

Ćwiczenie 1

Regulacja pinholi. Generacja fali płaskiej i sferycznej. Badanie jakości fali płaskiej na etalonie. Interferometr Michelsona. Doświadczenie Younga

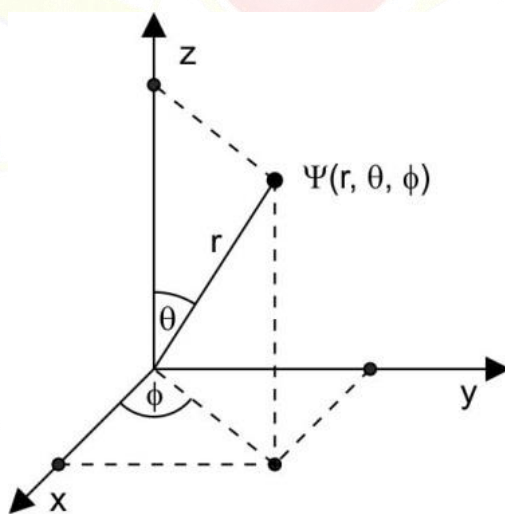
Część teoretyczna

Światło jest falą elektromagnetyczną, zatem związana jest z nią funkcja $\psi(\vec{r}, t)$, opisująca dowolną składową wektora pola elektrycznego lub magnetycznego spełnia równanie falowe

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (1)$$

gdzie v jest prędkością światła w danym ośrodku. Światłne fronty falowe mogą mieć w ogólności różne kształty i jedynym ograniczeniem jest tutaj równanie (1). Z praktycznego punktu widzenia szczególnie ważne są monochromatyczne fale sferyczne, płaskie i cylindryczne. Znajomość ich opisu a przede wszystkim umiejętność formowania wymienionych frontów falowych w układzie optycznym ułatwi nam prowadzenie dalszych eksperymentów z zakresu optyki falowej.

I Fala sferyczna



Rys. 1.

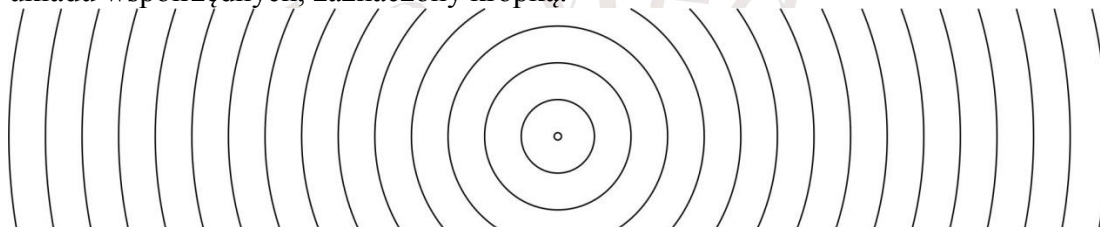
W układzie współrzędnych sferycznych (Rys.1) fala sferyczna jest opisana funkcją:

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{A}{r} \cos(kr \mp \omega t + \varphi) \quad (2a)$$

lub w zapisie zespolonym funkcją:

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{A}{r} e^{i(kr \mp \omega t + \varphi)} \quad (2b)$$

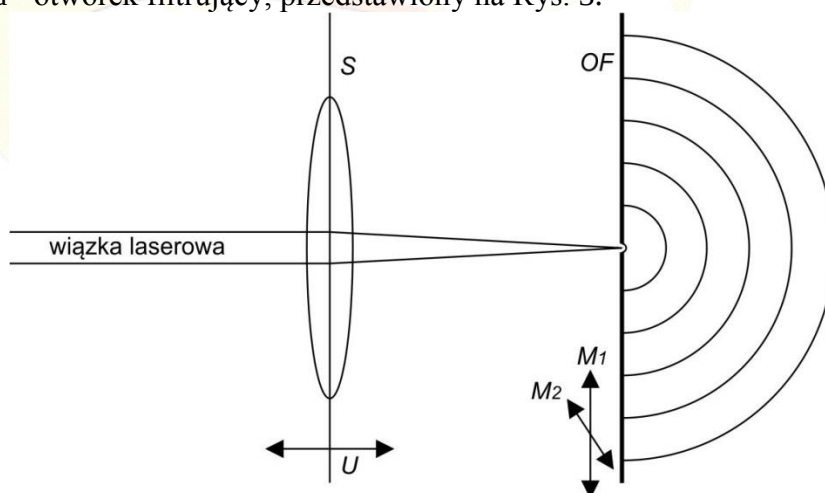
gdzie ϕ przedstawia fazę początkową, r jest współrzędną radialną czyli odległością punktu obserwacji od początku układu, k oznacza długość wektora falowego tzn. $k=2\pi/\lambda$, ω jest częstością kołową fali tzn. $\omega = 2\pi\nu$, λ i ν są odpowiednio długością i częstością fali monochromatycznej. Powierzchnie stałej fazy fali sferycznej są współśrodkowymi sferami. Rys. 2. przedstawia przecięcie tych powierzchni z płaszczyzną przechodzącą przez początek układu współrzędnych, zaznaczony kropką.



