

# Lección 7: Propagación de la luz en cristales (2)

## (2 ejes ópticos y observación conoscópica)

### Resumen

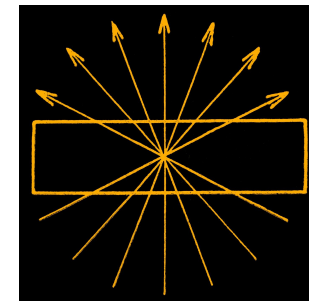
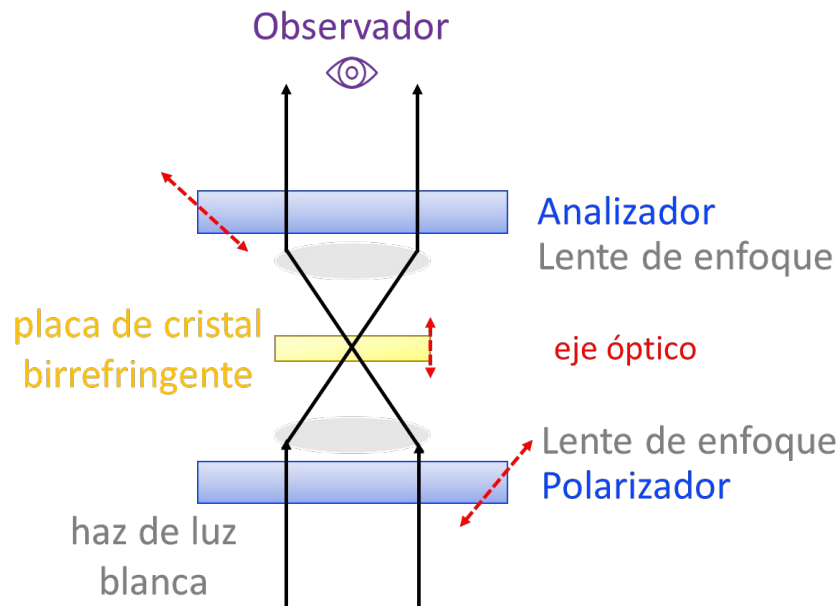
Los cristales biaxiales se caracterizan por tres índices de refracción. Para la mayoría de las direcciones de los rayos, ambas polarizaciones se clasifican como rayos extraordinarios, pero con índices de refracción efectivos diferentes. Los dos índices de refracción se determinan a partir del elipsoide de Fresnel. Aunque no existe un eje de simetría, hay dos ejes ópticos definidos como direcciones por las cuales la luz se propaga sin birrefringencia. Además, existen dos ejes diferentes denominados ejes de rayos binormales en los que la velocidad de propagación es independiente de la polarización. Otro fenómeno es la birrefringencia circular.

### Tabla de contenidos

- Folio 2: Observación conoscópica
- Folio 3-5: Imágenes conoscópicas de cristales uniaxiales (1-3)
- Folio 6: Imágenes conoscópicas de cristales biaxiales
- Folio 7-8: Elipsoide rotacional (Fresnel) de cristales uniaxiales (1-2)
- Folio 9-10: Elipsoide de Fresnel de cristales biaxiales (1-2)
- Folio 11: Superficie del rayo de Huygens de cristales biaxiales
- Folio 12: Índice de refracción de cristales biaxiales
- Folio 13: Simetría de cristales biaxiales en la imagen conoscópica
- Folio 14-16: Refracción cónica externa e interna (1-3)
- Folio 17-20: Birrefringencia circular (1-4)
- Folio 21: Patrones conoscópicos especiales
- Folio 22-25: Dispositivos ópticos particulares (1-4)
- Folio 26-29: Filtro de interferencia (1-4)
- Folio 30-31: Filtro de polarización – interferencia (1-2)
- Folio 32: Turbulencia en la atmósfera solar (cromosfera)

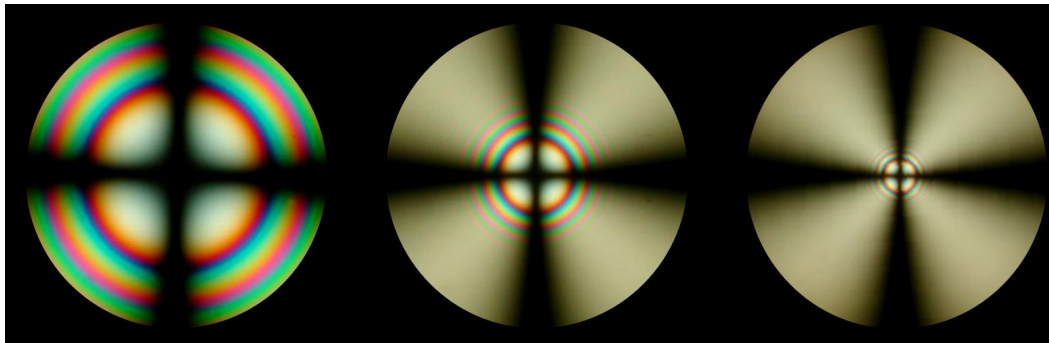
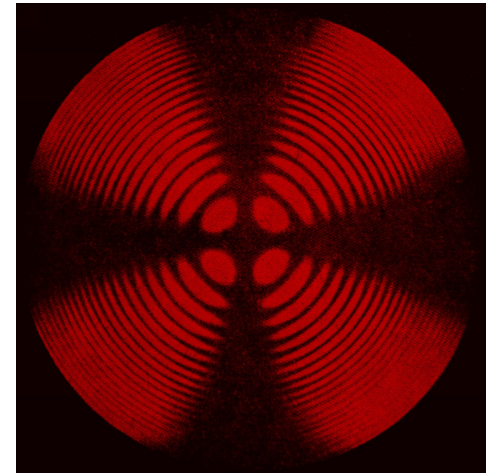
# Observación conoscópica

En vez de utilizar un haz de luz paralelo, una placa de un cristal birrefringente también puede observarse con luz convergente. Al añadir 2 lentes con una pequeña distancia focal positiva, la vista ortoscópica se convierte en una vista denominada conoscópica. Sólo el haz de luz central atraviesa el cristal en la dirección normal. Todos los demás están inclinados y atraviesan distintos espesores del cristal en las superficies cónicas.



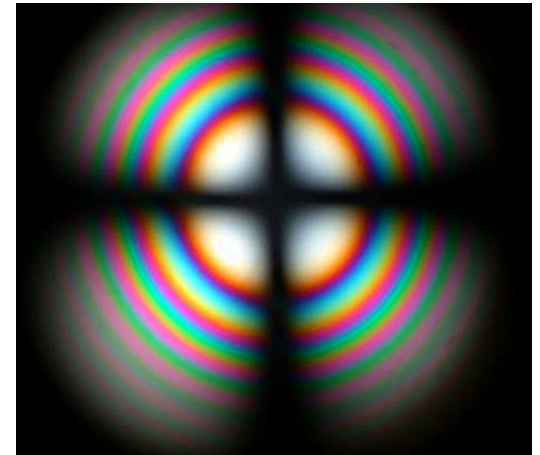
# Imágenes conoscópicas de cristales uniaxiales (1)

Si se irradia una placa de cristal en la dirección de su eje óptico, aparecen círculos concéntricos por razones de simetría, que están divididos por una cruz negra de  $4 \times 90^\circ$ . Estas direcciones son las direcciones de oscilación de los polarizadores cruzados, que coinciden con las direcciones de oscilación de los rayos ordinarios y extraordinarios. Una rotación de la placa de cristal no cambia nada ya que todas las direcciones que forman el mismo ángulo con el eje óptico son equivalentes. El intervalo de los círculos concéntricos depende del espesor del cristal, porque las condiciones de extinción se alcanzan ya con ángulos de desviación menores.

