

Rys. 4 pokazuje indykatrysy dla kryształu jednoosiowego: dodatniego i ujemnego. Długości półosi są proporcjonalne do wartości współczynników załamania kryształu. Każdy przekrój przechodzący przez oś optyczną i ją zawierający jest elipsą - nosi on nazwę przekroju głównego. Przekroje równoleżnikowe (poprzeczne, prostopadłe do osi optycznej) mają kształt kół.

W przypadku normalnego padania światła niespolaryzowanego na płytkę z kryształu o płaszczyznach tworzących wyciętych prostopadłe do osi optycznej, światło nie ulega załamaniu w kryształach i opuszcza go jako niespolaryzowane. Przy każdym innym kierunku padania występuje podwójne załamanie.

Dla kryształu jednoosiowego równanie indykatrysy ma postać

$$(x^2 + y^2) / n_0^2 + (z^2 / n_e^2) = 1 . \quad (42)$$

Elipsę w przekroju głównym opisu wzór

$$(x^2 / n_0^2) + (z^2 / n_e^2) = 1 , \quad (43)$$

gdzie  $x$  i  $z$  oznaczają współrzędne dowolnego punktu elipsy. Współrzędna  $x$  jest mierzona w kierunku prostopadłym do osi optycznej; współrzędna  $z$  – w kierunku równoległym. We współrzędnych biegunowych wzór (43) ma postać

$$r^2 = (n_0 n_e)^2 / \{n_0^2 \sin^2\theta + n_e^2 \cos^2\theta\} , \quad (44)$$

gdzie  $r$  jest promieniem wektorem mierzonym od środka elipsy do wybranego punktu elipsy,  $\theta$  oznacza kąt między promieniem wektorem i osią  $x$  układu współrzędnych. W celu przeanalizowania propagacji światła w kierunkach różnych od kierunku osi optycznej i kierunku do niego prostopadłego, wykorzystamy zapis indykatrysy w przekroju głównym z zastosowaniem współrzędnych biegunowych.

Promień zwyczajny propaguje się zgodnie z prawem Snella, tzn. dla fali zwyczajnej współczynnik załamania wynosi  $n_0$  niezależnie od kąta  $\theta$ . Wektor  $\mathbf{D}_0$  fali zwyczajnej jest prostopadły do płaszczyzny przekroju głównego; wektory  $\mathbf{D}$  i  $\mathbf{E}$  są wzajemnie równoległe.

Rozwiązanie dla promienia nadzwyczajnego jest bardziej skomplikowane – tylko gdy oś optyczna tworzy kąt prosty z płaszczyzną padania propagację można nadal opisać za pomocą wzoru Snella, podstawiając  $n_e$  w miejsce  $n_0$ . Ogólnie, normalna do czoła falowego i kierunek promienia (tzn. kierunek propagacji dany wektorem Poyntinga) nie pokrywają się.

Jeśli płaszczyzna główna promienia  $e$  i płaszczyzna przekroju głównego pokrywają się, normalna do czoła falowego (ale nie promień  $e$ ) spełnia prawo Snella. Wtedy z wzoru (44) rozkład przestrzenny współczynnika załamania opisują wzory

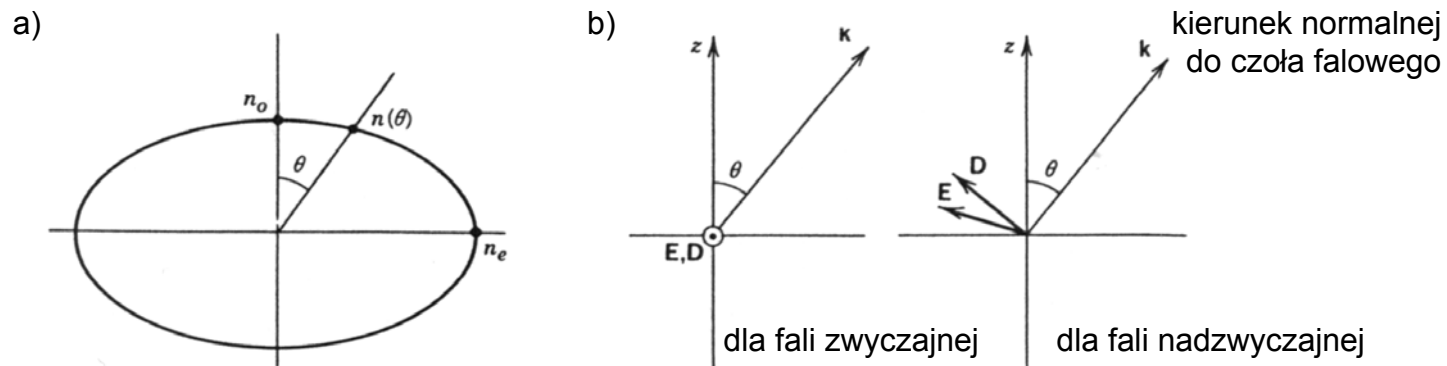
$$1/n^2(\theta) = (\sin^2\theta / n_e^2) + (\cos^2\theta / n_o^2), \quad (45a)$$

lub

$$n(\theta) = n_o n_e / \{n_o^2 \sin^2\theta + n_e^2 \cos^2\theta\}^{1/2}. \quad (45b)$$

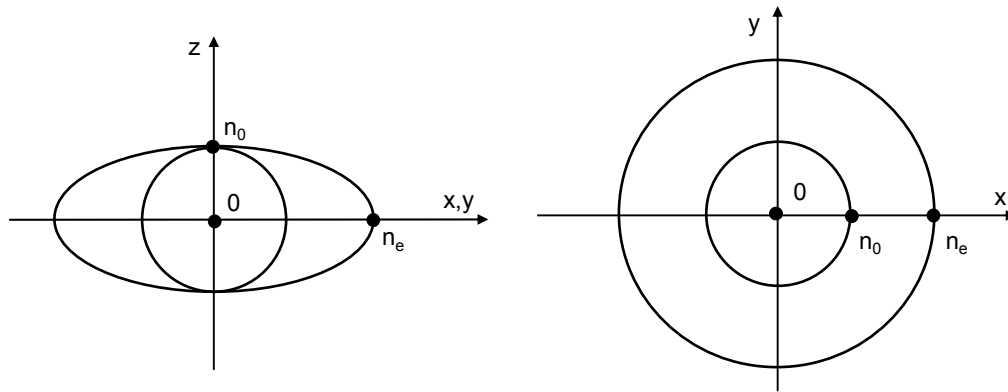
We wzorach (45a) i (45b)  $\theta$  oznacza kąt między kierunkiem propagacji fali (normalną do czoła falowego) a osią optyczną ( $\theta \leq 90^\circ$ ). Gdy  $\theta = 0^\circ$ ,  $n(\theta) = n_o$ , a gdy  $\theta = 90^\circ$ ,  $n(\theta) = n_e$ .

Wektor  $\mathbf{D}_e$  zaburzenia nadzwyczajnego drga w płaszczyźnie przekroju głównego, jest on prostopadły do kierunku propagacji fali. Tak więc  $\mathbf{D}_e$  nie jest równoległy do  $\mathbf{E}$ . Te wnioski o charakterze ogólnym, sygnalizowane już uprzednio, ilustruje rys. 5.



Rys. 5 Zmiana współczynnika załamania  $n_e$  w funkcji kąta  $\theta$  między kierunkiem propagacji wiązki światła a osią optyczną (a); usytuowanie wektorów  $\mathbf{D}$  i  $\mathbf{E}$  w płaszczyźnie przekroju głównego dla fali zwyczajnej (o) i nadzwyczajnej (e). Kółko z kropką w środku oznacza, że wektor jest prostopadły do płaszczyzny rysunku i skierowany do czytelnika.

Na rys. 6 pokazano powierzchnie zmian współczynników załamania normalnych w płaszczyznach: a) przekroju głównego (zawierającej oś optyczną) i b) prostopadłej do niej dla jednoosiowego kryształu dodatniego,  $n_e > n_o$ . Na rysunku różnice między  $n_e$  i  $n_o$  zostały wyołbrzymione.



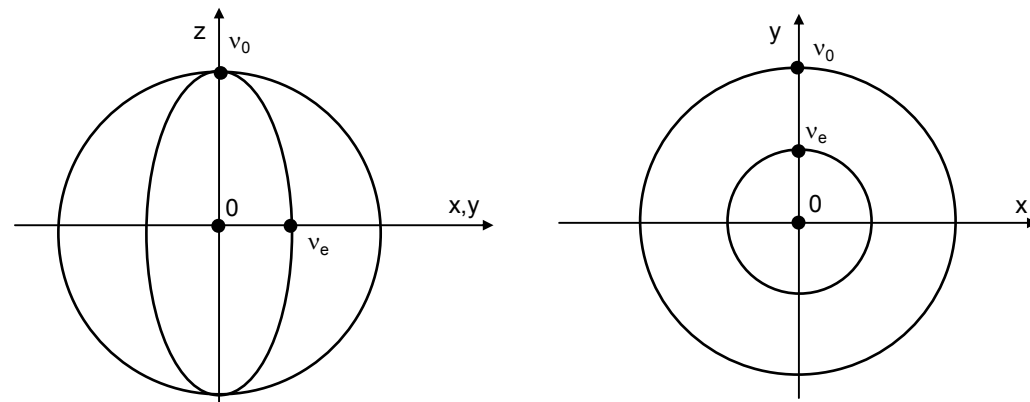
Rys. 6 Powierzchnie współczynników załamania w płaszczyźnie zawierającej oś optyczną (a) i płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej (b); jednoosiowy kryształ dodatni,  $n_e > n_0$ .