Rys. 2.

Faza $kr - \omega t + \phi$ we wzorach (2a) i (2b) odpowiada fali sferycznej rozbieżnej, której źródłem jest początek układu. Faza $kr + \omega t + \phi$ opisuje falę sferyczną zbiegającą do początku układu z Rys. 1.

Najefektywniejszy, praktyczny sposób sformowania fali sferycznej zapewnia układ soczewka - otworek filtrujący, przedstawiony na Rys. 3.



Rys. 3.

Symbolem S na Rys. 3 oznaczono soczewkę lub obiektyw mikroskopowy zamontowany w mogącym się obracać uchwycie U. Powyższy obrót umożliwia poziomy przesuw elementu S względem małego otworka filtrującego OF. Otworek jest przesuwany precyzyjnie dwoma śrubami mikrometrycznymi M_1 i M_2 . Jedna z nich umożliwia ruch otworka w płaszczyźnie rysunku, druga w kierunku prostopadłym. Kiedy wiązka laserowa zostanie zogniskowana dokładnie w obszarze otworka filtrującego, wówczas za otworkiem pojawia się intensywna pole świetlne, będące realnym przybliżeniem rozbieżnej fali sferycznej.

Sformowanie fali sferycznej za pomocą układu z Rys.3 można podzielić na następujące etapy:

- 1) Ustawienie soczewki lub obiektywu S prostopadłe do kierunku wiązki laserowej.
- 2) Znalezienie przy pomocy śruby mikrometrycznej położenia otworka OF, odpowiadającego największemu natężeniu światła w jego obrębie. Optymalne położenie znajdujemy obserwując otworek od strony przeciwnej do kierunku oświetlenia wiązką laserową.

- 3) Przesuwanie elementu S poprzez obrót uchwyty U w kierunku odpowiadającym coraz intensywniejszemu oświetleniu otworka. Jednocześnie nieznacznie przemieszczamy otworek OF śrubami mikrometrycznymi aby uzyskać jego najbardziej optymalne położenie.

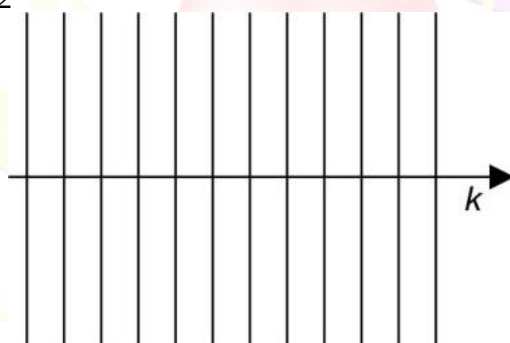
Uwaga! Przy pojawieniu się dużego natężenia światła w obrębie otworka nie patrzymy dalej wewnątrz bezpośrednio a obserwujemy plamkę świetlną na kartce papieru umieszczonej za otworkiem. Justowanie prowadzimy do chwili pojawienia się na papierze możliwie najjaśniejszej plamki świetlnej.

II Fala płaska

Monochromatyczna fala płaska, propagująca się wzdłuż kierunku wektora falowego $\vec{k}$ jest opisana funkcją:

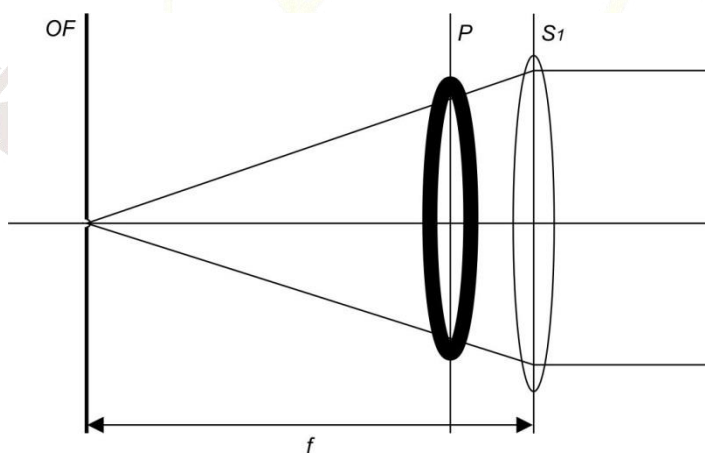
$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \varphi)} \quad (3)$$

Wektor $\vec{k}$ jest prostopadły do powierzchni stałej fazy, które są w tym przypadku płaszczyznami. Wykres części rzeczywistej funkcji $\psi(\vec{r}, t = 0)$ wzdłuż kierunku wektora $\vec{k}$ przy parametrze $\varphi = \frac{3}{2}\pi$ jest pokazany na Rys. 4.



Rys. 4.

W układzie optycznym falę płaską można sformować przy użyciu zjustowanego otworka filtrującego OF, umieszczonego w ognisku soczewki S_1 tak jak to pokazano na Rys. 5.

