APÉNDICE

Á LA

Introducción á la Mineralogía Micrográfica

POR

JOSÉ J. LANDERER

PUBLICACIONES DE LA CRÓNICA CIENTÍFICA DE BARCELONA

BARCELONA
ADMINISTRACIÓN DE LA «CRÓNICA CIENTÍFICA»
RONDA DE SAN PEDRO, N.º 38
1891

APÉNDICE

Siendo la ciencia geológica y sus afines el ramo de conocimientos que adquiere en nuestro país incremento más visible, y habiendo publicado hace algunos años mi *Introducción á la Mineralogia Micrográfica* con el fin de facilitar estos estudios, he creido que pudiera contribuir á su mayor progreso, ampliando y corrigiendo las nociones que allí expuse, y este es el móvil que hoy me impulsa al ofrecer al público una especie de Apéndice á la predicha publicación. Me permito llamar la atención de las personas estudiosas, especialmente sobre la nueva teoría elemental del elipsoide de los índices.

Los parágrafos van precedidos de números de referencia que corresponden á los de aquel tratadito que han de ser modificados ó totalmente sustituidos.

47. Longitud de ondulación que corresponde á cada radiación. El término *radiación* expresa la manifestación particular correspondiente á una vibración determinada del éter, manifestación que puede ser ó no perceptible á los sentidos. En tal concepto se habla de *radiaciones caloríficas* para significar los movimientos vibratorios relativos á los rayos, menos refrangibles del espectro, de *radiaciones químicas*, aludiendo á los rayos más refrangibles del mismo, etc. A cada raya del espectro corresponde, pues, una radiación determinada.

Como las longitudes de onda de las distintas radiaciones intervienen con frecuencia en las consideraciones que van á exponerse, hé aquí una tabla relativa á las principales rayas. La unidad es la millonésima de milímetro:

A. . .	760	D. . .	589	G. . .	431
B. . .	687	E. . .	527	H_1 . .	397
C. . .	656	F. . .	486	H_2 . .	393

No está demás añadir aquí que, *en el oacio*, la velocidad de propagación del movimiento vibratorio es la misma para las diferentes luces coloreadas ó elementales de que se compone la luz blanca.

En el aire, la diferencia de velocidad de propagación que corresponde á los colores extremos del espectro visible, ó sean el rojo y el violado, es insensible en pequeños trayectos, como lo prueba el hecho de que cuando un rayo de luz blanca atraviesa una masa de aire aunque sea bastante considerable, no sufre ninguna dispersión sensible.

54. Nicol. Sea *RM* (fig. 1) un romboedro tipo de espato de Islandia, es decir, cuyas aristas designadas con la letra *b* en la notación cristalográfica de Levy son todas iguales. El eje óptico será la recta *aa* que une los dos ángulos sólidos obtusos del cristal, y cuya notación en el sistema romboédrico es *a*, y *aB aG* la sección principal, que es, á la vez, un plano de simetría, en el cual están contenidas las dos diagonales menores *aB* y *Ga* de las bases. Cortándole materialmente según un plano *HKhk* perpendicular á dicha sección, á igual distancia de los ángulos *a* ó inclinado de 87° sobre la diagonal *aB*, y volviendo á juntar las dos superficies artificiales así descubiertas, después de haber interpuesto entre ellas una delgada capa de bálsamo del Canadá, resulta un *prisma de Nicol*, ó como habitualmente suele llamarse, un *nicol*.

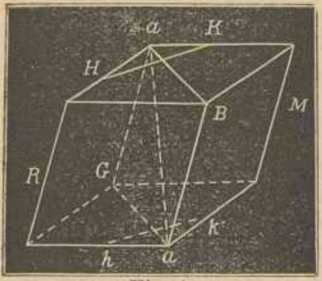

Fig. 1.

El instrumento se funda en que el índice de refracción del bálsamo es menor que el ordinario y mayor que el extraordinario del espato. En efecto, representemos aparte en *aBGa* (fig. 2) la sección principal. *Hh* será la traza del nuevo corte, y si consideramos prolongado el cristal por ambos lados de las bases hasta los puntos *A* y *Q* en que las prolongaciones del plano *Hh* tocan á las prolongaciones *Ga* y *Ba*, resultará un cristal más largo ó prisma *ADCG*.

