

# EXTRACTOS DE REVISTAS

---

## EXTRACTOS DE REVISTAS DE FÍSICA.

ADVERTENCIA.—No recibíéndose, por causas bien conocidas, con la debida regularidad las publicaciones que para estos Extractos se utilizan, se comienza en este número otra labor consistente en disertaciones, que dan cuenta bien razonada del estado actual y de los antecedentes de aquellas cuestiones más interesantes de la Física.

---

**E**STADO ACTUAL DE LA TEORÍA DE LOS RAYOS X Y  $\gamma$ ; SU APLICACIÓN AL ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DE LA MATERIA, por **B. Cabrera.**

**I. Rayos X y rayos  $\gamma$ .**—Cuando un haz de rayos catódicos choca con el anticatodo de un tubo de Röntgen, se produce una radiación descubierta por este físico, y á la cual denominó *rayos X*. Estos rayos se caracterizan, según es sabido, por su poder de penetración, que les permite atravesar substancias sólidas, que son opacas para la materia ordinaria; la capacidad de ionizar los cuerpos gaseosos, aumentando su conductividad, fenómeno que va acompañado de una absorción de su energía. A diferencia de los rayos catódicos y canales, ni el campo magnético ni el eléctrico afectan su dirección de propagación.

También es bien conocido que todos los cuerpos radiactivos que en su transformación emiten rayos  $\beta$ , ó sea electrones negativos, producen también otra radiación de propiedades iguales á los rayos X, que se llaman rayos  $\gamma$ .

Por último, muy recientemente J. J. Thomson <sup>1</sup> ha descubierto la

---

<sup>1</sup> J. J. Thomson: «On the Production of Soft Röntgen Radiation by the Impact of Positive and Glow Cathode Rays». *Phil. Mag.*, 5.<sup>a</sup> S., 28, 620, 1914.

existencia de rayos X engendrados por el choque de rayos positivos ó canales en obstáculos materiales, ó también de rayos catódicos sumamente lentos, cuyas propiedades son intermedias entre las que corresponden á los rayos ultravioletas de Schumann y á los rayos X ordinarios.

Como en cualquier otra forma de radiación, ambas clases de rayos, al ser recogidos en un cuerpo, determinan la producción de varios fenómenos. En primer lugar, su intensidad va decreciendo con la cantidad de materia atravesada, según una ley, que en el caso más sencillo toma la forma

$$I = I_0 e^{-m\lambda_m},$$

donde  $\lambda_m$  es el coeficiente de absorción, ó sea la inversa del valor de la masa que han de atravesar para que su intensidad se haga igual á la fracción  $\frac{I_0}{e}$  de la intensidad inicial. Naturalmente, este coeficiente  $\lambda_m$  depende tanto de los rayos empleados como de la naturaleza de los cuerpos absorbentes. Corrientemente los rayos se llaman *blandos* ó *duros*, según que para un cuerpo determinado (aluminio)  $\lambda_m$  sea grande ó pequeño.

En segundo lugar, los rayos que logran atravesar el cuerpo absorbente salen, en general, dispersos, conservando el mismo valor para  $\lambda_m$ , fenómeno que designaremos con el nombre de *difracción*, porque, según veremos, corresponde al que lleva este nombre en la óptica de las radiaciones ordinarias.

Simultáneamente con esta dispersión, ó difracción, nacen en el mismo cuerpo sometido á la acción de los rayos X ó  $\gamma$ , dos clases de radiaciones; una de idéntica naturaleza, pero para cual  $\lambda_m$  tiene valor diferente que para la original, que es comparable á la *fluorescencia* de la luz ordinaria, y otra constituida por nuevos rayos  $\beta$ , recordando completamente los fenómenos fotoeléctricos.

El estudio concienzudo de estos fenómenos ha permitido en estos últimos años dilucidar completamente la naturaleza de los rayos X y  $\gamma$ , así como resolver definitivamente, ó esclarecer al menos, multitud de problemas referentes á la constitución de la materia y aun del átomo mismo.

Nuestro objeto es resumir de manera metódica estos estudios.

2. *Teoría ondulatoria de los rayos X y  $\gamma$ .*—Poco después del descubrimiento de los rayos X, Stokes en Inglaterra y Wiechert en Alemania, sugirieron que su naturaleza es esencialmente idéntica á la de la

luz, de la cual se distinguen únicamente en que su longitud de onda es muy inferior á la que corresponde al extremo del ultravioleta. Más tarde J. J. Thomson ha desarrollado esta hipótesis, que logró su mayor grado de perfección merced á los trabajos de A. Sommerfeld <sup>2</sup>.

Supongamos un electrón, rayo catódico ó partícula  $\beta$ , que se mueve con velocidad  $v$  á lo largo de la recta  $AB$  (fig. 1.<sup>a</sup>), é imaginemos que es detenido en su marcha entre los puntos  $O$  y  $O'$ ; de suerte que comienza su detención en  $O$  y llega al reposo en  $O'$ , invirtiendo en este proceso un intervalo  $\tau$ . Si la relación  $\frac{v}{c} = \beta$ , de la velocidad de

traslación del electrón á la velocidad de la luz es pequeña, su campo eléctrico es transportado sin deformación sensible, de modo que las líneas de fuerza, que son radiales y uniformemente distribuidas cuando el electrón está en reposo, continúan cumpliendo estas condiciones durante el movimiento.

Pero si detenemos en un momento determinado el electrón, sus líneas de fuerza no pasan inmediatamente del estado de movimiento al de reposo, porque ello significa un cambio en el campo, y estos cambios se propagan con la velocidad de la luz.

Así, pues, trazando con centro en  $O$  una esfera de radio  $ct$ , fuera de dicha esfera el campo seguirá siendo el mismo que si el electrón no se hubiese detenido; de suerte que sus líneas de fuerza pasarán todas por el punto  $O''$  que aquél había ocupado en el instante  $t$  posterior al comienzo de su detención. Por el contrario, dentro de la esfera de radio  $c(t - \tau)$  y centro  $O'$ , el campo será el del electrón en reposo.

Entre ambas esferas queda una zona de tránsito de un estado al otro, en la cual el campo eléctrico tiene una componente tangente á las esferas, como se reconoce inmediatamente ligando entre sí las dos porciones, exterior é interior, de cada línea de fuerza, según se ha hecho en la figura. Así, pues, un campo eléctrico normal á la dirección

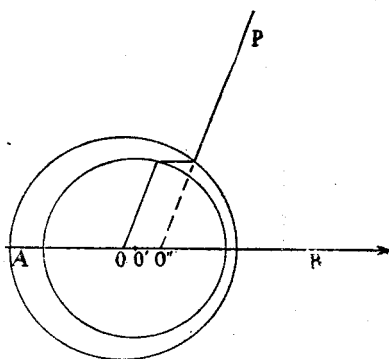


Fig. 1.<sup>a</sup>

<sup>2</sup> A. Sommerfeld: «Über die Struktur der  $\gamma$  Strahlen», *Sitz. Ber. der K. B. Akad.*, 1911, 1-60; *La théorie du rayonnement et des quanta*, pág. 321, 1912.