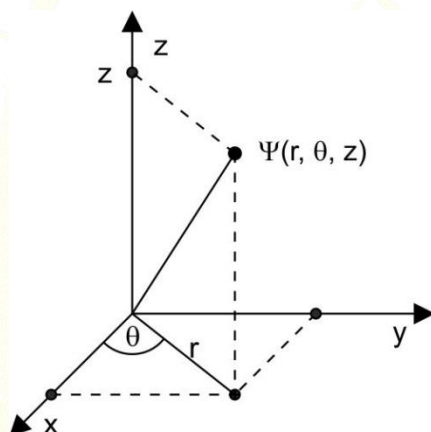


Rys. 5.

Za soczewką S_1 pojawia się wiązka świetlna, będąca przybliżeniem fali płaskiej. Optymalne położenie soczewki S_1 za otworem OF dobieramy w ten sposób, że średnica wyjściowej wiązki świetlnej obserwowanej na ekranie powinna być stała niezależnie od odległości ekranu od soczewki S_1 .

III Fala cylindryczna

Monochromatyczna rozbieżna fala cylindryczna jest emitowana przez świecącą koherentnie linię prostą, tzn. taką, która jest continuum źródeł punktowych, wypromieniowujących promieniowanie elektromagnetyczne o tej samej fazie i tej samej częstotliwości. Z powyższego względu najwygodniej taką falę opisać w cylindrycznym układzie współrzędnych, pokazanym na Rys.7.

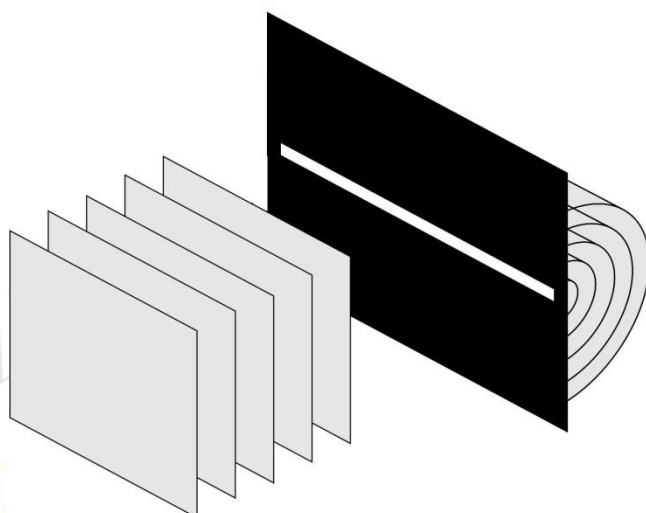


Rys. 7.

Funkcja

$$\psi(\vec{r}, t) \cong \frac{A}{\sqrt{r}} e^{i(kr \mp \omega t + \varphi)} \quad (4)$$

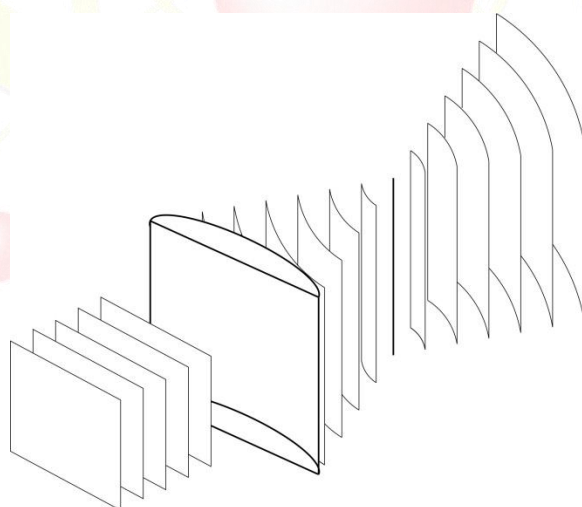
opisuje falę cylindryczną emitowaną przez oś OZ z Rys. 7 lub zbiegającą się do tej osi w zależności od znaku + lub - w fazie przed parametrem ω , tak jak to było dla fali sferycznej. Przybliżona równość we wzorze (4) oznacza, że powyższe wyrażenie dla funkcji ψ jest aproksymacją. Obowiązuje ono dla odległości r od osi OZ znacznie większych od długości fali λ . Ścisła postać funkcji ψ jest wyrażona poprzez funkcję Bessela, ponieważ jednak różnica występuje jedynie dla bardzo małych odległości od źródła liniowego, dla celów praktycznych można posługiwać się dużo prostszą formą (4). Powierzchnie stałej fazy fali cylindrycznej są współśrodkowymi powierzchniami cylindrycznymi jak pokazano na Rys. 8.,



Rys. 8.

gdzie oświetlono długą wąską szczelinę falą płaską. Oczywiście, powyższy sposób sformowania fali cylindrycznej jest jedynie przybliżony (teoretycznie szczelina powinna być nieskończenie długa i nieskończenie wąska) i nieefektywny energetycznie, gdyż tylko ułamek padającej energii pojawia się za szczeliną.

Praktycznie dużo wydajniejsze jest oświetlenie falą płaską soczewki cylindrycznej.