Sea *m i* un rayo que incide sobre la cara *AD* con una inclinación igual ó poco distinta de la indicada en la figura. Se bifurca á partir del punto *i*, originándose el ordinario *io* y el extraordinario *ie*. Si la cara *AQ* ha sido cortada de modo que su inclinación sobre los rayos que han de atravesar el prisma en el sentido de su longitud, que es *if*, sea un poco menor que el complemento del ángulo límite, del rayo ordinario, considerado dicho límite para el caso en que el medio contiguo sea el bálsamo, claro es que en las condiciones expresadas no podrá ya salir al segundo medio y experimentará por consiguiente la reflexión total por *ot*. El rayo extraordinario que no se halla en tales condiciones, sufrirá una pequeña desviación en la capa de bálsamo, continuará luego propagándose hacia *ef*, y emergerá por *fs*, paralelamente á *m i*. Ennegreciendo las caras laterales del prisma, el rayo ordinario *ot* quedará en ellas anulado, y solo se trasmitirá el extraordinario.

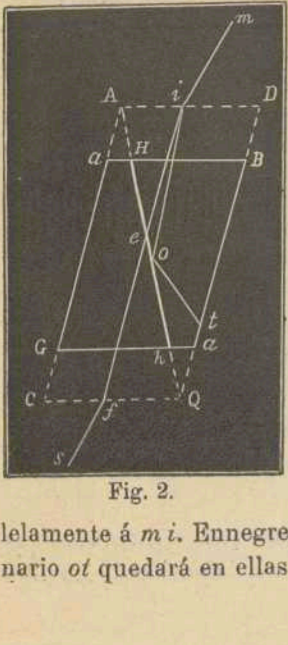

Fig. 2.

Para calcular la inclinación que hay que dar al corte AQ sobre la dirección if ó sea con respecto á la arista AC que le es paralela, es necesario conocer el ángulo límite del rayo ordinario para el caso de los dos medios expresados, cristal y bálsamo. Sean, pues, n_o el índice ordinario, que vale 1,658, n_b el del bálsamo, cuyo valor es 1,549; el índice de que se trata será

$$\frac{n_o}{n_b} = 1{,}074$$

según lo esplicado (29). Llamando, pues, L el ángulo límite, ya se sabe (30) que

$$\operatorname{sen} L = \frac{1}{1{,}074}$$

y calculando esta expresión por logaritmos, se obtiene $L = 68° \, 36'$, de donde

$$\text{complemento de } L = 21° \, 24',$$

que es la inclinación buscada, ó sea el valor del ángulo CAQ.

Si en vez de calcular la inclinación del corte AQ sobre la arista AC se quiere conocer la que hay de darle sobre la diagonal AD, será preciso determinar de antemano el ángulo que AC forma con AD, ó lo que es lo mismo, el que la arista cuya notación cristalográfica es b forma con la diagonal menor aB de la cara rómbica de la base. Para esto consideremos que el ángulo sólido a (fig. 3) del cristal tipo es centro de una esfera cuyas intersecciones con los tres planos que en aquel ángulo concurren constituyen un triángulo esférico equilátero ABC, cuyos lados son de 101° 55′, que es el valor de cada uno de los ángulos planos que concurren en a. Por razón de simetría se comprende fácilmente que el ángulo que se trata de calcular equivale al arco BD dirigido perpendicularmente desde B sobre AC. El cálculo es sencillo, pues basta observar que los dos triángulos ADB y BDC son rectángulos, y que en ellos se conocen las hipotenusas AB y BC y los catetos AD y DC, cada uno de los cuales vale ½ 101° 55′. Fijémonos por ejemplo en el primer triángulo, del cual se obtiene [1]

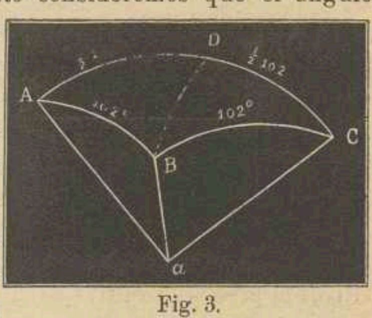

Fig. 3.

$$\cos BD = \frac{\cos AB}{\cos AD},$$

y haciendo los cálculos, resulta $BD = 109° \, 8'$. Este es, pues, el valor de DAC (fig. 2.)