W praktyce użyteczne są tzw. powierzchnie falowe pozwalające wyznaczyć prędkości fazowe  $c = \omega/k$  w kierunku propagacji. Można je wyznaczyć na drodze geometrycznej przez odkładanie na danym kierunku propagacji, od początku układu współrzędnych, odcinków proporcjonalnych do  $1/n$  ( $v' = c/n'$ ,  $v'' = c/n''$ ), lub analitycznie przez wstawienie do wzorów zależności  $v_x = v_y = c/n_0$  i  $v_z = c/n_e$ . Otrzymuje się

$$v'^2 = v_0^2, \quad (46)$$

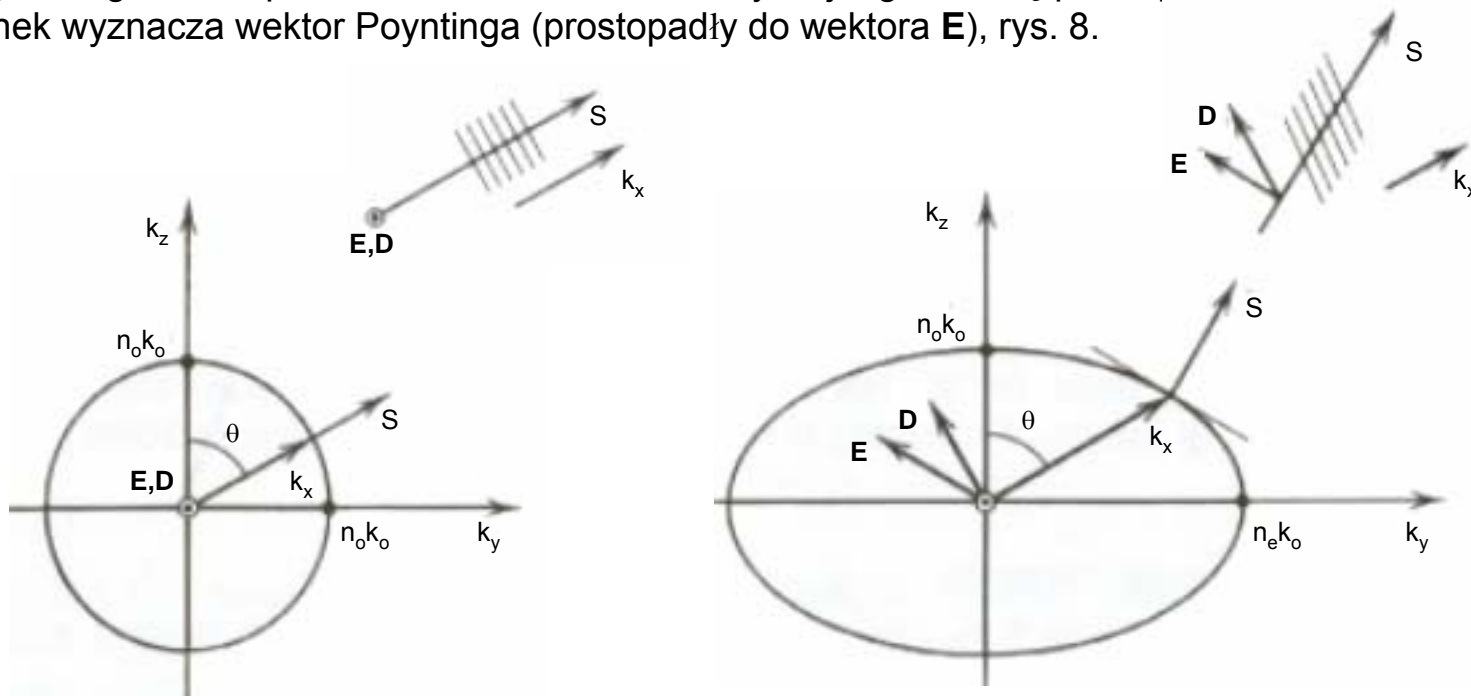
$$v''^2 = v_0^2 \cos^2\theta + v_e^2 \sin^2\theta. \quad (47)$$

Prędkość  $v'$  zaburzenia zwyczajnego nie zależy od kierunku propagacji podczas gdy prędkość fali nadzwyczajnej  $v''$  zmienia się z kątem  $\theta$  i tylko dla  $\theta = 0$  (propagacja wzdłuż osi optycznej)  $v'' = v'$ . Na rys. 7 pokazano krzywe zmian prędkości zaburzeń w płaszczyźnie zawierającej oś optyczną i prostopadłej do niej dla kryształu dodatniego  $n_e > n_0$  ( $v_e < v_0$ ).



Rys. 7 Przekroje powierzchni falowych w płaszczyźnie zawierającej oś optyczną (a) i prostopadłej do niej (b) dla kryształu dodatniego  $n_e > n_0$ ,  $v_e < v_0$ .

Podobną analizę można przeprowadzić dla propagacji promieni zaburzenia nadzwyczajnego. W tym przypadku kierunek transportu energii nie pokrywa się z kierunkiem  $\mathbf{k}$  normalnej do czoła falowego (prostopadłym do wektora  $\mathbf{D}$ ). W ogólności, promienie zaburzenia nadzwyczajnego nie są prostopadłe do ich czoła falowego, a ich kierunek wyznacza wektor Poyntinga (prostopadły do wektora  $\mathbf{E}$ ), rys. 8.



Rys. 8 Zaburzenia: zwyczajne i nadzwyczajne, fala płaska propagująca się w kierunku  $\mathbf{k}$  pod kątem  $\theta$  do osi optycznej z w kryształcie jednoosiowym. a) fala zwyczajna, b) fala nadzwyczajna.

### Przejęcie fali płaskiej przez anizotropową płytkę płaskorównoległą (podwójne załamanie)

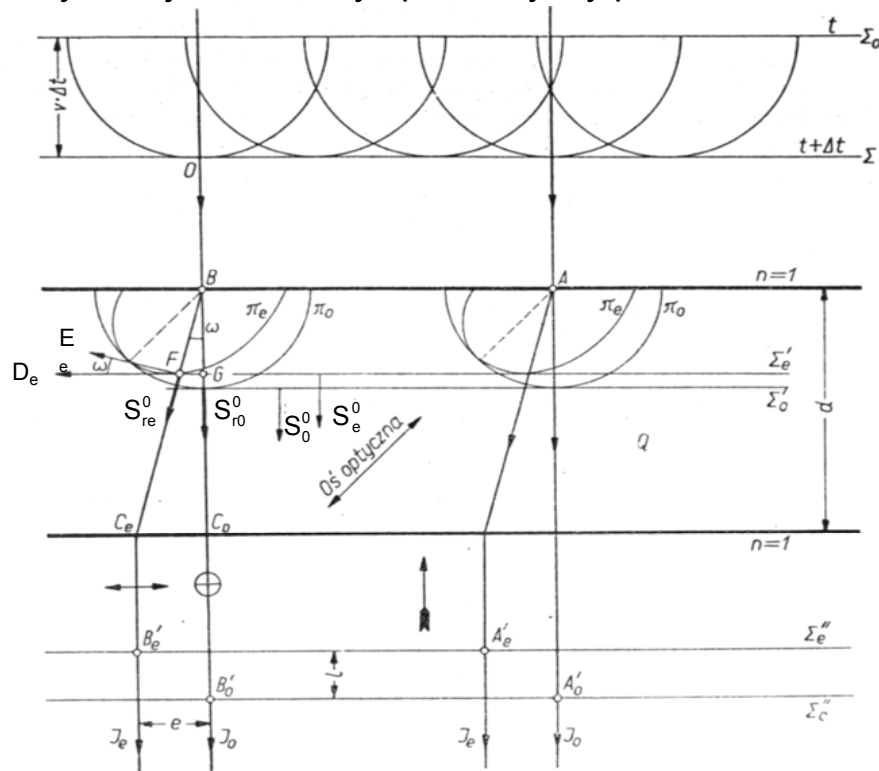
Rozważmy teraz załamanie fali płaskiej na powierzchni rozgraniczającej ośrodek izotropowy (np. powietrze,  $n = 1$ ) i ośrodek anizotropowy. Warunek dopasowania fazy na powierzchni rozdziału wymaga, aby

$$k_0 \sin \theta_i = k \sin \theta, \quad (48)$$

gdzie  $\theta_i$  i  $\theta$  oznaczają kąty padania i załamania. Jednakże w ośrodku anizotropowym liczba falowa  $k = n(\theta) k_0$  zależy od kąta załamania  $\theta$  i stąd

$$\sin \theta_i = n(\theta) \sin \theta. \quad (49)$$

Z powodu anizotropowości ośrodka należy spodziewać się dwóch wiązek załamanych o różnych kierunkach propagacji i polaryzacjach. Sytuację pokazuje rys. 9, gdzie zilustrowano przypadek przechodzenia przez kryształ jednoosiowy i płaszczyzny padania równoległej do osi optycznej.



Rys. 9 Przechodzenie fali płaskiej przez płytkę płaskorównoległą z jednoosiowego materiału anizotropowego.

spolaryzowane liniowo i wzajemnie prostopadłe, a ich wektory indukcji elektrycznej  $\mathbf{D}$  są prostopadłe do kierunków rozchodzenia się tych zaburzeń (wyznaczonych wektorami  $\mathbf{s}_e^0$  i  $\mathbf{s}_0^0$ ). Dla zaburzenia nadzwyczajnego wektor  $\mathbf{D}_e$  leży w płaszczyźnie zawierającej oś optyczną, zaś wektor  $\mathbf{D}_0$  leży w płaszczyźnie prostopadłej.

Z każdego punktu fali płaskiej docierającej do granicy dwóch ośrodków rozchodzą się fale wtórne w postaci dwóch zaburzeń: zwyczajnego i nadzwyczajnego. Po pewnym czasie fale wtórne tworzą powierzchnie falowe  $\pi_0$  i  $\pi_e$  charakterystyczne dla danego kryształu i kierunku osi optycznej. Obwiedniami tych fal są powierzchnie  $\Sigma_e'$  i  $\Sigma_0'$  stanowiące płaskie powierzchnie falowe w ośrodku anizotropowym. Należy zwrócić uwagę, że warunek dopasowania fazowego jest spełniony: czoła falowe obydwu załamanych zaburzeń są równoległe do powierzchni rozdziału ośrodków i powierzchni czoła falowego wiązki padającej. Promień  $OB$  w ośrodku izotropowym, prostopadły do czoła falowego, w ośrodku anizotropowym zostaje rozdzielony na dwa promienie:  $BC_0$  i  $BC_e$ . Promień zwyczajny  $BC_0$ , o sferycznym czole falowym, rozchodzi się zgodnie z prawami ośrodka izotropowego. Promień nadzwyczajny  $BC_e$ , mimo padania wzdłuż normalnej do powierzchni rozdziału ( $\theta_i = 0$ ), zostaje załamany o kąt  $\omega$ , którego wartość zależy od położenia osi optycznej i różnicy współczynników załamania  $n_e - n_0$ . Z równań Maxwella można również udowodnić, jak wspomniano wyżej, że oba zaburzenia są

Ponieważ kierunek rozchodzenia się energii  $\mathbf{s}_r$  jest prostopadły do wektora elektrycznego, w przypadku promienia nadzwyczajnego nie może się on pokrywać kierunkiem rozchodzenia się fali  $\mathbf{s}_e$ . Miarą prędkości fali jest odcinek BG, a prędkości promienia odcinek BF.

Z dotychczasowych rozważań wynika, że wiązka o płaskim czole falowym padająca na płytkę płaskorównoległą z materiału dwójłomnego pod kątem  $\theta_i = 0$  tworzy dwie wiązki o płaskich czołach falowych przesunięte względem siebie w przestrzeni:

- ◆ w kierunku rozchodzenia się fal o odległość  $l$ ,
- ◆ w kierunku do niego prostopadłym, w płaszczyźnie zawierającej oś optyczną, o odległość  $e$ .

Obydwa przesunięcia zależą od położenia osi optycznej w płytce, jej grubości oraz dwójłomności  $n_e - n_o$ . Dla przypadku pokazanego na rys. 9 mamy  $l = (n_e - n_o)d$ , gdzie  $d$  oznacza grubość płytki.