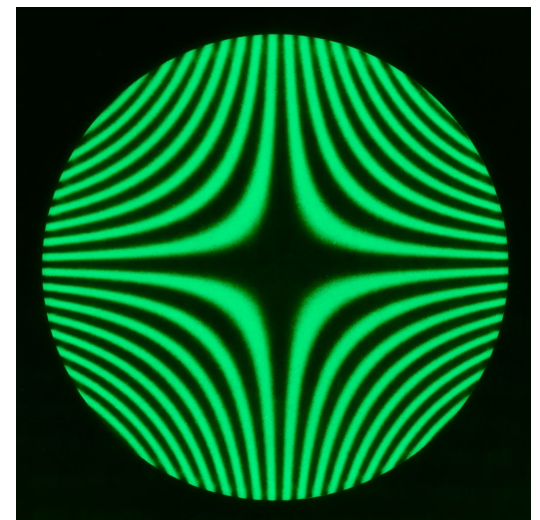


# Imágenes conoscópicas de cristales uniaxiales (2)

Cuando se ilumina la placa del cristal con luz blanca, se producen interferencias constructivas y destructivas dependientes de la longitud de onda según las mismas condiciones como cuando un haz de luz paralelo atraviesa un cristal perpendicular al eje óptico. Así se puede ver un sistema de círculos concéntricos cuya saturación de color disminuye hacia el exterior.



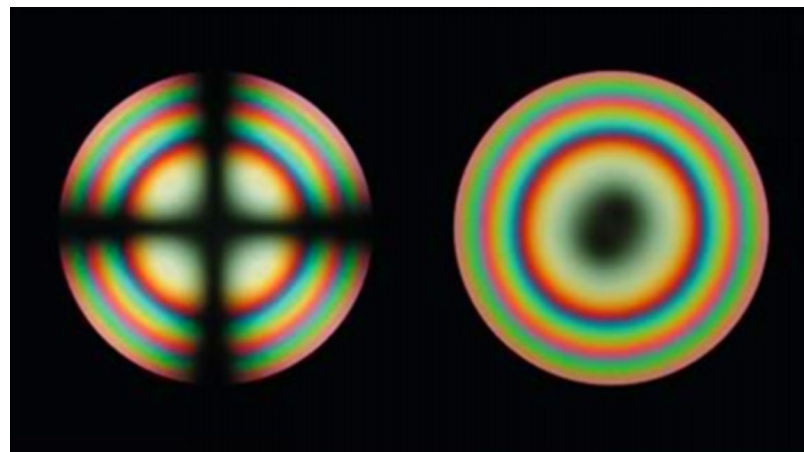
Al inclinar la placa del cristal, el eje óptico se desplaza de la dirección normal (centro), de modo que el sistema de círculos concéntricos se deforma elípticamente. Al aumentar la inclinación, el punto del eje óptico desaparece del campo de visión y las elipses se deforman en parábolas y, más adelante, en hipérbolas. Las formas de las curvas son las secciones cónicas conocidas de la geometría.



# Imágenes conoscópicas de cristales uniaxiales (3)

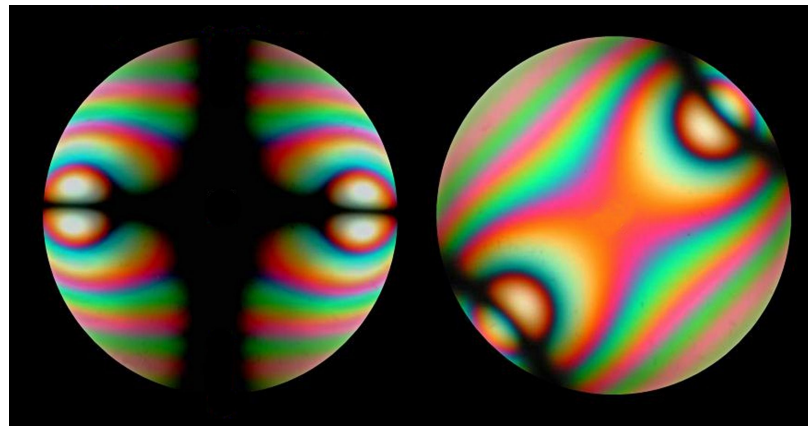
Se elige con preferencia las imágenes con polarizadores cruzados, porque los fenómenos considerados aparecen monocromáticos o también coloreados con mayor contraste. Todas las conclusiones siguen siendo válidas con la disposición paralela de los polarizadores, por lo que las condiciones para la interferencia constructiva y destructiva solamente se invierten y siempre aparece el patrón monocromático o coloreado complementario.

La cruz negra (o blanca complementaria) puede evitarse si los polarizadores cruzados para oscilaciones lineales se sustituyen por polarizadores para luz polarizada circularmente a la derecha y a la izquierda. En este caso, también se aplican las mismas leyes. La ventaja reside en más aplicaciones y en la capacidad para ángulos más grandes de apertura.



# Imágenes conoscópicas de cristales biaxiales

La observación conoscópica permite distinguir directamente entre materiales cristalinos isótropos y birrefringentes. En particular, una orientación cristalina específica con respecto al eje óptico es extremadamente fácil para realizar placas de cristal para aplicaciones ópticas. Si se examina de este modo distintos minerales cristalinos transparentes, también se observa que unos tienen apariencias diferentes.



Un análisis más detallado revela que se trata de un cristal de un mineral que tiene 2 ejes ópticos.



# Elipsoide rotacional (Fresnel) de cristales uniaxiales (1)

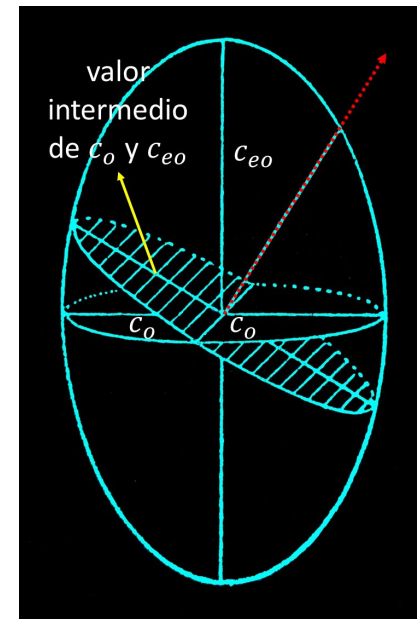
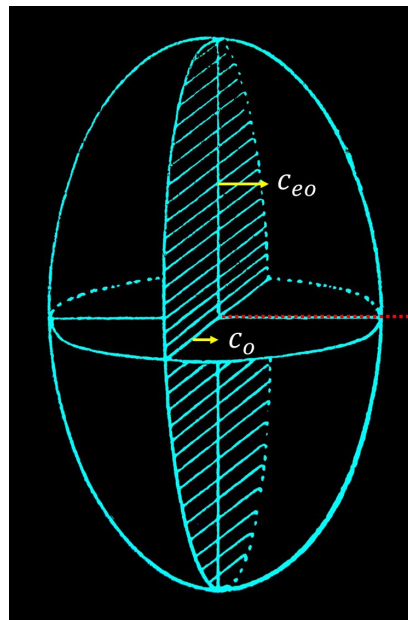
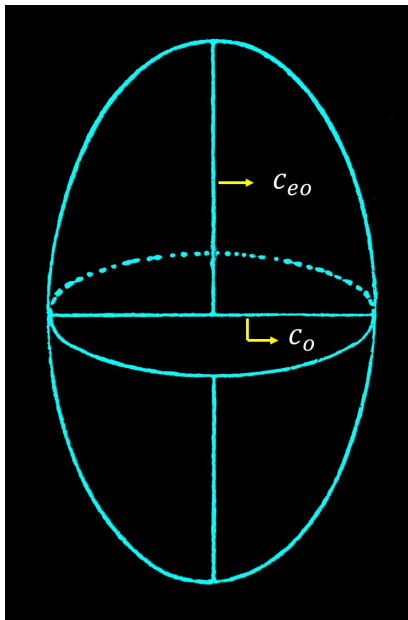
El modelo mencionado de dipolos oscilantes se muestra en 2 dimensiones. Más realidad ofrecen las 3 dimensiones, por lo que esta extensión también afecta las velocidades de propagación de la luz en un cristal. La superficie radiante utilizada hasta ahora es de doble envolvente. Huygens la diseñó para poder leer con la mayor claridad posible las velocidades de los rayos ordinarios y extraordinarios en cualquier dirección. Sin embargo, matemáticamente es extremadamente complicado describir una superficie doble de este tipo. Fresnel reconoció que una sola superficie es suficiente para llegar a conclusiones idénticas. Esta superficie se denomina elipsoide de Fresnel, que en el caso de los cristales ópticamente uniaxiales es un elipsoide rotacional con los ejes principales idénticos a las velocidades principales de la luz, designados

