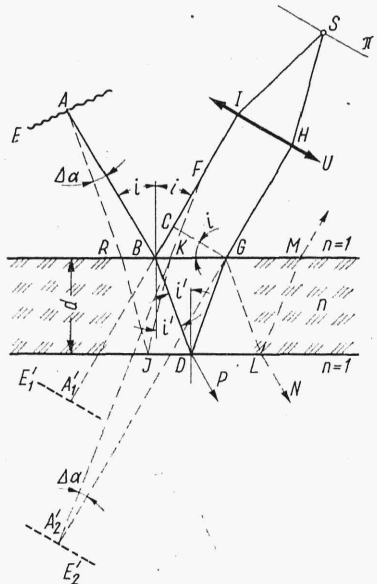


żeniem się linii b wpływ wymiarów źródła zaczyna mieć znaczenie. Poza tym, jeżeli nawet źródła wtórne są równoległe (linia b znajduje się w nieskończoności), to prążki również powstają w skończonej odległości z uwagi na położenie linii d_{or} .

3.2.5. Interferencja w płytkach

Niech płasko-równoległa płytka (rys. 3.15) o współczynniku załamania n będzie oświetlana rozciągłym źródłem światła E . Energia świetlna częściowo będzie się odbijać od obydwu powierzchni i każdemu promieniowi



Rys. 3.15

AB są przyporządkowane dwa promienie BC i GH nawzajem równoległe, które można rozpatrywać jako pozornie wychodzące z dwóch źródeł wtórnych E_1' i E_2' .¹⁾ Pierwsze źródło powstaje jako obraz zwierciadlany dany przez pierwszą powierzchnię, drugi przez załamanie na pierwszej, odbicie na drugiej i ponowne załamanie na pierwszej powierzchni²⁾. Prążki zlokalizowane są w nieskończoności i kontrast ich nie zależy od wymiarów źródła światła. Powstanie prążków w p. F w wyniku interferencji promieni ABF i $ARJKF$ jest również możliwe, lecz tylko przy odpowiednio małym źródle światła z uwagi na wpływ różnicy kątów $\Delta\alpha$ (p. 3.2.4) na ich kontrast. Tu i dalej ze względów energetycznych zakłada się, że wymia-

¹⁾ Interferencja w świetle przechodzącym wykorzystywana jest rzadko z uwagi na 500-krotnie mniejszą intensywność promienia odbitego LN niż przechodzącego DP . Maksymalny kontrast prążków wynosi wtedy $C = \frac{2\sqrt{\psi}}{1+\psi} = 0,09$. Z tej samej przy-

czyny nie bierze się pod uwagę intensywności wtórnie odbitego promienia GLM , którego wpływ, dla małych kątów padania jest pomijalnie mały.

²⁾ Aczkolwiek wprowadzenie wtórnych obrazów ułatwia rozumowanie jednak nie jest ściśle, ponieważ do wyznaczenia obrazów bierze się zredukowaną grubość płytki, natomiast przy interferencji istotna jest różnica dróg optycznych. Dlatego tu i dalej przy określaniu położenia prążka brana jest tylko różnica dróg optycznych.

ry źródła są dostatecznie duże i interferencję można rozpatrywać tylko w bezpośredniej bliskości punktów, gdzie spotykają się promienie powstające z podziału energii tego samego promienia źródła światła ($\Delta\alpha = 0$).

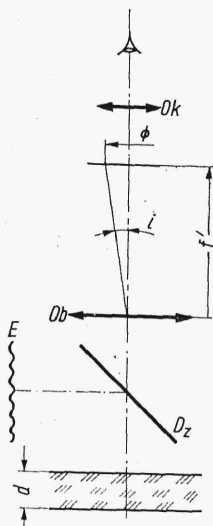
Różnica dróg optycznych między punktem, w którym zachodzi interferencja i wtórnymi źródłami wyniesie

$$\Delta L = 2BDn - BC + \frac{\lambda_0}{2}$$

przy czym zakłada się, że punkty C i G znajdują się w tej samej odległości od punktu interferencji S . $\lambda_0/2$ pochodzi od różnicy skoków fazy przy odbiciu na pierwszej i drugiej powierzchni (p. 3.1.3). Różnica ta występuje zarówno dla składowej wektora optycznego w płaszczyźnie padania jak i prostopadłej do niej. Zgodnie z rysunkiem $BD = d/\cos i'$, $BC = = 2d \tan i' \sin i$ i po uwzględnieniu prawa załamania $\sin i = n \sin i'$ pozostanie

$$m = \frac{\Delta L}{\lambda_0} = \frac{2dn \cos i'}{\lambda_0} + \frac{1}{2} \quad (3.62)$$