$O''P$  avanza en el espacio con la velocidad de la luz, y como natural consecuencia de ello y de las leyes de la inducción electrodinámica, juntamente con este campo marchará otro magnético perpendicular al anterior. El conjunto de ambos constituye una onda luminosa polarizada en un plano perpendicular al definido por la dirección del movimiento del electrón y la de propagación de la misma onda. Es, en efecto, bien sabido que para la teoría electromagnética de la luz, una onda está constituida por un campo eléctrico y otro magnético, perpendiculares entre sí y á la dirección de la propagación, según representa el esquema de la *figura 2.<sup>a</sup>*, donde el plano de polarización es el definido por  $H$  y  $c$ .

La existencia de esta polarización fué ensayada primeramente por Barkla <sup>3</sup>, estudiando la distribución de las radiaciones secundarias en-

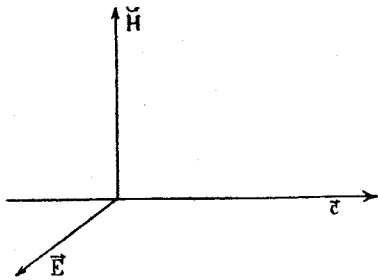


Fig. 2.<sup>a</sup>

gendradas en un obstáculo, contra el cual choca el haz de rayos X, alrededor del eje del haz. Otros varios físicos han abordado el mismo problema, pero de entre ellos merece particular mención E. Bassler <sup>4</sup>, que ha empleado esferas de diferentes sustancias como orígenes de la radiación secundaria. La intensidad de la radiación secundaria que procede de esta

esfera se mide eléctricamente para dos direcciones perpendiculares: una paralela al haz de rayos catódicos primitivos y otra normal al plano definido por este haz y por el de rayos X, cuya polarización se estudia. El grado de polarización se mide por el cociente entre la diferencia de dichas intensidades y su valor medio.

Resulta de tales medidas que la polarización no es completa, circunstancia debida, según demuestran trabajos de que nos ocuparemos más adelante, á la existencia de dos radiaciones independientes: una la engendada directamente por la detención de los rayos catódicos, y otra que éstos excitan en la substancia que constituye el anticatodo, y que es característica del mismo.

<sup>3</sup> C. G. Barkla: «Polarised Röntgen Radiation», *Phil. Trans.*, (A), **204**, 467, 1905.

<sup>4</sup> E. Bassler: «Polarisation des X-Strahlen, nachgewiesen mittels Sekundärstrahlung», *Ann. der Phys.*, **28**, 808, 1909.

En las ondas luminosas ordinarias ambos campos, eléctrico y magnético, se suponen, generalmente, funciones periódicas del tiempo, descomponibles en términos sencillos de la forma

$$E = E_0 \operatorname{sen} 2\pi \frac{t}{\tau},$$

donde  $\tau$  es el período, mientras que aquí se trata de una onda única limitada por las dos esferas de la *figura 1.*<sup>a</sup> Aparentemente ello trae por consecuencia la imposibilidad de definir el período ó la longitud de onda

$$\lambda = c\tau$$

de los rayos X; pero más adelante veremos que esta última magnitud corresponde al espesor de la capa esférica.

3. Considerando la onda esférica en su conjunto, se reconocen inmediatamente dos particularidades, que pueden servir de criterio para ensayar el grado de verosimilitud de la teoría anteriormente esbozada, juntamente con la polarización ya indicada. En primer lugar, las dos esferas que limitan la onda tienen centros diferentes, cuya distancia será evidentemente tanto más grande cuanto mayor sea la relación

$\beta = \frac{v}{c}$ , que mide la velocidad del electrón, supuesta la identidad del agente que produce su difusión. Por consiguiente, la onda de rayos X tiene distinta longitud, según la dirección en que se le considere, correspondiendo su valor más pequeño á la dirección en que avanza el electrón y el máximo á la opuesta. Veremos más adelante que los llamados rayos duros corresponden á una longitud de onda pequeña, mientras los blandos poseen una longitud grande, y como conocemos ya otro medio de apreciar esta circunstancia (absorción por un metal), se concibe la posibilidad de confirmar experimentalmente esta predicción de la teoría.

En segundo lugar, Sommerfeld demuestra que la densidad de energía contenida en la onda está definida por la expresión

$$S_{\theta} = \frac{e^2 \dot{v}}{64 \pi^2 \epsilon^2 r^2} \frac{\operatorname{sen}^2 \varphi}{\cos \varphi} \left( \frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right),$$

donde  $\dot{v}$  es la aceleración, supuesta constante, del electrón durante el período de su detención,  $r$  el radio de la onda y  $\varphi$  el ángulo del radio

vector que define el punto donde se mide  $S_0$  con la dirección de la trayectoria del electrón.

Si  $\beta$  es suficientemente pequeño para desprestigiar sus potencias superiores, la fórmula se convierte en

$$\frac{e^2 v \beta}{4\pi r^2} \quad \frac{e^2 v \beta}{4\pi r^2} \quad S_0 = \frac{e^2 v \beta}{16 \pi^2 c^2 r^2} \text{sen}^2 \varphi,$$

según la cual el máximo de intensidad tendrá lugar para  $\varphi = 90^\circ$ . Cuando  $\beta$  crece, dicho máximo se corre hacia los valores de  $\varphi$  más pequeños, con una rapidez tal, que para  $\beta = \frac{9}{10}$  y  $\beta = \frac{99}{100}$  se obtienen las leyes de distribución contenidas en las gráficas de la *figura 3.<sup>a</sup>*, que he tomado de la Memoria de Sommerfeld, ya citada.

$$\frac{e^2 v \beta}{6\pi r^2}$$

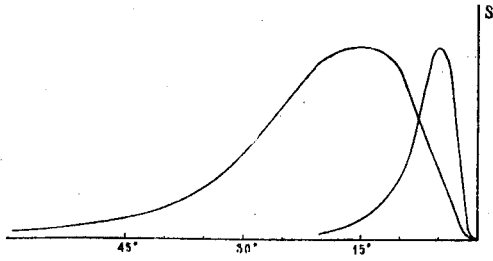


Fig. 3.<sup>a</sup>

La gráfica de la *figura 4.<sup>a</sup>* representa la ley de variación del máximo con  $\beta$ . De la *figura 3.<sup>a</sup>* se deduce que para  $\beta = \frac{99}{100}$ , que corresponde a algunos de los rayos  $\beta$  del radio  $C$ , la casi totalidad de la energía de la onda está comprendida en un cono, por el cual  $\varphi = 15^\circ$ .

4. También esta distribución de la energía puede someterse a la comprobación experimental. W. Friedrich <sup>5</sup> lo ha realizado midiendo la energía de los rayos de un tubo Röntgen por dos métodos diferentes: fotográfico el uno y eléctrico el otro, previa una cuidadosa eliminación de la diferente absorción de los rayos determinada por el cambio de espesor de las paredes del tubo. Sus resultados los resume el propio autor de la manera siguiente: I. La intensidad de los rayos X,

<sup>5</sup> W. Friedrich: «Räumliche Intensitätsverteilung der X-Strahlen, die von einer Platinantikatode ausgehen», *Ann. der Phys.*, **39**, 377, 1912.

que proceden de un anticatodo de platino y atraviesan un mismo espesor de vidrio de 2 mm., depende del ángulo que forman los rayos catódicos con el haz de rayos K considerado.—II. El máximo de intensidad no corresponde á la dirección normal á los rayos catódicos, sino que forma un ángulo tanto menor con estos últimos cuanto mayor sea su dureza ( $\beta$ ).—III. En la misma dirección de los rayos catódicos, la intensidad de los X que han atravesado una lámina de aluminio de 0,01 milímetros de espesor, pasa por un mínimo.

