar los rayos luminosos que tienen su origen en el espectro de Fraunhofer S_1^* al plano de la imagen objetiva $O_2^*O_1^*$, se cruzan en él y salen formando haces divergentes que penetran en el ocular *Oc*. Estos rayos, al salir de dicho ocular, se cruzan nuevamente en la pupila de salida, y forman en ella una imagen S_1^{**} del espectro de Fraunhofer, pues hay que tener en cuenta que S_1^{**} y S_1^* son dos planos conjugados diópticamente con relación al ocular *Oc*, y, por lo tanto, el primer espectro de Fraunhofer puede considerarse como si fuese un objeto luminoso, del cual el ocular forma una imagen *pun-*

to por punto. Tendremos, pues, en S_1^{**} un segundo espectro enteramente igual al primero, salvo las diferencias de extensión superficial; y haciendo coincidir con él la pupila del ojo del observador, las ondas luminosas producirán en la retina, *por interferencias*, una imagen en un todo semejante a la que el espectro primero de Fraunhofer ha producido en el plano de la imagen objetiva $O_2^*O_1^*$. Esa imagen retiniana constituye la primera etapa del proceso de la percepción visual; mas con el objeto de no complicar la cuestión con consideraciones de orden fisiológico, y atenernos solamente a las del orden físico, podemos prescindir de lo que ocurra dentro del ojo. Para ello basta suponer que los centros vibratorios del segundo espectro de Fraunhofer S_1^{**} , emiten también ondas en el sentido contrario al de la marcha de los rayos, y esas ondas serán las que produzcan en el plano $O_2^{**}O_1^{**}$ una imagen virtual agrandada, semejante a la imagen real objetiva $O_2^*O_1^*$, pues ambas imágenes son conjugadas con respecto al ocular. A esa imagen virtual $O_2^{**}O_1^{**}$ es a la que podemos suponer que mira el observador, lo mismo que miraría un objeto cualquiera colocado delante de él a la misma distancia. Esa distancia debe ser la de *la visión más perfecta*, y se obtiene fácilmente por me-

dio del tornillo de enfocación del microscopio.

30. En el proceso de la imagen, tal como le acabo de describir, sólo hemos tenido en cuenta los rayos que parten de un solo elemento de la superficie iluminante. En realidad eso no ocurre nunca, pues siempre se ilumina el objeto con un cono de rayos más o menos extenso, cuya base podemos considerar que está formada por la superficie del espejo. Si suponemos a éste dividido en un número indefinido de elementos, para cada uno de ellos se repetirá el proceso difractivo, y en la pupila de salida se acumularán una multitud de espectros de Fraunhofer, independientes unos de otros, los cuales darán lugar, en el plano $O_2^*O_1^*$, a otras tantas imágenes. La infinidad de espectros que se forman en la pupila de salida del objetivo, aunque orientados todos de la misma manera, no se hallan superpuestos ordenadamente, sino que, por el contrario, están desviados paralelamente unos de otros, llenando por completo toda la superficie de dicha pupila, y produciendo en ella una iluminación próximamente uniforme; pues ocurre en este caso algo parecido a lo que sucede cuando se proyectan sobre una pantalla blanca gran número de imágenes iguales de distintos colores, de modo que se amontonen unas sobre otras sin coincidencia ni orden alguno. La

pantalla aparecerá en este caso uniformemente iluminada, sin que sea posible distinguir en ella las imágenes individuales, a pesar de que dichas imágenes existen independientes unas de otras. Mas cuando la superficie iluminante es poco extensa y forma tan sólo la base de un estrecho cono de rayos que van al objeto, como sucede, por ejemplo, con la llama de una bujía colocada a cierta distancia, entonces se ve claramente en la pupila del objetivo su imagen deformada por la acción difractante del objeto; y si ese objeto fuese un rayado, aparece bien distinto el espectro discontinuo de Fraunhofer, formado por una imagen central y una serie de imágenes cromáticas a ambos lados de ella, que constituyen los diversos máximos de primer orden.

Cada uno de los espectros elementales que se forman en la pupila del objetivo cuando se ilumina el objeto con un ancho cono de rayos, produce por separado una imagen elemental; y *el conjunto de todas esas imágenes elementales, superpuestas de un modo concordante en el plano conjugado del objeto, constituye «la imagen total».*

31. La notable propiedad que posee el plano conjugado del objeto, de ser el sitio en donde se verifica la superposición concordante de todas las

imágenes elementales que se producen cuando se ilumina el objeto con un ancho cono de rayos, se demuestra de un modo convincente de la siguiente manera: Colóquese en la platina del microscopio un objeto de bastante poder difractivo, un rayado, por ejemplo, e ilumínese por medio de un manantial luminoso monocromático de muy pequeña extensión S, colocado a cierta distancia del espejo E (figuras 16.^a y 17.^a). En estas circunstancias se realiza la iluminación del objeto por medio de un estrecho haz de rayos, y en la pupila del objetivo aparecerá bien claro y definido el espectro del punto iluminante S. Trátese luego de enfocar el objeto del modo ordinario, y en seguida, sin mover para nada el objetivo, sirviéndose sólo del tubo de enchufe, alárguese o acórtese la longitud de dicho tubo. Esto equivale a que, mirando por el ocular, se observe la distribución luminosa que el espectro de Fraunhofer S_1^* forma (figura 17.^a) en planos situados antes y después del plano $O_2^*O_1^*$; y el observador quedará sorprendido al ver en cualquiera posición del tubo de enchufe una imagen bien definida, aunque algo diferente en cada caso; y si de antemano no conoce la forma del objeto, no sabrá distinguir, de todas esas imágenes, cuál es la verdadera. No obstante, una de ellas posee *una propiedad excepcional*,

y para ponerla en evidencia basta mover el espejo en varias direcciones, y entonces se observa que todas las imágenes se desplazan lateralmente en concordancia con los movimientos del espejo, *excepto una, que es, precisamente, la que se ve cuando el ocular se halla enfocado sobre la imagen que se forma en el plano $O_2^*O_1^*$, conjugado del objeto O* . Esta imagen permanece inmóvil, a pesar de los movimientos del espejo.

Si nos fijamos un poco en lo que representan los movimientos del espejo en la experiencia que acabo de describir, veremos que cada una de sus posiciones corresponde a una dirección determinada del rayo iluminante dentro del ángulo de abertura del objetivo; de modo que, imprimiendo movimientos sucesivos al espejo, ese rayo irá ocupando todas las posiciones que tendrían los rayos que, partiendo de una superficie iluminante extensa, llenaran dicha abertura. Para convenirse de ello basta observar la imagen del elemento luminoso en la pupila del objetivo y ver cómo recorre sucesivamente toda su superficie. De esto debemos deducir, que cuando se ilumina el objeto con un cono de haces elementales más o menos extenso, que es el caso ordinario en la observación microscópica, las imágenes ele-

mentales que se forman en planos anteriores y posteriores al plano conjugado del objeto no coinciden entre sí, sino que, por el contrario, se amontonan unas sobre otras, produciendo un estado de confusión luminosa; y que sólo las que se forman en dicho plano conjugado del objeto *se superponen en coincidencia*, sea la que fuere la inclinación del hacecillo elemental que les dé origen. Esta es la razón de por qué únicamente se forma una imagen precisa en el plano conjugado del objeto cuando se ilumina éste por medio de una superficie iluminante extensa.

Si el haz de rayos empleado en la experiencia anterior no fuese monocromático, todas las imágenes elementales formadas fuera del plano conjugado del objeto serían imágenes cromáticas, aun con un objetivo perfectamente corregido, pues el cromatismo, en este caso, es debido a que los rayos de distintos colores se hallan separados en el espectro de Fraunhofer por el efecto difractivo, y nada tiene que ver con el cromatismo de las lentes. En el plano conjugado del objeto, como todas las imágenes parciales cromáticas debidas a un mismo hacecillo elemental se superponen exactamente, la imagen resulta acromática.

32 Por lo que hemos visto hasta aquí, tanto en la presente Conferencia como en las dos ante-

riores, entre el objeto y la imagen no existe *ninguna relación de dependencia inmediata*, hasta el punto de que un mismo objeto puede producir imágenes diferentes cuando para formarlas no se utiliza todo el espectro de Fraunhofer que el objeto es capaz de producir. Esta afirmación, que se deduce necesariamente del proceso físico de la formación de la imagen, no está acorde con lo que enseña la óptica geométrica, pues, según ella, *entre el objeto y la imagen existe siempre una relación íntima de semejanza colineal y de dependencia directa*. No es posible negar que este modo de ver carezca de realidades, pues basándose en ellas se determina el aumento y posiciones de la imagen y se hacen las correcciones de esfericidad y cromatismo, y hasta la misma «ley de los senos» presupone la reunión homocéntrica de los rayos en los puntos homólogos de los planos conjugados. Es, pues, necesario buscar una fórmula que ponga de acuerdo las dos teorías, haciendo a la vez compatible la dependencia directa de la imagen del espectro de Fraunhofer, con la marcha de los rayos geométricos. Esta fórmula de concordia consiste en la sustitución del «objeto real» por un objeto ficticio, que llamaré «objeto óptico», y, una vez hecha esa substitución, en deducir la imagen del «ob-

jeto óptico», por los procedimientos de la dióptrica. Ese «objeto óptico» depende inmediatamente del espectro o porción del espectro que se emplea en la formación de la imagen, y de esta manera se compaginan las exigencias de las dos teorías. Según esto, las relaciones íntimas de semejanza colineal y de dependencia directa que la óptica geométrica establece entre el objeto y la imagen, no existen entre el «objeto real» y su imagen, sino entre el «objeto óptico» que le substituye y su imagen, pudiendo ser ambos objetos, el «óptico» y el «real», iguales o diferentes, según los casos. En la Conferencia próxima veremos las importantes consecuencias que de eso se derivan.

Por espiciosa que, a primera vista, pueda parecer esta concordia, hay que aceptarla, por no conocerse al presente otra mejor. Expresada en términos ópticos, la fórmula es la siguiente: *La imagen física en general, y particularmente la imagen microscópica, es una imagen formada según las leyes dióptricas, de la distribución de luz que el espectro virtual de Fraunhofer, si tuviese existencia real, formaría en el plano del objeto. Esta distribución de luz constituye el «objeto óptico».*

En la segunda Conferencia ya dije en qué consiste el espectro virtual de Fraunhofer (15). En

la figura 17.^a, por ejemplo, S_1^* representa *la porción* del espectro real que tiene cabida dentro de la pupila del objetivo. La imagen virtual de esa porción del espectro, que el objetivo forma a gran distancia, es S_1^{**} . La anterior fórmula de concordia se apoya en estos dos fundamentos: 1.º, en que los rayos del espectro virtual, después de seguir su curso dióptrico a través del sistema, producirían en el plano conjugado del objeto la misma distribución luminosa que aquella que realmente han producido las ondas del espectro de Fraunhofer S_1^* , la cual hemos visto constituía la verdadera imagen; y 2.º, en que esos mismos rayos que emanan del espectro virtual, al cruzarse en el plano del objeto O, antes de seguir dióptricamente su camino a través del sistema, producirían en dicho plano una distribución luminosa (el objeto óptico) igual, salvo el aumento, a la que producen en el plano $O_2^*O_1^*$ de la imagen.