[1] Para la inteligencia de esta fórmula puede consultarse cualquier tratado de Trigonometría esférica, ó mi *Introducción á la Astronomía física*.

La inclinación del corte AQ (fig. 2) sobre la diagonal menor se deduce desde luego de la igualdad

$$DAQ = DAC - CAQ;$$

por consiguiente, $DAQ = 109^\circ 8' - 21^\circ 24' = 87^\circ 44'$. Ahora se comprende la razón de haber dado al corte $HKhk$ de la figura 1.ª una inclinación de 87° sobre la diagonal menor.

Los resultados que se acaban de obtener permiten determinar la longitud que debe darse al prisma relativamente á su ancho tomado sobre la diagonal menor, si se quiere que el corte no interese las bases y quede una parte de estas inutilizada para la transmisión de la luz. Para ello, llamando l la aludida longitud AC, del triángulo ACQ de la figura 2, se deduce

$$l = \frac{\text{sen } AQC}{\text{sen } CAQ},$$

de donde, sustituyendo valores conocidos

$$l = 2{,}73.$$

En donde se vé que dicha longitud ha de ser próximamente tres veces mayor que la diagonal menor de la base rómbica.

Ocurre con frecuencia que los constructores no tienen en cuenta con rigurosa exactitud esta prescripción, pues muchos de los nícoles que se emplean tienen una longitud que apenas supera el doble del ancho de las bases, en cuyo caso el plano del corte tiene que invadir forzosamente una parte de las caras rómbicas de las bases, de que resulta mermado el ancho del haz extraordinario susceptible de trasmitirse.

57. Sobre la distribución del éter en los cuerpos. Diríase en virtud de las consideraciones expuestas (56), que en los cristales positivos el prisma primitivo ha sido aplastado de base á base, y que en los negativos ha sido comprimido por las caras laterales. Para ampliar las ideas que á este importante punto se contraen, supongamos que los dos medios M y N (figs. 4 y 5) son de una misma sustancia isotropa, colocados en un mismo medio A menos refringente, y que se les vá á modificar la elasticidad del éter en determinado sentido por medio de la compresión.

Si la presión actúa en sentido lateral, las moléculas resultarán apretadas en el mismo sentido, como en M. Si la presión actúa de arriba abajo resultarán las moléculas apretadas como en N, y por consecuencia en ambos casos la sustancia de M y N resulta anisotropa. Es fácil colegir, en virtud de la simetría misma de la figura, que en ambos casos la dirección $x\,x$, *ó cualquiera otra recta que le sea paralela*, establece la posición del eje óptico en la sustancia anisotropa.

Esto entendido, no es difícil comprender que cuando un rayo cuyas vibraciones se efectúan en el plano de la figura, atraviesa la sustancia anisotropa *M*, su propagación será tanto más libre cuanto más se acerque la dirección de la vibración á la del eje óptico, puesto que en este sentido se halla el flúido etéreo más dilatado, á lo que es inherente que las vibraciones puedan efectuarse más libremente. Así se explica que para una misma inclinación del incidente *i*, y por lo tanto del refractado ordinario *io*, en cuya marcha no influye la modificación del éter, el extraordinario *ie*, cuyas vibraciones se efectúan en el plano de la sección principal (56), y por consiguiente en el de figura, se aleje más de la normal en los cristales negativos *M*, y se acerque á ella, por el contrario, en los positivos *N*.

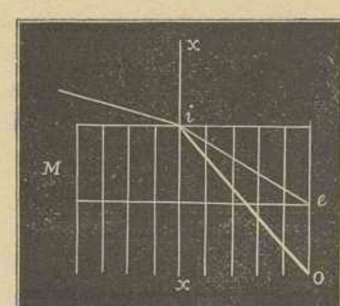

Fig. 4.

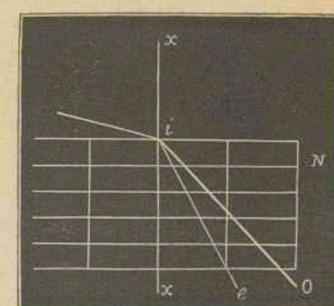

Fig. 5.