Rys. 9.

Jak pokazano na Rys. 9 soczewka cylindryczna oświetlona prostopadłe falą płaską skupia światło wzdłuż odcinka prostoliniowego. Zatem za soczewką a przed ogniskiem liniowym jest sformowany w przybliżeniu front cylindryczny zbieżny, a za ogniskiem front cylindryczny rozbieżny.

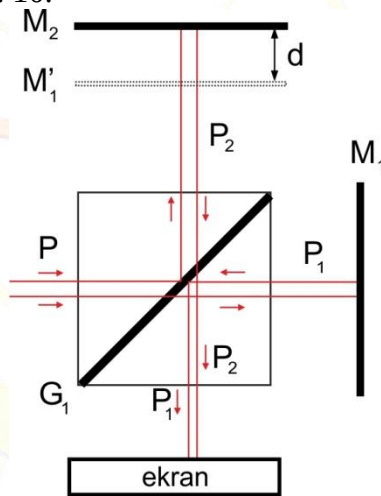
IV Interferometr Michelsona

Fronty falowe, jakimi najczęściej posługujemy się w optyce: płaskie, sferyczne, cylindryczne są jednoznacznie zdefiniowane a jednocześnie nieograniczone w czasie i przestrzeni. Odpowiada im jedna ustalona długość fali λ i częstość promieniowania ν , połączone zależnością $\lambda\nu=c$, gdzie c jest prędkością światła w rozważanym ośrodku. Wymienione fronty

falowe reprezentują światło idealnie spójne. Ich dowolne, wydzielone fragmenty mogą ze sobą interferować formując prążki interferencyjne.

Nawet najdoskonalsze lasery emitują promieniowanie w pewnym zakresie spektralnym, który nie odpowiada jednej długości fali lecz przedziałowi ($\lambda_{sr}-\Delta\lambda, \lambda_{sr}+\Delta\lambda$) wokół średniej wartości λ_{sr} . Analiza Fourierska pokazuje, że w ustalonej chwili czasu takie pole elektromagnetyczne zanika w nieskończoności i w praktyce jest skończonym ciągiem falowym o charakterystycznej długości s . Zagadnienie to zostało szczegółowo opisane w książce J. Petykiewicza "Optyka falowa" (PWN, W-wa 1986) na str. 60-69. Ostatecznie promieniowanie lasera może być traktowane jako emisja kolejnych ciągów falowych o długości s . Między dwoma różnymi ciągami nie ma bezpośredniej korelacji i są one wzajemnie niespójne. Charakterystyczna długość s pojedynczego ciągu falowego nazywa się drogą spójności lasera. Związany z nią czas emisji $\Delta t=s/c$ nosi miano czasu spójności.

Najłatwiej jest zmierzyć drogę spójności promieniowania widzialnego w interferometrze Michelsona pokazanym na Rys. 10.



Rys.10.

Działanie Interferometru Michelsona:

Pojedynczy ciąg falowy P pada na zwierciadło półprzepuszczalne G_1 i dzieli się na 2 części. Jedna z nich P_1 przechodzi przez G_1 i odbija się od zwierciadła odbiciowego M_1 , a następnie od G_1 . Druga część P_2 odbija się od G_1 , następnie od zwierciadła odbiciowego M_2 i dalej przechodzi przez G_1 . W ten sposób na wyjściu interferometru Michelsona ciągi falowe P_1 i P_2 propagują się wzdłuż tej samej drogi. Zwierciadło M_1 jest unieruchomione, natomiast M_2 może się poruszać w kierunku prostopadłym do swojej powierzchni. Na Rys. 1 M_1' oznacza obraz płaszczyzny zwierciadła M_1 w półprzepuszczalnym zwierciadle G_1 . Jeżeli odległość między M_1' i M_2 wynosi d , oznacza to, że ciągi P_1 i P_2 przebywają w interferometrze drogi różniące się długościami o $2d$. W przypadku, gdy $2d > s$ ciągi P_1 i P_2 o długości charakterystycznej s nie "spotykają" się na wyjściu bezpośrednio z sobą, a z innymi sąsiednimi ciągami falowymi emitowanymi przez laser, z którymi nie są już spójne. Oznacza to, że w takim przypadku w interferometrze Michelsona nie obserwuje się prążków interferencyjnych.

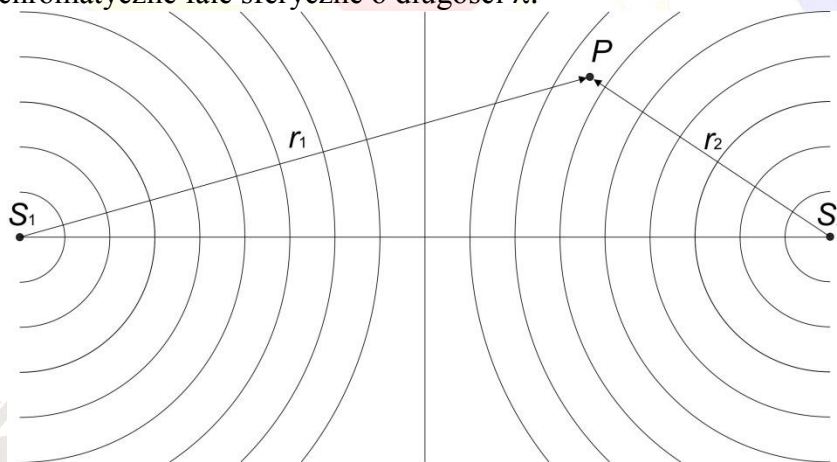
Pomiar drogi spójności przy wykorzystaniu interferometru Michelsona.