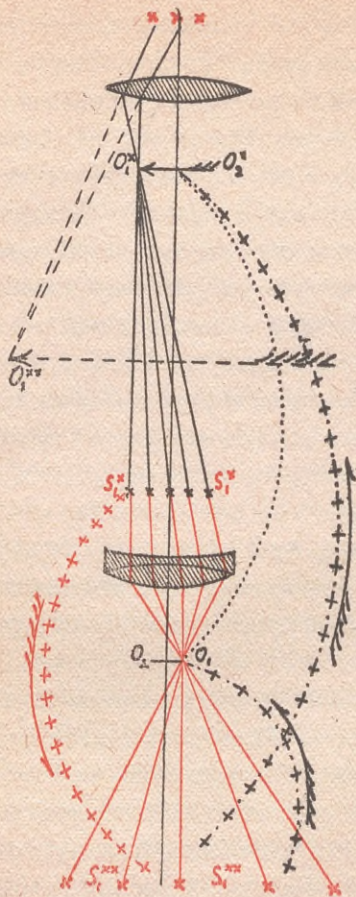
Mas antes de pasar adelante es conveniente que nos fijemos bien en que no hay nada de insólito en conceder existencia real a una imagen virtual, pues ese proceder es común en la disciplina óptica aun en los fenómenos más vulgares. Nosotros no vemos nunca más que imágenes virtuales de los objetos que nos rodean, y si les concedemos objetividad positiva es tan sólo porque he-

mos aprendido, por medio de la acomodación, a hacerlas coincidir con el sitio verdadero que los objetos ocupan en el espacio, y de esta manera las percepciones visuales están corroboradas por las que nos proporciona de un modo independiente el sentido del tacto. Las imágenes que producen los espejos son bien virtuales, y, no obstante, aceptamos como positivos todos los datos que nos ofrecen. De la misma manera, y sin violencia alguna, podemos conceder existencia real al espectro virtual de Fraunhofer y al «objeto óptico» que dimana de él inmediatamente.

Para demostrar ahora el primero de los dos asertos antes indicados como fundamentos de la concordia entre los procesos físico y geométrico de la imagen, esto es, para demostrar que los rayos que partieran del espectro virtual S_1^{**} (figura 18.^a), siguiendo su marcha dióptrica a través del sistema formarían la misma imagen objetiva $O_2^*O_1^*$, basta fijarse bien en que todos los rayos que parten de dicho espectro y se cruzan en un punto del plano del objeto, en el punto O_1 , por ejemplo, siguen su camino hasta reunirse nuevamente en el punto O_1^* de la imagen, y que en el trayecto, desde $S_1^*S_1^* \dots$ a O_1^* , estos rayos son los mismos que antes habían partido, con igual fase, de idénticos puntos del espectro real de

Fraunhofer, y, por lo tanto, al reunirse en O_1^* , deben producir también un estado luminoso exactamente igual. Y como este razonamiento le podemos repetir, con el mismo resultado, para todos los demás rayos que, partiendo del espectro virtual, se cruzaran en el plano del objeto, podemos afirmar que si del espectro virtual emanaran realmente rayos, después de cruzarse éstos en el plano del objeto, y de seguir su marcha a través del sistema según las leyes dióptricas, formarían por interferencias en el plano conjugado del objeto una imagen exactamente igual a la que forman de un modo positivo, también por interferencias, las ondas que parten del espectro real de Fraunhofer contenido dentro de la pupila del objetivo. De esta manera, *la imagen puede considerarse formada directamente por el espectro virtual.*

El segundo de los asertos fundamentales para establecer la relación que existe entre los procesos físico y geométrico de la imagen, hemos visto que era que suponiendo existencia real al espectro virtual de Fraunhofer S_1^{**} , los rayos emitidos por él producirían una distribución luminosa en el plano del objeto O , y otra distribución luminosa igual, salvo las relaciones de aumento, en su plano conjugado $O_2^*O_1^*$. En efecto: considerando,

FIG. 18.^a

EXPLICACIÓN DE LA FIGURA 18.^a

En esta figura, lo mismo que en la anterior, S_1^* representa el espectro de Fraunhofer formado por el objetivo con la porción de rayos difractados por el objeto que tienen cabida dentro de su ángulo de apertura. Si ese espectro emitiera también radiaciones en sentido contrario al de la propagación de los rayos luminosos, el objeto del microscopio formaría de él una imagen S_1^{**} ; mas como eso no sucede, el valor de esa imagen S_1^{**} será sólo virtual. Concediéndole valor real, de ella podemos deducir directamente el espectro S_1^* , la imagen que se forma en $O_1^*O_2^*$, y cierta distribución luminosa que se originaría en el plano del objeto O , la cual, salvo el aumento, sería la misma que la que el espectro de Fraunhofer produce en $O_1^*O_2^*$. Esa distribución luminosa constituye el «objeto óptico».

Supongamos que $S_1^{**}S_1^{**}$ es un «espectro elemental virtual de Fraunhofer», deducido de la manera que se acaba de decir, y concedámosle, por un momento, existencia real. De cada uno de sus puntos partirán rayos coherentes entre sí, los cuales, al cruzarse en el plano del objeto O , producirán, por interferencias, una distribución luminosa particular; y luego, recogidos por el objetivo, reproducirán, en formación punto por punto, el mismo espectro de Fraunhofer S_1^* . Continuando su camino, estos rayos que han partido del espectro virtual S_1^{**} , alcanzarán el plano $S_1^*S_1^*$, y desde ese momento se confundirán, o mejor dicho, serán los mismos que antes partieron del espectro real S_1^* , y, por lo tanto, al llegar a $O_1^*O_2^*$, darán lugar a la misma imagen $O_1^*O_2^*$. Tenemos, pues, que concediendo existencia real al espectro virtual de Fraunhofer, el objetivo del microscopio formará con los rayos que partan de él, en el plano conjugado del objeto, la imagen $O_1^*O_2^*$, sin tener para nada en cuenta el objeto O , ni el espectro real S_1^* .

Acabamos de decir que los rayos del espectro virtual al cruzarse en el plano del objeto, producen, por interferencias, cierta distribución luminosa. Salvo las relaciones de aumento, esa distribución luminosa será igual a la que estos mismos rayos producen en $O_1^*O_2^*$, y entre ambas distribuciones luminosas existe la relación dióptrica de objeto a imagen. Para convencerse de ello, basta tener en cuenta que el estado lu-

minoso producido en el punto O_1 , por ejemplo, depende de la relación de las fases con que llegan a él los rayos que parten de los distintos puntos del espectro virtual. Estos mismos rayos, continuando su camino, volverán reunirse en el punto homólogo conjugado O_1^* de la imagen, y su estado luminoso dependerá también de la relación de sus fases. Mas teniendo en cuenta que O_1 y O_1^* son puntos diópticamente conjugados, cada rayo que parta de O_1 tendrá que recorrer una misma longitud óptica para llegar a O_1^* , y, por consiguiente, la relación mutua de fases no se alterará, y el estado luminoso producido en O_1 será el mismo que el producido en O_1^* . Reproduciendo idéntico razonamiento para todos los demás puntos, se viene a parar a la consecuencia de que la imagen microscópica es una imagen deducida, según las reglas de la óptica geométrica, del «objeto óptico» formado por el espectro virtual de Fraunhofer.

Las líneas encarnadas de la figura representan los rayos virtuales; las cruces encarnadas unen las formaciones virtuales, formadas punto por punto; las cruces negras las formaciones por interferencias, y la línea de puntos, los dos planos conjugados diópticamente.

por de pronto, tan sólo uno de los espectros elementales de que se compone, el espectro virtual, todos los rayos que partan de él (fig. 18.^a), al cruzarse en el punto O_1 del plano del objeto, producirán un estado luminoso particular, y luego, continuando su camino a través del sistema, volverán a reunirse en el punto conjugado O_1^* del plano de la imagen. Por ser conjugados dióptricamente los puntos O_1 y O_1^* , todos los rayos que vayan de uno de ellos al otro han de tener la misma longitud óptica, esto es, han de medir el mismo número de ondas y fracciones de onda ¹. El estado luminoso del punto O_1 , en el plano del objeto, dependerá de las relaciones que existan entre las fases y amplitudes con que lleguen a él los rayos procedentes de todo el espectro virtual S_1^{**} ; mas luego, estos mismos rayos, continuando su camino, volverán a cruzarse en el punto conjugado O_1^* , y producirán en él también un estado luminoso dependiente de sus fases y amplitudes. Teniendo ahora en cuenta que para ir los rayos de uno a otro de estos dos puntos O_1 y O_1^* es preciso que recorran una misma longitud óptica, lo que, expresado de otra manera, equivale a decir que a todos los rayos que se cruzan en el punto

¹ Véase la «Nota adicional» al fin del libro.

O_1 es preciso añadirles el mismo número de longitudes y fracciones de longitud de onda para que lleguen al punto O_1^* , y, examinando con un poco de detenimiento esta circunstancia, se deduce que las relaciones entre las fases de los rayos en el punto O_1 del plano del objeto serán las mismas que las de los rayos que se cruzan en el punto homólogo conjugado O_1^* del plano de la imagen, y, por lo tanto, que los dos estados luminosos serán iguales.

Repitiendo el anterior razonamiento para todos los puntos del área del objeto y sus conjugados del plano de la imagen, se viene a parar a la consecuencia de que el conjunto de la distribución luminosa en ambos planos ha de ser la misma, y, por lo tanto, podemos decir *que si el espectro virtual de Fraunhofer tuviese existencia real, produciría, por interferencias, en el área del objeto una distribución luminosa igual a la que daría también lugar en el plano de la imagen*. Mas antes hemos visto que esa distribución luminosa en el plano de la imagen, producida por el espectro virtual, era la misma que la originada en dicho plano por las ondas que partían del espectro real S_1^* , y así queda demostrado *que la imagen microscópica, y, en general, la imagen física, es una imagen colineal dióp-*

trica del «objeto óptico» ficticio que formaría el espectro virtual de Fraunhofer si tuviese existencia real. A ese «objeto óptico» no le debemos mirar como si fuese una quimera científica, pues aunque no tenga realidad objetiva se concibe perfectamente la posibilidad de su determinación teórica. Desde luego se ve que, cuando para formar la parte activa del espectro de Fraunhofer no se recojan todos los rayos difractados que el objeto produce (fig. 17), el «objeto óptico» tendrá que ser más o menos diferente del objeto real, y, en este caso, la imagen tampoco podrá ser la que corresponda al objeto verdadero. Esa cuestión importante será el objeto de la siguiente Conferencia.

Aunque en todo el razonamiento que acabo de hacer para demostrar las relaciones dióptricas que existen entre el «objeto óptico» y la imagen sólo me he referido a la imagen objetiva, es fácil deducir que las mismas relaciones deben existir para la imagen virtual final microscópica, y, por lo tanto, que ésta es también una imagen dióptrica del «objeto óptico». Y, en cuanto a la igualdad de los estados luminosos que he invocado repetidas veces, debe tomarse en el sentido de igual relación entre las amplitudes vibratorias de los diversos puntos, ya que las amplitudes absolutas deben

ser diferentes, puesto que la energía vibratoria emanada del espectro virtual se extiende en superficies desiguales, en los planos del objeto y de la imagen, y, por lo tanto, deberán estar en razón inversa al cuadrado del aumento.