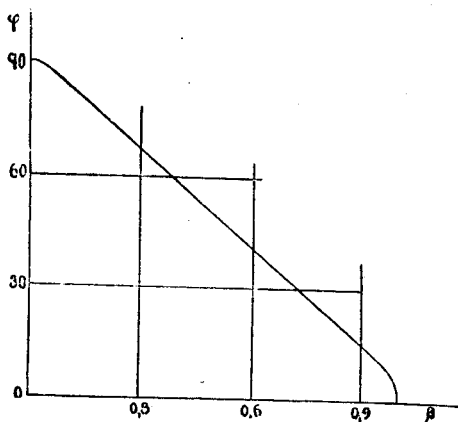


Fig. 4.<sup>a</sup>

Respecto de esta última conclusión, conviene recordar que de la teoría se deduce (*fig. 3.<sup>a</sup>*) que la intensidad en la citada dirección debería ser nula; pero ya los fenómenos de polarización pusieron de manifiesto que, á más de la radiación engendrada por la detención de los electrones por el anticatodo, existe una radiación que procede del mismo punto, pero cuyo origen es diferente.

En este mismo trabajo ha estudiado Friedrich el cambio de la dureza con el propio ángulo á que ya hemos hecho referencia, para cuyo fin midió la absorción por láminas de vidrio y platino para  $\varphi = 133^\circ$ ,  $103^\circ$ ,  $70^\circ$  y  $55^\circ$ , demostrando que la dureza aumenta y, por consiguiente, la longitud de onda disminuye á medida que  $\varphi$  decrece, de perfecto acuerdo también con la teoría.

5. Los trabajos de Friedrich se refieren á los rayos X, para los cuales  $\beta$  es siempre relativamente pequeño; de suerte, que si bien se reconoce fácilmente el corrimiento del máximo de intensidad hacia la dirección de propagación del electrón, el fenómeno de la concentra-

ción de la energía dentro de un ángulo sólido pequeño, dando margen á la casi identidad entre la onda y un rayo corpuscular, como los  $\alpha$  y  $\beta$ , no se manifiesta en ellos y es menester acudir para su comprobación á los rayos  $\gamma$ , para los cuales el análisis del fenómeno presenta mayores dificultades, porque una porción, por pequeña que sea, de una substancia radiactiva, se comporta para estos efectos como un enorme compuesto de tubos de Röntgen orientados de todas las maneras imaginables.

Felizmente, existe un método de trabajo que permite abordar el estudio de fenómenos de este género, y que en manos de Ed. Meyer <sup>6</sup> ha permitido una brillante confirmación de la teoría. Cada uno de los átomos que componen una porción de una substancia radiactiva no se comporta como un tubo Röntgen en funcionamiento permanente, sino cual si quedase inutilizado á la primera descarga; de suerte, que durante un cierto tiempo, que supondremos muy pequeño,  $t$ , funciona un determinado número de estos tubos, emitiendo su radiación  $\gamma$ . En primera aproximación, este número es una constante característica del cuerpo radiactivo considerado; pero analizando el fenómeno más íntimamente, se reconoce que esta constante es un valor medio; de suerte que, considerando una serie de intervalos iguales á  $t$ , en cada uno de ellos el número real de átomos que emiten rayos  $\gamma$  es distinto de aquella constante.

Imaginemos ahora que estos rayos atraviesan la masa de aire contenida entre las armaduras de un condensador  $C C'$  (fig. 5.<sup>a</sup>), una de

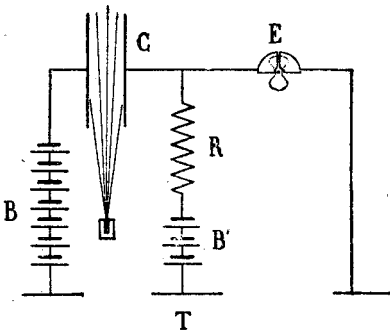


Fig. 5.<sup>a</sup>

de las cuales comunica con una batería  $B$ , mientras la otra está ligada al electrómetro  $E$ . Entre  $C$  y  $C'$  se establece una corriente cuyo valor medio compensamos mediante una corriente constante procedente de  $B'$  y que atraviesa la resistencia  $R$ . Si el electrómetro tiene un momento de inercia grande permanecerá en el cero, pero si éste es pequeño,

la aguja *fluctuará* á un lado y otro de su posición de equilibrio. El valor de esta fluctuación para cada intervalo es proporcional á la diferencia

<sup>6</sup> Ed. Meyer: «Über die Struktur der  $\gamma$ -Strahlen», *Ann. der Phys.*, **37**, 700, 1912.



entre el número medio de ondas que en dicho intervalo debe atravesar el condensador  $\gamma$  y el número real.

Si en vez de un condensador único existen dos en la forma que indica el esquema de la figura 6.<sup>a</sup>, las cargas que recibe en cada período  $t$  la armadura común  $A$

será la suma de las correspondientes á cada condensador. Supongamos ahora que las ondas  $\gamma$  llenan toda la esfera; el mismo número atraviesa cada condensador y, por consiguiente, si  $C$  y  $C'$  tienen potenciales iguales en signo y magnitud, la media de las desviaciones  $\varepsilon_{++}$  observadas en el electrómetro sería doble que en el caso en que suprimiésemos uno de los condensadores, mientras que si los potenciales son de signos contrarios, dicha media  $\varepsilon_{+-}$  será nula;

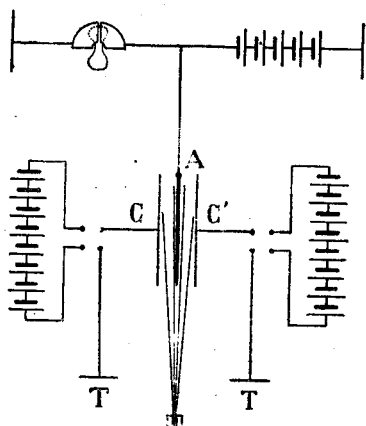


Fig. 6.<sup>a</sup>

así  $\frac{\varepsilon_{++}}{\varepsilon_{+-}} = \infty$ . Si, por el contrario, los rayos  $\gamma$  fuesen corpúsculos

análogos á los  $\beta$  y  $\alpha$ , como pretendió Bragg <sup>7</sup> en una teoría que no desarrollaremos porque ha sido completamente desechada, ó la abertura del cono en que la energía de la onda está encerrada fuese prácticamente nula, los rayos que pasarían por cada condensador serían totalmente independientes y, por tanto,  $\varepsilon_{++} = \varepsilon_{+-}$ , de

suerte que  $\frac{\varepsilon_{++}}{\varepsilon_{+-}} = 1$ . Por último, si la abertura del cono citado no es

despreciable,  $\frac{\varepsilon_{++}}{\varepsilon_{+-}}$  puede tener cualquier valor entre dichos límites,

dependiente de las aberturas del repetido cono y de aquél bajo el cual se ven desde  $B$  los condensadores. Ed. Meyer encontró para dicha relación, en dos experimentos realizados en condiciones casi idénticas, 2,33 y 3,12, confirmando en sus líneas generales la teoría de Sommerfeld.