Aby zmierzyć drogę spójności koherentnego źródła światła interferometr Michelsona oświetlamy falą płaską. Zwierciadła G_1 , M_1 i M_2 ustawiamy w ten sposób, aby wiązki wyjściowe P_1 i P_2 zachodziły możliwie najlepiej na siebie. Odpowiada to sytuacji, gdy płaszczyzny M_1 i M_2 na Rys. 10. są prostopadłe do siebie a płaszczyzna zwierciadła G_1 tworzy z nimi kąt 45° . Mierząc odległości między G_1 i M_1 oraz G_1 i M_2 justujemy interferometr na odległość $d \approx 0$. Następnie obracamy nieznacznie jedno ze zwierciadeł M_1 lub M_2 w płaszczyźnie Rys. 10. Wówczas wiązki P_1 i P_2 tworzą wzajemnie niewielki kąt i na ekranie ustawionym na wyjściu interferometru obserwujemy układ równoległych prążków interferencyjnych o wysokim kontraście. Następnie odsuwamy zwierciadło M_2 na coraz większe odległości d od początkowego położenia i obserwujemy kontrast prążków interferencyjnych. Znajdujemy drogę spójności lasera $s=2d$, gdzie d odpowiada przesunięciu zwierciadła M_2 przy zanikających prążkach interferencyjnych.

V Doświadczenie Younga

Charakterystyczną cechą fal jest ich zdolność do interferencji. Światło jako fala elektromagnetyczna również może interferować. Eksperyment Younga był historycznie pierwszym, w którym zaobserwowano prążki interferencyjne utworzone przez światło widzialne. Był on ważnym przyczynkiem do ugruntowania teorii falowej światła. Ponadto posiada istotny walor dydaktyczny, gdyż pomaga zrozumieć różnicę pomiędzy światłem spójnym i niespójnym.

Wyobraźmy sobie, że dwa punktowe źródła światła S_1 i S_2 , pokazane na Rys. 11., emitują monochromatyczne fale sferyczne o długości λ .



Rys. 11.

W przypadku, gdy odległości r_1 , r_2 w punkcie obserwacji P są porównywalne, co zwykle zachodzi w doświadczeniach interferencyjnych, możemy pominąć zależność modułu amplitudy fali kulistej od odległości od źródła i wówczas nasze fronty falowe są opisane funkcjami:

$$E_1(r_1, t) = A_1 e^{i(kr_1 - \omega t + \varphi_1)}, \quad (5a)$$

$$E_2(r_2, t) = A_2 e^{i(kr_2 - \omega t + \varphi_2)}, \quad (5b)$$

gdzie $k=2\pi/\lambda$. E_1 , E_2 oznaczają składowe wektora pola elektrycznego wzdłuż ustalonego kierunku polaryzacji; r_1 , r_2 są odległościami źródeł S_1 i S_2 od punktu P (Rys. 11); φ_1 , φ_2 oznaczają fazy początkowe drgań pola elektromagnetycznego a $A_1>0$ i $A_2>0$ - ich amplitudy.

Detektory, w tym oko ludzkie są czułe jedynie na natężenie pola świetlnego. Zgodnie z teorią elektromagnetyzmu, natężenie wypadkowe w punkcie P może być z dokładnością do stałej wyrażone jako kwadrat modułu wypadkowej (sumarycznej) amplitudy zespolonej pola świetlnego:

$$I(P) = |E_1 + E_2|^2 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2) \right], \quad (6)$$

gdzie $I_1=A_1^2$, $I_2=A_2^2$ są natężeniami, odpowiadającymi źródłom S_1 , S_2 . Znaczący to, że natężenie pola w punkcie P wynosiłoby I_1 lub I_2 gdyby falę emitowało tylko jedno ze źródeł. Zgodnie ze wzorem (6), w zależności od punktu obserwacji, wypadkowe natężenie zmienia się od wartości minimalnej:

$$I_{\min} = (A_1 - A_2)^2, \quad (7)$$

która odpowiada warunkowi:

$$\frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2) = \pi(2m + 1), \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (8)$$

do wartości maksymalnej:

$$I_{\max} = (A_1 + A_2)^2, \quad (9)$$

kiedy obowiązuje równanie:

$$\frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2) = 2\pi m. \quad (10)$$

