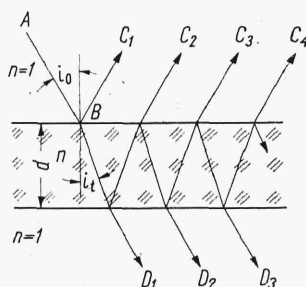


krytych i pokrytych jednowarstwowo (fluorkiem magnezu) oraz pokrytych dwuwarstwowo (zerowe odbicia dla dwóch długości fali). Przez zastosowanie większej liczby warstw można zerować współczynnik odbicia dla większej liczby długości fali obniżając w ten sposób ogólny współczynnik odbicia.

Zwiększenie współczynnika odbicia osiągane jest przez nakładanie warstw o grubości $\lambda_0/4$ na przemian o niskim i wysokim współczynniku załamania (kryolit $n = 1,3$ i siarczek cynku $n = 2,3$). Dla siedmiu warstw współczynnik odbicia wynosi 0,96. Metoda ta pozwala również zwiększyć współczynnik odbicia metalu. Ponadto zastępując metaliczną warstwę światłodzielną układem odpowiednio naparowanych warstw dielektrycznych można uniknąć silnej absorpcji występującej w metalu.

3.2.8. Interferencja wielopromieniowa. Interferometr Fabry-Perota

Pomijanie wtórnych odbić przy rozważaniach interferencji w płytkach (p. 3.2.5) jest usprawiedliwione tylko wtedy, kiedy promienie interferujące padają na nią pod kątami padania dostatecznie małymi, gdyż ich energia jest znikomo mała. Jeżeli zastosuje się skośne oświetlenie lub pokryje się płytkę warstwami zwiększającymi odbicie, wówczas wtórne odbicia stają się elementami istotnie wpływającymi na intensywność w polu interferencji.



Rys. 3.24

Niech będzie płytka płasko-równoległa (rys. 3.24) o współczynniku załamania n oświetlona światłem monochromatycznym i promień padający AB podzielony na dwa zbiory promieni odbitych C i przechodzących D . Niech ponadto wektor optyczny V_0 promienia padającego znajduje się w płaszczyźnie padania lub jest prostopadły do niej (każdy wektor można rozłożyć na takie dwa kierunki). Oznaczając zgodnie z zależnościami (3.10) przez $r = V_r/V_0$ (dla składowej prostopadłej lub równoległej) oraz przez $t = V_t/V_0$, gdzie V_r i V_t odpowiednio wektory fali odbitej i przechodzącej dla jednej składowej, wtedy amplitudy promieni $C_1, C_2, C_3 \dots C_p$ można zapisać kolejno przez

$$rV_0, tt'r'e^{i\delta}V_0, tt'r'^3e^{2i\delta}V_0, \dots, tt'r'^{(2p-3)}e^{i(p-1)\delta}V_0$$

gdzie:

r, t — odnoszą się do fali wchodzącej do płytki r', t' — do fali wychodzącej

$$\delta = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_0} = \frac{4\pi}{\lambda_0} n d \cos i_t \quad (3.68)$$

jest różnicą faz między sąsiednimi promieniami (zgodnie ze wzorem (3.62)). Z równań (3.10) i (3.17) wynika, że $r = -r'$ i $tt' = \tau$ z uwagi na zamianę miejscami kątów i_0 oraz i_i dla fali wchodzącej i wychodzącej z płytki. Ponadto $r'^2 = r^2 = \varrho$. Wtedy sumaryczna amplituda dla p promieni interferujących w nieskończoności wyniesie

$$V_r^{(p)} = \sqrt{\varrho} \{1 - \tau e^{i\delta} [1 + r'^2 e^{i\delta} + \dots + r'^{2(p-2)} e^{i(p-2)\delta}] \} V_0 =$$

$$= \sqrt{\varrho} \left\{ 1 - \tau e^{i\delta} \frac{1 - r'^{2(p-1)} e^{i(p-1)\delta}}{1 - r'^2 e^{i\delta}} \right\} V_0.$$