61. Elipsoide de los índices. El estudio de la distribución del éter en los cristales de un eje, expuesto más atrás (55 á 57) hace conocer que la elasticidad es distinta según que se trate de la dirección del eje óptico ó de un plano perpendicular al mismo. Trátase ahora de determinar el valor relativo de esta elasticidad en dichas direcciones y también en cualquiera otra, generalizando las conclusiones, á fin de establecer una teoría completa de la distribución del éter en los cuerpos cristalinos, sean estos isotropos ó anisotropos.

Consideremos en primer lugar un cristal negativo unieje, un espato de Islandia, por ejemplo. Cortemos una sección paralela al eje, y hagamos incidir sobre ella un rayo de luz polarizada. Para mejor inteligencia supondremos que la sección es horizontal, por manera que el plano de incidencia será siempre vertical, y dispondremos las cosas de suerte que cualquiera que sea la posición que deba darse al rayo incidente, su plano de polarización resulte siempre perpendicular al de incidencia, con el objeto de que sus vibraciones se hallen constantemente contenidas en este plano, circunstancia que no ha de olvidarse en todo el curso de las consideraciones que van á exponerse.

Esto sentado, empecemos por hacer que el rayo incida normal á la superficie, y por ajustar el plano de sus vibraciones al de la sección principal ó que contiene el eje óptico. Al penetrar en el cristal, el rayo no se bifurca, por la sencilla razón de que efectuándose sus vibraciones en el sentido de la sección principal, y obligado por el supuesto á penetrar en tales condiciones, hace las veces de rayo extraordinario ya preparado y continúa vibrando del propio modo, observándose que al refractarse se separa de la normal, en una dirección forzosamente contenida en un plano vertical. Permaneciendo fijo el plano del incidente podrá conseguirse, dando á éste cierta inclinación, que el refractado coincida con la normal.

Ahora bien, como esta recta se halla, del propio modo, contenida en un plano perpendicular á la sección principal, y en él se verifica (56) que el rayo extraordinario se ajusta á la ley de los senos, es consiguiente que, dadas las condiciones en que ahora se considera, su velocidad ha de ser igual á la que tendría si se propagase en cualquiera otra dirección contenida en el expresado plano, y siempre mayor que la del rayo ordinario que pudiera acompañarle, á ser posible, que no lo es, que el rayo incidente se hubiese bifurcado al penetrar en el cristal. Representando, pues, por 1 la velocidad que posee en el medio exterior, por v_e la que afecta dentro del cristal, y dado el valor de su índice, ó sea 1,483 , se tiene

$$\frac{1}{v_e} = 1,483 .$$

Dispongamos ahora las cosas de modo que las vibraciones del incidente sean perpendiculares al eje y hagámosle incidir normal á la superficie. En estas condiciones no se bifurca tampoco, porque funciona como rayo ordinario ya preparado, y por su naturaleza así adquirida se refracta según la misma normal. Pero tanto en esta dirección, como en cualquiera otra contenida en el plano de la sección principal, único en donde puede propagarse con el caracter de rayo ordinario, su índice es mayor que el del extraordinario que pudiera acompañarle si el incidente se bifurcase, y de resultas menor su velocidad. Representándola por v_o , y sabiendo que su índice vale 1,658 , se tiene de una manera análoga

$$\frac{1}{v_o} = 1,658 .$$

Dividiendo una por otra estas expresiones, resulta

$$\frac{v_e}{v_o} = \frac{1,658}{1,483} ,$$

en donde se vé que las velocidades del rayo cuando las vibraciones se efectúan en el plano de la sección principal ó sea paralelamente al eje, y cuando se efectúan en sentido perpendicular, son entre sí como los índices ordinario y extraordinario, ó en otros términos, que las velocidades de los dos rayos están en razón inversa de sus índices respectivos. De aquí se deduce, además, que la propagación es más fácil en el primer sentido que en el segundo, lo cual se halla conforme con la expuesto más atrás (58).