$c_o$  (*velocidad principal de propagación del rayo ordinario*) y  
 $c_{eo}$  (*velocidad principal de propagación del rayo extraordinario*)

Para una dirección específica, las velocidades de los haces y sus direcciones de oscilación se obtienen colocando un plano diametral a través del elipsoide de Fresnel perpendicular a esta dirección.

# Elipsoide rotacional (Fresnel) de cristales uniaxiales (2)

Primero se considera una dirección de propagación en la dirección del semieje menor del elipsoide rotacional de Fresnel. El plano diametral perpendicular a éste interseca el elipsoide en la elipse sombreada en el dibujo. Las longitudes de los semiejes de la elipse son las velocidades de propagación de los rayos ordinarios y extraordinarios. Sus direcciones representan sus direcciones de oscilación (campo eléctrico), que son perpendiculares entre sí.

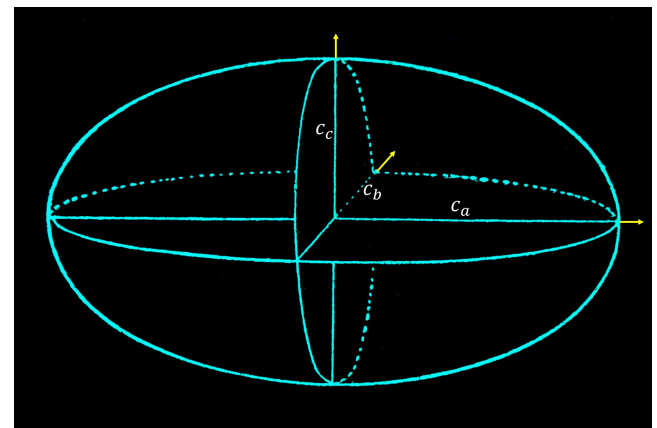




# Elipsoide de Fresnel de cristales biaxiales (1)

Para cualquier otra dirección del haz, la superficie de intersección correspondiente sombreada en el dibujo proporciona una elipse, uno de cuyos semiejes indica de nuevo la velocidad de propagación del haz ordinario debido al elipsoide de rotación. El otro semieje de la elipse toma un valor entre  $c_o$  y  $c_{eo}$  correspondiente a la inclinación respecto al eje óptico. Si se dibujaran las velocidades de propagación de los rayos para todas las direcciones de propagación, se obtendría de nuevo la ya conocida superficie doble (Huygens) de los cristales ópticamente uniaxiales.

El elipsoide de Fresnel puede modificarse para cristales ópticamente biaxiales simplemente haciendo que los 3 ejes principales del elipsoide sean diferentes entre sí. El resultado es un elipsoide de 3 ejes con 3 velocidades principales de la luz denominadas  $c_a$ ,  $c_b$ ,  $c_c$  con la relación:  $c_a > c_b > c_c$ .



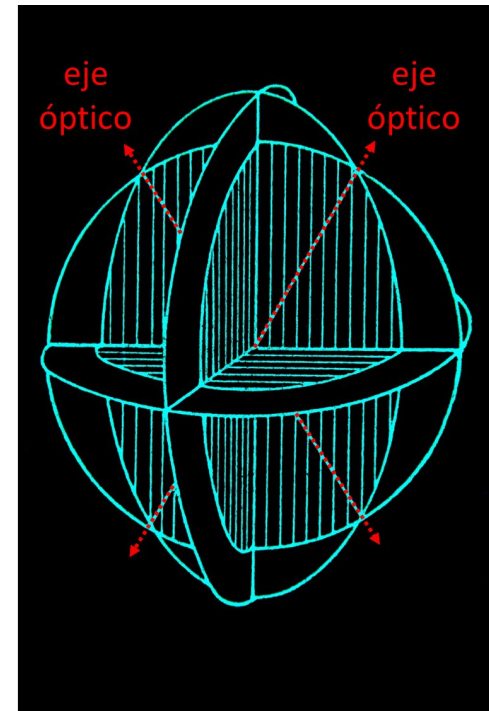
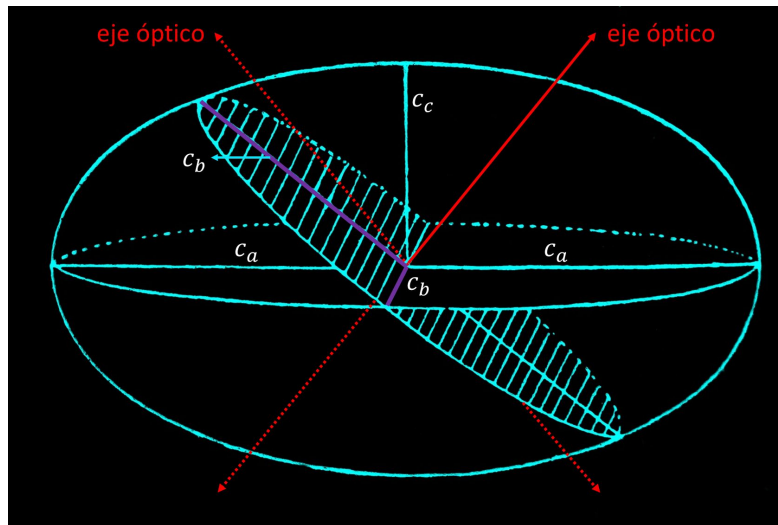
# Elipsoide de Fresnel de cristales biaxiales (2)

La superficie del rayo se obtiene tal como se hace para el elipsoide rotacional de los cristales uniaxiales.