CUARTA CONFERENCIA

LA IMAGEN MICROSCÓPICA
Y SUS RELACIONES DE SEMEJANZA
CON EL OBJETO

La limitación del espectro real de Fraunhofer por la pupila del objetivo modifica la imagen, sin que en ello tenga participación el objeto; y de ahí es que las imágenes puedan ser más o menos verdaderas. Determinado por la longitud de las ondas luminosas y la apertura numérica de los objetivos, existe un límite para que el microscopio pueda dar imágenes verdaderas de los objetos de ciertas dimensiones, y otro límite, pasado el cual pierde la facultad de dar imágenes de ninguna clase.

33. Entre el efecto difractivo y el objeto que lo produce existe siempre una conexión de dependencia tan íntima, que se puede afirmar que *a cada objeto le corresponde un efecto difractivo característico*, del cual, si nos fuera perfectamente conocido, se concibe la posibilidad, por lo menos teóricamente, de que podríamos deducir la forma y estructura del objeto que

lo ha producido. Igual conexión íntima existe también entre el espectro de Fraunhofer y el efecto difractivo que le da origen, y, por lo tanto, podemos afirmar del mismo modo que *a cada objeto le corresponde un espectro característico diferente del de todos los demás objetos; y que solamente dos objetos iguales pueden tener espectros iguales*. De esto se deduce que siendo la imagen una función directa del espectro de Fraunhofer, y el espectro de Fraunhofer una función directa del objeto, el objeto y la imagen estarán unidos por un nexo constante que será el que establezca la *peculiaridad* de la imagen con respecto al objeto. Y eso sucederá siempre en aquellos casos en los cuales todo el espectro de Fraunhofer que el objeto es capaz de producir se desarrolle íntegro dentro de la pupila de salida del objetivo; o bien, expresado en otros términos, siempre que todo el efecto difractivo producido por el objeto tenga entrada en el ángulo de abertura del objetivo. Mas cuando esa condición necesaria no se verifica estrictamente, entonces desaparece el *nexo de peculiaridad* entre el objeto y la imagen, y es sustituido por otras *relaciones accidentales*, que es preciso tener en cuenta para apreciar el valor objetivo que se puede conceder a la imagen. En el primer caso, un

mismo objeto producirá siempre la misma imagen, y ésta será «verdadera»; y en el segundo, a un mismo objeto le podrán corresponder diferentes imágenes, según las porciones del espectro de Fraunhofer que se emplean para formarlas; o bien una misma imagen podrá corresponder a distintos objetos, y en ambos casos la imagen será «falsa».

Si representamos por (S) el efecto total de la difracción que el objeto (O) es capaz de producir, por (S^*) el espectro de Fraunhofer desarrollado dentro de los límites de la pupila del objetivo en el caso de que todo el efecto (S) se utilice para formarle, y por (I) la imagen; teniendo además, en cuenta que (S) , (S^*) y (I) son, respectivamente, las funciones F , f y φ de (O) , de (S) y de (S^*) , podemos establecer las siguientes igualdades dependientes unas de otras:

$$\begin{aligned}(S) &= F(O); & (S^*) &= f(S); \\ (I) &= \varphi(S^*)\end{aligned}$$

de las cuales se deduce que el objeto (O) y la imagen (I) están unidos por una relación constante de coexistencia y peculiaridad, que es la que determina «la verdad» de la imagen.

Pero si el efecto total de difracción que el objeto produce fuese demasiado extenso para tener todo él cabida dentro del ángulo de abertura del

objetivo (fig. 20.^a), la imagen dejará de ser «verdadera»; pues entonces, aunque el objeto continúa produciendo el mismo efecto difractivo (S), sólo una parte de él, que llamaré (S_1), contribuye a formar el espectro de Fraunhofer (S^*_1), y la imagen será una función de ese espectro limitado, en vez de serlo del espectro total (S^*). Llamando (I_1) a esa imagen, tendremos que para el mismo objeto (O) de la serie anterior de igualdades, se verificará que:

$$\begin{aligned}(S) &= F(O); & (S^*_1) &= f(S_1); \\ (I_1) &= \varphi(S^*_1)\end{aligned}$$

y como las imágenes son funciones directas, en el primer caso de (S^*) y en el segundo de (S^*_1), tendrán que ser forzosamente diferentes, aunque el objeto no sufra variación. Y siendo así, se presenta desde luego el problema de averiguar el valor que se puede conceder a la imagen en todos aquellos casos en los cuales dejan de existir, entre ella y el objeto, las *relaciones de peculiaridad* que antes hemos visto que eran los caracteres de la «imagen verdadera». Y para ello es preciso tener en cuenta que, según enseña la teoría general de la difracción, es siempre posible encontrar un objeto real o hipotético de determinada forma y estructura, que sea capaz de producir

un espectro de Fraunhofer dado, aunque dicho espectro represente tan sólo la porción que queda de otro espectro después de haberle suprimido bruscamente algunas de sus partes constituyentes, como sucede en la limitación producida por la pupila de los objetivos. Aceptado eso, para interpretar el valor de la imagen en el último de los dos casos que nos acaban de servir de ejemplo, supongamos que en la platina del microscopio en vez del objeto (O), se hallara otro objeto real o hipotético (O_1), cuyo efecto de difracción completo fuese (S_1). Es evidente que entonces la imagen (I_1) sería la imagen propia y peculiar de ese objeto (O_1) real o hipotético; y esa evidencia lógica se comprueba, además, con multitud de experiencias fehacientes que demuestran que, cuando no se utiliza todo el efecto difractivo que el objeto produce, la imagen no es la que corresponde al objeto que se observa, sino a otro objeto distinto, cuya totalidad de rayos difractados diera un espectro de Fraunhofer igual al que se forma dentro de la pupila del objetivo. Expresado esto mismo en otros términos, equivale a decir que en vez del objeto real (O_R) observamos un objeto ficticio (O_F), cuyo efecto difractivo (S_1) diera lugar, sin limitación alguna, al espectro de Fraunhofer (S^*_1) que aparece en la pupila de sa-

lida del objetivo; pues de esta manera, siendo la imagen (I_1) la verdadera imagen de ese objeto ficticio, quedaría satisfecha la serie de funciones:

$$S_1 = F(O_F); \quad (S^*_1) = f(S_1); \\ (I_1) = \varphi(S^*_1),$$

que ponen en relación directa de peculiaridad (O_F) con (I_1) .

Para que la imagen sea verdadera es preciso que el objetivo admita todo el efecto difractivo que el objeto produce; esto es, que

$$(S) = (S_1).$$

Cuando esto no se verifica, la imagen se apartará tanto más de la peculiar del objeto, cuanto mayor sea la diferencia entre los miembros de la desigualdad.

$$(S) \neq (S_1).$$

Recordando ahora los fundamentos expuestos en la Conferencia anterior (32), para poner de acuerdo los procesos dióptrico y físico de la formación de la imagen, se reconoce en seguida la identidad entre el «objeto óptico» y el «objeto ficticio», pues ambos se deducen, en último resultado, del espectro real que se desarrolla dentro de la pupila del objetivo.

34. Teóricamente los efectos de difracción se

extienden en un espacio angular ilimitado, mas para los fines prácticos basta tomar en cuenta tan sólo aquella porción del fenómeno que por su intensidad luminosa sea capaz de producir en la imagen modificaciones apreciables por el sentido de la vista. Así considerados, los efectos difractivos son muy diferentes, pues mientras unos dejan de ser perceptibles fuera de un pequeño espacio angular, otros, por el contrario, se extienden por todo el ámbito de una semiesfera, y aun más allá de ella en un estado imaginario, que puede convertirse en real cambiando las circunstancias en que se desarrolla el fenómeno, según veremos más adelante al tratar de los espectros que producen los rayados. En el primer caso las imágenes podrán considerarse siempre como verdaderas; pues, por pequeño que sea el ángulo de abertura del objetivo, recogerá todo el efecto sensible de defracción; mas en el segundo, las probabilidades de obtener una imagen verdadera disminuyen a medida que la extensión visible del espectro es mayor; y se llega al caso de que, para ciertos objetos y estructuras de extremada pequeñez, el microscopio sólo puede dar imágenes falsas, por no ser posible llegar a la igualdad $(S) = (S_1)$, aun en el caso de que (S) sólo se considere dentro de los límites de cierta intensidad

luminosa. Más adelante insistiré sobre este particular.

Antes he dicho que *sólo dos objetos iguales pueden producir espectros iguales*; y si bien esta afirmación es del todo cierta tratándose de espectros completos, pueden existir casos en los cuales dos espectros diferentes en su totalidad tengan porciones idénticas. Y si son esas porciones idénticas las solas que admite el objetivo, tendremos *dos imágenes iguales producidas por dos objetos diferentes*. La figura 19.^a repre-

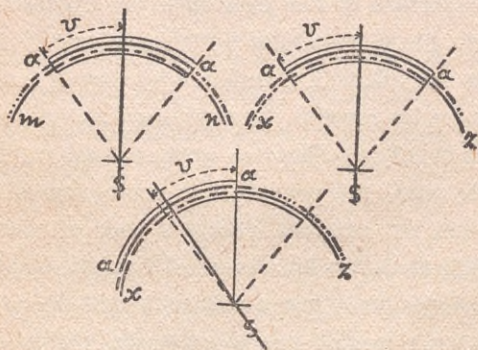


FIG. 19.^a

senta este caso de un modo esquemático, y al mismo tiempo se deduce de ella que aumentando la apertura del objetivo, las imágenes antes iguales se convertirán en diferentes. Y al contrario: un mismo objeto podrá producir imágenes distin-

tas si el objetivo recoge diversas porciones del efecto difractivo, ya sea porque aumente o disminuya su apertura numérica, o bien porque cambie la inclinación de los rayos iluminantes (figura 19.^a). De este modo se explican las notables diferencias que presentan las imágenes de algunos objetos, y especialmente de las Diatomeas, cuando se pasa de la iluminación central a la oblicua.

35. La misma figura 19.^a da una idea de lo que sucede cuando se ilumina el objeto con un ancho cono de rayos. Según ya queda dicho, la imagen total es el conjunto de una infinidad de imágenes elementales superpuestas, debida cada una de ellas a un rayo iluminante de distinta inclinación; y por esta circunstancia no podrán estar formadas todas ellas por las mismas porciones de cada espectro, sobre todo las correspondientes a los rayos iluminantes extremos, pues si bien los espectros serán todos iguales, estarán limitados de distinto modo por la pupila del objetivo, y en estas circunstancias las imágenes elementales diferirán más o menos unas de otras. ¿Hemos de deducir de eso que la imagen será más verdadera cuando se ilumine el objeto con un ancho cono de luz, o bien cuando se ilumine con un estrecho haz de rayos centrales? Según la opinión del profesor Abbe, no existe prueba experimental, ni fundamento de ra-

zón alguno, que induzca a creer que el conjunto de imágenes desemejantes correspondientes a la iluminación por un ancho cono de luz, represente una proyección más verdadera del objeto que una sola de ellas formada por un hacecillo de rayos axiles. La imagen axil, por el contrario, parece que debe ser la que reúne más condiciones para asegurar la semejanza con el objeto, pues las demás que en unión de ella forman la imagen total, cuando se ilumina el objeto con un cono de rayos de gran ángulo, son más o menos diferentes entre sí; y no parece que está conforme con las reglas de la buena lógica admitir que de la superposición de gran número de imágenes que se han de apartar forzosamente más o menos de la verdadera, ha de nacer una imagen más fiel y semejante al objeto que la formada en circunstancias más favorables para garantizar esa fidelidad y semejanza; cualesquiera que sean, por otra parte, esas circunstancias favorables, bajo las cuales esa imagen se origine.