W przypadku ogólnym zaburzenie nadzwyczajne o czole falowym  $\Sigma_e$  i zaburzenie zwyczajne o czole  $\Sigma_o$  o wzajemnie prostopadłych polaryzacjach liniowych dają w wyniku superpozycji zaburzenie o polaryzacji eliptycznej.

### *Aktywność optyczna*

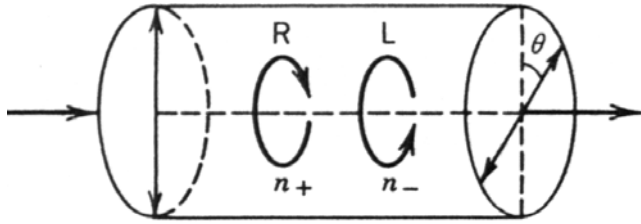
Pewne materiały wykazują tzw. aktywność optyczną, to znaczy powodują obrót płaszczyzny polaryzacji liniowej fali przez nie przechodzącej. W odróżnieniu od dotychczas omówionych ośrodków, w których ortogonalne składowe są spolaryzowane liniowo, ortogonalne składowe ośrodka aktywnego są spolaryzowane kołowo prawo- i lewoskrętnie i propagują się z różnymi prędkościami fazowymi. Przykłady materiałów aktywnych to kwarc, selen, telur, dwutlenek teluru oraz wiele materiałów organicznych.

### *Opis za pomocą rachunku wektorowego Jonesa*

Parametr zdolności skręcającej  $\Gamma_0$  (obróć na jednostkę długości) można wyznaczyć, między innymi, za pomocą rachunku wektorowego Jonesa. Polaryzację liniową można przedstawić jako superpozycję polaryzacji kołowych prawo i lewoskrętnych o jednakowych amplitudach, tzn.

$$\begin{bmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{bmatrix} = \frac{1}{2} e^{-i\psi} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{2} e^{i\psi} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (50)$$

gdzie  $\psi$  oznacza początkowy azymut polaryzacji. Po propagacji na odległości  $d$  mamy



Rys. 10 Obrót  $\Gamma$  płaszczyzny polaryzacji liniowej w ośrodku aktywnym gdy  $n_R < n_L$ .  
 Kołowa składowa prawoskrętna R propaguje się szybciej od składowej lewoskrętniej L,  $\Gamma > 0$ .

$$\frac{1}{2} e^{-i\psi} e^{i\varphi_R} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{2} e^{i\psi} e^{i\varphi_L} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} \cos\left(\psi - \frac{\varphi}{2}\right) \\ \sin\left(\psi - \frac{\varphi}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (51)$$

gdzie  $\varphi_R = 2\pi n_R d / \lambda_0$ ,  $\varphi_L = 2\pi n_L d / \lambda_0$  (zmiany fazy dla polaryzacji prawo i lewoskrętniej),  $\varphi_0 = (\varphi_R + \varphi_L) / 2$ ,  $\varphi = \varphi_L - \varphi_R = 2\pi(n_L - n_R)d / \lambda_0$ . Wektor Jonesa przedstawia wiązkę o polaryzacji liniowej obróconej o kąt  $\varphi/2 = \pi(n_L - n_R)d / \lambda_0$ .

W przypadku zawracania wiązki przez odbicie od zwierciadła ustawionego za ośrodkiem aktywnym i ponownej (przeciwbieżnej do poprzedniej) propagacji przez ten sam ośrodek uzyskuje się pierwotny azymut polaryzacji liniowej.

### Opis za pomocą wektorowej reprezentacji światła spolaryzowanego

Przedstawmy teraz zjawisko aktywności optycznej za pomocą wektorowego opisu światła spolaryzowanego wprowadzonego przez Fresnela i nadal często stosowanego.

Dla przypomnienia, składowe pola wiązki płaskiej propagującej się wzdłuż osi z mają postać

$$E_x(z,t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t + \delta_x), \quad E_y(z,t) = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \delta_y).$$

W płaszczyźnie xy konstruujemy wektor  $\mathbf{E}(z,t)$

$$\mathbf{E}(z,t) = E_x(z,t)\mathbf{i} + E_y(z,t)\mathbf{j}, \quad (52)$$

gdzie  $\mathbf{i}$  i  $\mathbf{j}$  są wektorami jednostkowymi dla kierunków x i y. Mamy teraz

$$\mathbf{E}(z,t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t + \delta_x)\mathbf{i} + E_{0y} \cos(kz - \omega t + \delta_y)\mathbf{j}. \quad (53)$$

Pole optyczne można również zapisać jako

$$E_x(z,t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t + \delta_x) = \text{Re} \{E_{0x} \exp[i(kz - \omega t + \delta_x)]\}, \quad (54)$$

$$E_y(z,t) = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \delta_y) = \text{Re} \{E_{0y} \exp[i(kz - \omega t + \delta_y)]\}, \quad (55)$$

W postaci zespolonej wektor  $\mathbf{E}(z,t)$  ma postać

$$\mathbf{E}(z,t) = E_{0x} \exp(i\delta_x)\mathbf{i} + E_{0y} \exp(i\delta_y)\mathbf{j}. \quad (56)$$

W ostatnim wzorze pominięto czynnik  $\exp(i(kz - \omega t))$ , gdyż znika on przy obliczaniu intensywności. Modyfikując zapis wzoru (56) do postaci

$$\mathbf{E}(z,t) = E_{0x}\mathbf{i} + E_{0y} \exp(i\delta)\mathbf{j} \quad (57)$$

i wprowadzając ponownie  $\exp(i(kz - \omega t))$  do (57), po uwzględnieniu tylko części rzeczywistej uzyskujemy zapis

$$\mathbf{E}(z,t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t)\mathbf{i} + E_{0y} \cos(kz - \omega t + \delta)\mathbf{j} \quad (58)$$

stanowiący wektorową reprezentację światła spolaryzowanego eliptycznie. Dla szczególnych wartości  $\delta$  równych  $0^\circ$  i  $180^\circ$  dostajemy światło spolaryzowane liniowo o azymucie  $\psi$ ,  $\tan \psi = E_{0y} / E_{0x}$ . Gdy jedna z wartości  $E_{0y}$  lub  $E_{0x}$  jest równa zero, otrzymujemy światło spolaryzowane liniowo, odpowiednio, poziomo lub pionowo. Ogólnie, dla światła spolaryzowanego liniowo

$$\mathbf{E}(z,t) = (E_{0x} \mathbf{i} \pm E_{0y} \mathbf{j}) \cos(kz - \omega t). \quad (59)$$

Inny specjalny przypadek występuje dla  $\delta = -90^\circ$  lub  $90^\circ$ , przy którym elipsa polaryzacji redukuje się do standardowej postaci. Kolejne uproszczenie to postać koła jeśli  $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ . Dla  $\delta = -90^\circ$  wzór (58)

$$\mathbf{E}(z,t) = E_0 [\cos(kz - \omega t)\mathbf{i} + \sin(kz - \omega t)\mathbf{j}], \quad (60)$$

a dla  $\delta = 90^\circ$

$$\mathbf{E}(z,t) = E_0 [\cos(kz - \omega t)\mathbf{i} - \sin(kz - \omega t)\mathbf{j}]. \quad (61)$$

Wzór (60) opisuje wektor  $\mathbf{E}(z,t)$  obracający się w kierunku przeciwnym do kierunku obrotu wskazówek zegara z częstotliwością kołową  $\omega$ , czyli opisuje światło spolaryzowane kołowe lewoskrętnie,  $\mathbf{E}_l(z,t)$ . Wzór (61) opisuje światło spolaryzowane kołowo prawoskrętnie,  $\mathbf{E}_r(z,t)$ . Zauważmy również, że

$$\mathbf{E}_l(z,t) + \mathbf{E}_r(z,t) = 2E_0 \cos(\omega t - kz)\mathbf{i} = E_x(z,t)\mathbf{i}. \quad (62)$$

**Wniosek :** światło spolaryzowane liniowo można uzyskać z dwóch wiązek równych amplitudach i przeciwnych polaryzacjach kołowych. Nierówność amplitud prowadzi do polaryzacji eliptycznej.



Zastosujmy teraz powyższą reprezentację do opisu propagacji wiązki przez ośrodek optycznie aktywny. Fresnel zasugerował, że dla wiązki o polaryzacji kołowej prawoskrętnej mamy w takim ośrodku liczbę falową  $k_R$ , a dla wiązki lewoskrętnej liczbę falową  $k_L$ . Zapiszmy teraz  $E_x(z,t)$  i  $E_y(z,t)$  oddzielnie. Pominie my czynnik  $\omega t$  gdyż nie będzie on odrywał roli w ostatecznym zapisie.

Dla składowej  $E_x(z)$ , posługując się składowymi zaburzeniami kołowymi, wzory (60) i (61) mamy

$$\mathbf{E}_{Rx}(z) = \frac{1}{2} E_x [\cos(k_R z)\mathbf{i} - \sin(k_R z)\mathbf{j}], \quad (63a)$$

$$\mathbf{E}_{Lx}(z) = \frac{1}{2} E_x [\cos(k_L z)\mathbf{i} + \sin(k_L z)\mathbf{j}]. \quad (63b)$$

Po dodaniu (63a) i (63b) w płaszczyźnie  $z = 0$  otrzymujemy

$$\mathbf{E}_{Rx}(0) + \mathbf{E}_{Lx}(0) = E_x \mathbf{i}. \quad (64)$$

Podobnie dla składowej  $E_y(z)$  można zapisać

$$\mathbf{E}_{Ry} = \frac{1}{2} E_y [\sin(k_R z)\mathbf{i} + \cos(k_R z)\mathbf{j}], \quad (65a)$$

$$\mathbf{E}_{Ly} = \frac{1}{2} E_y [-\sin(k_L z)\mathbf{i} + \cos(k_L z)\mathbf{j}]. \quad (65b)$$

$$\mathbf{E}_{Ry}(0) + \mathbf{E}_{Ly}(0) = E_y \mathbf{j}. \quad (66)$$

Całkowite pole optyczne w ośrodku aktywnym

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'(z) = E_x' \mathbf{i} + E_y' \mathbf{j} = \mathbf{E}_{Rx} + \mathbf{E}_{Lx} + \mathbf{E}_{Ry} + \mathbf{E}_{Ly} = \mathbf{i} \{ (E_x/2) [\cos k_R z + \cos k_L z] + (E_y/2) [\sin k_R z - \sin k_L z] \} \\ + \mathbf{j} \{ (-E_x/2) [\sin k_R z - \sin k_L z] + (E_y/2) [\cos k_R z + \cos k_L z] \}. \end{aligned} \quad (67)$$

Po skorzystaniu z zależności trygonometrycznych i opuszczeniu wyrazów nie mających wpływu na rozważane właściwości zjawiska otrzymujemy

$$E_x'(z) = \frac{E_x}{2} \cos \frac{(k_R - k_L)z}{2} + \frac{E_y}{2} \sin \frac{(k_R - k_L)z}{2} \quad (68a)$$

$$E_y'(z) = -\frac{E_x}{2} \sin \frac{(k_R - k_L)z}{2} + \frac{E_y}{2} \cos \frac{(k_R - k_L)z}{2} \quad (68b)$$