62. Enseña el cálculo que los cuadrados de las velocidades del rayo dentro del cristal son proporcionales á las elasticidades del éter consideradas en el sentido de las vibraciones. Designando, pues, con e_e y e_0 respectivamente las elasticidades en el sentido de la vibración de los rayos extraordinario y ordinario, se tendrá

$$\frac{e_e}{e_0} = \frac{v_e^2}{v_0^2},$$

y sustituyendo por la última la relación de los índices, resulta

$$\frac{e_e}{e_0} = \frac{\overline{1,658}^2}{\overline{1,483}^2} = \frac{2,749}{2,199}.$$

Por manera, que una vez conocidos los dos índices de una sustancia, es dado calcular el valor relativo de la elasticidad del éter en el sentido del eje y en el perpendicular. Para el espato de Islandia, que es la sustancia que tomamos como ejemplo, se vé que si la elasticidad en el sentido del eje se representa por una recta cuya longitud sea de 2749, la elasticidad en el otro sentido se halla representada por una recta perpendicular cuya longitud es de 2199.

63. Vamos ahora á dar á la cuestión otro giro, para lo cual continuaremos considerando el cristal de espato en la misma posición, y empezaremos haciendo observar que, siendo la velocidad una función de la elasticidad en el sentido de la vibración que se considera, podemos formarnos idea del valor relativo de esta elasticidad tomando, en la relación precedente, en lugar de los cuadrados de los índices los índices mismos, y en tal concepto, de la otra relación

$$\frac{v_e}{v_0} = \frac{1,658}{1,483},$$

podrá colegirse que si la velocidad con que se propaga la vibración extraordinaria se representa por una recta AB (fig. 6) en el sentido del eje, y cuya longitud sea de 1,658, la velocidad de propagación de la vibración ordinaria ó sea en sentido perpendicular á la primera, será $CD = 1,483$. Estas dos longitudes no representarán rigurosamente el valor relativo de las elasticidades, pero permitirán desde luego *conocer el sentido de las elasticidades máxima* y *mínima*.

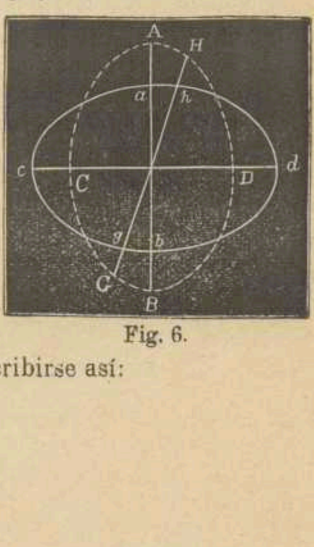

Fig. 6.

64. Todavía es dado formarse idea del asunto de este otro modo. La última relación puede escribirse así:

$$\frac{\frac{1}{v_e}}{\frac{1}{v_o}} = \frac{1,483}{1,658},$$

lo cual significa que si en vez de las longitudes AB y CD que representan respectivamente las velocidades de propagación de las vibraciones extraordinaria y ordinaria, se toman las longitudes ab y cd respectivamente iguales á $\frac{1}{v_e} = 1,483$ y $\frac{1}{v_o} = 1,658$, ó sea á los índices de las vibraciones respectivas en el espato calizo, resultará que las velocidades de propagación de las vibraciones extraordinaria y ordinaria en dicha sustancia se hallarán representadas por las cantidades inversas de $\frac{1}{v_e}$ y $\frac{1}{v_o}$, ó lo que es lo mismo, por las inversas de las longitudes ab y cd.

Conviene hacer notar, además, que las magnitudes ab y cd representan respectivamente los indices extraordinario y ordinario del espato.

65. Obtenidos estos resultados, cortemos en el cristal una sección que forme con el eje óptico un ángulo cualquiera. Coloquémosla horizontal, de que se sigue que el eje se halle contenido en un plano vertical, y ajustemos las vibraciones del rayo normal incidente á coincidir con dicho plano, como en el caso anterior. Al penetrar en el cristal el rayo no se bifurca tampoco, observándose que el refractado se acerca más á la normal, y que para obligarle á seguir esta dirección no es necesario dar al incidente tanta inclinación como en el caso anterior, lo cual prueba que su índice es ahora mayor y su velocidad menor, y por consiguiente que no continua funcionando aquí exactamente como rayo extraordinario, sino con un carácter intermedio entre este y el del ordinario. Para comprenderlo mejor obsérvese que su índice tiende ahora á igualarse con el del ordinario, puesto que cuando la sección llegase á ser perpendicular al eje, los dos refractados se confundirían en una sola dirección. Midiendo el índice en nuestro caso se encontrará valer, por ejemplo, 1,570.