36. Para comprobar experimentalmente la exposición algo teórica que acabo de hacer sobre los diversos grados de conformidad que pueden existir entre el objeto y la imagen, tienen «los rayados» un valor excepcional, no sólo por los motivos que ya expuse en la segunda Conferencia (16),

sino también porque, siendo posible fijar la posición de los máximos con sólo saber el número de rayas por milímetro, es posible hacer deducciones numéricas respecto a propiedades importantes de los objetivos, tales como, por ejemplo, respecto a su poder de resolución, al límite para formar imagen, etc., etc.

A lo que ya queda dicho en la segunda Conferencia sobre los rayados, sólo hay que añadir aquí algunas nociones que nos sirvan para interpretar debidamente la fórmula matemática que determina la posición de los máximos, con objeto de hacer aplicación de ella a los problemas de la Microscopia. Si el ancho de las bandas claras es a y el de las bandas opacas es b , la «característica» o «constante» del rayado será $(a + b) = e$; o bien, expresándola por el número de bandas opacas o rayas N , que entran en un milímetro,

$$N = \frac{1}{a + b}$$

Conocida esta característica y la longitud de onda λ de la luz que se emplee, podemos determinar fácilmente la posición de los diversos máximos (fig. 20.^a) por medio de la fórmula

$$\pm \operatorname{sen} v_m = m \frac{\lambda}{e}, \quad [\mathbf{a}]$$

en la cual m representa el número de orden del máximo que se considere.

Desde luego salta a la vista que los senos de los ángulos que los máximos forman con la normal al plano del rayado—que en el caso que representa la figura 20.^a se confunde con la dirección

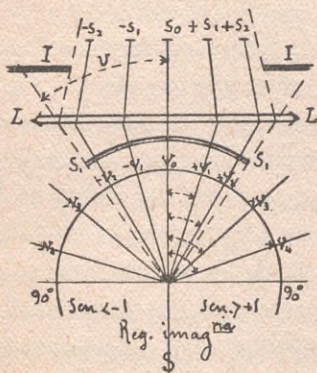


FIG. 20.^a

del rayo incidente S —crecen en relación inversa de la característica e , y en razón directa de la longitud de onda; y así cuanto más próximas estén las rayas, o mayor sea la longitud de onda, más

grande será la desviación de los máximos. Y de esto último se deduce que si en vez de emplear luz monocromática empleamos luz blanca, cada máximo, excepto el «principal», se compondrá de una serie de máximos correspondientes a las diferentes longitudes de onda, dispersos unos de otros, siendo los rojos los más desviados. Esta dispersión será tanto más extensa cuanto más elevado sea el número de orden del máximo que

se considere, y menor la característica del rayado.

En la fórmula anterior [a] se supone que la longitud de onda λ corresponde a una radiación en el aire; y para que pueda aplicarse en el caso de los objetivos de inmersión, es preciso no olvidar que siendo n el índice refractivo del medio, esa misma longitud λ , en el aire, se convierte en $\lambda : n$. Teniendo eso en cuenta, la fórmula general de la desviación de los máximos, cuando se ilumina el rayado normalmente, es

$$\pm \operatorname{sen} v_m = m \frac{\lambda}{n \cdot e}. \quad [\text{b}]$$

La serie de máximos que se obtiene sustituyendo m por los números 0, 1, 2, 3..., constituye el espectro de Fraunhofer, (S^*) correspondiente al efecto difractivo total del rayado (S). Los signos + y -, que afectan a $\operatorname{sen} v_m$, indican que los máximos están simétricamente repartidos a uno y otro lado del «máximo principal», pues siendo el origen de los ángulos el punto v_0 , los senos a derecha e izquierda tienen signos contrarios. El haz de rayos incidentes S , continúa su camino sin experimentar desviación alguna, y produce el «máximo principal» correspondiente a $m = 0$. Este máximo, aun con luz blanca, será

acromático, porque se superponen en él exactamente todos los de los distintos colores.

Cuando el rayo incidente, en vez de ser perpendicular al plano del rayado como hasta ahora he supuesto, forma un ángulo i con la normal (figura 21.^a), entonces la fórmula anterior [b] se convierte en esta otra:

$$\text{sen } i - \text{sen } v_m = m \frac{\lambda}{n \cdot e}, \quad [\text{c}]$$

en la cual hay que tener en cuenta que los senos de i y de v_m son de signos iguales cuando están

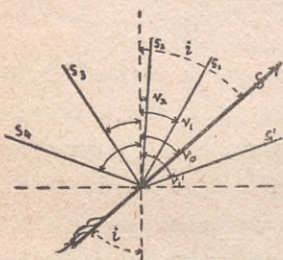


Fig. 21.^a

en el mismo cuadrante, y de signos opuestos, si están en cuadrantes distintos. Los máximos continúan dispuestos simétricamente a uno y otro lado del máximo principal.

37. El número de máximos es teóricamente ilimitado, mas como su intensidad luminosa decrece rápidamente a medida que se separan del máximo principal, sólo son visibles y conservan energía suficiente para influir en la imagen un cierto número de ellos. Además, de la fórmula [b]

se desprende que disminuyendo la característica e , se puede llegar a un valor de $n \times e$ que sea igual o menor que el de $m \times \lambda$, y, en este caso, el seno de v_m debería ser mayor que la unidad positiva, o menor que la unidad negativa (fig. 20.^a), y esto nos indica que los máximos de orden m , para los cuales esto suceda, sólo pueden tener existencia imaginaria. Mas esos máximos imaginarios se convertirán en reales y serán asequibles a la observación, si se cambia el medio en que el fenómeno se verifica por otro de índice refractivo superior. Este es el fundamento de las ventajas de los objetivos de inmersión. Así, por ejemplo, con luz de longitud de onda de 550 $\mu\mu$ — que viene a ser la de la región más brillante del espectro solar— en un rayado de característica de 15 milésimas de milímetro, el máximo de orden 28 caerá en la región imaginaria si el espectro se desarrolla en el aire; mas si se desarrollara en el medio que sirve para la inmersión homogénea de los objetivos ($n = 1,52$), aun tendrían cabida en la región real otros 14 máximos más, esto es, hasta el máximo del orden 42. Esto es secundario cuando los máximos de orden elevado tienen poca intensidad, pues recogiendo la porción central del espectro viene a ser, prácticamente, como si se recogiera todo él; mas, tratán-

dose de rayados de característica muy pequeña, o por analogía de objetos de textura muy delicada, la cuestión cambia por completo. Figurémonos, por ejemplo, un rayado de 950 líneas por milímetro ($e = 1.050 \mu\mu$) iluminado con luz central de la misma longitud de onda que en el caso anterior. Si el medio en que se desarrolla el efecto difractivo es el aire, el segundo de los máximos estará ya en la región imaginaria; y si la característica fuese aún menor, $e = 540 \mu\mu$, por ejemplo, ninguno de los máximos laterales se encontraría en la región real, y, por lo tanto, un objetivo seco no podría formar la imagen de ese rayado, aunque su ángulo de abertura fuese de 180° . En cambio, el mismo rayado, en el medio de la inmersión homogénea, tendría en la región real tres máximos: el principal y los dos primeros laterales, y podría formar una imagen más o menos conforme con el objeto.

38. La función principal del objetivo en el proceso de la imagen puede decirse que se reduce a trasladar a su plano focal posterior el espectro de Fraunhofer que el objeto produciría en el infinito, con la limitación, bien entendido, que le impone su ángulo de abertura. Así, pues, si el objeto fuese un rayado (fig. 20.^a), en la pupila del objetivo veríamos el máximo principal s_0 en el centro, y a

ambos lados la serie de máximos de primer orden $+s_1, +s_2\dots, -s_1, -s_2\dots$. Del diámetro de la pupila depende el número de máximos que pueden entrar en ella. Si sólo admite el máximo principal s_0 , no se forma imagen, y todo el campo aparece uniformemente iluminado, pues el máximo principal, según se deduce de su formación, viene a ser como un objeto luminoso por sí mismo colocado en s_0 , de cuyos elementos superficiales sólo parten ondas incoherentes entre sí, y, por lo tanto, no pueden producir, en el plano de la imagen, más que una iluminación uniforme. Pero si, además del máximo principal, se admite uno o dos de los máximos laterales de primer orden, la imagen aparece en seguida, porque entonces las ondas que parten de los puntos homólogos de los distintos máximos son coherentes, por pertenecer a un mismo espectro elemental, e interfieren entre sí. Mas esa imagen no será una verdadera representación del rayado que sirve de objeto, pues si en él las bandas transparentes y las opacas tienen el mismo ancho y están perfectamente limitadas, en la imagen las bandas claras serán más anchas que las opacas, y éstas quedan reducidas a una línea central oscura con los bordes esfumados. Este resultado está muy conforme con la teoría antes expuesta, pues (S) es muy diferente de (S_1).

Admitiendo mayor número de máximos aumenta la conformidad de la imagen. Mayores diferencias se observan aun cuando se ilumina el objeto con luz oblicua, pues entonces (fig. 21.^a) el máximo principal va a parar a un borde de la pupila, y aun puede desaparecer por completo de ella, y para formar la imagen sólo queda en actividad una porción más o menos extrema y asimétrica del espectro. Las Diatomeas, sobre todo, ofrecen un excelente objeto para estudiar los cambios debidos a la iluminación oblicua, los cuales ahora nos los explicamos con suma facilidad, con sólo considerar que son distintas, en cada caso, las porciones del espectro que se utilizan para formar la imagen.

Para adquirir una idea de cuán íntima es la relación que existe entre la imagen y el espectro, sirve perfectamente la siguiente experiencia, facilísima de realizar en el microscopio. Supongamos que nos sirve de objeto un rayado de 20 líneas por milímetro, el cual desarrolla en la pupila del objetivo (fig. 20.^a) la serie de máximos s_1 , s_2 , s_3 ... La imagen formada por ellos corresponde, naturalmente, a un rayado de 20 líneas por milímetros; mas, si por medio de un diafragma apropiado sólo dejamos pasar el máximo principal s_0 y los dos segundo de primer orden $+s_2$ y $-s_2$,

la imagen corresponderá a un rayado de 40 líneas por milímetro. Este resultado sorprendente es fácil de explicar, pues en el segundo caso la porción del espectro utilizado para formar la imagen no corresponde realmente al objeto O_R de característica e , sino a otro rayado ficticio O_F , cuya característica e' fuese la mitad; y para convencerse de ello basta fijarse en la fórmula [b] y ver que $+s_2$ y $-s_2$ corresponden a los dos primeros máximos de un rayado cuya característica fuese $e : 2$.