6. Otra consecuencia necesaria de la teoría ondulatoria de los rayos X es la identidad entre su velocidad de propagación y la de la

<sup>7</sup> Bragg: «On the corpuscular hypothesis of the  $\gamma$  and X rays», *Phil. Mag.*, 6.<sup>a</sup> S., 20, 385.

luz. Corresponde á E. Marx<sup>8</sup> el mérito de haber logrado demostrar esta identidad mediante una serie de experimentos que no hemos de detenernos á reseñar, y cuyo fundamento es la comparación directa entre la velocidad de propagación de los rayos X y la que corresponde á las ondas electromagnéticas guiadas por los hilos conductores. Sus resultados comprueban la identidad en cuestión con errores del orden del 1 %.

7. *Difracción de los rayos X y  $\gamma$ .*— Aunque los resultados experimentales descritos en los párrafos anteriores parecen justificar la teoría ondulatoria de los rayos X y  $\gamma$ , es evidente que la prueba definitiva únicamente puede suministrarla la posibilidad de repetir con ellos los experimentos interferenciales de diferentes clases, que pusieron fuera de discusión esta teoría en las radiaciones ordinarias. Ello explica las varias tentativas hechas en dicho sentido por diferentes autores desde su descubrimiento, de entre las cuales únicamente mencionaremos las de Haga y Wind<sup>9</sup> de una parte, y las de Walter y Pohl<sup>10</sup> de otra. En ambos trabajos se abordó el estudio de los fenómenos de difracción producidos por una ventana en forma de cuña que consentía tener en una misma placa fotográfica los fenómenos producidos por una infinidad de ventanas de anchos diferentes.

Los resultados obtenidos por Haga y Wind fueron positivos, y de ellos dedujeron que la longitud de onda de los rayos empleados era del orden de  $10^{-8}$  cm., mientras que Walter y Pohl no lograron poner de manifiesto difracción alguna, concluyendo por  $\lambda < 10^{-9}$  cm. Sin embargo, un estudio posterior realizado por P. P. Koch<sup>11</sup> sobre la misma placa, utilizando un método microfotométrico para medir el ennegrecimiento, permitió á Sommerfeld<sup>12</sup> fijar como valor de  $\lambda$   $4,16 \cdot 10^{-9}$ , ó acaso un poco menos.

Estos resultados no son concluyentes, pero han bastado para poner á M. v. Laue<sup>13</sup> sobre la pista de un método que ha permitido resolver definitivamente esta cuestión, y al propio tiempo ha abierto un ancho

<sup>8</sup> E. Marx: «Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen», *Ann. der Phys.*, **20**, 677, 1906; **33**, 1905, 1910.

<sup>9</sup> H. Haga, P. G. Tiddens, C. H. Wind: La diffraction des rayons de Röntgen *Arch. Neerlandaises*, 2.<sup>a</sup> s., **8**, 412.

<sup>10</sup> B. Walter y R. Pohl: «Zur Frage der Beugung Röntgenstrahlens», *Ann. der Phys.*, **25**, 715, 1908; **29**, 331, 1909.

<sup>11</sup> P. P. Koch: «Über die Messung der Schwärzung photographischer Platten in sehr schmalen Bereichen....», *Ann. der Phys.*, **38**, 507, 1912.

<sup>12</sup> A. Sommerfeld: Über die Beugung der Röntgenstrahlen», *Ann. der Phys.*, **38**, 473, 1912.

<sup>13</sup> W. Friedrich, P. Knipping y M. Laue: «Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen», *Ann. der Phys.*, **41**, 971, 1913.

campo á la investigación científica, donde los frutos cosechados hasta el día superan á todo lo que podía presumirse. Es sabido que para que un enrejado óptico sea capaz de descomponer una onda luminosa, es menester que su constante (distancia entre los elementos) sea comparable á la longitud de onda. Así, un enrejado constituido por una serie de hilos paralelos distantes algunos milímetros, que difracta una onda electromagnética, es incapaz de descomponer la luz visible, mientras que un enrejado óptico, que posee centenares de trazos en el milímetro, no ejerce acción alguna en aquellas ondas. Si, como desde un principio se ha supuesto, guiados por sus diferentes propiedades, los rayos X y  $\gamma$  tienen una longitud de onda muy pequeña, comparada con la correspondiente al ultravioleta, se concibe la posibilidad de que un enrejado óptico sea para ellos lo que el sistema de hilos paralelos para la luz visible.

Perq si admitimos la estructura reticular de los cuerpos cristalizados, á que se ve conducida la cristalografía por la conocida ley de la racionalidad de los índices, es fácil ver que cualquier cristal debe desempeñar para los rayos X la función de un enrejado de difracción, si bien en lugar de lineal es cúbico, circunstancia que complica algo más su teoría. Para tomar un caso concreto, siquiera sea adelantando conclusiones, á que llegaremos más adelante, admitamos que en un cristal de sal común los átomos

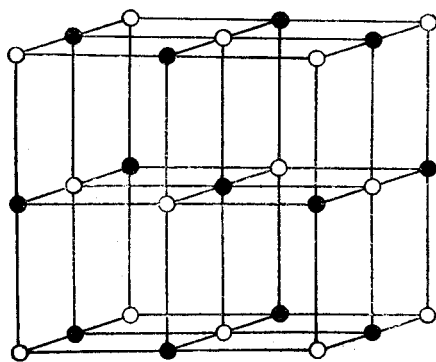


Fig. 7.<sup>a</sup>

de Cl y Na están situados alternativamente en los vértices de una red cúbica, según indica el adjunto esquema (*fig. 7.<sup>a</sup>*). La masa de 1 cm.<sup>3</sup> es, de una parte, igual á la densidad 2,17 del Cl Na, y de otra, igual á la suma de las masas de todos los átomos en él contenidos. Llamando  $a$  el lado de la red cúbica elemental, el número de átomos de ambas clases en el centímetro cúbico será  $\frac{1}{a^3}$ , y como las masas de éstas son

$$\text{Na} = 23 \times 1,64 \cdot 10^{-24} \text{ gr.} \quad \text{y} \quad \text{Cl} = 35,5 \times 1,64 \cdot 10^{-24} \text{ gr.},$$

respectivamente, tendremos en definitiva

$$\frac{1}{d^3} \left( \frac{23 + 35,5}{2} \right) \times 1,64 \cdot 10^{-24} = 2,17,$$

de donde

$$d = 2,81 \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

Así, pues, la constante de un cristal, considerado como un enrejado óptico, es del mismo orden de magnitud que la longitud de onda de los rayos X y, por consiguiente, deben producirse en él fenómenos de difracción de idéntica naturaleza que los estudiados en la óptica ordinaria.