Perpendicular a una dirección de propagación, se construye el plano diametral a través del elipsoide de Fresnel ahora con 3 ejes. El resultado es de nuevo una elipse cuyos semiejes representan las velocidades de propagación de los 2 rayos en el cristal birrefringente. Las direcciones de los semiejes de la elipse indican su dirección de oscilación. Para mayor claridad, se supone una dirección de propagación específica que se encuentra en el plano  $c_a - c_c$ . Para una dirección de un haz entre  $c_a$  y  $c_c$ , un semieje de la elipse es siempre  $c_b$ , mientras que el otro semieje toma una longitud intermedia entre  $c_a$  y  $c_c$ . Para exactamente una dirección distinguida, este valor intermedio puede alcanzar la misma longitud del semieje de la elipse, es decir,  $c_b$ , como el otro rayo. En este caso, la elipse degenera en un círculo, es decir, con el radio  $c_b$ , de modo que ambos rayos se propagan con idéntica velocidad en el cristal birrefringente. Puesto que los mismos hechos existen para la dirección simétrica de propagación, hay 2 direcciones cristalográficas excepcionales sin birrefringencia.

# Superficie del rayo de Huygens de cristales biaxiales

Ya que ninguno de los rayos se comporta de forma esféricamente simétrica como en el caso de la propagación en un medio isótropo, en tales cristales birrefringentes existen 2 rayos extraordinarios. Las direcciones de propagación para las que sus velocidades son iguales se denominan ejes ópticos por analogía con los cristales uniaxiales. Con diferentes direcciones de haces y las respectivas elipses de intersección, también se puede derivar la correspondiente superficie del rayo de Huygens, compuesta por 2 envolventes, para cristales de 2 ejes.



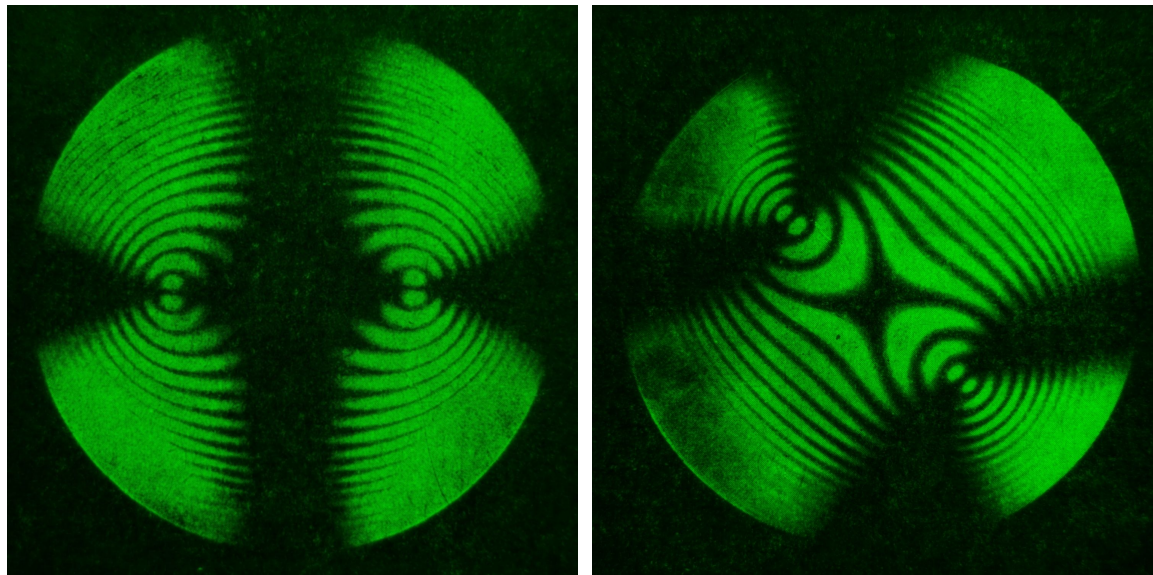
# Índice de refracción de cristales biaxiales

Algunos cristales biaxiales con indicación de los 3 principales índices de refracción  $n_a, n_b, n_c$  para una longitud de onda de  $590 \text{ nm}$ .

Cristales biaxiales	$n_a$	$n_b$	$n_c$
Sulfato de magnesio	1.433	1.455	1.461
Bórax	1.447	1.469	1.472
Topacio	1.618	1.620	1.627
Mica (moscovita)	1.563	1.596	1.601
Olivino	1.640	1.660	1.680
Perovskita	2.300	2.340	2.380

# Simetría de cristales biaxiales en la imagen conoscópica

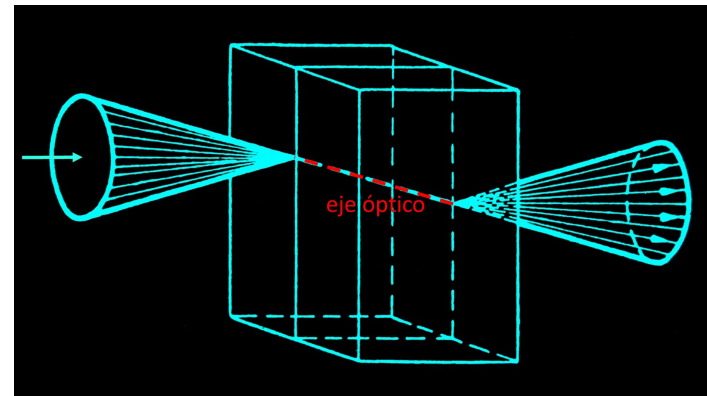
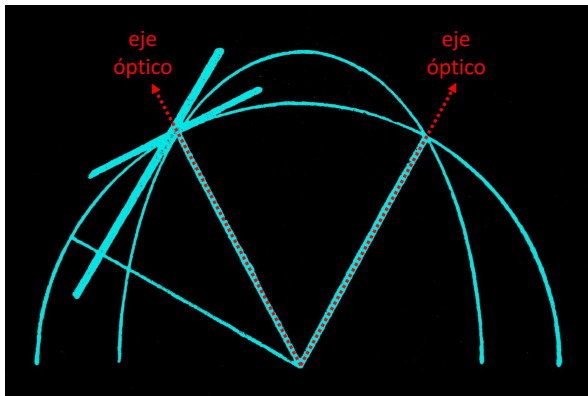
Hay características especiales que sólo se observan en cristales birrefringentes con 2 ejes ópticos. Cuando una línea central, es decir, la bisectriz de los ejes ópticos, se mira conoscópicamente, no hay simetría circular como en el caso de la propagación cónica de la luz en cristales uniaxiales cuando se ve al eje óptico. Si el cristal biaxial se gira perpendicularmente a la dirección de observación, la imagen de los ejes ópticos se desplazará en la misma manera.





# Refracción cónica externa e interna (1)

En un cristal birrefringente biaxial, el eje óptico no es una dirección de isotropía óptica. De este modo origina un fenómeno llamado refracción cónica. En la superficie del rayo se observan pequeñas abolladuras en forma de embudo en los puntos de entrada y salida de los ejes ópticos. La punta del embudo permite hacer infinitos planos tangenciales. Así, cuando la luz entra en uno de los ejes ópticos, los rayos se alinean en un cono de rayos de ángulo agudo al salir del cristal. Esto se explica porque todas las direcciones de polarización tienen la misma velocidad del haz y también se mueven en la misma dirección en el cristal. Sin embargo, al tener diferentes normales de onda, se refractan de forma diferente en las superficies del cristal. Este efecto se denomina refracción cónica externa.