Zauważając, że wzory (68a) i (68b) opisują obroty  $E_x$  i  $E_y$ , można je przedstawić w postaci wektora Stokesa i macierzy Muellera jako

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Gamma & \sin 2\Gamma & 0 \\ 0 & -\sin 2\Gamma & \cos 2\Gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (69a)$$

gdzie

$$\Gamma = \frac{1}{2} (k_R - k_L) z. \quad (69b)$$

Kąt obrotu  $\Gamma$  można wyrazić za pomocą współczynników załamania  $n_R$  i  $n_L$  ośrodka i długości fali  $\lambda$

$$k_R = k_0 n_R = (2\pi/\lambda) n_R, \quad (70a)$$

$$k_L = k_0 n_L = (2\pi/\lambda) n_L, \quad (70b)$$

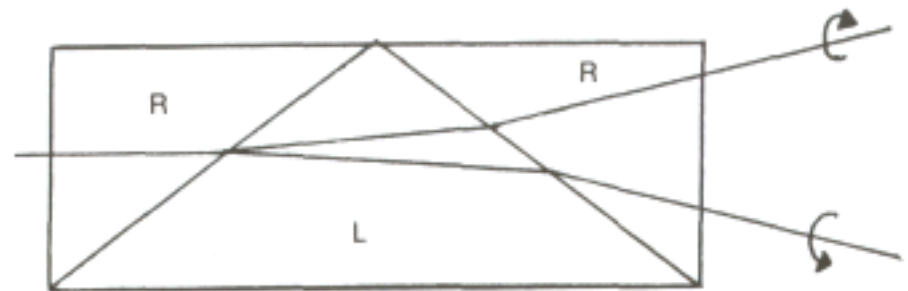
gdzie  $k_0 = 2\pi/\lambda$ . Jeśli  $n_R \leq n_L$  ośrodek jest ośrodkiem prawoskrętnym, jeśli  $n_R \geq n_L$  mamy do czynienia z ośrodkiem lewoskrętnym. Podstawiając (70) do (69)

$$\Gamma = \pi |(n_R - n_L)| z / \lambda. \quad (71)$$

Wielkość  $\Gamma_0 = \Gamma/d$ , gdzie  $d$  oznacza drogę geometryczną światła w ośrodku aktywnym, nosi nazwę zdolności skręcającej. Dla kwarcu (oświetlenie lampą sodową) mamy  $21.7^\circ/\text{mm}$ , skąd  $|n_R - n_L| = 7.1 \times 10^{-5}$ .

Fresnel wykazał istnienie składowych kołowych i rozdzielił je za pomocą oryginalnej konstrukcji pryzmatu złożonego z kwarcu typu R i L, patrz rys. 11.

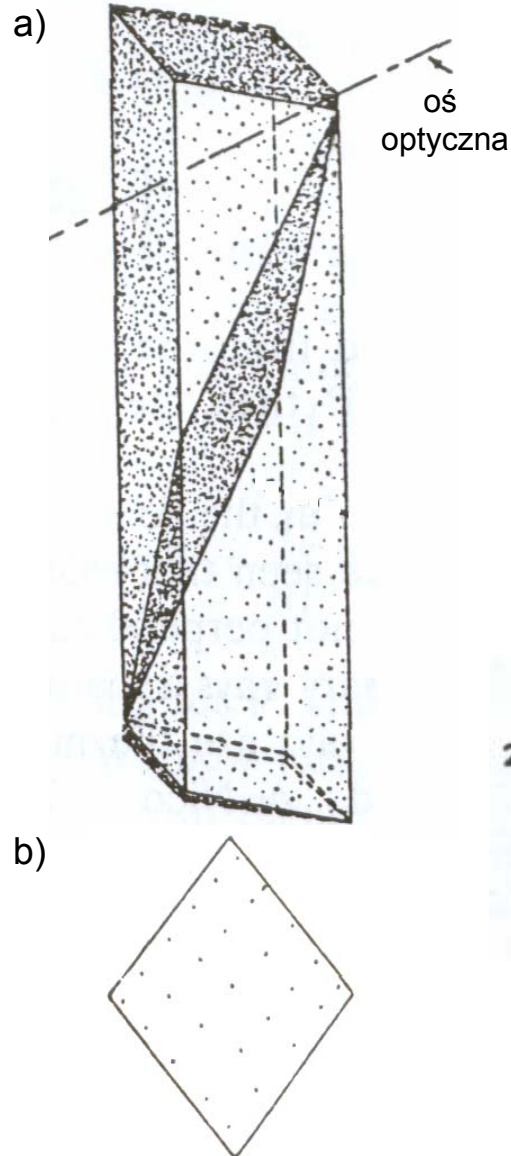
Na każdej powierzchni załamującej rośnie kątowa separacja między składowymi kołowymi, gdyż składowa prawoskrętna rozchodzi się szybciej w kwarcu R i wolniej w kwarcu L. Odwrotna sytuacja dotyczy składowej lewoskrętnej. Pierwsza składowa uginana jest ku górze, druga w dół.



Rys. 11 Konstrukcja pryzmatu Fresnela do wizualizacji aktywności optycznej i kołowej polaryzacji światła

## Polaryzatory wykorzystujące zjawisko dwójłomności

### Pryzmat Nicola



Rys. 12 Budowa pryzmatu Nicola (a), przekrój poprzeczny (b).

Pryzmat Nicola ma już znaczenie historyczne (pierwszy skonstruowany pryzmat polaryzacyjny) i został wyparty przez inne pryzmaty takie jak Glana-Thompsona, Glana-Foucaulta, Rochona czy Wollastona (patrz dalsza część wykładu). Jest on jednak często omawiany dla celów dydaktycznych.

Dwie części składowe pryzmatu Nicola są wykonane z kalcytu. Płaszczyzny cięcia pryzmatów składowych tworzą kąt  $90^\circ$  z płaszczyzną zawierającą oś optyczną i normalną do powierzchni czołowych (wejściowej i wyjściowej), są one sklejone balsamem kanadyjskim o współczynniku załamania 1.53. Wartość ta mieści się między współczynnikami załamania kalcytu  $n_o = 1.658$  i  $n_e = 1.486$ . Zasada działania pryzmatu polega na eliminacji zaburzenia zwyczajnego (poprzez całkowite wewnętrzne odbicie i absorpcję) i transmisji zaburzenia nadzwyczajnego.

Przedstawmy typowe obliczenia dla biegu promienia zwyczajnego w pryzmacie Nicola. Niech kąt padania niespolaryzowanej wiązki światła na wejściową powierzchnię czołową wynosi  $22^\circ$ , rys. 13.



Rys. 13 Schemat biegu promienia zwyczajnego w pryzmacie Nicola

#### Należy wyznaczyć:

- ◆ kąt załamania  $i_1'$  promienia o na pierwszej powierzchni,
- ◆ kąt graniczny dla całkowitego wewnętrznego odbicia w kalcycie przy padaniu na warstwę balsamu kanadyjskiego,
- ◆ kąt padania  $i_2$  na powierzchnię warstwy balsamu kanadyjskiego.

Ad. a)

$$n_{\text{pow}} \sin 22^\circ = n_{\text{okalc}} \sin i_1'$$

$$0.375 = 1.658 \sin i_1'$$

$$\sin i_1' = 0.22594$$

$$i_1' = 13.06^\circ$$

Ad. b)

$$n_{\text{kalc}} \sin i_{\text{gran}} = n_{\text{bals}} \sin 90^\circ \quad (\text{dla całk. wewn. odbicia})$$

$$\sin i_{\text{gran}} = 1.53 / 1.658$$

$$i_{\text{gran}} = 67.3^\circ$$

Ad. c)

$$i_1' + i_2 + 90^\circ = 180^\circ \quad \text{skąd} \quad i_2 = 90^\circ - i_1' = 76.94^\circ > i_{\text{gran}}$$

Kąt padania  $i_2 = 76.94^\circ$  jest większy od kąta granicznego  $67.3^\circ$ . A więc promień zwyczajny o zostanie odbity od warstwy balsamu kanadyjskiego.

Pryzmaty Nicola są doskonałymi polaryzatorami, ale są one drogie i mają ograniczone pole do około  $28^\circ$ .

### Polaryzatory (pryzmaty) Glana-Foucaulta i Glana-Thompsona

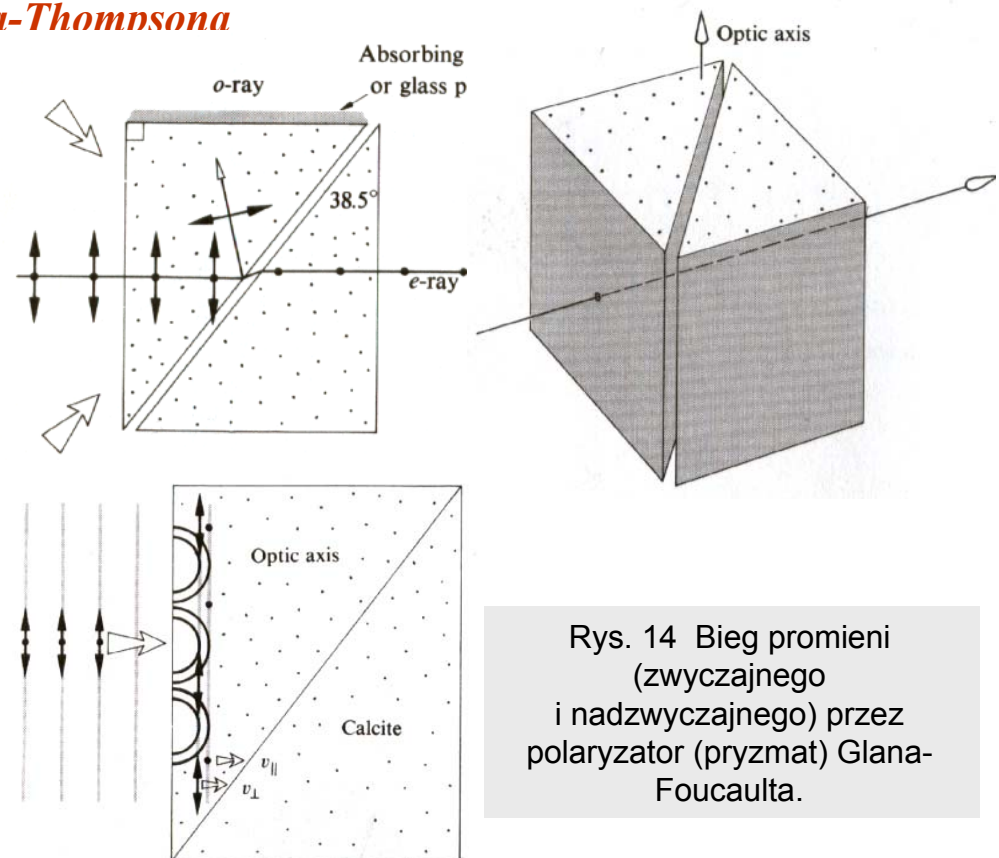
Polaryzator Glana-Foucaulta (Glana-powietrze) jest zbudowany z dwóch pryzmatów prostokątnych wykonanych z kalcytu; pasmo widmowe od około 230 nm do 5000 nm. Bieg promieni o i e pokazuje rysunek 14.