Ponieważ $r'^2 < 1$ to dla $p \rightarrow \infty$ $r'^{2(p-1)} \rightarrow 0$ i uwzględniając $\varrho + \tau = 1$ pozostanie

$$V_r = \frac{[1 - \exp(i\delta)] \sqrt{\varrho}}{1 - \varrho \exp(i\delta)} V_0$$

Intensywność w polu interferencji po przekształceniu ostatecznie przyjmie postać

$$I_r = V_r V_r^* = \frac{F \sin^2 \frac{\delta}{2}}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} I_0 \quad (3.69a)$$

gdzie $I_0 = V_0 V_0^*$ — intensywność promienia padającego oraz

$$F = \frac{4\varrho}{(1 - \varrho)^2} \quad (3.70)$$

Intensywność dla pola przechodzącego

$$I_t = 1 - I_r = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} I_0 \quad (3.69b)$$

W tabl. 3.3 podano liczbowe zależności między ϱ i F .

Tablica 3.3. Zależności liczbowe między ϱ i F

ϱ	0,04	0,046	0,27	0,64	0,87
F	0,17	0,2	2,0	20	200

Z równań (3.69) i (3.70) wynika, że intensywność pola odbitego i przechodzącego jest funkcją dwóch parametrów, współczynnika odbicia ϱ i różnicy fazowej δ . Ekstremalne wartości intensywności z uwagi na zmianę δ wyniosą

$$\frac{I_{r \max}}{I_0} = \frac{1}{1 + \frac{1}{F}} \quad \frac{I_{t \min}}{I_0} = \frac{1}{1 + F} \quad \text{dla } \delta = \pi(2K + 1)$$

$$\frac{I_{r \min}}{I_0} = 0 \quad \frac{I_{t \max}}{I_0} = 1 \quad \text{dla } \delta = 2K\pi \quad K = 0, 1, 2, \dots \quad (3.71)$$

W świetle przechodzącym maksymalna intensywność jest niezależna od współczynnika ϱ , natomiast w świetle odbitym rośnie wraz ze wzrostem ϱ . Kontrast pola w świetle odbitym

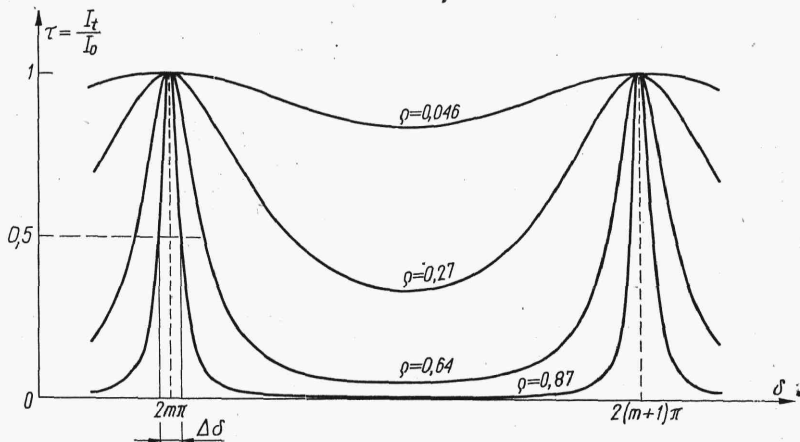
$$C_r = \frac{I_{rmax} - I_{rmin}}{I_{rmax} + I_{rmin}} = 1 \quad (3.72a)$$

niezależnie od ϱ , natomiast w świetle przechodzącym

$$C_t = \frac{1}{1 + \frac{2}{F}} \quad (3.72b)$$

rośnie wraz ze wzrostem współczynnika odbicia ϱ .

Względny rozkład intensywności światła przechodzącego dla różnych wartości ϱ pokazano na rys. 3.25. Te same dane dla światła odbitego można uzyskać przez dopełnienie odczytywanych wartości do 1.