Hagamos que las vibraciones del incidente normal sean perpendiculares al plano vertical que contiene al eje óptico. El refractado que resulta es prolongación del incidente, lo cual prueba que en estas condiciones continúa aun funcionando como rayo ordinario, y que su velocidad es la misma que tenía en el segundo caso antes estudiado.

Procediendo como anteriormente, es decir, considerando que para una misma dirección, que en todos los casos ha sido, en definitiva, la normal, las velocidades son inversamente proporcionales á los índices en las dos direcciones rectangulares, designando con v_m la nueva velocidad, y atendido que v_o no ha variado, se tendrá

$$\frac{v_m}{v_0} = \frac{1,658}{1,570},$$

ó lo que es lo mismo,

$$\frac{\frac{1}{v_0}}{\frac{1}{v_m}} = \frac{1,570}{1,658}.$$

Sea *AOH* (fig. 6) el ángulo que la nueva sección forma con el eje óptico *AB*. Puesto que v_0 no varía, la longitud *AB* continuará representando la velocidad en el sentido del eje, y por lo tanto, la longitud *ab* ya determinada el inverso de esta velocidad ó sea $\frac{1}{v_0} = 1,658$. De manera que si tomamos sobre la nueva dirección una longitud *GH* que se halle con *AB* en la relación $\frac{1,658}{1,570}$, quedará representado el valor relativo de la velocidad de propagación de la vibración en el nuevo sentido. Si sobre la recta *GH* se toma una longitud *gh* igual al inverso de esta velocidad, quedará también representado el valor del índice $\frac{1}{v_m}$ que corresponde á esta nueva dirección de vibración.

Operando así sobre otras secciones que formen con el eje ángulos más abiertos, se verá que á medida que el ángulo aumenta, aumenta también el valor del índice, llegando á un máximo cuando el ángulo es de 90°, en cuyo caso alcanza el valor que representa la longitud *cd*, ó sea el que corresponde á la vibración ordinaria. Uniendo los extremos de las rectas que se van trazando en este procedimiento, resulta una elipse cuyo eje mayor es siempre la longitud *cd*; y como este resultado es el mismo en todos sentidos al rededor del eje óptico, síguese que los valores que afecta el índice de la vibración extraordinaria en las distintas direcciones dentro del cristal de espato de Islandia están representados por los diámetros correspondientes á estas direcciones en un elipsoide de revolución cuyos ejes mayor y menor son respectivamente el ecuatorial *cd* y el polar *ab*, el cual coincide siempre con el eje óptico. El elipsoide es, pues, aquí *achatado* en el sentido del eje óptico. La figura que resulta se llama *elipsoide de los índices*, porque, en efecto, hace relación al valor que estos afectan en las distintas direcciones, siendo fácil observar que *ab* representa el índice máximo del rayo extraordinario, y *cd* el índice constante del ordinario.

66. No cuesta trabajo comprender que si en vez de los índices se consideran sus cantidades inversas, ó sea las velocidades de propagación, resultará un elipsoide prolongado en el sentido del eje óptico, y cuyos ejes mayor y menor serán respectivamente *AB* y *CD*.

67. Sometido á operaciones análogas un cristal de turmalina, se obtiene un elipsoide de los índices un poco menos achatado que el del espato. En general, en los cristales uniejes el elipsoide de los índices es achatado en los negativos, como el espato y la turmalina, y prolongado en los positivos, como el cuarzo.

Interesa mucho hacer observar que el elipsoide de los índices no es exactamente igual al que pudiera formarse considerando los inversos de las elasticidades. El primero puede dar á conocer el *sentido* de las elasticidades máxima y mínima, pero no su medida, y para comprenderlo basta recordar lo expuesto más atrás (63). Importa igualmente fijar la atención en que ni uno ni otro elipsoide son sólidos geométricos que tienen asiento real dentro de la sustancia anisotropa, y á este propósito es oportuno recordar lo que se dijo al explicar la significación del eje óptico (43). Así como este no es una línea única, sino una dirección, del propio modo, el elipsoide de los índices no es sino la interpretación de los diversos valores que afecta el índice de la vibración extraordinaria, ó el inverso de su velocidad de propagación, en las distintas direcciones del cristal, y por consiguiente aplicable á toda su masa considerada en conjunto, como á la más ínfima de sus partículas similares.