Gdy kąt padania na powierzchnię kalcyt/powietrze wynosi  $i_{c/a}$ , należy zapewnić aby

$$n_e < 1 / \sin i_{c/a} < n_o.$$

Spełnienie tego warunku prowadzi do całkowitego wewnętrznego odbicia promienia zwyczajnego.

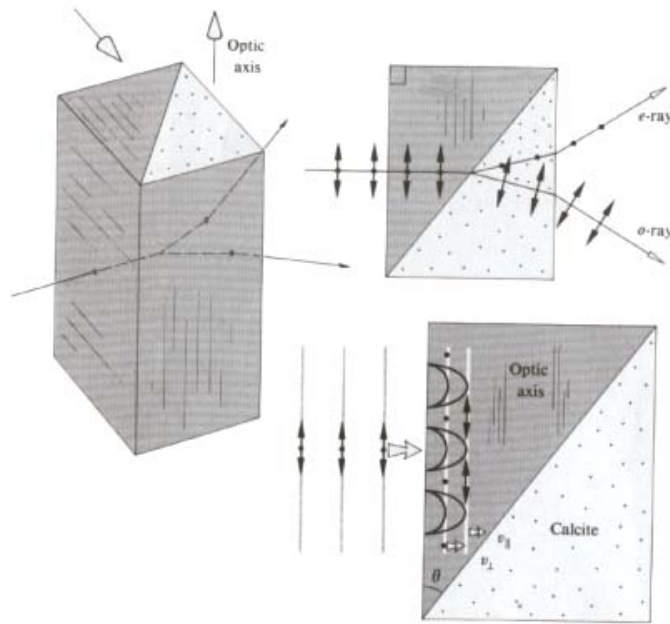
Jeśli pryzmaty są sklejone (w ultrafiolecie: gliceryna lub olej mineralny) i mają odpowiednio dobrany kąt łamiący  $\alpha$  - to taki polaryzator (pryzmat) nosi nazwę Glana-Thompsona. Jego apertura wynosi około  $30^\circ$ , dla polaryzatora Glana-Foucaulta tylko około  $10^\circ$ . W przypadku polaryzatora G-F można jednak stosować promieniowanie laserowe o większej



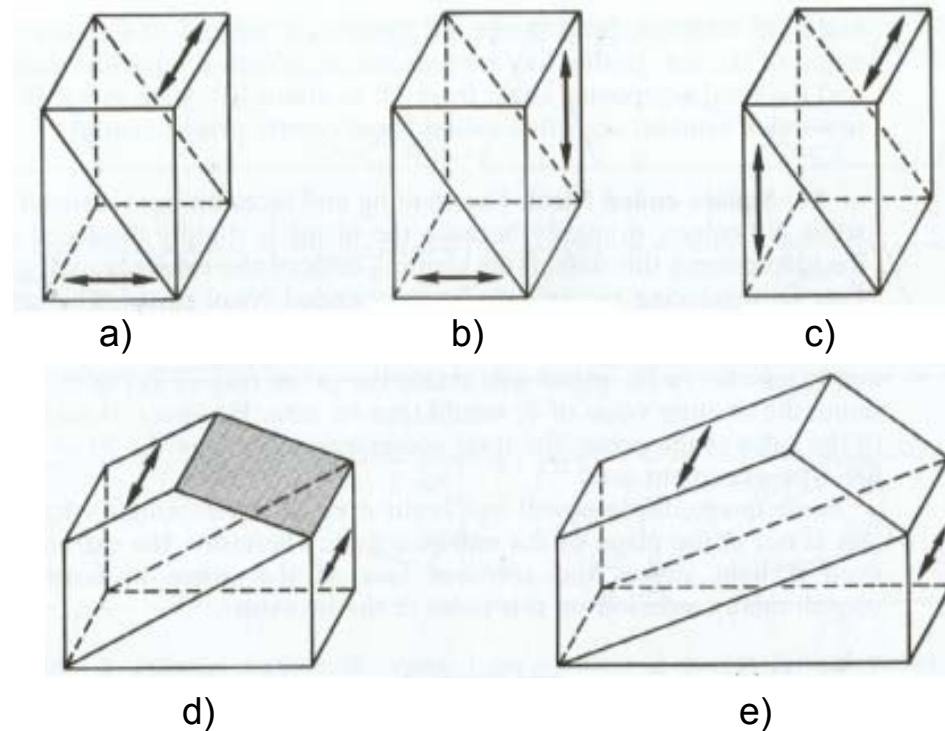
Rys. 14 Bieg promieni (zwyczajnego i nadzwyczajnego) przez polaryzator (pryzmat) Glana-Foucaulta.

mocy. Przy pracy ciągłej dopuszczalne powierzchniowe gęstości mocy wynoszą: dla polaryzatora G-T około  $1 \text{ W/cm}^2$ , dla G-F: około  $100 \text{ W/cm}^2$ .

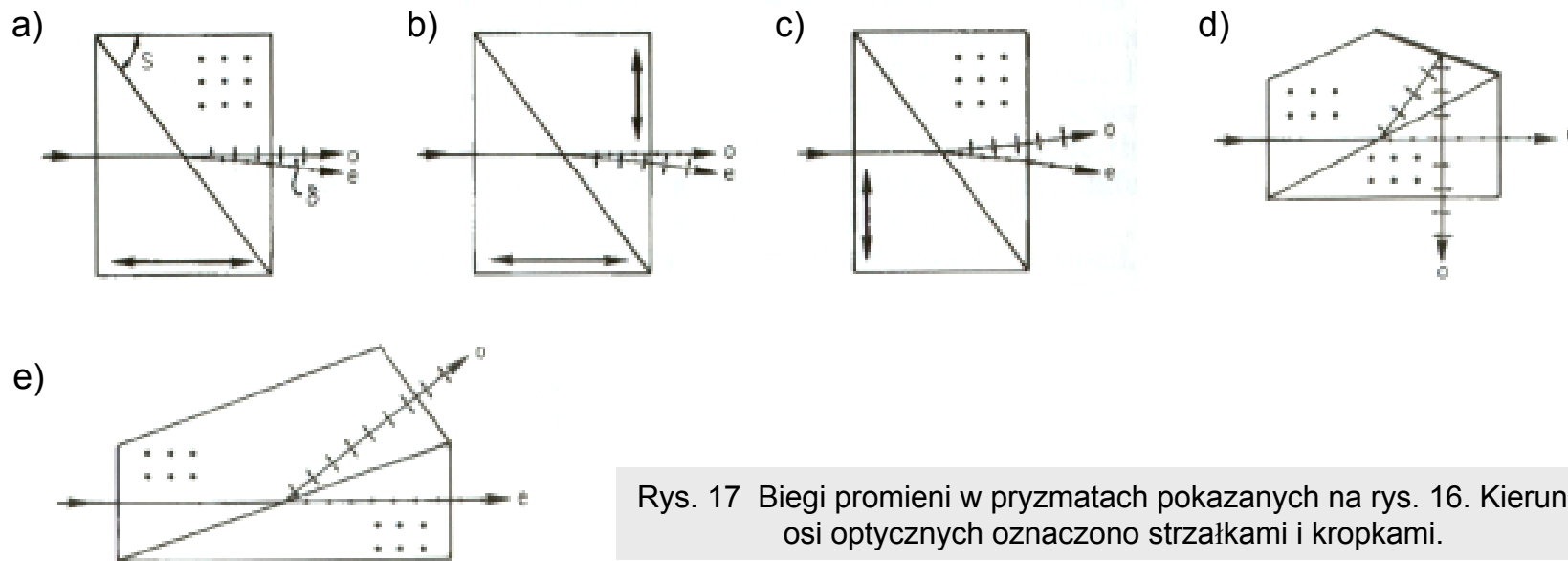
Przez sklejenie pryzmatów dwójłomnych z różnie zorientowanymi osiami optycznymi uzyskuje się kątowe rozdzielanie promieni spolaryzowanych w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach. Podział następuje w wyniku niejednakowego załamania składowych na granicy dwóch ośrodków, z których przynajmniej jeden jest dwójłomny. Poniżej pokazano bieg promieni w tzw. pryzmacie Wollastona oraz rysunki innych, wybranych polaryzatorów dwójłomnych.



Rys. 15 Bieg promieni w pryzmacie (polaryzatorze) Wollastona.



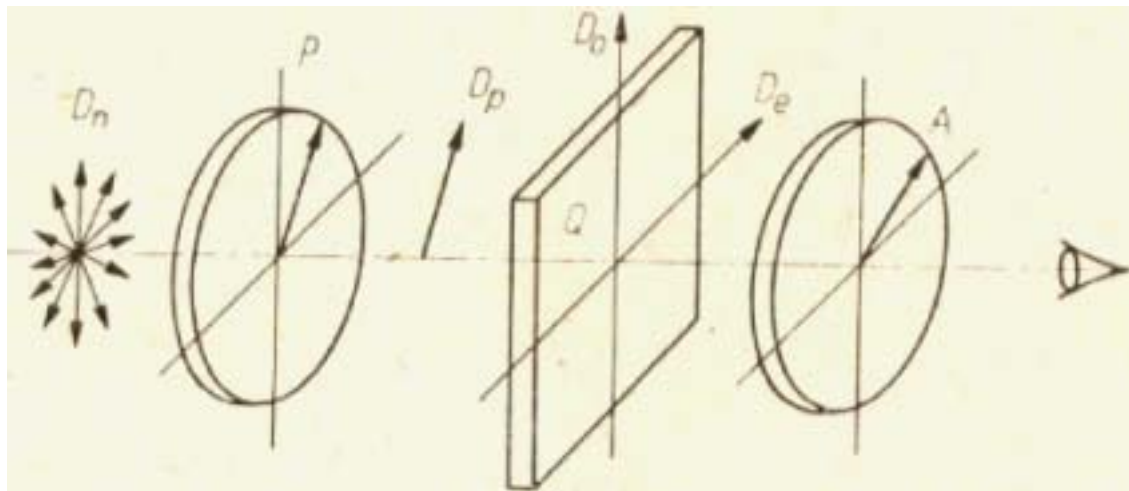
Rys. 16 Trójwymiarowa reprezentacja różnych polaryzatorów z rozdzielaniem wiązki zwyczajnej i nadzwyczajnej na wyjściu: a) pryzmat Rochona, b) pryzmat Senarmonta, c) pryzmat Wollastona, d) pryzmat Fostera (zaciemniona powierzchnia – powierzchnia odbijająca), e) wersja pryzmatu Glana-Thompsona.