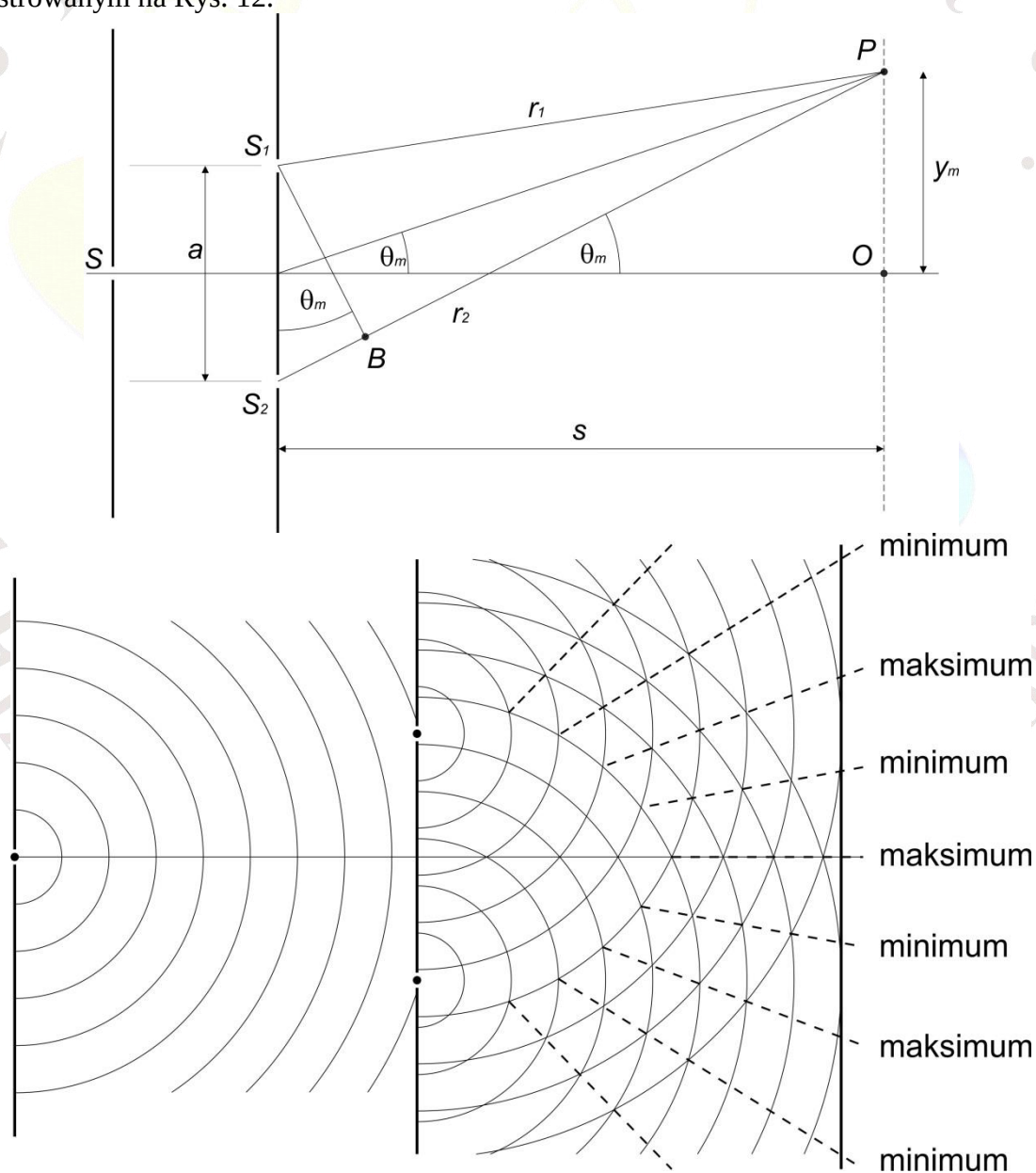
W związku z powyższym, w przypadku oświetlenia monochromatycznym światłem widzialnym, obserwujemy na ekranie jasne prążki w miejscach odpowiadających warunkowi (10) lub ciemne prążki, gdy zachodzi równanie (8). Dokładne położenie powyższych prążków zależy od różnicy faz $\varphi_1 - \varphi_2$. Na Rys. 11. pokazano sytuację kiedy $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. Zgodnie z zależnościami (8) i (10) maksima lub minima interferencyjne tworzone przez dwa źródła punktowe zdefiniowane są równaniem $r_1 - r_2 = \text{const}$, co oznacza, że leżą one w przestrzeni na hiperboloidach obrotowych.

Warunkiem zaobserwowania prążków interferencyjnych jest stała w czasie różnica faz $\varphi_1 - \varphi_2$. Mówimy wówczas, że źródła S_1 i S_2 są wzajemnie spójne (lub koherentne) czyli emitują fale skorelowane ze sobą. W przypadku, gdy drgania elektromagnetyczne są emitowane niezależnie, ich fazy początkowe φ_1 , φ_2 zmieniają się w ten sposób w czasie, że różnica $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi(t)$ jest szybkozmienną funkcją czasu. Znaczący to, że w dowolnej chwili

prążki interferencyjne powstają ale zmieniają się ich położenia. Ponieważ każdy detektor, w tym oko ludzkie, uśrednia swoją obserwację w czasie, zatem szybko "pływające" prążki na ekranie są niezauważalne i uśrednione natężenie światła daje zgodnie ze wzorem (6) wynik $\bar{I}(P) = I_1 + I_2 = \text{const}$. W takiej sytuacji, kiedy prążki interferencyjne są niewidoczne mówimy, że źródła S_1 i S_2 są wzajemnie niespójne (lub niekoherentne).