**S.** Tal fué la idea fundamental que llevó á Laue á estudiar la marcha de un haz de rayos X á través de una lámina cristalina. Véase á grandes rasgos el razonamiento analítico que permitió al físico alemán predecir los fenómenos que en este caso deben observarse. Eligiendo para sistema de coordenadas uno rectangular cuyo centro coincida con uno de los nudos de la red, que para mayor generalidad supondremos perteneciente al sistema triclínico, y llamando  $\vec{a}_1$ ,  $\vec{a}_2$  y  $\vec{a}_3$  los vectores que definen al paralelepípedo fundamental de la red, las coordenadas de un átomo cualquiera vienen determinadas por las ecuaciones

$$x = m_1 a_{1x} + m_2 a_{2x} + m_3 a_{3x},$$

$$y = m_1 a_{1y} + m_2 a_{2y} + m_3 a_{3y},$$

$$z = m_1 a_{1z} + m_2 a_{2z} + m_3 a_{3z},$$

donde  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  son números enteros.

Si sobre esta red cae una onda plana de longitud  $\lambda$ , que se propaga en la dirección definida por el vector unidad  $\vec{S}_0$  ( $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ ), cada uno de los átomos se comportará como un nuevo centro de vibración, enviando nuevas ondas en todos sentidos. Considerando el efecto total en un punto suficientemente distante del cristal, para poder suponer que todas estas ondas parciales son también planas y se propagan en la misma dirección  $\vec{S}$  ( $\alpha, \beta, \gamma$ ), Laue demuestra, siguiendo los métodos corrientes de la óptica, que la intensidad será nula para todas las direcciones que no satisfagan simultáneamente á las tres ecuaciones vectoriales

$$(\vec{a}_1 \vec{h}) = h_1 \lambda, \quad (\vec{a}_2 \vec{h}) = h_2 \lambda, \quad (\vec{a}_3 \vec{h}) = h_3 \lambda, \quad [1]$$

donde

$$\vec{h} = \vec{S} - \vec{S}_0.$$

Aquí  $h_1, h_2$  y  $h_3$  son números enteros, y la única incógnita, la dirección  $\vec{S}$  en que se encontrarán los máximos de iluminación.

Para interpretar físicamente aquellas condiciones, recordemos que

$$(\vec{a}_1 \vec{S}) = a_1 \cos(\vec{a}_1 \vec{S});$$

de suerte que

$$(\vec{a}_1 \vec{h}) = (\vec{a}_1 \vec{S}) - (\vec{a}_1 \vec{S}_0) = h_1 \lambda$$

es satisfecha, para cada valor de  $h_1$ , por todas las generatrices de un cono circular, cuyo eje es  $\vec{a}_1$ . Así, las direcciones en las cuales se producen los máximos de intensidad serán las generatrices comunes á las superficies cónicas del mismo vértice, cuyos ejes son  $\vec{a}_1, \vec{a}_2$  y  $\vec{a}_3$ , y que corresponden á cada sistema de valores enteros de  $(h_1, h_2, h_3)$ . Se comprende que el número de estas generatrices comunes ha de ser muy pequeño, aun teniendo en cuenta que, en la práctica, el haz de rayos incidente no corresponde á una longitud de onda perfectamente definida, sino á una región espectral, donde  $\lambda$  cambia de una manera continua.

9. W. Friedrich y P. Knipping <sup>11</sup> sometieron á la comprobación experimental las previsiones teóricas de Laue mediante la disposición siguiente: La lámina cristalina estudiada se colocaba en un goniómetro y sobre ella se hacía caer un haz de rayos X procedentes del anticatodo de un tubo Röntgen, limitado por una serie de pantallas de plomo que evitaba llegar al cristal otros rayos que los del haz elegido, cuyo diámetro era del orden de 1 mm. Alrededor del cristal, y en posiciones y á distancias diferentes, se situaron placas fotográficas que habían de recoger los rayos emergentes. Estas placas muestran, de acuerdo con la teoría, un conjunto de manchas, que señalan los impactos de las generatrices comunes á las superficies cónicas á que antes hemos hecho referencia; puesto que para dos placas, cuya posición respecto del cristal únicamente difiere en la distancia, las imágenes obtenidas se distinguen sólo en la magnitud, cuya relación es propor-

cional á dicha distancia. La distribución de las manchas depende, evidentemente, de la posición relativa de la placa y el cristal, de la naturaleza de ésta y de su situación respecto del haz de rayos incidentes.

La figura 8.<sup>a</sup>, tomada de una Memoria de Laue <sup>14</sup>, indica los puntos en que se han de producir las manchas sobre una placa normal á la dirección del rayo incidente y á 3,56 cm. de distancia de una lámina cristalina de sulfuro de cinc, de 0,5 mm. de espesor, tallada paralelamente á una cara (100) del cubo, que también era normal al rayo in-

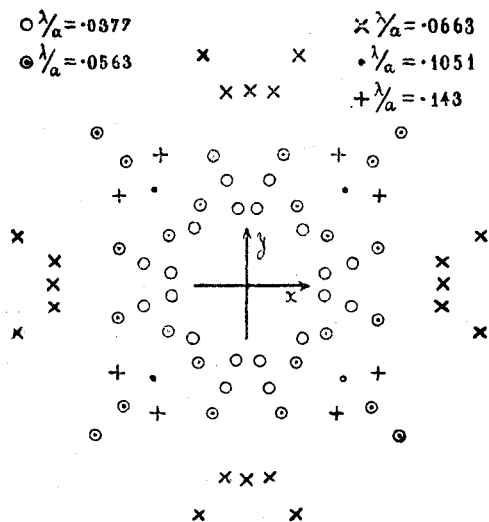


Fig. 8.<sup>a</sup>

cidente. Como en la misma figura se indica, los puntos están marcados con diferente signo, según el valor de la longitud de onda que las produce, medidas estas longitudes en función del lado  $a$  del cubo elemental de la malla. Este esquema traduce exactamente el fotograma obtenido por Friedrich y Knipping con la disposición anterior y constituye una demostración cuantitativa concluyente de la teoría de Laue, y, por tanto, de la naturaleza ondulatoria de los rayos X.

Se reconoce inmediatamente la posibilidad de medir  $\lambda$  con exacti-

<sup>14</sup> M. Laue: «Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen», *Ann. der Phys.*, **41**, 989, 1913.

tud relativamente grande, mediante estos experimentos, pero como es ésta, precisamente, una de las consecuencias más importantes del descubrimiento de Laue, y respecto al cual se han obtenido los resultados más interesantes, preferimos ocuparnos de ello más adelante.

10. Antes de pasar adelante conviene hacer constar que los fenómenos de difracción previstos por Laue y comprobados experimentalmente por Friedrich y Knipping, se producen también en los rayos  $\gamma$ , según ha demostrado A. Norman Shaw<sup>15</sup>, siquiera la técnica operativa no corresponde con la utilizada por los físicos alemanes. Además el comportamiento de los rayos  $\gamma$  es más análogo á los rayos X duros que á los blandos, de acuerdo con el lugar hipotético que se le viene asignando en la escala de las radiaciones.