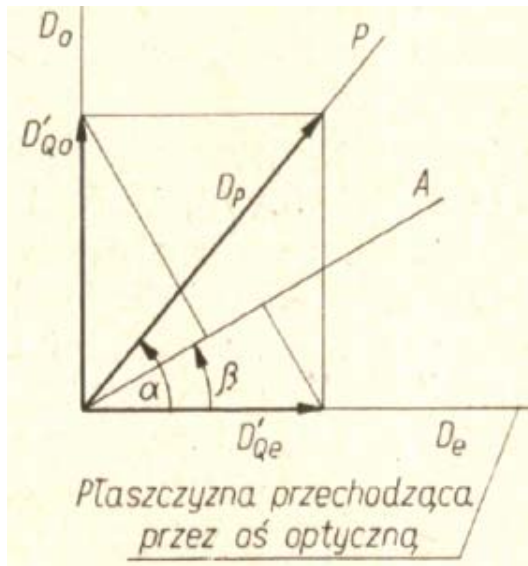
Rys. 17 Biegi promieni w pryzmatach pokazanych na rys. 16. Kierunki osi optycznych oznaczono strzałkami i kropkami.

### Transmisja światła spolaryzowanego przez płytkę dwójłomną

Rozważmy teraz przejście światła spolaryzowanego liniowo przez płytkę wykonaną z materiału dwójłomnego. Sytuację pokazuje rys. 18.



Rys. 18 Przejście światła spolaryzowanego liniowo przez płytkę wyciętą z materiału dwójłomnego. P – polaryzator, Q – płytkę z materiału dwójłomnego, A – analizator, D – wektory indukcji elektrycznej (w poszczególnych elementach polaryzacyjnych P, Q i A).



Rys. 19 Usytuowanie płaszczyzn przepuszczania polaryzatora i analizatora względem układu współrzędnych w celu wyznaczenia składowych pola optycznego.

Celem jest wyznaczenie i analiza intensywności za analizatorem w funkcji azymutów polaryzatora ( $\alpha$ ) i analizatora ( $\beta$ ) odniesionych do układu współrzędnych o osiach odpowiadających kierunkom wektorów indukcji elektrycznej zaburzenia zwyczajnego ( $D_o$ ) i nadzwyczajnego ( $D_e$ ) w płytce. Przypomnijmy, że  $D_e$  leży w płaszczyźnie przekroju głównego zawierającej oś optyczną.

Gdy  $\alpha = 0$  lub  $\alpha = \pi/2$ , płytka nie wpływa na stan polaryzacji wiązki. Załóżmy dowolny kąt  $\alpha$  między płaszczyzną drgań polaryzatora a osią  $D_e$  (kierunkiem wektora indukcji elektrycznej fali nadzwyczajnej). Zaburzenia składowe w płytce opisują zależności

$$D_{Qe} = D_P \cos\alpha, \quad (72a)$$

$$D_{Qo} = D_P \sin\alpha, \quad (72b)$$

gdzie  $D_P$  oznacza amplitudę zaburzenia padającego na płytkę dwójłomną. Za analizatorem mamy następujące składowe

$$D_{Ae} = D_{Qe} \cos\beta, \quad (73a)$$

$$D_{Ao} = D_{Qo} \sin\beta. \quad (73b)$$

Wynikowe zaburzenie nadzwyczajne za analizatorem opisuje wzór

$$D_{Ae}' = D_{Ae} \exp(-i\omega t) \exp(i\delta), \quad (74a)$$

a zaburzenie zwyczajne dane jest wzorem

$$D_{Ao}' = D_{Ao} \exp(-i\omega t). \quad (74b)$$

Wyraz  $\exp(i\delta)$  uwzględnia różnicę fazy między tymi zaburzeniami spowodowaną przejściem przez płytkę. Zaburzenia interferują za analizatorem (zostały wytworzone z wiązki liniowo spolaryzowanej przez polaryzator P, analizator A sprowadza je do wspólnej płaszczyzny drgań).

$$D_A' = D_{Ae}' + D_{Ao}' = D_P [\sin\alpha \sin\beta + \cos\alpha \cos\beta \exp(i\delta)] \exp(-i\omega t). \quad (75)$$

Intensywność za analizatorem wynosi

$$I_A = D_A' D_A'^* = I_P [\cos^2\alpha\cos^2\beta + \sin^2\alpha\sin^2\beta + \frac{1}{2} \sin 2\alpha\sin 2\beta\cos\delta] . \quad (76)$$

Umieszczenie płytki dwójłomnej między P i A uzależnia intensywność światła na wyjściu od różnicy fazy  $\delta = 2\pi l/\lambda$  między zaburzeniem nadzwyczajnym i zwyczajnym.

Przeprowadźmy analizę wpływu kątów  $\alpha$  i  $\beta$  na intensywność. Wyznamy warunki, przy których uzyskuje się maksymalny kontrast prążków oraz maksymalną wartość intensywności światła przechodzącego. Wzór (76) można przekształcić do postaci

$$I_A = I_P [\cos^2(\alpha + \beta) + \sin 2\alpha\sin 2\beta\cos^2(\delta/2)] . \quad (77)$$

Rozpatrzmy najpierw przypadek, kiedy płaszczyzny drgań P i A leżą w tej samej ćwiartce podziału kąowego, tzn.

$$\sin 2\alpha\sin 2\beta > 0. \quad (78)$$

Z uwagi na zmiany  $\delta$  otrzymuje się

$$I_{Amax} = I_P [\cos^2(\alpha + \beta) + \sin 2\alpha\sin 2\beta], \quad (79a)$$

$$I_{Amin} = I_P \cos^2(\alpha + \beta). \quad (79b)$$

Jasny prążek występuje gdy

$$\delta = 2\pi l/\lambda = 2m\pi; m = 0, +/-1, +/-2, \dots \quad (80a)$$

$$l_j = m\lambda . \quad (80b)$$

Ciemny prążek występuje dla

$$l_c = (\lambda/2) + m\lambda . \quad (80c)$$

Maksymalny kontrast  $C = 1$  prążków występuje gdy spełniony jest warunek

$$\cos(\alpha + \beta) = 0, \quad (81a)$$

skąd

$$\alpha + \beta = (\pi/2) + m\pi. \quad (81b)$$



Wtedy  $I_{\min} = 0$ , a  $I_{\max} = \sin 2\alpha \sin 2\beta$ . Najwyższą intensywność prążka otrzymuje się gdy

$$|\sin 2\alpha| = 1 \quad \text{oraz} \quad |\sin 2\beta| = 1, \quad (82a)$$

co w połączeniu z poprzednimi wynikami daje

$$\alpha = \beta = \pi/4 \quad \text{lub} \quad \alpha = \beta = 3\pi/4. \quad (82b)$$

Płaszczyzny drgań P i A powinny być więc równoległe i tworzyć kąt  $\pi/4$  z płaszczyzną przechodzącą przez oś optyczną płytki.

Z podobnej analizy dla kątów  $\alpha$  i  $\beta$  leżących w różnych ćwiartkach, tzn.

$$\sin 2\alpha \sin 2\beta < 0 \quad (83)$$

wynika, że optymalne warunki występują gdy płaszczyzny drgań wektora D polaryzatora ( $D_P$ ) i analizatora ( $D_A$ ) są wzajemnie prostopadłe i tworzą z płaszczyzną przechodzącą przez oś kryształu kąt  $\pi/4$ . Przykładowo, jeśli  $\alpha = \pi/4$  i  $\beta = 3\pi/4$ , wtedy ciemny prążek spełnia zależność

$$I_c = m\lambda, \quad m = 0, +/-1, +/-2, \dots \quad (84a)$$

a jasny prążek

$$I_j = (\lambda/2) + m\lambda. \quad (84b)$$

Tak więc prążki ciemne i jasne dla położenia P i A równoległych i skrzyżowanych względem siebie zamieniają się miejscami.

Z wyprowadzonego wzoru ogólnego (76) wynika, że  $I_A$  jest funkcją kąta obrotu analizatora  $\beta$ . Jeżeli  $\cos \delta = 0$ , tzn.  $\delta = (\pi/2) + m\pi$ , oraz  $\cos \alpha = \sin \alpha$ ; tzn.  $\alpha = \pi/4$  lub  $3\pi/4$ , wówczas  $I_a = I_p/2$ , niezależnie od kąta  $\beta$ . W tym przypadku mamy polaryzację kołową i obrót analizatora nie zmienia intensywności światła na wyjściu. Dla innych wartości kątów  $\delta$  i  $\alpha$  obrót analizatora zmienia  $I_A$  (patrz również poprzednie części wykładu dotyczące matematycznych opisów polaryzacji).

## Płytki opóźniające (fazowe)

Fazowe płytki opóźniające wykonuje się z materiałów anizotropowych w postaci płytek płaskorównoległych o płaszczyznach tworzących wyciętych równoległe do kierunku osi optycznej. Przy prostopadłym padaniu światła na płytkę na wyjściu otrzymuje się, w zależności od parametrów konstrukcyjnych, określone przesunięcie fazowe między składowymi wektora pola elektrycznego. Jedna ze składowych doznaje opóźnienia fazowego względem drugiej, stąd nazwa „płytki opóźniająca”.

Gdy światło propaguje się wzdłuż jednej z osi głównych kryształu, np. osi z, w kierunkach x i y mamy dwa zaburzenia składowe spolaryzowane liniowo, wzajemnie prostopadle. Ponieważ współczynniki załamania wzdłuż osi x i y są różne ( $n_1, n_2$ ), składowe propagują się z różnymi prędkościami  $c_0/n_1$  i  $c_0/n_2$ . Jeśli  $n_1 < n_2$ , oś x jest tzw. osią szybką (szybsza propagacja światła w ośrodku o mniejszym współczynniku załamania). Dla płytki o grubości d opóźnienie fazowe między składowymi wynosi  $(n_2 - n_1)k_0d = 2\pi d(n_2 - n_1)/\lambda_0$ . W przypadku ogólnym, gdy na płytkę pada wiązka spolaryzowana liniowo o dowolnym azymucie, w wyniku superpozycji składowych otrzymuje się polaryzację eliptyczną.