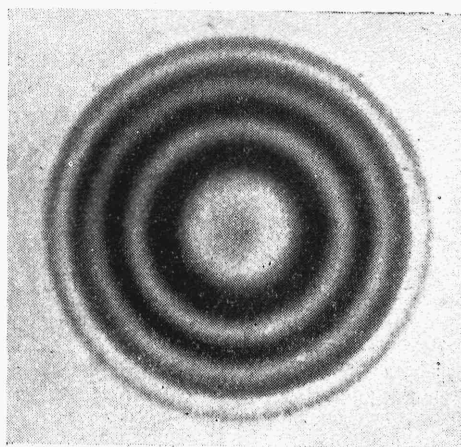
Rząd interferencji dla danej płytki i długości fali światła jest funkcją tylko kąta padania promienia na pierwszą powierzchnię i dlatego prążki zlokalizowane w nieskończoności nazywają się *prążkami jednakowego nachylenia*. Obserwuje się je w płaszczyźnie ogniskowej π' dostawionego układu U .



Rys. 3.16

Na rys. 3.16 pokazano *interferometr* (przyrząd pomiarowy wykorzystujący zjawisko interferencji) do pomiaru zmiany grubości płytek na podstawie wyżej opisanego zjawiska. Światło wychodzące z rozciągniętego źródła E poprzez powierzchnię światłodzielną D_z zostaje odbite od badanej płytki o grubości d i następnie po przejściu przez powierzchnię D_z i obiektyw utworzy w jego płaszczyźnie ogniskowej obraz prążków jednakowego nachylenia, które można obserwować za pomocą okularu Ok . Obiektyw z okularum tworzy lunetę. Dla osi lunety prostopadłej do płaszczyzny płytki kształt prążków jest kołowy, pokazany na rys. 3.17. Jeżeli grubość

plytki na pewnej jej długości zmienia się dostatecznie wolno (np. o Δd), tak aby nie ulegała zmiana lokalizacji prążków, to przy przesuwaniu płytki w kierunku prostopadłym do osi lunety ulegną zmianie średnice prążków. Pomiar tych zmian pozwala na wyznaczenie zmiany grubości. Roz-



Rys. 3.17

patrując zjawisko dla małych kątów padania, wtedy dla tego samego prążka, a więc stałego rzędu m zgodnie z zależnością (3.62) można napisać $\Delta d \cos i' - d \sin i' \Delta i' = 0$, skąd $\Delta d = d i' \Delta i'$. Po uwzględnieniu prawa załamania $n i' = i$ oraz zależności na średnicę prążka $\Phi = 2f'i$ ostatecznie będzie

$$\Delta d = \frac{d\Phi \Delta\Phi}{4f'^2 n^2} \quad (3.63)$$

Przykładowo mierząc zmianę średnicy prążka $\Delta\Phi$ za pomocą okularu mikrometrycznego z niedokładnością 0,01 mm dla średnicy Φ rzędu 10 mm i przy ogniskowej obiektywu 100 mm można rejestrować zmiany grubości płytki $\Delta d/d$ rzędu 10^{-6} . Przy tak dużych dokładnościach pomiaru nie można przyjąć płytki za element jednorodny i ściśle rzecz biorąc metodą tą wyznaczana jest zmiana drogi optycznej w płytce (łącznie współczynnika załamania i grubości).

Warunkiem ograniczającym przedział mierzonych grubości jest chromatyzm $\Delta\lambda$ źródła, dla którego zgodnie z zależnościami (3.48) i (3.62) musi być spełnione

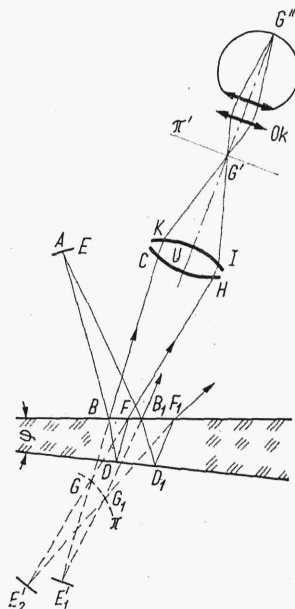
$$\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \geq 8dn \cos i' + 2\lambda_0 \quad (3.64)$$

Wielkość $2\lambda_0$ jest zwykle pomijalnie mała.