Como el grado de verdad de la imagen depende de la porción del espectro que se utiliza para formarla, tiene interés el averiguar el número de máximos producidos por un rayado de característica e que un objetivo dado puede admitir para formar su imagen. De la fórmula [b], tantas veces citada, se deduce que si m' es el número de orden del máximo más divergente que tiene entrada en el ángulo de abertura del objetivo,

$$m' = n \cdot \text{sen } v_{m'} \times \left(\frac{e}{\lambda} \right);$$

y basta fijarse en la figura 20.^a para ver que, en este caso, el ángulo de desviación máxima que $v_{m'}$ puede alcanzar teniendo entrada en el objetivo,

se confunde con el semiángulo U de abertura, y, por lo tanto,

$$m' = n \cdot \text{sen } U \times \left(\frac{e}{\lambda}\right); \quad [\text{d}]$$

y como la expresión $(n \cdot \text{sen } U)$ representa la apertura numérica del objetivo, podemos decir que para un valor constante de $(e : \lambda)$ *la apertura numérica mide la cantidad de rayos difractados por el objeto, que el objetivo admite para formar la imagen*, y, por lo tanto, puede servirnos también para darnos una idea del grado de conformidad de la imagen con el objeto, en todos aquellos casos en los cuales sólo se utilice una porción del efecto difractivo producido por el objeto para formar dicha imagen. De esta manera se comprende todo el valor que tiene en microscopia la «apertura numérica».

La fórmula anterior nos permite también resolver el problema inverso, esto es, cuál puede ser la característica mínima de un rayado para que un objetivo de apertura numérica dada $(n \text{ sen } U)$ forme su imagen utilizando un número m' de máximos; pues, despejando e , tendemos

$$e = \frac{m' \lambda}{n \cdot \text{sen } U}. \quad [\text{g}]$$

En el caso de que los máximos de orden supe-

rior al m' tengan ya poca intensidad luminosa, esta fórmula determina, además, las relaciones que deben existir entre el rayado y la apertura numérica, para que la imagen sea la peculiar del objeto.

39. Para que se forme imagen es necesario, *por lo menos*, que el objetivo recoja dos máximos. Con iluminación central, por razón de simetría, para que esa condición se realice, es preciso (fig. 20.^a) que los ángulos $-v_1$ y $+v_1$, correspondientes a los dos primeros máximos, sean inferiores, o, cuando más, iguales al semiángulo de apertura U ; y, en este caso, la imagen estará formada por el máximo principal s_0 y los dos laterales $+s_1$ y $-s_1$. La relación que debe existir entre la apertura numérica del objetivo y la característica del rayado para que esto suceda, la expresa la siguiente fórmula, deducida de la anterior:

$$e = \frac{\lambda}{n \cdot \text{sen } U} \quad [\text{h}]$$

Si la iluminación fuese oblicua, tal como se representa en la figura 22.^a, la condición de que concurren dos máximos para formar la imagen estará realizada cuando el rayo iluminante S forme con la perpendicular un ángulo menor, y en el

caso límite igual, al de la semiapertura del objetivo; y que lo mismo suceda con el ángulo del primer máximo $-v_1$.

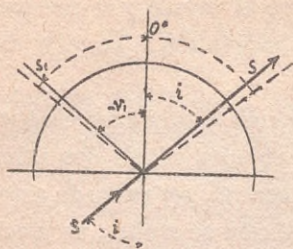


FIG. 22.^a

Siendo así, las relaciones necesarias entre la apertura numérica y la característica del rayado, las deduciremos de la fórmula [c], la cual, teniendo en cuenta que en el caso límite los ángulos i y $-v$ son iguales a U , y que el seno de $-v_1$ es negativo, se transforma en

$$\text{sen } U + \text{sen } U = \frac{\lambda}{n \cdot e},$$

y da para e :

$$e = \frac{\lambda}{2(n \cdot \text{sen } U)}. \quad [\text{k}]$$

Las dos fórmulas anteriores [h] y [k] expresan la relación que debe existir, en el caso límite, entre la apertura numérica y la característica de un rayado, para que sea posible la formación de la imagen. Según las consideraciones antes expuestas, esa imagen sólo podrá tener el primer grado de conformidad con el objeto, y estará reducida a ser una «representación típica» del rayado; mas

como las condiciones del problema están perfectamente definidas, estos valores de e se toman en microscopia como representantes del «poder de resolución» de los objetivos, entendiéndose por tal poder la facultad de formar *una imagen típica de un rayado de característica e tan pequeña, que sólo penetren en el objetivo el máximo principal y los dos primeros laterales, cuando se ilumina el objeto con un haz de rayos axiales; o bien el máximo principal, y uno sólo de los laterales, con iluminación oblicua extrema.*

Según las fórmulas anteriores, el «poder de resolución» depende exclusivamente de la «apertura numérica» y de la longitud de las ondas que sean capaces de impresionar nuestra retina, pues de otro modo, aunque la imagen se formara, no podríamos verla directamente. En este concepto no podemos emplear ondas luminosas menores de 420 $\mu\mu$. Y en cuanto a la «apertura numérica», la técnica óptica nos señala también un límite más allá del cual tampoco podemos ir, pues no es posible la construcción de objetivos pasando de cierto ángulo de abertura, ni tampoco es conveniente el empleo de un líquido de inmersión de índice superior al del aceite de Cedro empleado en la inmersión homogénea. Con estas restricciones el

poder de resolución del microscopio ha de ser forzosamente bastante limitado.

Suponiendo que fuese posible construir un objetivo de 180° de abertura, que es el máximo teórico que podemos concebir, el poder de resolución dependería entonces de la longitud de onda y del índice del medio de inmersión. Si éste es el aire (objetivos secos), y tomamos por longitud de onda $550 \mu\mu$, que es la que corresponde a la porción más brillante del espectro solar, la distancia mínima a que pueden estar las líneas de un rayado para ser resuelto en las condiciones antes indicadas es de $550 \mu\mu$, con iluminación central, y de $275 \mu\mu$, con iluminación oblicua, lo que nos indica que la distancia e no puede ser menor que la longitud de onda en el primer caso, ni menor que la mitad de dicha longitud en el segundo. Si el objetivo fuese de inmersión homogénea, su apertura numérica sería de 1,52, y los anteriores números se reducirían a 362 y $181 \mu\mu$, respectivamente. $181 \mu\mu$ marca, pues, el *límite teórico* a que pueden estar las líneas de un rayado para que el microscopio pueda formar una imagen visible de él, en el supuesto hipotético de que fuese posible construir un objetivo de inmersión homogénea de 180° de ángulo de abertura. Con una separación de líneas menor, no sería posible obte-

ner una imagen del rayado, puesto que sólo el máximo principal podría penetrar en el objetivo. Los demás máximos estarían todos en la región imaginaria.

Los números anteriores relativos al poder límite de resolución, ya he dicho que son puramente teóricos, pues el ángulo de abertura de los objetivos no puede llegar nunca a 180° . El apocromático más potente que en estos últimos años —al empezar esta desdichada Guerra— se construía de un modo corriente en los talleres de óptica de Carlos Zeiss, era el de inmersión homogénea de 1,40 de apertura numérica, y de 2 y 3 milímetros de distancia focal. Con él, que puede considerarse como el *non plus ultra* para la observación ordinaria, se alcanza un límite de resolución con luz central, de $394 \mu\mu$, y con luz oblicua, de $197 \mu\mu$, o sea proximamente 4 y 2 décimas de micron respectivamente, cantidades que difieren poco de los límites teóricos antes indicados.

Es muy importante no confundir el límite de «resolución» con el límite de «visibilidad», pues este último descansa en una idea diferente. El límite de resolución se refiere a la capacidad extrema del objetivo para formar la imagen de dos o más líneas muy próximas, en las condiciones antes indicadas. El límite de visibilidad, por el

contrario, no supone la formación de imagen en el sentido estricto de la palabra, sino la percepción de una impresión luminosa, de la siguiente manera. Los objetos muy pequeños producen un espectro *continuo* sumamente extenso, y el objetivo, recogiendo una porción mayor o menor de él, forma una diminuta mancha luminosa que no merece el nombre de imagen, puesto que nada revela acerca de la forma y estructura del objeto. Para que esa mancha sea visible, es preciso que por su intensidad se destaque lo suficiente del fondo en que aparece, con el fin de que la retina pueda apreciar la diferencia. El límite de visibilidad depende, pues, de perspicacia de la retina para distinguir diferencias de intensidades luminosas, sin que la percepción visual trate de indicarnos otra cosa que la existencia de «algo» que nos envía luz, como sucede cuando miramos las estrellas, pues en la pequeña mancha de difracción que producen no hay ningún carácter que pueda revelarnos ni el más ligero dato relativo a su forma; y si la mancha aparece redonda, no es por la estrella misma, sino porque es redonda la abertura de la pupila del ojo o del objetivo del telescopio.

La microfotografía con rayos ultravioleta ensancha los límites del poder de resolución, y la ul-

tramicrografía, los de la visibilidad, de la siguiente manera.

40. Los pequeños corpúsculos, inferiores a $0,2 \mu$, llamados «ultramicroscopios», son iluminados, para los efectos de la «ultramicroscopia», por rayos *muy oblicuos* de gran intensidad, de modo que ninguno de ellos tenga entrada directa en el objetivo. Estos pequeñísimos corpúsculos producen un efecto difractivo continuo y tan extremadamente extenso, que, según Lord Reyleigh, pueden considerarse como si fuesen verdaderos centros vibratorios comparables a los objetos luminosos por sí mismos. En estas condiciones, cada partícula da lugar a una pequeña mancha luminosa que no guarda relación alguna con su forma. Sucede en la ultramicroscopia algo parecido al fenómeno que se observa cuando entra un rayo de sol en un cuarto obscuro. Las tenues partículas de polvo que se hallan en suspensión en el aire difractan la luz en todas direcciones e iluminan el cuarto; y nosotros las percibimos como si fuesen puntos que emitieran luz por sí mismos. Un fenómeno parecido ocurre cuando se ilumina vivamente con un rayo de luz los «medios turbios» y las soluciones coloides.

La imposibilidad en que se hallan los «ultramicroscopios» de producir verdaderas imágenes, hay

tenerla siempre muy presente para no cometer que groseros errores al interpretar los datos adquiridos por medio de la ultramicroscopia.