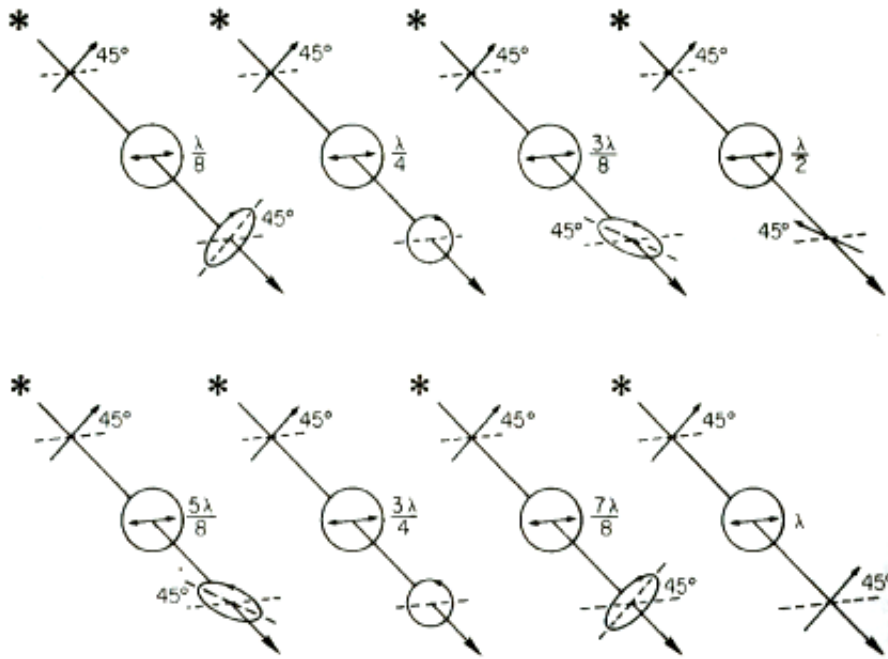


Rys. 20 Dwie płytki płaskorównoległe wycięte z kwarcu i sklejone w sposób subtraktywny (osie optyczne płytek wzajemnie prostopadle).

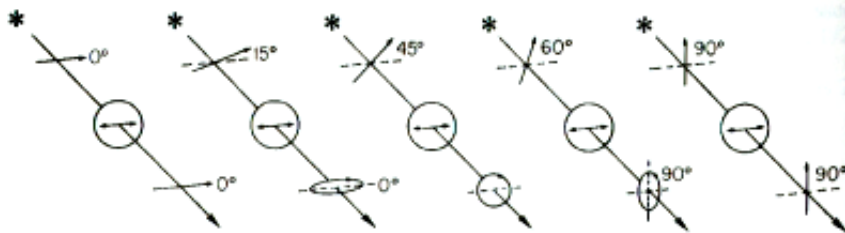
Współczynniki załamania, przykładowo dla miki, wynoszą 1.599 i 1.594 dla  $\lambda_0 = 633$  nm i wprowadzane przesunięcie fazowe wynosi około  $15.8\pi$  radianów/mm grubości materiału. Tak więc folia o grubości  $63.3 \mu\text{m}$  będzie spełniała rolę półfalówki. Szczególnie wygodnym materiałem do wykonywania płytek opóźniających jest kwarc krystaliczny. Płytki wykonuje się zazwyczaj w postaci dwóch płytek o płaszczyznach tworzących wyciętych równoległe do osi optycznej i sklejonych subtraktywnie, patrz rys. 20.

Promień biegnący w pierwszej płytce jako promień zwyczajny staje się promieniem nadzwyczajnym w drugiej płytce i wypadkowa różnica drogi optycznej między promieniami za płytką wynosi  $(n_e - n_o)(l_2 - l_1)$ . Zależy ona od dwójłomności materiału  $n_e - n_o$  oraz różnicy grubości płytek  $l_2 - l_1$ , którą można zmieniać w pewnym zakresie przez pochylenie zespołu płytek.

Rys. 21 pokazuje wpływ płytek dwójłomnych o różnej grubości na stan polaryzacji na wyjściu. Na wszystkich rysunkach wiązka padająca ma polaryzację liniową o azymucie  $45^\circ$ .



Rys. 21 Stany polaryzacji światła po przejściu przez płytkę dwójłomną wprowadzającą skokowe wartości różnicy dróg optycznych. Płytkę o poziomej szybkiej osi.



Rys. 22 Zmiana polaryzacji na wyjściu ćwierćfalówki w funkcji azymutu wejściowej polaryzacji liniowej.

Najczęściej spotykane płytki opóźniające to:

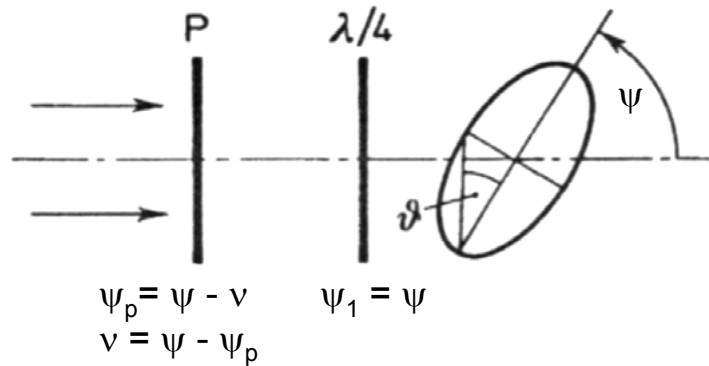
### Ćwierćfalówka

wprowadzająca przesunięcie fazowe między składowe równe  $\pi/2$  lub nieparzystej wielokrotności  $\pi/2$ . Ćwierćfalówkę stosuje się do wytwarzania dowolnego stanu polaryzacji światła. W szczególnym przypadku jest to polaryzacja kołowa – uzyskuje się ją gdy oś szybka lub wolna płytki tworzy kąt  $\pm 45^\circ$  z płaszczyzną polaryzacji liniowej wiązki.

Rys. 22 pokazuje wpływ ćwierćfalówki na polaryzację, gdy oś szybka płytki (w kryształach dodatnich,  $n_e > n_o$ , oś szybka jest prostopadła do osi optycznej) leży w płaszczyźnie poziomej, a azymut polaryzacji liniowej wiązki padającej zmienia się od  $0^\circ$  do  $90^\circ$ .

Dla zerowego azymutu przechodzi tylko promień zwyczajny (kryształ dodatni), stan polaryzacji nie ulega zmianie. Przy wzroście azymutu polaryzacji liniowej wiązka staje się spolaryzowana eliptycznie, oś główna pokrywa się z kierunkiem szybkiej osi płytki;  $\tan \nu = b/a$ . Przy azymucie  $45^\circ$  mamy polaryzację kołową prawoskrętną; przy dalszym wzroście azymutu, między  $45^\circ$  a  $90^\circ$  – polaryzację eliptyczną (tym razem oś duża elipsy jest równoległa do osi wolnej płytki). Przy azymucie polaryzacji liniowej równym  $90^\circ$  wiązka jest spolaryzowana liniowo, a przy dalszym jego wzroście stany polaryzacji powtarzają się i są symetryczne względem wolnej osi, a kierunek skrętności zmienia się z prawo na lewoskrętny.

Na rys. 23 pokazano schemat układu do wytwarzania dowolnego stanu polaryzacji eliptycznej.

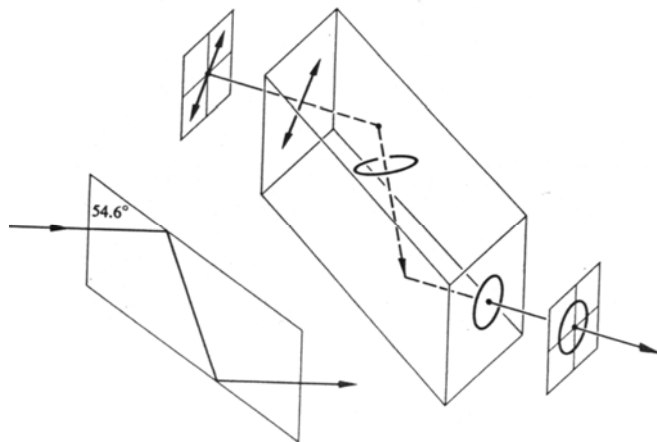


Rys. 23 Wytwarzanie dowolnego stanu polaryzacji eliptycznej.

Na rysunku oznaczono, kolejno, azymuty polaryzatora  $\psi - \nu$  i ćwierćfalówki  $\psi$ . Te dwa elementy tworzą polaryzator eliptyczny. Na jego wyjściu otrzymuje się polaryzację eliptyczną o azymucie osi głównej  $\psi$  (determinowanym przez azymut ćwierćfalówki) i eliptyczności  $\nu$ . Modulacji azymutu ( $\nu = \text{const}$ ) dokonuje się przez jednoczesny obrót polaryzatora i ćwierćfalówki, natomiast zmianę eliptyczności ( $\Psi = \text{const}$ ) realizuje się przez obrót polaryzatora.

Płytkę  $\lambda/4$  stosuje się do analizy stanów polaryzacji – przekształca ona (patrz poprzednia część wykładu) światło spolaryzowane eliptycznie na spolaryzowane liniowo (oś szybka powinna pokrywać się z dużą osią elipsy stanu polaryzacji) i vice versa. Szeroko stosowana w elipsometrii do pomiaru grubości i współczynnika załamania cienkich warstw, do pomiaru dyspersji, dichroizmu kołowego lub naprężeń, w mikroskopii i interferometrii polaryzacyjnej.

Możliwa jest konstrukcja ćwierćfalówki achromatycznej w postaci tzw. rombu Fresnela lub rombu Mooney'a. Rys. 24 przedstawia schematycznie zasadę pierwszego z tych rozwiązań.



Rys. 24 Schemat budowy i działania ćwierćfalówki achromatycznej – tzw. rombu Fresnela.

W szkłe o współczynniku załamania 1.51 przy kącie padania  $54.6^\circ$  ( $\theta_i > \theta_c = \arcsin(1/1.51) = 41.47^\circ$ ) uzyskuje się przesunięcie fazowe między ortogonalnymi składowymi równe  $45^\circ$ . Dwukrotne całkowite wewnętrzne odbicie daje przesunięcie fazowe  $90^\circ$ . Przy azymucie polaryzacji linowej wiązki padającej równym  $45^\circ$ , po pierwszym odbiciu w szkłe uzyskuje się polaryzację eliptyczną, a po drugim odbiciu – polaryzację kołową. Wartość opóźnienia fazowego jest prawie stała w stosunkowo szerokim paśmie widmowym – stąd nazwa „ćwierćfalówka achromatyczna”.

## Półfalówka

wprowadza przesunięcie fazowe  $\pi$  między zaburzenia składowe. Stosowana jest głównie do zmiany azymutu polaryzacji liniowej (patrz poprzednia część wykładu). Przykładowo, gdy płaszczyzna drgań (przepuszczania) polaryzatora tworzy kąt z płaszczyzną przechodzącą przez oś optyczną kryształu, wówczas za płytką półfalową otrzymuje się polaryzację liniową o płaszczyźnie drgań położonej symetrycznie względem płaszczyzny zawierającej oś optyczną. Dla kąta  $45^\circ$  mamy obrót o  $90^\circ$ .

Płytką  $\lambda/2$  zmienia kierunek skrętności (obrotu wektora elektrycznego) światła spolaryzowanego eliptycznie lub kołowo.

## Falówka

wprowadza przesunięcie fazy  $2\pi$  między zaburzenia składowe. Z analizatorem półfalówka tworzy bardzo czuły układ do analizy światła białego.