Przy wizualnej metodzie pomiaru płytek o grubościach rzędu milimetrów niekorzystne jest stosowanie większych powiększeń lunety niż $|G| = 1$, ponieważ zmiana intensywności na pozornie większym obszarze dla oka utrudnia ustalenie położenia prążka, tym samym zmniejsza dokładność pomiaru.

Jeżeli płytka będzie klinowa, wówczas obrazy wtórnych źródeł E'_1 i E'_2 nie będą równoległe i prążki powstaną w skończonej odległości (rys. 3.18).

Promień AB źródła E dzielony jest na dwa promienie BC i $BDFH$, które pozornie przecinają się w punkcie G . Dostawiając układ U , promienie te interferują w rzeczywistości w jego płaszczyźnie obrazowej π' sprzężonej z punktem G , ale zjawisko ma taki przebieg jak gdyby interferencja po-



Rys. 3.18

zornie zachodziła w punkcie G . Różnicę dróg optycznych w punkcie G' dla promienia AB można wyznaczyć z zależności

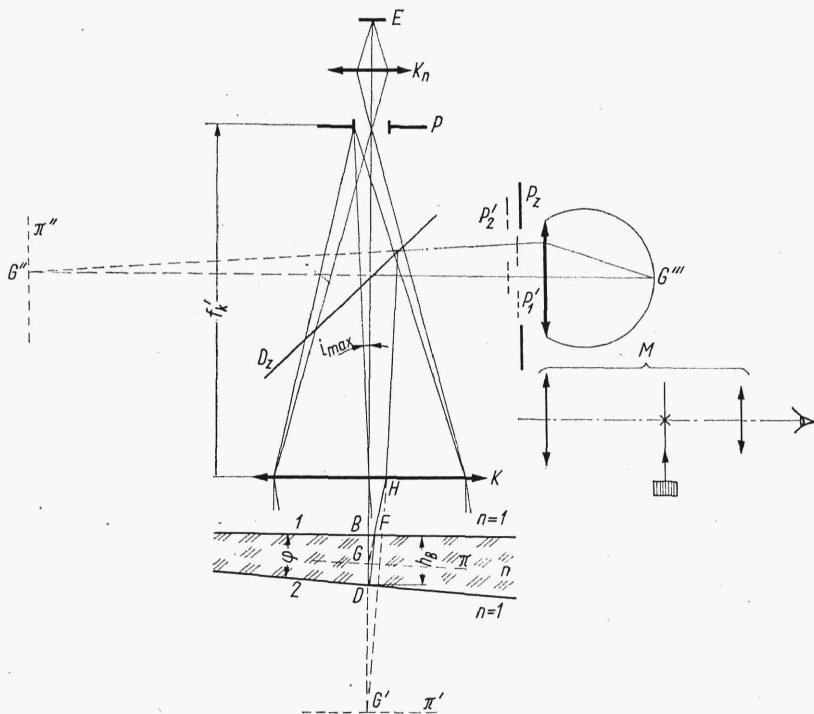
$$L = BDFn + FH + [HI] + IG' - (BC + [CK] + KG') + \frac{\lambda_0}{2}$$

gdzie w nawiasach kwadratowych oznaczona jest droga optyczna w układzie. Jeżeli układ nie wnosi aberracji, to znaczy jeżeli droga optyczna z punktu G do G' jest stała i niezależna od promienia, wówczas można pominąć kształt układu optycznego i rozpatrywać interferencję w punkcie G , wtedy