41. La microscopia con los rayos ultravioleta nos proporciona un medio verdadero de ensanchar el poder resolutivo del microscopio. De la fórmula [d], antes expuesta, se desprende que, para una misma apertura numérica, la porción del espectro que tiene cabida en la pupila del objetivo es mayor cuanto menor sea la longitud de onda de la luz empleada, y así las garantías de conformidad de la imagen serán también mayores; y las fórmulas [k] y [h] nos dicen al mismo tiempo que la separación entre las líneas de un rayado que se puede resolver con una determinada apertura, depende de la pequeñez de la longitud de onda. De eso se desprende las grandes ventajas que se podrían obtener en la observación microscópica empleando radiaciones de muy pequeña longitud; mas, por desgracia, nuestro órgano de la visión no es sensible a ellas. Mientras el oído nos permite apreciar desde los tonos muy bajos de 30 a 40 vibraciones por segundo, hasta los muy agudos de 48.000, esto es, sonidos de longitudes de onda desde 10 metros a 1 centímetro, abarcando, por consiguiente, una extensión de diez octavas, las radiaciones del espectro solar sensibles a la

la retina se hallan limitadas a una sola octava—entre las rayas A y H—, si me es permitido llamar también octava luminosa al intervalo comprendido entre longitudes de onda, cuya relación sea como 1 : 2. Y aun hay que tener en cuenta que si bien son visibles las radiaciones desde las líneas A a H del espectro solar, la verdadera región luminosa y aprovechable para la observación es tan sólo la comprendida entre las líneas D, E y F, o sea la de las longitudes de onda de 584 a 486 $\mu\mu$. Mas lo que nos niega nuestra vista nos lo ofrece la placa fotográfica con su propiedad de dejarse impresionar por radiaciones de longitud mucho más pequeña, y en eso descansa el fundamento de la «microfotografía con luz ultravioleta». La imagen se obtiene en ella con radiaciones de sólo 275 $\mu\mu$, y puede hacerse visible proyectándola sobre una pantalla de una sustancia fluorescente; mas para apreciar bien todos sus detalles, es preciso impresionar una placa fotográfica. Los vidrios ordinarios que se emplean comúnmente en la técnica óptica no dejan pasar las radiaciones de tan pequeña longitud de onda, y por eso es preciso que, tanto los objetivos como las demás lentes y prismas empleados con la luz ultravioleta, sean de cuarzo fundido. El objetivo de más poder destinado a esta clase de observaciones,

que se construía en los talleres de Carlos Zeiss antes de empezar esta guerra, era el monocromático de apertura numérica 1,25, y con él el límite de resolución dado por la fórmula $[k]$ se reduce a $110 \mu\mu$, o sea el que se podría alcanzar con un apocromático hipotético de apertura numérica 2,5!

42. Aunque los números anteriores, relativos a la conformidad de la imagen con el objeto y al poder de resolución, los he deducido sirviéndome de los rayados, no por eso carecen de generalidad, pues la experiencia constante y repetida nos enseña que las particularidades estructurales y de forma que poseen los objetos, desaparecen de la imagen cuando sus dimensiones se aproximan a los límites que hemos hallado por medio de las fórmulas antes expuestas. A primera vista parece que con estos números se llega al límite de la pequeñez; mas, comparándolos con otros que nos ofrece el mundo físico, pronto entra el convencimiento de lo muy lejos que está el microscopio de ponernos en completa relación con las manifestaciones infinitamente pequeñas de la materia. Oberbeck ha demostrado que una gota de aceite puede extenderse en la superficie del agua hasta que el grueso de la capa tenga sólo el espesor de tres décimas de milimicrón ($0,3 \mu\mu$), y

las pompas de agua de jabón se mantienen resistentes produciendo irisados colores, hasta que el grueso de sus paredes no desciende de 10 milimicrones ($10 \mu\mu$). Claro está que dimensiones tan tenues no las podemos ver ni medir directamente; pero sí las apreciamos por medio del sentido de la vista en las delgadísimas capas de aceite y de agua de jabón en el momento en que un sencillo cálculo nos demuestra que su espesor ha llegado a un grado tal de pequeñez. Tampoco podemos ver directamente las moléculas de que se componen los cuerpos; mas, por consideraciones de orden puramente físico, sabemos que su diámetro es inferior a un milimicrón, y aun podemos asignar a las moléculas del aire la magnitud de $0,4 \mu\mu$, y a las del agua, la de $0,3 \mu\mu$. ¡Cuán distantes están estos números de los que representan el límite de la resolución en el microscopio!

43. Las consideraciones que acabo de hacer respecto al poder resolutivo del microscopio, así como cuanto queda dicho sobre los diversos grados de semejanza que pueden existir entre el objeto y la imagen, deben servir siempre de norma al micrógrafo cuando trate de interpretar imágenes producidas por objetos muy pequeños o estructuras delicadas, que por su tenuidad se hallen

próximas a los límites señalados para que el microscopio pueda dar imágenes conformes con el objeto. De otro modo estará expuesto a incurrir en errores, atribuyendo valor objetivo a particularidades de la imagen que no guarden correlación con las que realmente existan en el objeto, o negando la existencia a otras que positivamente existan, aunque no figuren en la imagen. El micrógrafo prudente no debe aceptar como real *todo lo que ve*, ni negar la posibilidad de *la existencia de algo*, por el simple hecho de que no figure en la imagen; pues tan sólo después de un detenido estudio de todas las circunstancias bajo las cuales la observación se ha hecho, sin olvidar el examen de la porción del espectro de Fraunhofer que se desarrolla en la pupila del objetivo, podrá adoptar un criterio que se acerque a la verdad. Y ese examen o discusión de la imagen debe hacerse con buena lógica y aportando a él todo género de datos útiles para esclarecer el asunto, ya que la simple observación de la imagen es en muchos casos insuficiente para llegar al verdadero conocimiento del objeto. Así sucede, por ejemplo, con las finísimas esculturas que cubren las valvas de las Diatomeas. En las de la *Pleurosigma angulatum* tan conocida sobre todo de los micrógrafos antiguos, con

iluminación oblicua y un objetivo de 0,50 de apertura numérica, haciendo girar la preparación sobre la platina, aparecen sucesivamente tres sistemas de estrías finísimas y paralelas que se cruzan bajo un ángulo de 60° ; siendo su número de unas 18 por cada 10μ , o sea de unas 1.800 por milímetro. Si atribuyésemos valor real a esa estriación cometeríamos un error, pues basta repetir el examen con un objetivo de mayor apertura, de 0,95 por ejemplo, para que las estrías que antes veíamos con tanta claridad y contábamos su número, desaparezcan y sean substituídas por una delicada red de pequeñísimos exágonos, que, a su vez, se transforman en series de perlas semiesféricas, si se repite la observación con un objetivo de mayor apertura. En buena lógica, no podemos atribuir realidad a ninguna de esas imágenes; y basta que examinemos los máximos de Fraunhofer que tienen cabida en la pupila del objetivo en cada caso, para ver el motivo de los cambios que experimenta la imagen, y además para que adquiramos el convencimiento, atendida la pequeña porción del espectro que entra en dicha pupila, de que mientras no podamos disponer de otros medios de observación, hemos de renunciar al verdadero conocimiento de la estructura de las valvas de la *Pleurosigma*. Otra

Diatomea, muy conocida también de los microscopistas, porque su resolución constituye el desideratum para los objetivos de gran apertura, es la *Amphipleura pellucida*. La estriación que se ve en sus valvas es tan sumamente fina, que el número de estrías no bajará de 4.200 por milímetro cuando se observan en iluminación oblicua con el apocromático Zeiss, de 1,40 de apertura. En la pupila de salida sólo aparecen, en este caso, el máximo principal y uno de los laterales, realizándose así las condiciones mínimas de las que son necesarias para que un objetivo pueda formar imagen con iluminación oblicua; y por este motivo es muy poco lo que la imagen puede decir respecto a la verdadera estructura de las valvas de la *Amphipleura*.

En el campo de los estudios histológicos se presentan también multitud de casos en los cuales el microscopio es impotente para revelar la verdadera estructura de los elementos celulares y de las formaciones protoplásmicas, por tratarse de dimensiones ultramicroscópicas, o bien porque, aun siendo intramicroscópicas, su efecto difractivo es de tanta extensión que sólo una pequeña parte de él es posible que sea recogido por el objetivo. Tal vez los histólogos no han tenido eso siempre presente, y aceptando al pie de la letra lo que

han visto, han atribuído equivocadamente existencia real a imágenes que, a todas luces, no tenían todas las garantías teóricas que las acreditaran como verdaderas. Si yo tuviera autoridad bastante, aconsejaría que nadie emprendiera estudio alguno de investigación microscópica delicada, sin que antes hubiese dedicado unas cuantas horas a observar por sí mismo los cambios que experimenta la imagen de un simple rayado de bandas opacas y transparentes, según las diversas porciones de su espectro que el objetivo emplea para formarla; y así tengo la seguridad de que no se borraría del ánimo del observador la impresión que recibiera al ver cómo aparecen líneas brillantes en medio de las bandas opacas, y líneas obscuras en medio de las bandas transparentes, y cómo el número de las bandas se duplica o triplica, o bien cómo su imagen desaparecen, siendo el motivo de todos esos cambios las distintas porciones del espectro del rayado empleadas en formar toda esa serie de imágenes falsas. Y ese recuerdo no podría menos de serle muy provechoso, porque la duda es el primer paso para hallar la verdad. Además, el micrógrafo debe prevenirse siempre contra la sugestión tentadora de llegar a los últimos elementos de la estructura de los objetos, y de que más allá de lo que ve no hay

nada. Claro está que *lo último que se ve* marca un límite; pero es un límite puramente subjetivo, que no descansa en la naturaleza del objeto. Así, por ejemplo, conforme con esas ideas, las fibrillas de los músculos estriados y las neurofibrillas, que es lo último que se ve de la textura muscular y nerviosa, y que antes se les concedía existencia positiva e independiente como elemento histológico elemental, hoy han perdido esa significación, y tan sólo se les concede el valor transitorio de ser el último grado de separación al que podemos llegar en las texturas muscular y nerviosa, con los medios que la técnica microscópica pone en nuestras manos ¹.

44. El aumento de la imagen, que antiguamente se consideraba como la función única y primordial del microscopio, tiene tan sólo el valor práctico de proveer a la exigencia fisiológica de que, para ver separadamente dos puntos o dos líneas próximas, es preciso que subtiendan cierto ángulo visual, o, lo que es lo mismo, que se pinten sobre la retina a cierta distancia el uno del otro. Si ese ángulo es menor que el ángulo límite visual, los dos puntos o líneas se perciben confun-

¹ Heindenhein: *Beiträge zur Aufklärung des wahren Wesens des faserförmigen Differenzierungen*. *Anat. Anz.*, tomo 16, 1889, p. 120.

didados en uno solo. De eso se deduce que debe existir cierta relación entre los últimos detalles que figuran en la imagen y el ángulo visual límite, para que puedan ser vistos; y como, por otro lado, los últimos detalles que figuran en la imagen dependen de la apertura numérica, a primera vista se comprende que debe existir cierta relación entre ambos valores; pues si el aumento es superior al que corresponde a la apertura, no por eso se verán más detalles en la imagen. El micrógrafo no encuentra nunca trabas para satisfacer esa relación, pues los oculares ordinarios proporcionan siempre el medio de obtener aumentos superiores a los que en realidad se necesitan para aprovechar la apertura de los objetivos. Si suponemos, por ejemplo, que el ángulo límite de la visibilidad bien distinta es de $2'$, por medio de una serie de consideraciones y de cálculos sencillos se viene a parar, en conclusión, que un aumento de 700 a 800 veces es suficiente para ver los últimos detalles que el apocromático Zeiss de inmersión homogénea 1,40 es capaz de producir en la imagen. Y recuérdese que, según ya he dicho antes, ese apocromático es el más potente que hoy día se encuentra de un modo regular en manos de los observadores. En las tablas de aumentos producidos por las combinaciones de oculares

y objetivos que figuran en el último catálogo de microscopios de la Casa Zeiss (1912-13), se ve que, con los objetivos acromáticos, se llega a aumentos de 2.540, y con los apocromáticos, hasta 3.000. No será, pues, la falta de aumentos disponibles la que tenga la culpa de las limitaciones inherentes a la observación microscópica.