68. Una serie de consideraciones análogas á las que acaban de exponerse conduciría á determinar prácticamente el elipsoide de los índices en los cristales de dos ejes, y se vería que su figura no es de revolución, sino de tres ejes desiguales, como la que resultaría de un huevo aplastado en el sentido del eje menor, ó de una naranja comprimida en el sentido del eje mayor.

En este elipsoide, el eje mayor ó dirección relativa al índice máximo se designa con n_g, el menor con n_p, y el medio con n_m. Cuando se tiene $n_p = n_m$, el elipsoide es de revolución prolongado; cuando es $n_g = n_m$, el elipsoide resulta de revolución y achatado.

91. Sobre los fenómenos á que da lugar la interposición de una placa cristalina delgada. Es de advertir, para la mejor inteligencia de la figura 47 de la Introducción, y por consiguiente de la doctrina allí expuesta, que en la imposibilidad de representar en ella todos los rayos del haz que llegan á la placa, se ha representado tan solo uno de ellos y la bifurcación que experimenta. Por manera que, en rigor, no es *ou* el rayo que se halla en condiciones de interferir con *eu*, sinó otro que camine junto á él, entre los innumerables de que se compone cada uno de los dos haces extraordinarios que funcionan en el analizador. A aclarar la doctrina que á este particular se contrae contribuirán no poco las consideraciones que siguen.

91 *bis*. Influencia del espesor de la placa en los fenómenos de coloración. En el haz de luz blanca procedente del polarizador consideremos un rayo, y supongamos que se interpone en su trayecto una placa cristalina birefringente delgada, lo cual da origen, como es sabido, á dos rayos que emergen vibrando en dos direcciones perpendiculares. Consideremos, además, otro rayo del haz, situado á una distancia tal del primero, que el extraordinario á que da origen emerja de la placa casi en el mismo punto que el ordinario procedente del primer rayo.

Al llegar al analizador ambos rayos producirán dos vibraciones extrordinarias, y por consiguiente paralelas, las cuales por su contigüidad se hallarán en condiciones de interferir.

Esto sentado, vamos á estudiar las diversas particularidades que se origiginan de ser mayor ó menor el espesor de la placa cristalina.

Demos por caso, en primer lugar, que por efecto de su paso á través de la placa, en uno de los dos rayos emergentes una de las radiaciones del color violado más vivo, la que se refiere á la longitud de onda de 429,9 millonésimas de milímetro (47), experimenta sobre su análoga del otro rayo un retardo de $\frac{\lambda}{2}$; de que se seguirá que las dos vibraciones extraordinarias que de esta radiación funcionan en el analizador, interferirán y quedará esta extinguida. Como entre los colores del espectro el violado es el que posée menor longitud de onda, y el retardo experimentado en nuestro caso es el mínimo necesario para producirse interferencia completa, claro es que ninguna de las radiaciones de los otros colores correspondientes al primer rayo podrá, al atravesar la placa, experimentar sobre su análoga del otro rayo retardo suficiente para quedar totalmente extinguida, resultando en definitiva que la luz transmitida aparecerá coloreada por el conjunto de las radiaciones que no interfieren.

Imaginemos ahora que el espesor de la placa aumenta, y que en consecuencia, el retardo experimentado por una de las radiaciones del violado sobre su análoga contigua no es de $\frac{\lambda}{2}$, sino de un grande número *impar* de veces $\frac{\lambda}{2}$, por ejemplo 45 $\frac{\lambda}{2}$, de que resultará quedar igualmente extinguida dicha radiación. Mas como dado este retardo tan considerable cabe ya que en los otros colores, cuyas longitudes de onda son todas ellas mucho menores que el espacio que comprende 45 $\frac{\lambda}{2}$, tengan efecto retardos suficientes para producirse interferencias, es muy posible que una de las radiaciones azules se retarde sobre su análoga 41 veces *su semilongitud* de onda que llamaremos $\frac{\lambda'}{2}$, y quede también extinguida, y que por razones idénticas acontezca un retardo de 37 $\frac{\lambda''}{2}$ en las radiaciones verdes, de 33 $\frac{\lambda'''}{2}$ en las amarillas de 29 $\frac{\lambda''''}{2}$ en las rojas, números todos que caben ampliamente dentro del retardo de 45 $\frac{\lambda}{2}$ del color más refrangible, y se extingan del propio modo, resultando, en suma, extinguida la parte de luz blanca que procede del concurso de radiaciones que interfieren.