$$\Delta L = BDFn - GF + BG + \frac{\lambda_0}{2}$$

Zbiorowi promieni AB źródła odpowiadałby zbiór punktów G z różnicą dróg zależną od parametrów klina i położenia źródła względem klina. Jeżeli rozkład prążków z powierzchni ma być informacją o kącie łamiącym klina, najwygodniej jest w celu pozbycia się jednej ze zmiennych odsunąć źródło do nieskończoności i ustawić płaszczyzny tworzące klina w przybliżeniu prostopadle do promieni nań padających. Na rys. 3.19 pokazano układ znany pod nazwą *interferometru Fizeau*, który realizuje tę ideę. Obraz źródła światła jest odwzorowany przez kondensor K_n na przysłonę P najczęściej kołowej o regulowanej średnicy (przysłona irysowa), co pozwala zmieniać wymiary źródła światła. Przysłona P znajduje się w ognisku przedmiotowym układu K nazywanego *kolimatorem*. Promie-

nie wychodzące ze środka przysłony P , a więc ze środka źródła światła, jeżeli oś układu jest prostopadła do pierwszej płaszczyzny klina, będą również prostopadłe do tej płaszczyzny. Promienie z innego punktu przysłony np. z jej brzegu, zależnie od jej średnicy i ogniskowej kolimatora będą tworzyły pewien kąt i z pierwszą płaszczyzną, ale stały dla całego



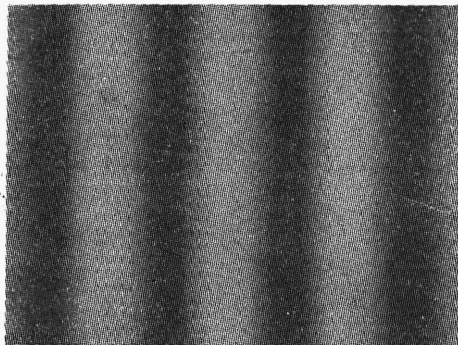
Rys. 3.19

klina. Jak wynika z rysunku prążki o maksymalnym kontraście powstają między powierzchniami klina w płaszczyźnie π (prążki zlokalizowane w klinie). Ponieważ metodami interferencyjnymi mierzy się kąty φ klinów, które są zazwyczaj nie większe niż 1 minuta, wówczas różnicę dróg optycznych dla punktu B i środka źródła światła można napisać jako $\Delta L = 2hn + \lambda_0/2$. Zgodnie z równaniem (3.61b) ciemne prążki, powstaną w miejscach, dla których $(2hn + \lambda_0/2)(1 - \beta_0^2/4) = (2K + 1)\lambda_0/2$; $K = 0, 1, 2 \dots$ Dla h znacznie większego od długości fali i ponieważ β_0^2 jest również znacznie mniejsze niż 1 można pominąć wyrażenie $\beta_0^2 \lambda_0/8$ i wtedy

$$h = \frac{K\lambda_0}{2n\left(1 - \frac{\beta_0^2}{4}\right)} \quad K = 0, 1, 2, \dots \quad (3.65)$$

Prążek ciemny o rzędzie interferencji $m = K + 1/2$ będzie przebiegał wzdłuż linii, dla której h wyznaczone z równania (3.65) będzie miało wartość stałą. Stąd prążki te nazywają się *prążkami równej grubości*. W przypadku klina będą to linie proste równoległe do jego krawędzi łamiącej (rys. 3.20). Obserwować je można bezpośrednio okiem za pomocą płytki

światłodzielną D_z umieszczonej w biegu promieni. Dla oka będą się one znajdowały w płaszczyźnie π'' . Oko powinno być umieszczone w płaszczyźnie ogniskowej kolimatora K , ponieważ w niej znajdują się autokolimacyjne obrazy P'_1 i P'_2 przysłony P dane przez odbicie od płaszczyzn 1 i 2 klina. Przez te obrazy przechodzą promienie odbite od całej powierzchni klina. Jest to źrenica wyjściowa przyrządu. W miejsce oka można wstawić mikroskop pomiarowy M (rys. 3.19) z okulem mikrometrycznym lub urządzeniem fotoelektrycznym, które pozwoli mierzyć rozstawienie prążków, a tym samym kąt klina.