Rys. 3.25

Wraz ze wzrostem ϱ maleje szerokość przedziału $\Delta\delta$, w którym występuje zmiana intensywności pola. Oznaczając $\delta_{0,5} = 2K\pi \pm \Delta\delta/2$ różnicę faz, dla której $I_t = I_r = 1/2 I_0$, wtedy z wyrażenia (3.69b), (ponieważ dla dostatecznie dużych wartości ϱ można przyjąć $\sin \delta_{0,5}/2 = \pm \sin \Delta\delta/4 \approx \pm \Delta\delta/4$) będzie

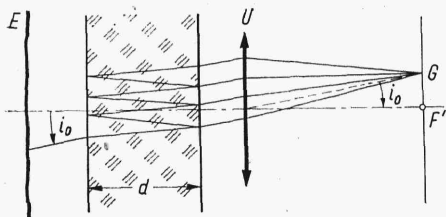
$$\Delta\delta = \frac{4}{\sqrt{F}} = \frac{2(1-\varrho)}{\sqrt{\varrho}} \quad (3.73)$$

gdzie $\Delta\delta$ — nazywana jest w tym przypadku połówkową szerokością różnicy faz.

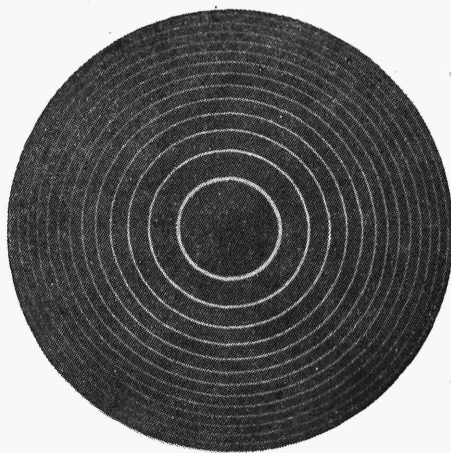
Ponieważ zgodnie z równaniem (3.68) dla danej płytki (ustalone n i d) różnica faz zależy od kąta i_t i długości fali λ_0 zjawisko wielopromieniowej interferencji może być rozważane w dwóch aspektach.

Niech najpierw światło będzie monochromatyczne ($\lambda_0 = \text{const}$). Zbiór promieni C lub D (rys. 3.24) interferuje w odległości nieskończenie wielkiej i stąd dla danego i_t , a więc zgodnie z prawem załamania i kąta i_0 , ustali się pewna intensywność określana wzorami (3.69). Efekt interferencji obserwować można w p. G płaszczyzny ogniskowej dodatkowego ukła-

du U (rys. 3.26). Wraz ze zmianą kąta i_t nastąpi zmiana wartości δ , a więc i intensywności, w tym przypadku I_t . W płaszczyźnie ogniskowej układu U powstanie rozkład intensywności, przy czym linie o stałej intensywności (prążki) wyznaczone będą z warunku $i_0 = \text{const}$. Oznacza to, że dla układu, którego oś jest prostopadła do płaszczyzny płytki, prążki będą miały kształt kołowy. Wymiar źródła światła nie wpływa na kontrast pola, ponieważ prążki są zlokalizowane w nieskończoności. Jest to zasada *interferometru Fabry-Pérot*.



Rys. 3.26



Rys. 3.27

Kształt prążków dla współczynnika odbicia bliskiego 1 pokazano na rys. 3.27.

W porównaniu z interferencją dwupromieniową (rys. 3.17) występuje tu charakterystyczne zawężenie prążka, które można wyznaczyć z równań (3.73) i (3.68). Jest to szczególnie cenna własność przy pomiarach interferencyjnych, ponieważ pozwala ono dokładniej ustalić wtedy położenie prążka. Dla interferencji dwupromieniowej trudno jest osiągnąć dokładności pomiaru rzędu $1/40$ odstępu między prążkami, natomiast w wielopromieniowej można zejść poniżej $1/100$. Z tego powodu interferometr *Fabry-Pérot* znalazł zastosowanie jako wzorzec długości przy porównaniu metra z długością fali.