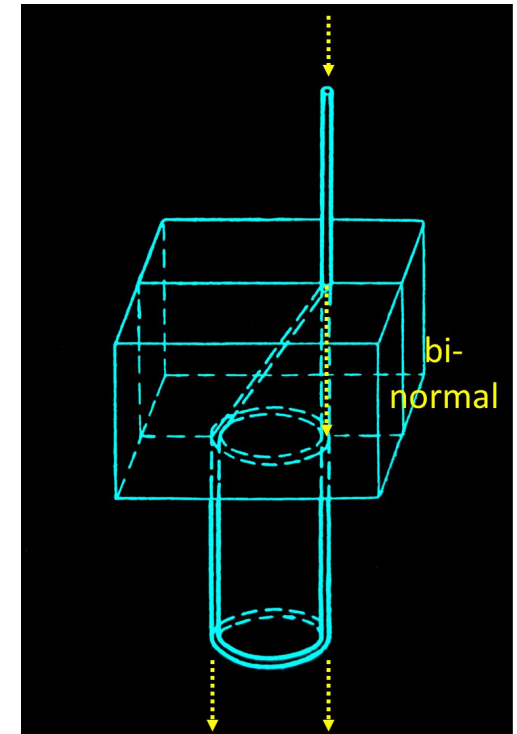
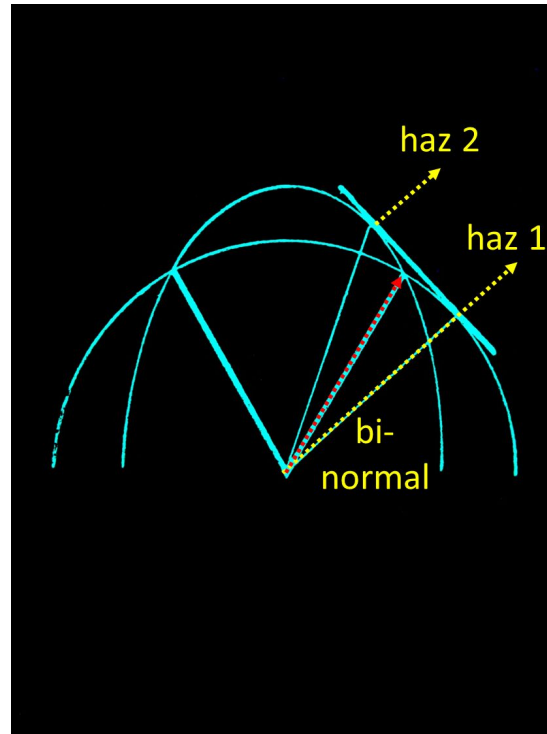
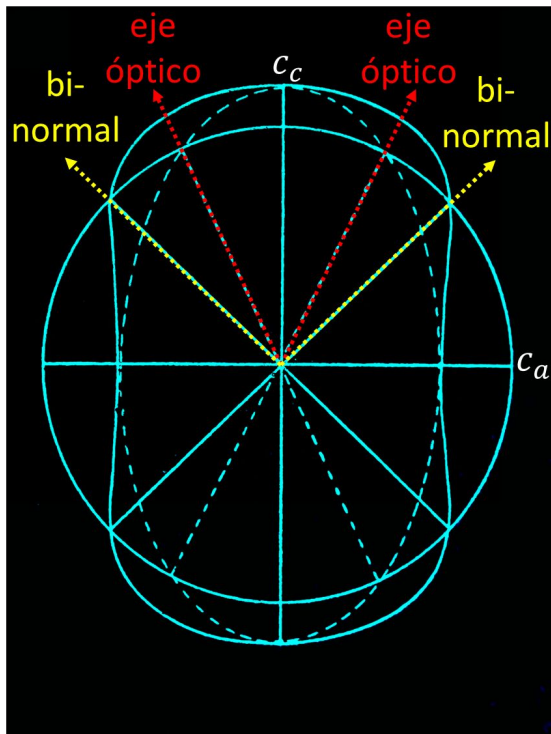


# Refracción cónica externa e interna (2)

Como se mostró al comienzo del capítulo sobre cristales birrefringentes, la dirección de la normal de la onda no coincide con la dirección del haz extraordinario. La superficie radiante utilizada es de doble envolvente. Si la superficie normal se construye a partir de la superficie de los rayos – según Huygens – para un cristal biaxial, aparece un ovaloide en el plano  $c_a - c_c$ . Esto implica que, en las zonas próximas a los ejes ópticos, por razones de simetría, existen 2 direcciones en las que ambas normales de onda se propagan con la misma velocidad. Por lo tanto, estas direcciones especiales se denominan bi-normales. Si un haz de luz incide en la dirección de una bi-normal sobre un cristal birrefringente con 2 ejes ópticos, el plano tangencial toca la superficie de los rayos en un pequeño círculo alrededor de la abolladura en forma de embudo. Los haces asignados a los puntos de contacto con la misma normal y la misma velocidad de la normal pero diferentes velocidades de los haces forman el llamado cono de la refracción cónico interna.

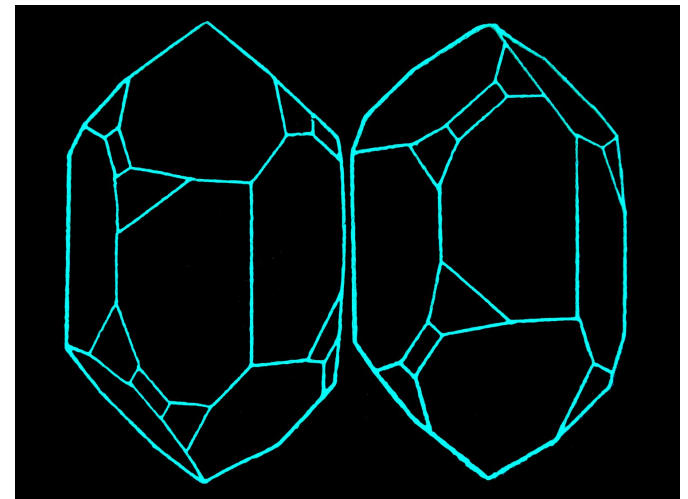
# Refracción cónica externa e interna (3)

La forma geométrica de la normal de todas las direcciones de los haces es un ovaloide, ilustrado aquí en el plano  $c_a - c_c$ ; direcciones de los haces para la irradiación en la dirección de una bi-normal; cono de la refracción cónico interior.



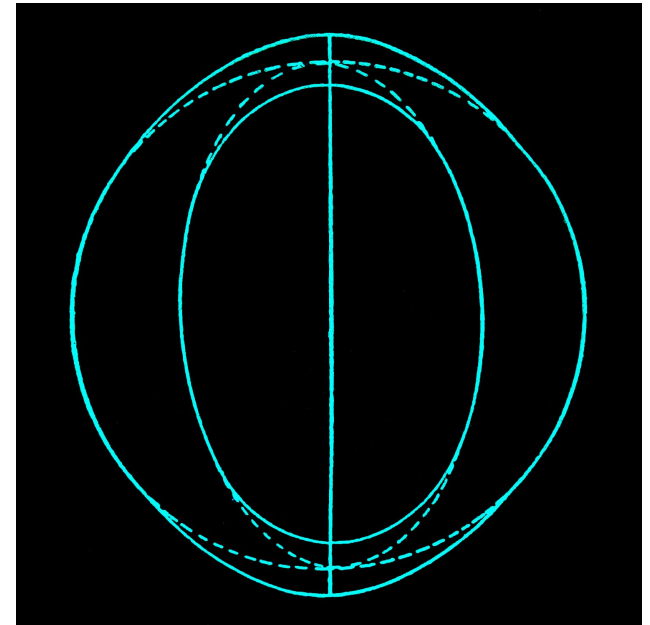
# Birrefringencia circular (1)

Otra propiedad de los cristales uniaxiales es la birrefringencia circular. Como este efecto es aproximadamente un factor 100 menor que la birrefringencia lineal, ésta sólo puede observarse cuando no aparece birrefringencia lineal. En el cuarzo, esto ocurre a lo largo al eje óptico. La causa de la birrefringencia circular en el cristal de cuarzo es su estructura cristalina helicoidal. No sólo los cristales con estructura helicoidal muestran una rotación del plano de polarización. El factor decisivo es la estructura molecular, que se denomina quiralidad. La imagen muestra las caras de los cristales tal y como se presentan en el cuarzo. Se pueden ver las mismas caras, pero una no se puede transformar en la otra por rotación. Estas formas cristalinas se denominan cuarzo derecho y cuarzo izquierdo por analogía con la mano derecha y la mano izquierda. Los cristales con actividad óptica no tienen un centro de simetría.