Rys. 3.20

Niech w polu widzenia przyrządu znajduje się na długości l odniesionej do płaszczyzny przedmiotowej π K_0 prążków liczonych od prążka K , którego rząd ogólnie nie jest znany (na rys. 3.20 $K_0 = 3$). Zgodnie z (3.65) różnica grubości klina dla prążków K i $K + K_0$ wyniesie

$$h_{K+K_0} - h_K = \frac{K_0 \lambda_0}{2n \left(1 - \frac{\beta_0^2}{4}\right)}$$

stąd kąt łamiący klina

$$\varphi = \frac{\lambda_0 K_0}{2nl \left(1 - \frac{\beta_0^2}{4}\right)}$$

Błąd wynikający z pominięcia wpływu wymiarów źródła światła $\Delta\varphi/\varphi = \beta_0^2/4$. Zwykle w układach β_0 nie przekracza 1° , tzn. $\beta_0 \leq 0,0175$ rd stąd $\Delta\varphi/\varphi < 10^{-4}$, a więc najczęściej wystarczająco dokładna jest zależność

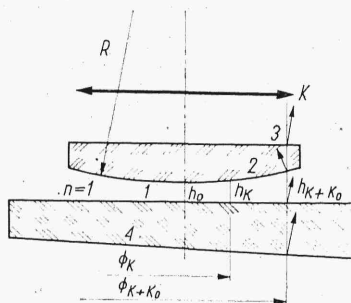
$$\varphi = \frac{\lambda_0 K_0}{2nl}$$

Przykładowo $n = 1,5$; $l = 50$ mm; $\lambda_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$ mm; $K_0 = 3$; wtedy $\varphi = 10^{-5}$ rd $\approx 2''$.

Wpływ wymiarów źródła światła może mieć jednak istotne znaczenie przy wyznaczaniu położenia prążków $K + K_0$ i K dla różnych wymiarów źródła i dlatego w czasie pomiarów interferencyjnych należy unikać zmiany wymiarów źródła światła.

W interferometrze (rys. 3.19) przed okiem zwykle ustawia się dodatkową przysłonę P_z , która ma szczególne zastosowanie, kiedy bada się różnice kształtów między powierzchniami dwóch różnych elementów (rys. 3.21). Dla przykładu niech powierzchnia 1 będzie powierzchnią odniesie-

nia (sprawdzian) powierzchnia 2 — powierzchnią sprawdzaną. Interferencja może zachodzić między różnymi powierzchniami i powstaną ogólnie różne układy prążków. Przez wykonanie klinowego sprawdzianu i pochy-



Rys. 3.21

lenia elementu sprawdzanego można obrazy autokolimacyjne od powierzchni 3 i 4 przesunąć poza przysłonę P_z , eliminując promienie odbite od tych powierzchni. Można również, jeżeli grubość elementów sprawdzanych jest znacznie większa od odległości między nimi, dobrać tak chromatyzm i wymiary źródła, aby prążki były kontrastowe tylko dla interferencji zachodzącej między promieniami odbitymi od powierzchni 1 i 2.

Jeżeli powierzchnia 2 jest sferyczną, natomiast 1 płaską — prążki będą miały kształt kołowy, podobnie jak dla prążków jednakowego nachylenia (rys. 3.17). Mierząc średnicę dwóch prążków, np. K i $K + K_0$ można wyznaczyć promień krzywizny R sfery, gdyż zgodnie z równaniem (3.65) dla dostatecznie dużych promieni, pomijając wpływ wymiarów źródła można napisać

$$h_K = \frac{\Phi_K^2}{8R} + h_0 = \frac{K \lambda_0}{2}$$

$$h_{K+K_0} = \frac{\Phi_{K+K_0}^2}{8R} + h_0 = \frac{(K + K_0) \lambda_0}{2}$$

i po odjęciu ostatecznie pozostanie

$$R = \frac{\Phi_{K+K_0}^2 - \Phi_K^2}{4 K_0 \lambda_0}$$

Przechodząc do ograniczeń przy obserwacji prążków równej grubości, ponieważ w tym przypadku na kontrast pola interferencji wpływa zarówno chromatyzm jak i wymiar źródła, to zgodnie z równaniem (3.48) i (3.58) optymalnymi warunkami obserwacji będą:

a) dla chromatyzmu źródła

$$\frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \geq 8 h_{max} n$$

b) dla kąтового wymiaru i_{max} źródła światła (rys. 3.19)

$$i_{max} = \beta_0 n \leq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda_0 n}{h_{max}}}$$

W przypadku badania różnicy kształtów dwóch elementów (rys. 3.21) $n = 1$.