11. *Reflexión de los rayos X.*—La ecuación

$$\vec{h} = \vec{S} - \vec{S}_0,$$

escrita más arriba, permite una interpretación algo diferente de los fenómenos de difracción que acabamos de estudiar, indudablemente más sencilla. Como los dos vectores  $\vec{S}_0$  y  $\vec{S}$ , que definen las direcciones del haz incidente y de los emergentes, son ambos iguales á la unidad, el vector  $\vec{h}$  (fig. 9.<sup>a</sup>) es normal á la bisectriz del ángulo que for-

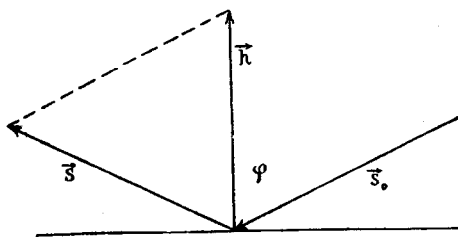


Fig. 9.<sup>a</sup>

man; de suerte que podremos imaginar el haz reflejado en un plano perpendicular á  $\vec{h}$ . Ahora bien, según vamos á demostrar, este plano es precisamente uno de los definidos por los nudos de la red del cristal.

<sup>15</sup> A. Norman Shaw: «Interference Phenomena with Gamma Rays», *Phil. Mag.*, 6.<sup>a</sup> S., 26, 190, 1913.

En efecto; según las ecuaciones de condición [1], las proyecciones de  $\vec{a}_1$ ,  $\vec{a}_2$  y  $\vec{a}_3$  sobre  $\vec{h}$  son, (fig. 10):

$$\left. \begin{aligned} a_{1h} &= OA_1 = \frac{h_1 \lambda}{h}, & a_{2h} &= OA_2 = \frac{h_2 \lambda}{h}, \\ a_{3h} &= OA_3 = \frac{h_3 \lambda}{h}. \end{aligned} \right\} [2]$$

Traslademos las tres rectas proyectantes paralelamente á sí mismas hasta que sus pies coincidan con un punto común  $H$ ; el plano que es-

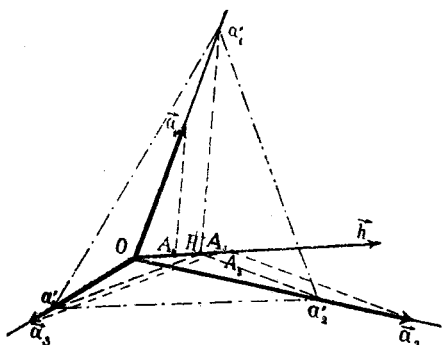


Fig. 10.

tas tres rectas definen corta á los ejes de la red en tres puntos, cuyas distancias al origen son:

$$\begin{aligned} a'_1 &= \frac{OH}{OA_1} a_1 = \frac{OH \cdot h}{\lambda} \cdot \frac{a_1}{h_1}, & a'_2 &= \frac{OH}{OA_2} a_2 = \frac{OH \cdot h}{\lambda} \cdot \frac{a_2}{h_2}, \\ a'_3 &= \frac{OH}{OA_3} a_3 = \frac{OH \cdot h}{\lambda} \cdot \frac{a_3}{h_3}. \end{aligned}$$

Así, conforme á la definición de los índices cristalográficos, el plano en cuestión es un plano reticular cuyos índices son los menores enteros que satisfacen á la relación

$$\eta_1 : \eta_2 : \eta_3 = h_1 : h_2 : h_3.$$

En la figura 9.<sup>a</sup> se reconoce inmediatamente que, siendo  $\varphi$  el án-



gulo de incidencia

$$h = 2 \cos \varphi,$$

y de las ecuaciones [2] se deduce

$$\lambda = \frac{a_{1h} \cdot h}{h_1} = \frac{a_{2h} \cdot h}{n \eta_1} = \frac{a_{3h} \cdot h}{n \eta_2} = \frac{a_{3k} \cdot h}{n \eta_3},$$

donde  $n$  es el máximo común divisor de  $h_1, h_2, h_3$ . Luego

$$\frac{a_{1h}}{\eta_1} = \frac{a_{2h}}{\eta_2} = \frac{a_{3k}}{\eta_3} = \frac{\lambda n}{h} = d,$$

cuyo número  $d$  se demuestra sin dificultad, que es la distancia entre los planos sucesivos que responden á los índices  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$ . En efecto; el valor de estas cantidades es evidentemente el mismo, sea cual fuere el paralelepípedo elemental que elijamos, puesto que  $\lambda, n$  y  $h$  son independientes de dicha elección. Mas si escogemos uno, en el cual el plano  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  sea una de las caras, los valores de estos índices serán 1, 0, 0, y nos queda

$$d'_{1h} = \frac{\lambda n}{h} = d,$$

por definición de  $\vec{a}_1$ .

En definitiva resulta, para la reflexión en los planos  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$ ,

$$n \lambda = 2 d \cos \varphi, \quad [3]$$

ó sea que para un valor determinado de  $\lambda$ , esto es, para un haz de rayos monocromáticos, sólo puede haber reflexión cuando el ángulo  $\varphi$  satisfaga á la relación anterior, circunstancia que distingue este tipo de reflexión del de la óptica ordinaria. Si, por el contrario, el haz incidente contiene la totalidad de los rayos comprendidos entre ciertos límites finitos de  $\lambda$ , la reflexión tendrá lugar para cualquier valor de  $\varphi$ , pero á cada ángulo corresponderán rayos de longitud de onda que satisfagan á aquella relación fundamental.

**12.** La fórmula fundamental [3] puede deducirse con independencia de la teoría de Laue, por el siguiente razonamiento: Sean 1, 2, 3..... (fig. 11) una serie de planos reticulares de un cristal, distantes entre sí  $d$ . Un haz de rayos atraviesa la abertura  $O$  en la dirección  $OA$ , cortando á los planos sucesivos. Los átomos contenidos en la región de

cada plano que el haz intercepta serán nuevos centros de vibración, y en virtud del principio de Huygens, saldrá de cada impacto un nuevo haz reflejado cuya dirección es la misma que si procediese de una abertura  $O'$ , imagen de  $O$  en el plano reticular correspondiente. Esto es exacto, sea cual fuere la longitud de onda del rayo incidente, ó de otra manera, si este último es heterogéneo, cada uno de los rayos reflejados

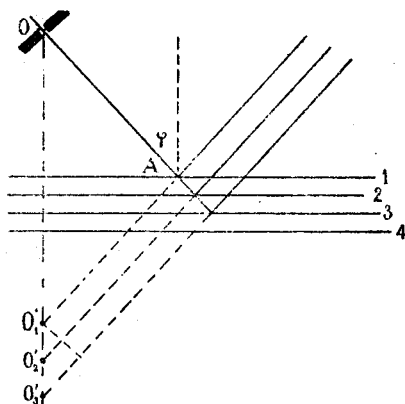


Fig. 11.

lo será igualmente. Pero como el efecto observado es la superposición de los correspondientes á todos los rayos, los únicos valores de  $\lambda$  útiles serán aquéllos que no se destruyan por interferencia, ó sean aquéllos para los cuales las proyecciones de  $O'_1 O'_2$  sobre la dirección  $O'_1 A$  sean múltiplos exactos de  $\lambda$ ; de donde

$$n\lambda = 2d \cos \varphi.$$

**13.** Si ahora consideramos la lámina cristalina sobre la cual cae el haz de rayos X, es evidente que cada uno de los sistemas de planos reticulares posibles dará lugar á un haz reflejado, cuya intensidad dependerá, tanto de la proporción en que se encuentren en el haz incidente los rayos de longitud de onda correspondiente, como del número de átomos que exista por unidad de área en los planos en cuestión. Ambos extremos los discutiremos más adelante, por ser la base de los más importantes resultados que ha permitido obtener esta teoría para el análisis de la constitución de la materia; pero desde ahora podemos adelantar que, según esto, el fotograma obtenido por el método arriba descrito permitirá deducir la posición de aquellos planos y con ello la

estructura misma del cristal, que en sus líneas generales define ya la cristalografía fundándose en la ley de los índices racionales.