# Birrefringencia circular (2)

Hay una interacción adicional entre la quiralidad de la onda de luz y la quiralidad de las moléculas que forman el cristal. Cuando sus quiralidades son iguales, existe un pequeño efecto adicional en la velocidad de la onda, pero la polarización circular opuesta experimenta un pequeño efecto contrario, ya que su quiralidad es opuesta a la de las moléculas. Para la superficie del rayo según Huygens, se deduce del hecho de que incluso en la dirección del eje óptico (en el caso de cristales ópticamente uniaxiales) se propagan dos rayos de diferente velocidad, que la superficie esférica y la superficie del elipsoide rotacional ya no pueden tocarse en el eje de rotación. Como resultado, la envolvente esférica se deforma ligeramente hacia el exterior y la superficie elipsoidal cerca de los polos se deforma ligeramente hacia el interior.

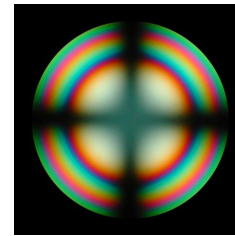


# Birrefringencia circular (3)

El ángulo de rotación de la polarización puede describirse en la misma manera como en el caso de la birrefringencia con el espesor de la placa del cristal  $d$ , la longitud de onda  $\lambda$  y los índices de refracción,

$n_{\text{polarización circular derecha/izquierda}}$

$$\Delta = \frac{d}{\lambda} \cdot (n_{\text{grande}} - n_{\text{pequeño}})$$

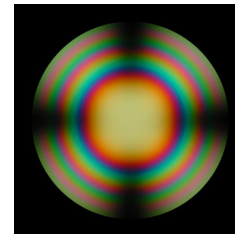


Placa de cuarzo con un espesor de 1mm.

El cuarzo tiene los índices de refracción para la luz polarizada circularmente a la derecha y a la izquierda en el eje óptico:

$$n_{\text{polarización circular derecha}} = 1.5441884$$

$$n_{\text{polarización circular izquierda}} = 1.5442602$$



Placa de cuarzo con un espesor de 4mm.

La diferencia de fase  $\Delta\varphi$  de los 2 componentes después de pasar a través de la placa de cristal se muestra por una rotación del plano de polarización por el ángulo  $\Delta\varphi/2$  en comparación con el plano antes de entrar al cristal.

# Birrefringencia circular (4)

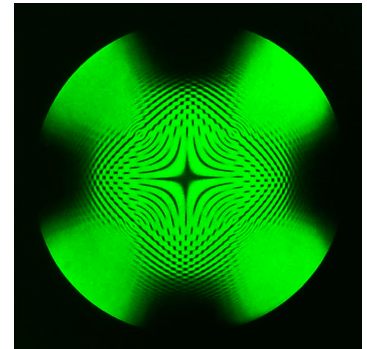
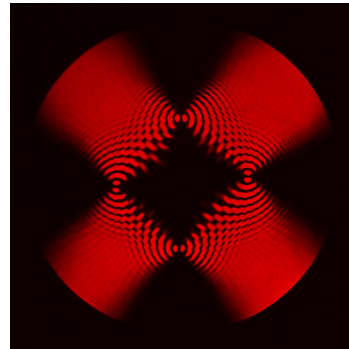
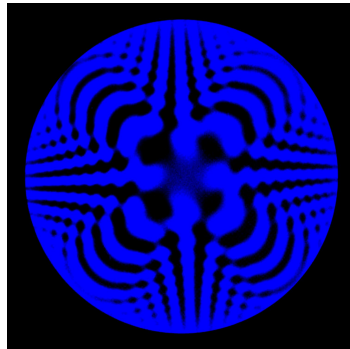
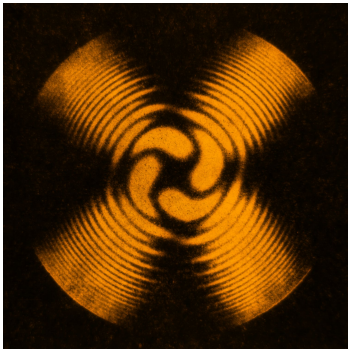
En los cristales biaxiales con birrefringencia circular, la superficie del rayo se divide en dos envolturas que se aproximan en la dirección del eje óptico, pero no se tocan.

La teoría electromagnética no es capaz de describir la birrefringencia circular en los cristales. Al contrario de la birrefringencia lineal, la rotación óptica en cristales natural no puede explicarse en términos de un tensor de permitividad local  $\varepsilon$  del material (es decir, una respuesta de carga que sólo depende del vector del campo eléctrico local), ya que las consideraciones de simetría lo prohíben. Más concretamente, la birrefringencia circular sólo aparece cuando se considera la no localidad de la respuesta del material, un fenómeno conocido como dispersión espacial. Sin embargo, sigue existiendo simetría de inversión, que es la razón por la que la dirección de la rotación óptica natural tiene que invertirse cuando se invierte la dirección del rayo de la luz, en contraste con la rotación magnética de Faraday. Todos los fenómenos ópticos tienen alguna influencia de no localidad que normalmente es prácticamente nula. Sin embargo, la rotación óptica natural, de forma bastante única, la requiere absolutamente.



# Patrones conoscópicos especiales

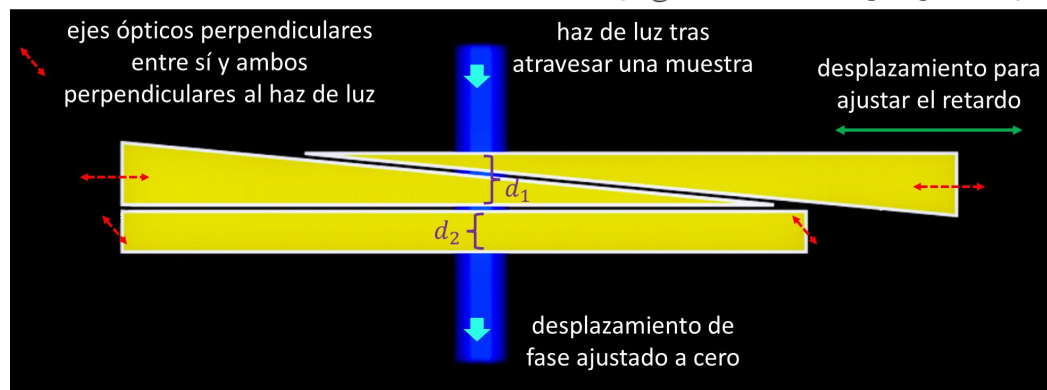
La birrefringencia circular proporciona patrones extremadamente complejos cuando se observa conoscópicamente. Un ejemplo es la llamada espiral de Airy, que se obtiene cuando se cortan 2 placas de cristal de cuarzo perpendiculares al eje óptico y se colocan una encima de la otra; una con birrefringencia circular en el sentido derecha y la otra con birrefringencia circular en el sentido izquierda. Cuando se superponen dos placas de cristal de cuarzo, una paralela al eje óptico y la otra en la dirección del eje óptico, se consigue un patrón completamente diferente. Si se cortan 2 placas de cristal (aragonito) con 2 ejes ópticos perpendiculares a las bisectrices y se cruzan  $90^\circ$  entre sí, se consigue una impresión artificial de un material con 4 ejes ópticos cuando las bisectrices se alinean paralelas a los filtros de polarización o bajo  $45^\circ$  en posición diagonal.