Gdy analizator jest skrzyżowany względem kierunku liniowej polaryzacji światła padającego, a płytka falowa jest obracana wokół kierunku wiązki padającej, obserwuje się wyraźne zmiany barwy światła przechodzącego. Dla pewnego położenia wygaszane są barwy zielona i żółta, a przepuszczane barwy niebieska i czerwona tworzą barwę purpurową. Nieznaczny obrót płytki falowej powoduje zmianę barwy na czerwoną lub fioletową. Zastosowanie: dokładna wizualna ocena różnicy dróg optycznych i dwójłomności mikroobiektów.

## Kompensatory

Umożliwiają płynną zmianę przesunięcia fazowego między składowymi, a następnie interferującymi falami.

Uzasadnienie nazwy – element o zmiennym opóźnieniu fazowym kompensuje opóźnienie wprowadzane przez obiekt badany.

### Główne typy kompensatorów:

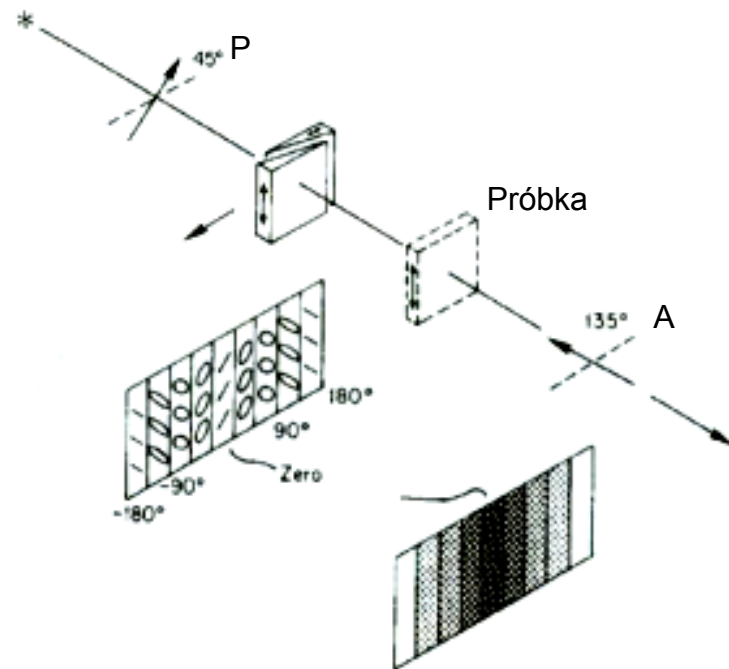
- ◆ Babineta i Soleila: zmiana długości przejścia wiązki przez materiał dwójłomny,
- ◆ Senarmonta: ćwierćfalówka i obrotowy analizator do kompensacji zmiennej eliptyczności wiązki,
- ◆ Berek, Eringhousa: zmiana drogi w materiale dwójłomnym poprzez zmianę kąta padania wiązki,
- ◆ modulatory elektrooptyczne i piezooptyczne – kontrola dwójłomności za pomocą pola elektrycznego i ciśnienia.

## Kompensator Babineta

W pierwszym klinie zaburzenie nadzwyczajne drga w płaszczyźnie poziomej (zawierającej oś optyczną) i w kwarcu jest opóźnione względem zaburzenia zwyczajnego (kwarc,  $n_e > n_o$ ). Po wejściu do drugiego klina zaburzenie o poziomej płaszczyźnie drgań staje się zwyczajnym i jest przyspieszane w stosunku do zaburzenia drgającego w płaszczyźnie pionowej. Całkowite opóźnienie jest proporcjonalne do  $(d_1 - d_2)(n_e - n_o)$ .

Skrzyżowany polaryzator i analizator w świetle monochromatycznym dają ciemne i jasne prążki; w świetle białym – prążki barwne (poza przypadkiem zerowego opóźnienia).

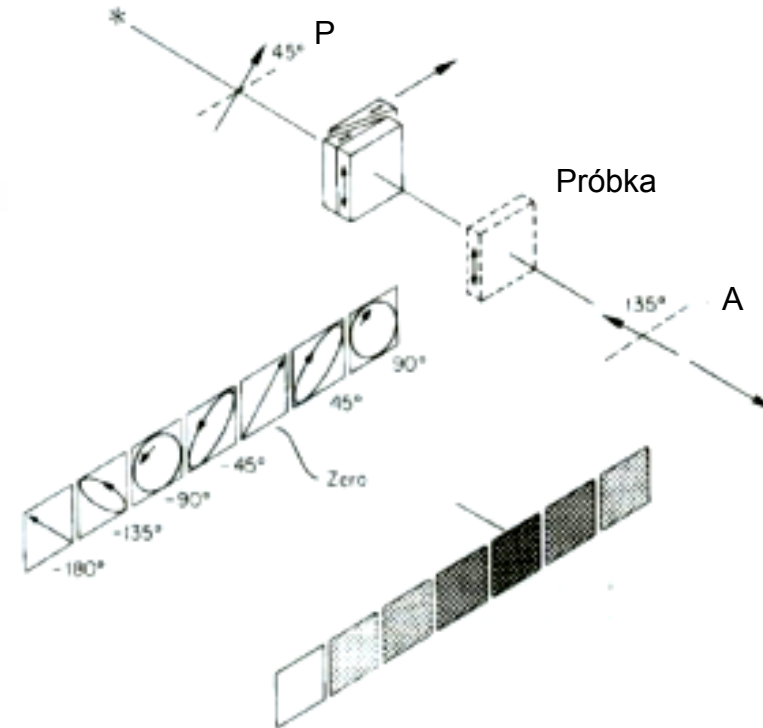
Linia odniesienia jest naniesiona na nieruchomy klin i pozostaje w środku pola widzenia. Powinien być również oznaczony kierunek osi optycznych i kierunek ruchu klina odpowiadający dodatniemu lub ujemnemu przyrostowi fazy.



Rys. 25 Schemat układu polaryzator – kompensator Babineta – analizator do pomiaru opóźnienia wprowadzanego przez próbkę. Detekcja w polu prążkowym.

## Kompensator Soleila

(nazywany czasami kompensatorem Babineta-Soleila)



Rys. 26 Schemat układu polaryzator – kompensator Soleila – analizator do pomiaru opóźnienia wprowadzanego przez próbkę. Detekcja w polu jednorodnym.

Stosunek grubości bloków kwarcowych (jeden składa się z nieruchomego i ruchomego klina) jest taki sam w całym polu widzenia. Kompensator wytwarza polaryzację eliptyczną o zmiennych parametrach w funkcji przesunięcia ruchomego klina. Główna zaleta: możliwość stosowania detekcji fotoelektrycznej.

### Kompensator Senarmonta

Często stosowany do wyznaczania eliptyczności polaryzacji, gdy położenie osi elipsy jest stałe. Składa się z płytki ćwierćfalowej i obrotowego analizatora.

Składowe polaryzacji eliptycznej rozłożone na równoległą i prostopadłą do osi elipsy są wzajemnie przesunięte w fazie o  $\pi/2$ . Gdy któraś z osi płytki  $\lambda/4$  będzie równoległa do głównej osi elipsy, wtedy polaryzacja eliptyczna zamieniana jest na liniową. Analizator jest stosowany do wygaszania tej polaryzacji liniowej i ustalenia jej azymutu.

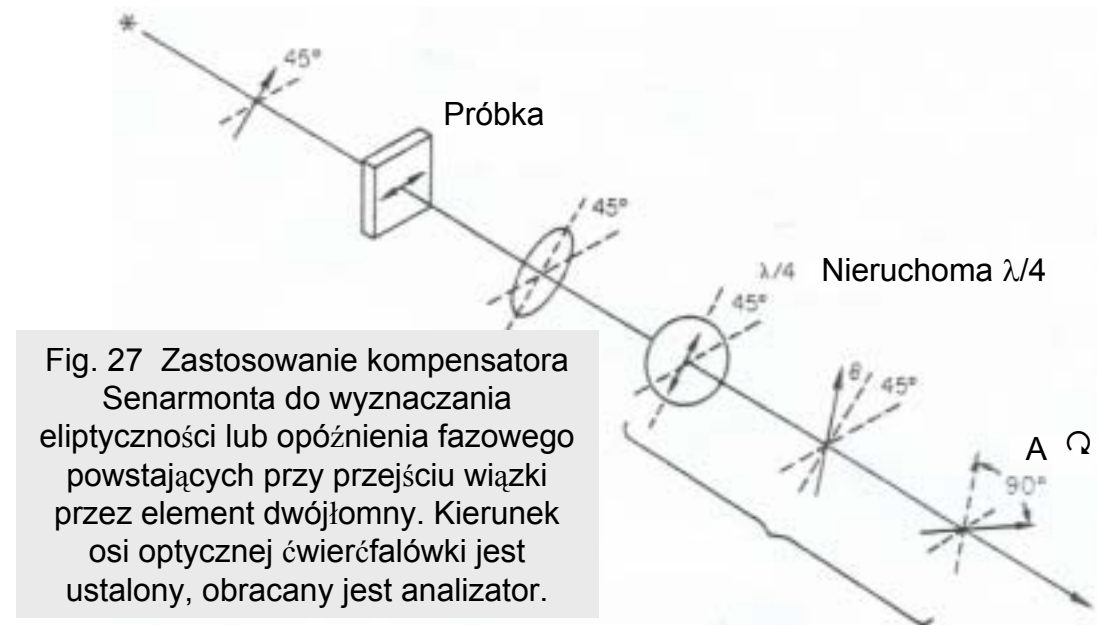


Fig. 27 Zastosowanie kompensatora Senarmonta do wyznaczania eliptyczności lub opóźnienia fazowego powstających przy przejściu wiązki przez element dwójłomny. Kierunek osi optycznej ćwierćfalówki jest ustalony, obracany jest analizator.

### Kompensatory pochylne

#### Kompensator Berek

Płytkę płaskorównoległą o grubości  $d$  i osi optycznej prostopadłej do powierzchni tworzących płytki. Przy padaniu wiązki wzdłuż normalnej do płytki – brak wpływu dwójłomności (wiązka propaguje się wzdłuż osi optycznej). Gdy płytkę zostanie pochylona – światło nie biegnie już wzdłuż osi optycznej i powstaje różnica faz

$$\delta = k d n_o \{ [1 - (\sin^2 i) / n_o^2]^{1/2} - [1 - (\sin^2 i) / n_e^2]^{1/2} \}$$



Kompensator ten umożliwia pomiar różnicy dróg optycznych rzędu kilku długości fali.

#### Kompensator Eringhausa

Dwie płytki sklezione subtraktywnie. Oś obrotu pokrywa się z jednym z kierunków wektora  $\mathbf{D}$ . Pochylenie wprowadza wzajemne przesunięcie fazy między składowymi (wzór jak w przypadku kompensatora Berek). Możliwość kompensacji dróg optycznych nawet powyżej  $100\lambda$ .