Fué W. L. Bragg<sup>16</sup> el primero que desarrolló esta interpretación de los experimentos de Friedrich y Knipping, aplicándole al mismo ejemplar de sulfuro de cinc, á que nos hemos referido anteriormente; pero la demostración de la identidad entre ambas maneras de concebir el fenómeno se debe á G. Wulff<sup>17</sup> y al propio Laue<sup>18</sup>, cuya es la deducción primera que hemos dado de la fórmula [3].

14. Se comprende el gran interés que tiene la comprobación experimental directa de la expresada fórmula [3], así como el averiguar la distribución de la energía del haz incidente sobre la totalidad de los valores  $\lambda$ . Ello se ha logrado independientemente por Bragg<sup>19</sup> y H. G. J. Moseley y C. G. Darwin<sup>20</sup> mediante disposiciones que en sus líneas generales recuerdan la de un espectrómetro. La *figura 12* es el

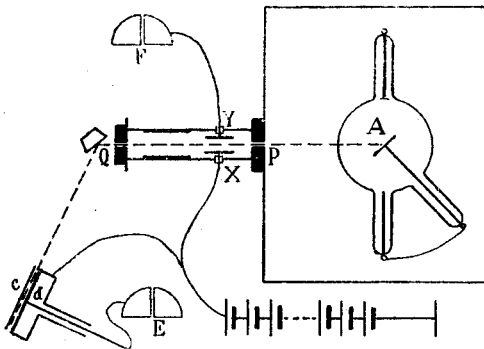


Fig. 12.

esquema del aparato de Moseley y Darwin, que es el más perfecto. Los rayos X, procedentes del anticatodo de platino de un tubo Röntgen, penetran á través de dos rendijas *P* y *Q* colocadas en el lugar del colimador, ambas paralelas al eje del goniómetro que soporta el cristal.

<sup>16</sup> W. L. Bragg: «The Diffraction of Short Electromagnetic Waves by a Crystal» *Proc. of the Cambro Phil. Soc.*, **13**, 43, 1913.

<sup>17</sup> G. Wulff: «Über die Kristallröntgenogramma», *Phys. Zeitschr.*, **14**, 217, 1913.

<sup>18</sup> M. Laue: «Kritische Bemerkungen zu dem Deutungen der Photogramma von Friedrich und Knipping». *Phys. Zeitselw.*, **14**, 421, 1913.

<sup>19</sup> W. L. Bragg: «Die Reflexion der Röntgenstrahlen», *Jahrb. der Radioak. und Elek.*, **11**, 355, 1914.

<sup>20</sup> H. G. J. Moseley y C. G. Darwin: «The Reflexion of the X-rays», *Phil. Maz.*, **6.ª S.**, **26**, 210, 1913.

Las variaciones de intensidad del haz incidente se aprecian midiendo la ionización producida en el condensador  $XY$ . La cara del cristal utilizada como reflector coincide con el eje de giro de la plataforma, y una disposición especial permite medir el ángulo que forma con el haz incidente.

Para denunciar la presencia de los rayos reflejados pueden emplearse dos procedimientos: ó el método fotográfico, en el cual los cambios de intensidad se han de medir por el grado de ennegrecimiento de la placa, ó el método eléctrico, que consiste, como es bien sabido, en medir la ionización que los rayos producen en una cámara apropiada. Se comprende que este último procedimiento es más sencillo y exacto que el primero, por lo cual ha sido el preferido en ambas disposiciones. La cámara de ionización va sujeta al brazo que lleva el anteojo en el espectrómetro ordinario, de suerte que su posición puede determinarse mediante un círculo graduado que en el aparato de Moseley y Darwin aprecia los  $30''$  de arco. Como los rayos reflejados son mucho menos intensos que los incidentes, estos autores utilizan el siguiente procedimiento para aumentar su acción ionizante. Aquellos rayos penetran en la caja y chocan en dirección casi rasante con la armadura  $c$  de un condensador cuya otra armadura  $d$  comunica con el electrómetro  $E$ ; entre ambas armaduras existe un campo reglable próximo de los 800 voltios. Así, los electrones desprendidos de  $c$  por la acción de los rayos  $X$ , adquieren una velocidad que les permite producir una ionización 50 veces superior á la que engendran aquéllos en una atmósfera de He á la presión atmosférica.

La comprobación de la teoría desarrollada más arriba para la reflexión ha sido hecha separadamente por los físicos ingleses precitados.

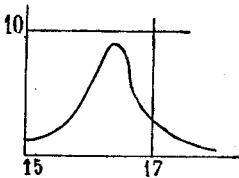


Fig. 13.

En primer término, es menester comprobar si, en efecto, el ángulo que el haz reflejado forma con la normal es igual al ángulo de incidencia. Para ello Bragg <sup>21</sup> fijó una cara de un cristal de sal gemma formando un ángulo de  $8,3^\circ$  con el haz incidente, é hizo variar la posición de la cámara midiendo la intensidad de la ionización para cada ángulo. La curva de la figura 13 traduce el resultado obtenido y demuestra claramente que el máximo tiene lugar á  $16,4^\circ$ , número que difiere en  $0,2^\circ$  del doble de  $8,3^\circ$ , debido á un error

<sup>21</sup> W. H. Bragg y W. L. Bragg: «The Reflexion of X-rays by Crystals», *Proc. of the R. Soc.*, (A.) 88, 328, 1913.

de colocación de la superficie del cristal. Además, el efecto total está comprendido en un ángulo próximo de  $2^\circ$ , y aun ello es debido al ancho de las rendijas que limitan el haz incidente, y que da entrada á la cámara de ionización, puesto que Moseley y Darwin <sup>22</sup> han podido reducir aquella amplitud á  $5'$ .

15. En segundo lugar, convenía conocer la variación de la intensidad del haz reflejado con el ángulo  $\theta$ , determinando así la naturaleza del espectro de rayos X emitido por el tubo. También ambos grupos de observadores abordaron este problema independientemente, y la gráfica de la *figura 14*, tomada de la Memoria de W. H. y W. L. Bragg, pone inmediatamente de manifiesto el carácter complejo de este espectro, carácter confirmado por Moseley y Darwin. Esta gráfica se puede

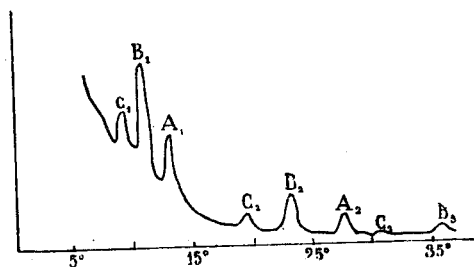


Fig. 14.

interpretar distinguiendo una reflexión que obedece en todo el espectro á una cierta ley de continuidad, y que se le ha denominado *reflexión general*, á la cual se superpone un cierto espectro discontinuo, característico del metal que constituye el anticatodo, según veremos más adelante, que da lugar á las cúspides que se representan en la gráfica por las letras *A B C*. Este fenómeno especial se le conoce con el nombre de *reflexión selectiva*, y respecto de él únicamente diremos por ahora que las cúspides  $C_2, B_2, A_2; C_3, B_3$ , no corresponden á longitudes de onda diferentes de las  $C_1, B_1$  y  $A_1$ , sino que son los espectros de segundo y tercer orden de éstas; puesto que sus posiciones, sea cual fuere el cristal empleado, satisfacen á la relación indicada por la fórmula general [3]. Así, para  $B_1, B_2, B_3$ , los senos de los ángulos con la cara (100) de la sal gemma son 0,200, 0,401 y 0,597, que están entre sí como los números 1 : 2 : 3, dentro de los errores de observación.