W praktyce wszystkie termiczne źródła światła jak żarówki, lampy monochromatyczne itp. emitują promieniowanie niespójne. Jedynym wyjątkiem jest tutaj laser, którego działanie opiera się na emisji wymuszonej, dzięki czemu poszczególne emisje fotonów są skorelowane i wypromieniowana wiązka światła charakteryzuje się wysoką spójnością.

Tym niemniej mając do dyspozycji jedynie termiczne źródło światła można zaobserwować zjawisko interferencji, tak jak to zrobił Young w swoim doświadczeniu zilustrowanym na Rys. 12.





Rys. 12.

Gdyby Young oświetlił szczeliny S_1 i S_2 bezpośrednio źródłem termicznym, prążki interferencyjne na ekranie nie powstałyby, ponieważ S_1 , S_2 emitowałyby światło wzajemnie niespójne. Jeżeli jednak przed szczelinami S_1 i S_2 jest dodatkowo umieszczona szczelina S , oświetlona źródłem termicznym: wówczas zgodnie z zasadą Huygensa każdy jej punkt staje się źródłem fali kulistej, która z kolei pada na szczeliny S_1 i S_2 . Punkty tych szczelin emitują dalej wtórne fale kuliste, ale są już one wzajemnie spójne, gdyż powstają w wyniku promieniowania tego samego punktu szczeliny S .

Jeżeli szczelina S jest umieszczona symetrycznie względem szczelin S_1 i S_2 , wtedy we wzorze (6) otrzymujemy $I_1=I_2=I_0$ i $\varphi_1-\varphi_2=0$. W takim przypadku równanie (6) ma uproszczoną formę:

$$I(P) = 4I_0 \cos^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) \right], \quad (11)$$

Ze względu na symetrię układu, powstałe na ekranie prążki interferencyjne są równoległe do szczelin. Zgodnie z geometrią podaną na Rys. 12 dla warunku $s \gg a$ i małych kątów θ_m można przyjąć: $S_1B = r_1 - r_2$; $\tan \theta_m = S_1B/a = y_m/s$.

Zatem:

$$r_1 - r_2 = y_m a/s, \quad (12)$$

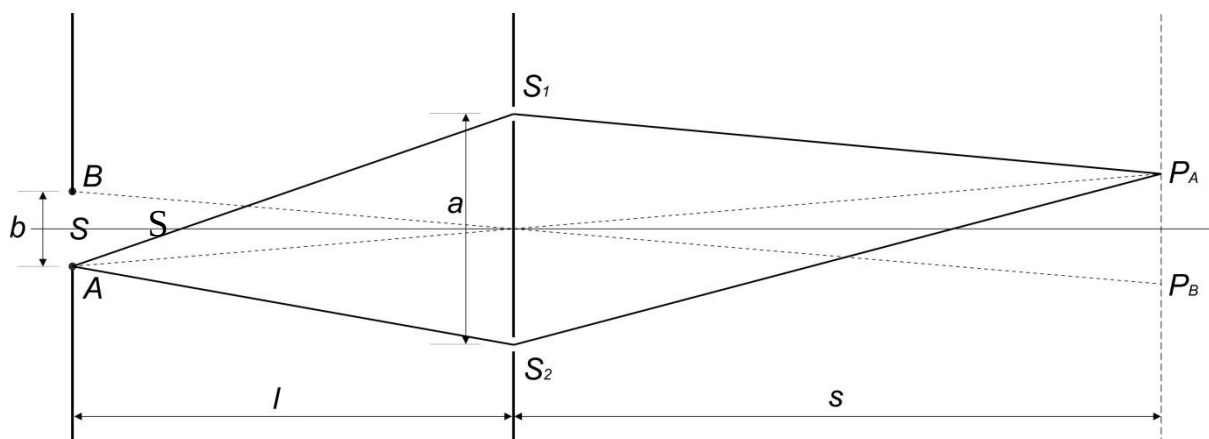
czyli równanie 6) ma postać:

$$I(P) = 4I_0 \cos^2 \left[\frac{y_m a 2\pi}{s\lambda} \right]. \quad (13)$$

Z powyższego wynika, że odległości między sąsiednimi maksimami interferencyjnymi wynoszą:

$$\Delta y = \frac{s}{a} \lambda. \quad (14)$$

W doświadczeniu Younga ze światłem niespójnym ogromną rolę odgrywa szerokość pierwszej szczeliny S . Początkowo zakładaliśmy, że jest ona nieskończenie wąska, co oczywiście jest idealizacją i nie może być zrealizowane w praktyce. Realna sytuacja jest pokazana na Rys. 13, gdzie A i B oznaczają krawędzie szczeliny S o szerokości b . Leży ona w odległości l od płaszczyzny szczelin S_1 i S_2 .