Interferencja wielopromieniowa umożliwia również wygodną obserwację prążków w świetle przechodzącym, gdyż kontrast zgodnie z (3.72b) $C_t \approx 1$. Dla $\rho = 0,04$, a więc praktycznie dla interferencji dwupromieniowej, jest tylko $C_t = 0,08$.

Niech teraz z kolei $i_t = \text{const}$, natomiast źródło światła świeci światłem białym, wówczas dla współczynnika ρ bliskiego 1 światło przechodzące będzie miało wartości znaczące tylko dla długości fali spełniających w przybliżeniu zależność

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n d \cos i_t = 2K\pi \quad K = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (3.74)$$

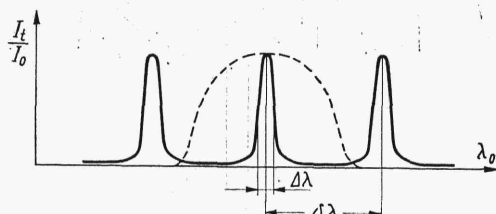
Poza pewnym przedziałem $\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\Delta\delta}{\delta} = \frac{\lambda_0 \Delta\delta}{2K\pi}$, gdzie $\Delta\delta$ można wyznaczyć dla danego ρ ze wzorów (3.69), intensywność światła przechodzącego bę-

dzie pomijalnie mała. Dla połówkowej szerokości zgodnie z zależnością (3.73) pozostanie

$$\Delta\lambda = \frac{(1-\varrho)\lambda_0}{\pi\sqrt{\varrho}K} \quad (3.75)$$

Im wyższy jest więc współczynnik odbicia ϱ i wyższy rząd interferencji K między dwoma sąsiednimi promieniami, tym węższy jest przedział przepuszczalnego widma. Maksymalna intensywność przepuszczania jest spełniona dla wielu przedziałów widma ($K = 0, 1, 2 \dots$) i odległość $\delta\lambda$ sąsiednich przedziałów, dla których $\Delta K = 1$ z (3.74), wyniesie

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0}{K} \quad (3.76)$$



Rys. 3.28

Na rys. 3.28 zilustrowano wykreślenie zależność intensywności światła przepuszczanego od długości fali. Oznaczono tam również wielkości $\Delta\lambda$ i $\delta\lambda$. Łącząc płytkę płasko-równoległą, w której zachodzi wielopromieniowa interferencja z filtrem absorpcyjnym o odpowiednio dobranej charakterystyce widmowej można stworzyć układ zwany *filtrem interferencyjnym*, który będzie przepuszczał energię tylko w jednym przedziale $\Delta\lambda$. Na rys. 3.28 przykładową krzywą przepuszczania filtra absorpcyjnego zaznaczono linią przerywaną.

Aby uzyskać duże wartości współczynników odbicia przy małych kątach padania płytka pokrywana jest układem cienkich warstw dielektrycznych lub światłodzielącymi warstwami metalicznymi. W tym ostatnim przypadku nie można już założyć, że $\varrho + \tau = 1$, gdyż pojawia się istotny czynnik absorpcji powiększający się w miarę wzrostu współczynnika odbicia, przez co maleje również intensywność światła przechodzącego. Zwykle dla $\Delta\lambda = 5 - 25$ nm maksymalna przepuszczalność jest rzędu 0,40.

Jeżeli płaszczyzny płytki (rys. 3.24) będą względem siebie nierównoległe, to wystąpi wówczas zjawisko interferencji wielopromieniowej dla prążków zlokalizowanych w płytce i podobnie jak przy prążkach jednokowego nachylenia można udowodnić, że prążki równej grubości wraz ze wzrostem współczynnika odbicia również stają się bardziej wąskie lecz ze wzrostem kąta klina spada ich kontrast.

3.2.9. Interferometry Twyman-Greena, Mach-Zehndera i Köstersa

Rozwinięciem idei układów wykorzystujących interferencję promieni odbitych od powierzchni płytek są interferometry z rozdzielonymi falami.

Niech będzie źródło światła E (rys. 3.29), którego obraz dany przez kondensor K_n umieszczony jest w płaszczyźnie przysłony P znajdującej się