# Dispositivos ópticos particulares (1)

Con determinadas combinaciones de cristales birrefringentes, se pueden diseñar instrumentos ópticos sencillos para medir la birrefringencia lineal y circular. El compensador Babinet-Soleil (llamado por sus inventores J. Babinet y J. B. F. Soleil) es un retardador de orden cero de variación continua. Consta de dos cuñas birrefringentes, una de las cuales es móvil y la otra está fijada a una placa compensadora. La orientación del eje óptico de las cuñas es perpendicular al eje óptico de la placa compensadora. El desplazamiento de fase se obtiene a partir del espesor de las cuñas  $d_1$ , del espesor de la placa compensadora  $d_2$  y de los índices de refracción de los cristales birrefringentes  $n_o, n_{eo}$ .

$$\text{Retardación} = (d_1 - d_2) \cdot (n_{\text{grande}} - n_{\text{pequeño}})$$



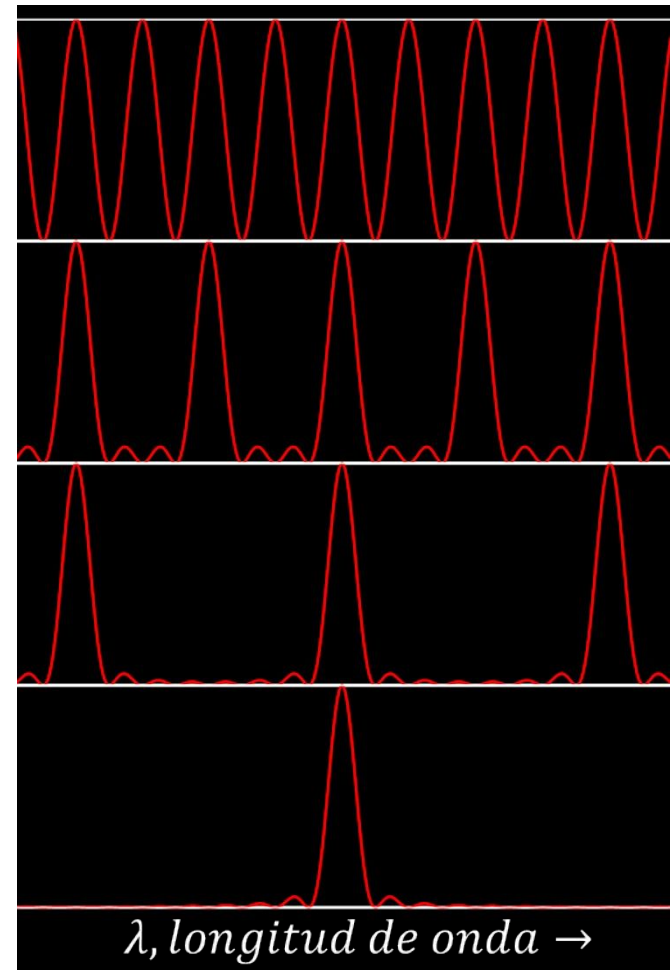
# Dispositivos ópticos particulares (2)

Para medir con precisión una diferencia en las trayectorias, la posición de los ejes ópticos en ambas cuñas es la misma. Una cuña se encuentra sobre un cristal como placa base con una orientación perpendicular al mismo. En el caso del cuarzo, el haz ordinario precede al extraordinario en la cuña, mientras que, por el giro de  $90^\circ$  de la placa compensadora, el haz ordinario se cambia con el extraordinario y compensa la diferencia del camino en caso del mismo espesor. La disposición óptica es según la ilustración de la vista ortoscópica (véase lección 6) con una placa de cristal transparente adicional como muestra. Con el espesor conocido de la muestra y el desplazamiento de la segunda cuña con una calibración adecuada de un tornillo micrométrico, se compensa la diferencia de los rayos y así se mide la birrefringencia.

Con una medición óptica del color, utilizando la llamada placa doble de Soleil, se puede determinar la birrefringencia circular de cristales que muestran una rotación óptica.

# Dispositivos ópticos particulares (3)

Los cristales birrefringentes permiten diseñar filtros ópticos tanto de banda ancha como de banda extremadamente angosta. Un diseño, denominado filtro Lyot según su inventor B. F. Lyot, consiste en una placa de cristal de cuarzo dispuesta entre filtros polarizadores. Para aumentar la banda espectral disponible, se conectan varios filtros en cascada. En este proceso, el espesor de las placas de cristal se reduce a la mitad con cada filtro sucesivo. La combinación en serie aumenta la selectividad del filtro hasta anchos de banda un orden de magnitud más reducidos que los de un filtro de interferencia. El polarizador a la salida de la primera etapa también sirve como polarizador a la entrada de la segunda etapa y así sucesivamente en las siguientes etapas.



# Dispositivos ópticos particulares (4)

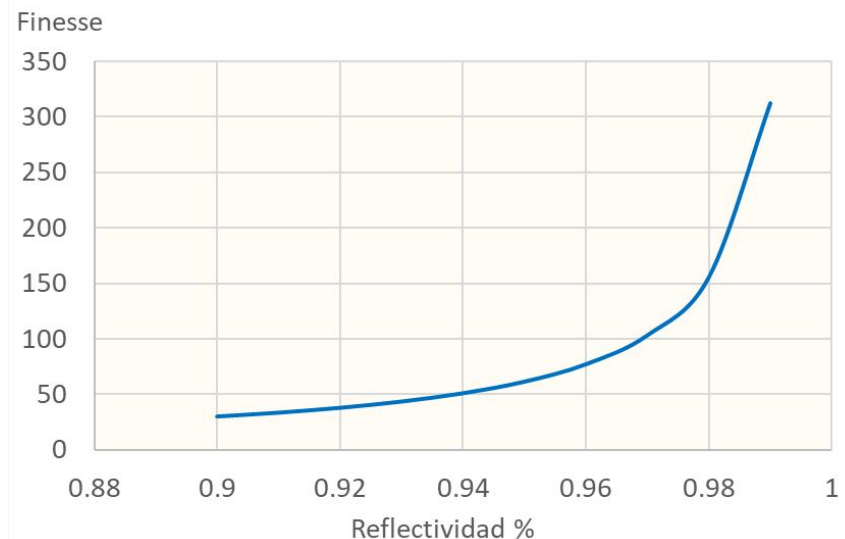
Para cada etapa, la separación entre los máximos de transmisión y el ancho medio, FWHM (full width at half máximo = ancho total a la mitad del máximo) de uno de los máximos es inversamente proporcional al espesor de la placa. Así, el espectro de transmisión resultante para toda la cascada consiste de bandas angostas que tienen el FWHM de la placa más gruesa y están separadas por el rango espectral libre de la placa más delgada (véase lección 6). El esfuerzo para construir un filtro Lyot de banda angosta a partir de cristales birrefringentes con los polarizadores necesarios es enorme. Por lo tanto, se utiliza un vidrio coloreado, seguido de un filtro de interferencia para una reducción de la banda espectral. Con ello ya se reduce el rango espectral a un ancho medio en el rango de  $3.5 \text{ nm}$ . Las placas de cristal birrefringentes posteriores reducen a la mitad el ancho medio en cada etapa. De este modo, con 5 etapas se alcanza un ancho medio de:

$$\Delta (FWHM) = \frac{3.5 \text{ nm}}{2^5} \approx 0.1 \text{ nm}$$

# Filtro de interferencia(1)

Para comprender el concepto del llamado filtro de interferencia de polarización, primero se explica la función de un filtro de interferencia. Un filtro de interferencia se basa en el principio de un interferómetro Pérot-Fabry. Una línea espectral se agudiza por interferencia de múltiples haces, es decir, se reduce el medio ancho con un aumento simultáneo de la intensidad del máximo. De este modo se consigue un alto grado de selectividad que permite analizar estructuras finas. La configuración de un filtro de interferencia es idéntica, pero la distancia entre los espejos del resonador es del orden de micrómetros del camino óptico. El ancho medio (FWHM) resulta de la distancia a los picos de resonancia vecinos y de la llamada finesse, que es una función de la reflectividad de los espejos.