45. Para poner término a estas Conferencias voy a repetir lo que escribí, hace ya muchos años, al final de un libro en el que me ocupaba de las condiciones de verdad de la imagen microscópica. Es cierto, decía, que en muchos casos lo que vemos con el microscopio no responde a la realidad, y que cometeríamos un error si lo aceptáramos al pie de la letra y sin discusión alguna; mas, interpretando la imagen a la luz de la teoría óptica de su formación, y teniendo en cuenta las leyes de analogía que unen unos objetos a otros, de la observación directa de la imagen podremos deducir, casi siempre, algo que esté en concordancia real con el objeto. La teoría nos advierte cuándo la imagen es engañosa, y el reconocimiento del error es el primer paso que damos hacia el conocimiento de la verdad.

La teoría está muy lejos de decir que por ser la imagen falsa no es posible que conozcamos la verdadera forma del objeto que la produce; pues

eso sería tan absurdo como afirmar que, por ver la luna con nuestros ojos como un disco plano, no podemos saber que sea un cuerpo esférico. En nuestras relaciones con los objetos exteriores, ¿aceptamos siempre como verdadera la imagen que se pinta en la retina? Las dimensiones de los cuerpos, sus verdaderas formas y posiciones relativas, ¿nos las daría por sí sólo la imagen si no supiéramos interpretarla? Al observar el rápido vuelo de las golondrinas, desde la ventana de mi cuarto, mientras estoy escribiendo estas líneas, si sólo me atuviera a lo que me dice la imagen, en vez de deducir de ella que se alejan o se acercan, ¿no podría creer que cambian de tamaño, puesto que, en realidad, lo que veo es que su imagen aumenta o disminuye?

Y en cuanto a tener la visión microscópica un límite más allá del cual no nos permite ver nada, ¿qué es lo que este mundo no le tiene?

NOTA ADICIONAL

Un «rayo» es el «camino óptico» más corto que la luz sigue para ir de un punto a otro. Si el medio en el cual la luz se propaga es homogéneo bajo el punto de vista óptico, el «rayo» sigue la línea recta. Dos longitudes ópticas son iguales, cuando la luz tarda el mismo tiempo en recorrerlas, y, por lo tanto, se verifican en ellas el mismo número de undulaciones. Cuando un rayo atraviesa distintos medios, su «longitud óptica» es la suma de los productos parciales de las longitudes que recorre en cada medio, por los índices de refracción respectivos. Todos los rayos que van a través de un sistema de lentes, desde un punto del objeto a su homólogo dióptricamente conjugado de la imagen, tienen la misma longitud óptica, y llegan, por consiguiente, con igual fase al punto de la imagen, si han partido todos ellos con la misma fase del punto del objeto; sin que quiera esto decir que las fases de partida y de llegada sean iguales. Esto es debido a que la longitud de las ondas luminosas está en razón inversa del índice del medio en el cual se propagan, o, lo que es lo mismo, que la

velocidad del movimiento undulatorio está, de igual modo, en razón inversa con dichos índices. Véase: RHOR, *Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten*, Berlín, 1904, págs. 17-23; A. SCHUSTER, *Einführung in die theoretische Optik* (trad. del inglés por H. Koenen), Leipzig, 1907, págs. 45-49; CZAPSKI, *Theorie der optischen Instrumente nach Abbe*, Breslau, 1893, página 14; P. DRUDE, *Lehrbuch der Optik*, Leipzig, 1906, pág. 121; WOOD, *Optique Physique* (trad. del inglés por Vigneron y Labruste), París, 1913, tomo I, páginas 77-89; MASCART, *Traité d'Optique*, París, 1889, tomo I, pág. 8, etc., etc.

Las condiciones del aplanatismo y la «ley de los senos», las enunció por primera vez el profesor Abbe en 1873, en su memorable *Beiträge zur Theorie des Mikroskops*, y al año siguiente el profesor Helmholtz, en su trabajo *Die theoretische Grenze für die Leistungsfähigkeit der Mikroskope*. Más tarde el profesor Abbe publicó un estudio con el título *Über die Bedingungen des Aplanatismus der Linsensysteme*; mas tanto en este estudio, como en el anterior, se limita a dar el enunciado de la ley, sin demostrarla teóricamente. Su discípulo Czapski ofrece de ella una demostración algo difícil y complicada, en su libro *Theorie der optischen Instrumente nach Abbe*, la cual reproduce Rhor en su tratado *Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten*. Fundándose en principios diferentes, Ch. Hockin ha dado también una demostración de la «ley de los senos» en un trabajo publi-

cado en 1884 en los *Anales de la Real Sociedad de Microscopia de Londres*, con el título *On the Estimation of Aperture in the Microscope*. Esta demostración se encuentra, así mismo, en el *Lehrbuch der Optik*, de Drude; en el libro de Lummer, *Die Lehre der Bildentstehung im Mikroskop* (Brunswick, 1910), y también en mi libro *Formación de la Imagen en el Microscopio*, publicado en 1911 por la Junta para Ampliación de Estudios.

Con respecto a la «coherencia» e «incoherencia» de los rayos, pueden verse los párrafos dedicados a la «Naturaleza de la luz» en las citadas obras de Drude, Schuster, Wood, Mascart, etc., etc.; y también la «Adición D» de mi libro *Formación de la Imagen en el Microscopio*.

ÍNDICE

	<u>Páginas.</u>
PROEMIO	XI
I. TEORÍA GENERAL DE LA FORMACIÓN DE LA IMAGEN.....	3
A) Objetos luminosos.....	3
B) Objetos no luminosos.....	31
II. IMAGEN DE LOS OBJETOS NO LUMINOSOS POR SÍ MISMOS.	49
III. FORMACIÓN DE LA IMAGEN EN EL MICROSCOPIO.....	93
A) Característica del microscopio.....	93
B) Proceso de la formación de la imagen.....	116
IV. LA IMAGEN MICROSCÓPICA Y SUS RELACIONES DE SEME- JANZA CON EL OBJETO.....	143

PUBLICACIONES DE LA
RESIDENCIA DE ESTUDIANTES

ESTAS publicaciones responden a la necesidad de buscar una expresión de la actividad espiritual que en la *Residencia* y en torno de ella se ha ido desarrollando. Los varios modos en que va cuajando esta actividad, estarán representados en diferentes series de libros. No se trata, pues, tan sólo, de dar publicidad a los trabajos de los Residentes, primeros frutos de su formación científica, sino de recoger también otras producciones que han nacido al contacto de la *Residencia* con el ambiente ideal exterior. La obra de la *Residencia* ha sabido atraer la atención y el apoyo moral de literatos, científicos y políticos, que trabajan unidos a su lado, como si se tratase de una obra propia; y este núcleo formado en torno de la *Residencia* se ha dispuesto, con devoción y con entusiasmo, a sembrar en ella y desde ella, en la juventud española, los ideales de la Patria futura. En fin, la continuidad de la labor educacional de la *Residencia*, la lleva a perpetuar en sus publicaciones momentos ejemplares de la cultura universal y de la vida nacional, para todo lo cual encontrará cauce en las actuales series y en otras nuevas que a su tiempo saldrán a luz.

SERIE I. CUADERNOS DE TRABAJO:

Con estos cuadernos de investigación quisiera la RESIDENCIA contribuir a la labor científica española.

1. EL SACRIFICIO DE LA MISA, por GONZALO DE BERCIO. Edición de *Antonio G. Solalinde*. (Publicado.) 1,50 ptas.
2. CONSTITUCIONES BIAULIEI MIRABETI. (1328) Edición de *Galo Sánchez*. (Publicado.) 1,50 ptas.
3. ¿QUÉ ES LA ELECTRICIDAD?, por *Blas Cabrera*. (Publicado.) 3,50 ptas.
4. LA BASE TRÓFICA DE LA INTELIGENCIA, por *R. Turró*. (Publicado.) 3 ptas.
5. LA IMAGEN ÓPTICA: TELESCOPIO Y MICROSCOPIO, por *J. M.^a Castellarnau*. (Publicado.) 3,50 ptas.
6. OBRAS COMPLETAS de *Nicolás de Achúcarro*.
7. Un profesor español del siglo XVI: JUAN LORENZO PALMIRENO, por *Miguel Artigas*.
8. EL RENACIMIENTO EN ESPAÑA. Introducción metódica, por *Federico de Onís*.

SERIE II. ENSAYOS:

Componen esta serie trabajos originales que, aun versando sobre temas concretos de arte, historia, ética, literatura, etc., tienden a expresar una ideología de amplio interés, en forma cálida y personal.

1. MEDITACIONES DEL QUIJOTE. Meditación preliminar y Meditación primera, por *J. Ortega y Gasset*. (Publicado.) 3 ptas.
2. AL MARGEN DE LOS CLÁSICOS. por *Azorín*. (Publicado.) 3,50 ptas.
3. EL PROTECTORADO FRANCÉS EN MARRUECOS Y SUS ENSEÑANZAS PARA LA ACCIÓN ESPAÑOLA, por *Manuel González Hontoria*. (Publicado.) 4 ptas.
4. EL LICENCIADO VIDRIERA, VISTO POR *Azorín*. (Publicado.) 3 ptas.
5. ENSAYOS. Tomo I, por *M. de Unamuno*. (Publicado.) 3 ptas.
6. UN PUEBLECITO, por *Azorín*. (Publicado.) 3 ptas.
7. ENSAYOS. Tomo II, por *M. de Unamuno*. (Publicado.) 3 ptas.
8. LA EDAD HEROICA, por *Luis de Zulueta*. (Publicado.) 2,50 ptas.

9. ENSAYOS. Tomo III, por *M. de Unamuno*.
(Publicado.) 3 ptas.
10. LA FILOSOFÍA DE HENRI BERGSON, por *Manuel G. Morente*. (Publicado.) 2,50 ptas.
11. ENSAYOS. Tomo IV, por *M. de Unamuno*.
(Publicado.) 3 ptas.
12. EL SENTIMIENTO DE LA RIQUEZA EN CASTILLA, por *Pedro Corominas*. (Publicado.)
3,50 ptas.
13. ENSAYOS. Tomo V, por *M. de Unamuno*.
(Publicado.) 3 ptas.
14. ENSAYOS. Tomo VI, por *M. de Unamuno*.
(Publicado.) 3,50 ptas.
15. ENSAYOS. Tomo VII, por *M. de Unamuno*.
(Publicado.) 3,50 ptas.
16. CLAVIJO EN GOETHE Y EN BEAUMARCHAIS,
comentado por *Azorín*.
17. DICCIONARIO FILOSÓFICO PORTÁTIL, por
Eugenio d'Ors.
18. LA UNIVERSIDAD ESPAÑOLA, por *F. de Onís*.
19. EL ARTE ESPAÑOL, por *Manuel B. Cossío*.
20. MEDITACIÓN DEL ESCORIAL, por *J. Ortega
y Gasset*.
21. LA EPOPEYA CASTELLANA, por *Ramón Me-
néndez Pidal*.
22. EL DERECHO INTERNACIONAL EN LA GUE-
RRA GRANDE, por *Gabriel Maura*.
23. MEDITACIONES DEL QUIJOTE. Meditación
segunda y Meditación tercera, por *J. Or-
tega y Gasset*.
24. ENSAYO SOBRE LA HISTORIA CONSTITUCIO-
NAL DE ESPAÑA. (Estudio de la vida po-
lítica española en el siglo XIX, con los
textos de las Constituciones), por *Fer-
nando de los Ríos y Urruti*.
25. ENSAYOS SOBRE SHAKESPEARE, por *Ramón
Pérez de Ayala*.