Para acabar de entender este resultado es oportuno hacer observar que la extinción total de este conjunto de radiaciones reclama que el retardo correspondiente á la radiación de un color determinado se halle, hasta cierto punto, subordinado á los retardos de las radiaciones de los otros colores. En efecto, ya se ha podido entrever en lo que va explicado que cuanto mayor es la longitud de onda de la radiación tanto menor es el retardo necesario para producir la interferencia con su análoga del rayo contiguo, ó en otros términos, que en la interferencia simultánea de varias radiaciones, las longitudes de onda correspondientes son inversamente proporcionales á sus retardos, á lo cual hay que añadir la condición precisa de que estos retardos se hallen representados por números impares.

De aquí se deduce que para que á la extinción de las radiaciones del violado vivo acompañe la de las dos radiaciones homólogas del azul vivo, cuya longitud de onda es de 464,1 millonésimas de milímetro, es indispensable que de la proporción

$$\frac{422,9}{464,1} = \frac{x}{45}$$

resulte x un número impar. Si no resultase, debiera indagarse si entre las numerosas radiaciones del color azul hay otra que se ajuste á la expresada condición. Haciendo las operaciones numéricas de la proporción anterior se vé que la radiación relativa á 464,1 conviene en efecto, puesto que resulta $x = 41,006$, número que solo excede en 6 milésimas de la unidad adoptada al que en rigor llenaría la expresada condición.

Razonamiento idéntico sería aplicable á las radiaciones de la parte más viva de los colores restantes, por manera que cuando ocurra que los retardos se aunan según la série de números impares antes indicada, ú otra más alta ó más baja, con tal de que en estos segundos casos resulte para el violado, por lo menos, el mínimo de retardo eficáz, ó sea de una semilongitud de onda, la luz transmitida continuará siendo blanca, por proceder de las radiaciones no extinguidas, entre las cuales las hay todavía de todos colores, aunque menos francos, si bien amortiguada por faltar en ella el concurso de las radiaciones extinguidas. La luz así transmitida se llama *blanco de orden superior*.

El espesor de la placa desempeña, como se vé, un papel preponderante en las diferencias que presenta la producción del fenómeno; cuando es muy delgada, resulta coloreada la luz transmitida; cuando es bastante gruesa, la luz transmitida es blanca y amortiguada. Obsérvese también que si el espesor de la placa fuese aun mucho menor que el considerado en el primer caso, apenas habría materia suficiente para hacer sensible el juego de interferencias y la luz resultante sería igualmente incolora.

Bien se echa de ver que si la extinción de las radiaciones determinadas que hemos considerado es un hecho contingente, del propio modo lo es que se extingan otras radiaciones más ó menos próximas á aquellas y produzcan efecto sensible. Pero es evidente que dado el prodigioso número de radiaciones que comprende cada color, y el de contingencias que le es inherente, debe existir grandísima probabilidad de que se extingan uno ó varios grupos de radiaciones y resulte siempre amortiguada la luz blanca transmitida. Así lo enseña, en efecto, la experiencia.

ADVERTENCIA IMPORTANTE

En todas las consideraciones expuestas en la INTRODUCCIÓN, en que se hace alusión al elipsoide inverso de elasticidad del espato de Islandia y de la turmalina, ha de sustituirse este elipsoide por el de los índices, debiendo advertirse que en ambos cuerpos cristalinos es de revolución y achatado. Lo contrario ha de tenerse en cuenta en el del cuarzo.

En el elipsoide de tres ejes, de que es tipo la figura 32, la *bisectriz aguda* es la recta que biseca el ángulo agudo, y *obtusa* la que biseca su suplemento. Cuando se habla simplemente de *bisectriz* se alude siempre á la primera.

Por analogía con las denominaciones establecidas para los cristales de un eje, los de dos se llaman *positivos* cuando el ángulo de estos ejes no excede de 90°, y *negativos* en el caso contrario. En los primeros la bisectriz coincide con la dirección n_g, y en los segundos con n_p.