$$\Delta (FWHM) = \frac{\text{Rango espectral libre}}{\text{Finesse}}$$





# Filtro de interferencia(2)

El rango espectral libre resulta de las condiciones de resonancia para una longitud  $L$  del resonador específica. El valor numérico de la finesse se deriva de la reflectividad  $R$ .

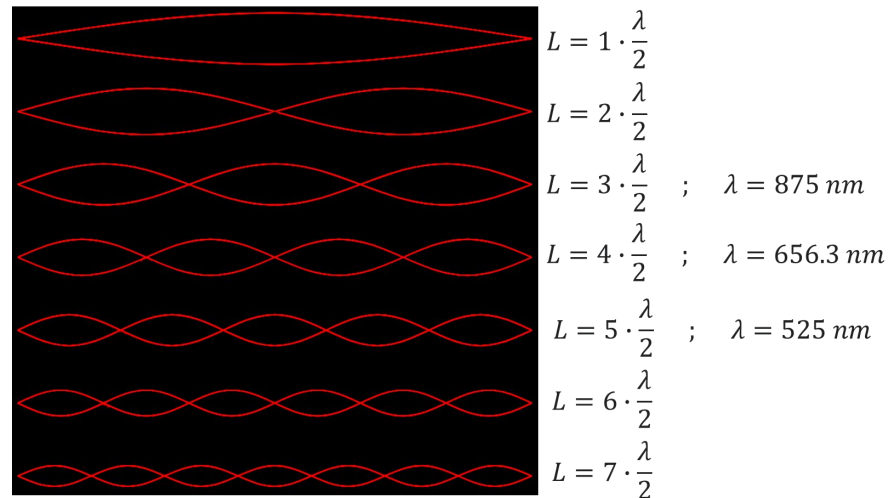
$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$$

$$Finesse = \frac{\pi \cdot \sqrt{R}}{1 - R}$$

Para facilitar la tarea, se calcula el diseño de un filtro para una longitud de onda determinada. Para ello, se elige la llamada radiación  $H_\alpha$  del hidrógeno. La importancia de esta longitud de onda,  $\lambda(H_\alpha) = 656.3 \text{ nm}$ , consiste sobre todo en que la mayoría de las estrellas están compuestas principalmente de hidrógeno. Si el medio ancho (FWHM) de un filtro alcanza aproximadamente el ancho de la línea de emisión,  $\Delta \leq 0.1 \text{ nm}$ , se obtienen imágenes de contraste suficientemente alto que permiten analizar los procesos dinámicos de las superficies estelares.

# Filtro de interferencia(3)

Como resonador se utiliza una capa transparente con un espesor óptico (*espesor geométrico · índice de refracción*) de  $L = 1.3126 \mu m$ , realizada generalmente por deposición de vapor de  $MgF_2$  en alto vacío. La capa transparente se refleja por ambos lados aplicando una fina capa de plata u oro o aplicando varias capas dieléctricas como espejos dieléctricos. En la secuencia del proceso, esto implica que el primer espejo se deposita mediante vapor sobre un sustrato de vidrio, seguido de la capa de separación como resonador y, por último, el segundo espejo. Con un espesor conocido del resonador, se obtienen los siguientes picos de resonancia.



# Filtro de interferencia(4)

El rango espectral libre resulta en:

$$\text{Rango espectral libre} = 875 \text{ nm} - 525 \text{ nm} = 350 \text{ nm}$$

Con espejos de oro o plata, se alcanza una reflectividad máxima de  $R = 97\%$  para esta longitud de onda. (Con espejos dieléctricos, especialmente para aplicaciones láser, pueden lograrse reflectividades  $R \geq 99\%$ ).

Para aplicaciones prácticas, el valor de la finesse es aproximadamente 100. A partir de ambas cantidades, se obtiene el medio ancho (FWHM) de un filtro de interferencia para la longitud de onda  $H_\alpha$ .

$$\Delta_{\text{interferencia}}(FWHM) = \frac{350 \text{ nm}}{100} = 3.5 \text{ nm}$$

Esto no es suficiente para imágenes de alto contraste de la superficie de una estrella como el Sol.

# Filtro de polarización – interferencia (1)

Se consigue una mayor resolución si el filtro de interferencia va seguido de una cascada de cristales birrefringentes, cada uno dispuesto entre polarizadores (=filtro Lyot). Con 5 pasos se consigue un medio ancho:

$$\Delta_{\text{polarización}}(FWHM) = \frac{3.5 \text{ nm}}{2^5} \approx 0.1 \text{ nm}$$

Una posibilidad de realización más sencilla es utilizar sólo la primera etapa en lugar de una cascada de cristales birrefringentes. Para la distancia  $\Delta\lambda$  entre dos máximos vecinos,  $\lambda_1, \lambda_2$ , sigue:

$$\frac{\lambda_1}{\Delta\lambda} = \Delta = \frac{d}{\lambda_2} \cdot (n_1 - n_2) \quad ; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{d \cdot (n_1 - n_2)}$$

Con el filtro de interferencia mencionado, esto tiene como consecuencia que un máximo tiene que estar justo donde está  $\lambda(H_\alpha) = 656.3 \text{ nm}$  y que los máximos vecinos tienen que tener una distancia de al menos  $2 \text{ nm}$  para quedar claramente fuera de la anchura de medio valor del filtro de interferencia.

# Filtro de polarización – interferencia (2)

De ello se deduce para el espesor  $d$  de una placa cristalina de calcita, ( $n_o - n_{eo} = 0.172$ ), cortada perpendicularmente al eje óptico:

$$d = \frac{656.3^2}{2 \cdot 0.172} = 1.252 \text{ mm}$$

Si una placa de cristal de este tipo se utiliza también como resonador, es decir, con espejos en ambas superficies (oro o plata con  $R = 96\%$ ), el medio ancho se reduce en consecuencia, como en el caso del filtro de interferencia por los haces múltiples.

$$\Delta_{\text{polarización-interferencia}}(FWHM) = \frac{4 \text{ nm}}{77} \approx 0.05 \text{ nm}$$

En lugar de filtros polarizadores lineales, se utilizan filtros polarizadores circulares derecho/izquierdo que proporcionan un mayor ángulo de apertura sin verse afectados por la cruz polarizadora oscura. Los filtros de este tipo se denominan filtros de polarización – interferencia.

# Superficie solar en la luz $H_{\alpha}$

Suponiendo un ajuste fino exacto, los filtros de polarización – interferencia alcanzan el ancho solamente de la emisión de hidrógeno y hacen visibles los movimientos turbulentos en la atmósfera solar.