Rys. 13

Ze względu na symetrię zagadnienia punkty szczeliny S, leżące na prostych równoległych do krawędzi A i B tworzą te same prostoliniowe prążki interferencyjne. Jednakże układy prążków są wzajemnie przesunięte w zależności od odległości punktu szczeliny S od krawędzi A i B.

Linia centralna prążków interferencyjnych, odpowiadających punktom przy krawędzi A pojawią się na ekranie w punktach P_A , spełniających warunek: $AS_2 + S_2P_A = AS_1 + S_1P_A$.

Przy warunkach $l \gg b$ i $s \gg a$ co zawsze zachodzi w praktyce (dla czytelności Rys. 13 odległości b i a zostały celowo zaznaczone w przesadzonej skali) współrzędna y_A punktów P_A spełnia warunek: $\frac{y_A}{s} = \frac{b/2}{l}$, czyli:

$$y_A = \frac{b \cdot s}{2l}. \quad (15)$$

Analogicznie, linia symetrii układu prążków interferencyjnych odpowiadających punktom szczeliny S przy krawędzi B ma współrzędną:

$$y_B = -\frac{b \cdot s}{2l}. \quad (16)$$

Jeżeli $y_A - y_B = \Delta y / 2$, co jest równoznaczne równaniu:

$$\frac{b}{l} = \frac{\lambda}{2a}, \quad (17)$$

wówczas maksima interferencyjne jednego układu (P_A) pokrywają się z minimami drugiego (P_B). W efekcie prążki związane z różnymi punktami szczeliny S "zamazują się wzajemnie" i obserwujemy jednorodnie oświetlony ekran. Widać z powyższego, że kontrast prążków interferencyjnych zależy istotnie od szerokości szczeliny S.

Z drugiej strony przy ustalonej szerokości szczeliny S widzialność prążków interferencyjnych zależy od odległości a między szczelinami S_1 i S_2 . Przy zwiększaniu a prążki stają się coraz słabsze i zanikają przy warunku (17). Wyznaczając doświadczalnie odpowiednią wartość a i znając długość fali λ , można określić iloraz b/l ze wzoru (17). Iloraz

ten jest rozmiarem kątowym szczeliny S obserwowanej z płaszczyzny szczelin S_1 i S_2 . Sposób powyższy został wykorzystany do pierwszego pomiaru wielkości kątowych odległych gwiazd. Tak więc po wielu latach okazało się, że stare doświadczenie Younga ma również głęboki walor praktyczny.

Przebieg ćwiczenia

- I. Zapoznanie się z podstawowymi elementami optycznymi używanymi w laboratorium optyki falowej: soczewki, zwierciadła (lustra optyczne), płytki płaskorównoległe, pryzmaty, filtry.
 - 1) Sformowanie fali sferycznej rozbieżnej przy pomocy pinholi.
 - 2) Sformowanie fali płaskiej z kontrolą interferometryczną.
 - 3) Sformowanie fali cylindrycznej zbieżnej. Rejestracja rozkładu światła i określenie położenia ogniska.
 - 4) Sformowanie fali sferycznej zbieżnej i określenie położenia ogniska.
- II. Pomiar drogi spójności źródła laserowego w interferometrze Michelsona.
- III. Przeprowadzenie doświadczenia Younga według schematu pokazanego na Rys. 2,
 - 1) Przy oświetleniu światłem białym z oświetlacza halogenowego.
 - a) Optymalizacja sposobu oświetlenia szczeliny w celu uzyskania jak najjaśniejszych prążków. Wykorzystanie światłomierza.
 - b) Obserwacja widzialności prążków interferencyjnych w zależności od szerokości szczeliny S . Dokumentacja fotograficzna.
 - c) Pomiar szerokości granicznej szczeliny, gdy kontrast prążków spadnie do zera.
 - 2) Przeprowadzenie doświadczenia przy oświetleniu światłem monochromatycznym lampy sodowej.
 - 3) Przeprowadzenie doświadczenia przy oświetleniu światłem laserowym.
 - 5) Wyznaczenie odległości a między szczelinami ze wzoru (14) na podstawie pomiaru odległości międzyprążkowych Δy i znanej długości fali $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.
 - 6) Sprawdzenie wyników z punktu 5) na podstawie pomiaru odległości a przy pomocy mikroskopu.

Literatura i źródła internetowe

1. J. Petykiewicz "Optyka falowa " PWN, Warszawa, 1986.
2. K. Gniadek "Optyka fourierowska " PWN, Warszawa, 1987
3. E. Heht, A. Zajac "Optics" Addison-Wesley Publishing Company 2003
4. J. W. Goodman "Introduction to Fourier Optics", McGraw-Hill, New York, 2005.
5. W. T. Cathey "Optyczne przetwarzanie informacji i holografia", PWN, Warszawa, 1978.