Y otros de Pío Baroja, Gabriel Alomar, Pe-
dro Dorado y Montero, etc.

SERIE III. BIOGRAFÍAS

Para promover viriles entusiasmos, nada
como las vidas heroicas de hombres ilustres,
exaltadas por espíritus gemelos. Esta serie

consta de ejemplares biografías, cuya traducción se ha confiado a escritores competentes.

1. VIDA DE BEETHOVEN, por *Romain Rolland*, Traducción de *Juan Ramón Jiménez*. (Publicado.) 3,50 ptas.
2. VIDA DE MIGUEL ÁNGEL, por *Romain Rolland*. Traducción de *Juan Ramón Jiménez*.
3. VIDA DE TOLSTOI, por *Romain Rolland*. Traducción de *Juan Ramón Jiménez*.
4. VIDA DE CARLOS XII, por *Voltaire*. Traducción de *E. Díez-Canedo*.
5. FICCIÓN Y REALIDAD (*Dichtung und Wahrheit*), por *J. W. Goethe*. Traducción de *Ramón María Tenreiro*.

SERIE IV. VARIA:

La RESIDENCIA se propone perpetuar, con esta serie, la eficacia de toda manifestación espiritual (lecturas, jiras, conferencias, conmemoraciones), que impulse la nueva España hacia un ideal puro, abierto y definido.

1. DE LA AMISTAD Y DEL DIÁLOGO, por *Eugenio d'Ors*. (Agotado.)
2. JEAN-SÉBASTIEN BACH, AUTEUR COMIQUE, par *M. André Pirro*. (Publicado.) 1,50 ptas.
3. APRENDIZAJE Y HEROÍSMO, por *Eugenio d'Ors* (Publicado.) 2 ptas.
4. FIESTA DE ARANJUEZ, EN HONOR DE AZORÍN. Discursos, poesías y cartas. (Publicado.) 1,50 ptas.
5. DISCIPLINA Y REBELDÍA, por *Federico de Onís*. (Publicado.) 1 pta.
6. PORVENIR DE LA LITERATURA DESPUÉS DE LA GUERRA, por la *Condesa de Pardo Bazán*. (Publicado.) 1 pta.
7. POESÍAS COMPLETAS, de *Antonio Machado*, en un volumen. (Publicado.) 4 ptas.
8. CUARENTA CANCIONES ESPAÑOLAS (texto y música). Selección de *Eduardo M. Turner*. (En prensa).

EL SACRIFICIO DE LA MISA, por
GONZALO DE BERCEO. Edición de
ANTONIO G. SOLALINDE. —Precio:
1,50 ptas.

DE LA AMISTAD Y DEL DIÁLO-
GO, por EUGENIO D'ORS. Agotada.

MEDITACIONES DEL QUIJOTE,
por JOSÉ ORTEGA Y GASSET. *Medita-
ción preliminar. Meditación primera.*
Precio: 3 ptas.

JEAN SÉBASTIEN BACH, AUTEUR
COMIQUE, par M. ANDRÉ PIRRO.—
Precio: 1,50 ptas.

AL MARGEN DE LOS CLÁSICOS,
por AZORÍN.—Precio: 3,50 pesetas.

EL PROTECTORADO FRANCÉS
EN MARRUECOS Y SUS ENSE-
ÑANZAS PARA LA ACCIÓN
ESPAÑOLA, por MANUEL GONZÁ-
LEZ HONTORIA.—Precio: 4 ptas.

APRENDIZAJE Y HEROÍSMO, por
EUGENIO D'ORS.—Precio: 2 ptas.

FIESTA DE ARANJUEZ, en honor de
AZORÍN. *Discursos, poesías y car-
tas.*—Precio: 1,50 ptas.

CONSTITUCIONES BAIULIE MI-
RABETÍ. Edición de GALO SÁN-
CHEZ.—Precio: 1,50 ptas.

EL LICENCIADO VIDRIERA, visto
por AZORÍN.—Precio: 3 ptas.

DISCIPLINA Y REBELDÍA, por FE-
DERICO DE ONÍS.—Precio: 1 pta.

VIDA DE BEETHOVEN, por Ro-
MAIN ROLLAND. Traducción de JUAN
RAMÓN JIMÉNEZ.—Precio: 3,50 ptas.

ENSAYOS. Tomo I, por MIGUEL DE
UNAMUNO.—Precio: 3 ptas.

UN PUEBLECITO, por AZORÍN.—
Precio: 3 ptas.

ENSAYOS. Tomo II, por MIGUEL DE
UNAMUNO.—Precio: 3 ptas.

LA EDAD HEROICA, por LUIS DE
ZULUETA.—Precio: 2,50 ptas.

ENSAYOS. Tomo III, por MIGUEL DE
UNAMUNO.—Precio: 3 ptas.

LA FILOSOFÍA DE HENRI BERG-
SON, por MANUEL G. MORENTE.—
Precio: 2,50 ptas.

ENSAYOS. Tomo IV, por MIGUEL DE
UNAMUNO.—Precio: 3 ptas.

PORVENIR DE LA LITERATURA
DESPUÉS DE LA GUERRA, por
la CONDESA DE PARDO BAZÁN.—
Precio: 1 pta.

¿QUÉ ES LA ELECTRICIDAD?
por BLAS CABRERA.—Precio: 3,50
pesetas.

EL SENTIMIENTO DE LA RIQUE-
ZA EN CASTILLA, por PEDRO CO-
ROMINAS.—Precio 3,50 ptas.

POESIAS COMPLETAS DE ANTONIO
MACHADO.—Precio: 4 ptas.

ENSAYOS. Tomo v, por MIGUEL DE
UNAMUNO.—Precio: 3 ptas.

LA BASE TRÓFICA DE LA INTE-
LIGENCIA, por R. TURRÓ.—
Precio: 3 ptas.

ENSAYOS. Tomo VI por MIGUEL DE
UNAMUNO. Precio: 3,50 ptas.

ENSAYOS. Tomo VII, por MIGUEL DE
UNAMUNO. Precio: 3,50 ptas.

LA IMAGEN ÓPTICA: TELESCO-
PIO Y MICROSCOPIO, por J. M.^a
CASTELLARNAU. Precio: 350 ptas.

PROSPECTO

DE LA

RESIDENCIA DE
ESTUDIANTES

(NO SE VENDE)

SE ENVIA A QUIEN LO
SOLICITE DEL PRESI-
DENTE DE LA RESIDENCIA
DE ESTUDIANTES · CALLE
DEL PINAR · MADRID

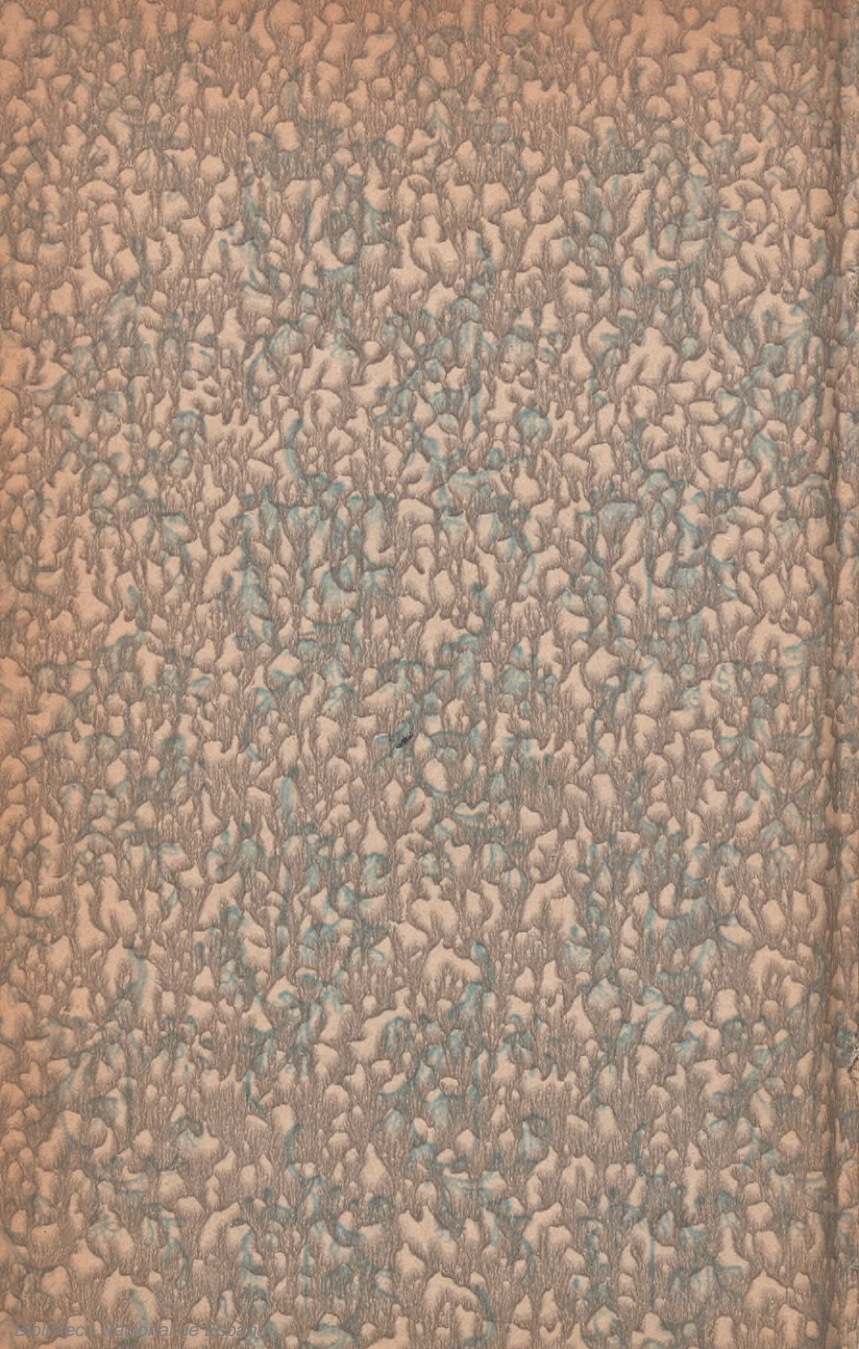


ESTE LIBRO
SE ACABÓ DE IMPRIMIR
EN LA IMPRENTA CLÁSICA ESPAÑOLA
DE MADRID
EL DÍA DIEZ DE MAYO
DE 1919

PUBLICACIONES DE LA
RESIDENCIA DE
ESTUDIANTES: MADRID

ADMINISTRACIÓN
CALLE DEL PINAR

3,50 PTAS.



BIBLIOTECA NACIONAL DE ESPAÑA



110424 16 15