<sup>22</sup> H. G. J. Moseley y C. G. Darwin: «The Reflexion of the X-rays», *Phyl. Mag.*, 6.ª S., 26, 210, 1913.

La reflexión general, estudiada cuidadosamente por Moseley y Darwin, cuya es la curva de la *figura 15* que corresponde también á la sal gemma, recuerda la distribución de la energía en el espectro del cuerpo negro. Para valores pequeños del ángulo con la cara del cristal, ó sea para valores grandes de  $\theta$  que corresponden á rayos de longitud de onda pequeña y, por consiguiente, *duros*, la intensidad crece muy rápidamente, pasa luego por uno máximo, descendiendo más lentamente que subió. Realmente esta lentitud es más aparente que real,

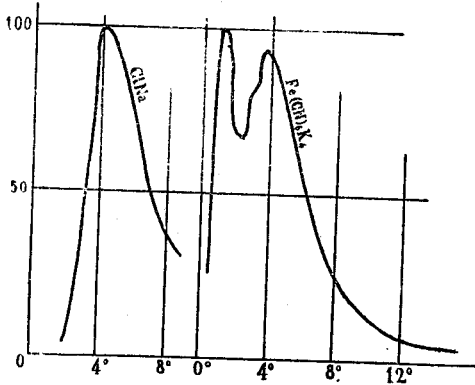


Fig. 15.

pues si bien en la primera rama puede afirmarse que toda la energía corresponde á una sola longitud de onda para cada ángulo, no ocurre lo mismo en la segunda, donde las ordenadas son sumas de las energías de espectros de primer orden de ciertas longitudes de onda y de orden superior de otras más pequeñas. En efecto, el espectro de segundo orden correspondiente al máximo de la curva ClNa, corresponde á un ángulo próximo de 8°, el de tercero á las proximidades de 21°, y así sucesivamente.

En cuanto á la presencia de estos máximos, conviene anticipar que la intensidad con que se presentan depende de la estructura del cristal reflector, según veremos más adelante. Así, el máximo de segundo orden es poco intenso para el ClNa y para el ferrocianuro potásico, mientras el tercero es en esta última muy proeminente. Ello da lugar á la forma complicada de la curva, pues los máximos de dichos dos órdenes deben corresponder en ella á 3,33° y 4,97°, respectivamente. Estamos aquí en un caso completamente análogo á aquél en que nos encontraríamos si se tratase de estudiar la distribución de la energía en un espectro nor-

mal utilizando un enrejado de escaso poder de resolución, y aquí como allí es posible una selección de la parte de energía que corresponde á cada espectro mediante un conocimiento completo de las constantes físicas del enrejado. La única diferencia estriba en la mayor complicación del problema.

**16.** Volviendo á la teoría de la difracción, C. G. Darwin <sup>23</sup> ha hecho observar que la teoría elemental desarrollada por Laue no puede dar cuenta de la intensidad del haz difractado, porque el suponer planas, tanto las ondas incidentes como las difractadas, no corresponde á la realidad. El físico inglés aborda el problema con toda la generalidad posible, por lo menos desde este punto de vista, suponiendo esférica la onda incidente y cada una de las que proceden de los distintos átomos del cristal. Aparte de la hipótesis fundamental de identidad entre las leyes de las radiaciones X y las de la teoría electromagnética de la luz, admite que la absorción de los rayos en su paso á través de la materia es tal, que la amplitud disminuye exponencialmente con un coeficiente mitad que el correspondiente á la intensidad. Por último, supone en su primer trabajo que las ondas difractadas por cada átomo no son perturbadas por la presencia de otros átomos próximos, supuesto del que prescinde en el segundo.

Admitiendo que una onda de amplitud unidad y longitud  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  engendra una onda difractada por un átomo, cuya amplitud es

$$f(\psi k) \frac{e^{-ikr}}{r}$$

á la distancia  $r$  y en la dirección que forma un ángulo  $\psi$  con la correspondiente á la onda incidente; llamando  $N$  el número de átomos en la unidad de volumen del cristal,  $d$  la distancia entre los planos reticulares sucesivos,  $\rho$  la distancia de  $O_1$  (fig. II) al punto de observación,  $\mu$  el coeficiente de absorción de la substancia,  $E_\lambda$  la energía correspondiente á  $\lambda$  en la onda incidente y  $n$  el número de orden de los máximos sucesivos. Darwin halla para expresión de la intensidad de la onda reflejada

$$\frac{1}{\rho^2} N^2 d^2 \sum \frac{1}{n^2} f^2(\psi k_n) \left( \frac{E_\lambda \lambda^2}{\mu} \right)_n^2$$

<sup>23</sup> C. G. Darwin: «The Theory of X-Rays Reflexion», *Phil. Mag.*, 6.<sup>a</sup> S., 27, 315, 675, 1914.

Si ahora, en el cálculo de  $f(\psi k_n)$ , se parte de la hipótesis de la independencia absoluta de los átomos en la difracción, su valor es el mismo sea cual fuere la profundidad á que el átomo se encuentre, lo cual conduce á la posibilidad de que, aumentando  $N$ , la energía de la onda difractada se haga mayor que la misma onda incidente. Además si, prescindiendo de esta dificultad teórica, se realiza el cálculo de  $f(\psi k_n)$ , se obtiene una expresión que da para el poder refringente un resultado en discordancia completa con las medidas de Moseley y Darwin.

Desgraciadamente, tomando en consideración la influencia de unos átomos en otros, no se obtienen mejores resultados desde este último punto de vista, si bien la fórmula no ofrece la dificultad teórica de que hemos hecho mención. Movido por ello, Darwin busca el origen de la discordancia en una irregularidad del cristal, que introduce un factor que permite evitar la dificultad, irregularidad que la experiencia confirma y que ha obligado á modificar la técnica para la medida de la intensidad de la reflexión <sup>24</sup>.

De todas suertes, es la teoría que discutimos la más perfecta de cuantas se han dado sobre este fenómeno, correspondiéndole además el mérito de haber puesto de manifiesto la existencia de un índice de refracción de valor

$$1 + \frac{2\pi Nf(\sigma, k)}{k_2},$$

que se aplica tanto á los medios cristalinos como á los amorfos.

(Continuará.)

---

<sup>24</sup> W. H. Bragg: «The Intensity of Reflexion of X-Rays by Crystals», 6.ª serie, 27, 881.