

Ćwiczenie 5

Pomiar drogi spójności źródeł laserowych. Interferometr Michelsona.

W doświadczeniu Younga można zaobserwować powstawanie prążków interferencyjnych dla różnych źródeł światła, zarówno lasera, lampy sodowej, jak i lampy halogenowej. Warunkiem powstania stacjonarnych prążków interferencyjnych jest umieszczenie jednej szczeliny oświetlającej dwie szczeliny dzięki którym powstają dwie wiązki interferujące ze sobą. Jeżeli pierwszej szczeliny nie ma to interferencja nastąpi w tym przypadku tylko dla światła laserowego, czyli dla źródła, które charakteryzuje się dużym stopniem koherencji. Doświadczenie Younga określa nam czy dane źródło ma wystarczającą spójność przestrzenną, aby jego promieniowanie mogło utworzyć prążki interferencyjne. Zgodnie z zasadą Huygensa-Fresnela punkty pola świetlnego lub wiązki światła emitują wtórne ciągi falowe. Kiedy dwa takie ciągi są skorelowane ze sobą (różnica ich faz pozostaje stała w czasie) możemy zaobserwować zjawisko interferencji. Jeżeli interferują ze sobą dwa ciągi falowe emitowane z różnych punktów to mówimy o spójności przestrzennej. Natomiast, gdy ciągi falowe emitowane są w różnym czasie, ale z tego samego punktu to mamy do czynienia ze spójnością czasową.

W ogólności można powiedzieć, że koherencja to pewien stopień korelacji czasowej i przestrzennej między wartościami amplitud zespolonych (faz) promieniowania. W przypadku holografii i interferometrii mówiąc koherencja mamy na myśli zdolność do tworzenia stacjonarnych prążków o dobrym kontraście przez wiązki światła pochodzące z tego samego źródła.

Spójność czasowa promieniowania

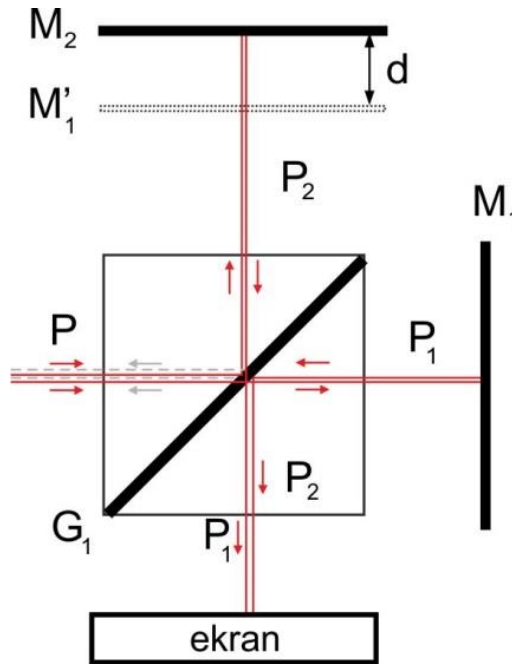
Przy okazji wcześniejszych ćwiczeń podkreślano, że światło laserowe charakteryzuje się wysoką spójnością. Czasami mówi się, że laser jest źródłem światła spójnego. Oczywiście jest to idealizacja. Zarówno nie istnieją źródła światła idealnie niespójnego, jak i źródła światła idealnie spójnego. Mówiąc o spójności czasowej chcemy określić zdolność dwóch wiązek światła pochodzącego z danego źródła do interferencji w danym punkcie przestrzeni.

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 , które połączone są 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.

W rzeczywistości 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} .

Interferometr Michelsona

Najłatwiej jest zmierzyć drogę spójności promieniowania widzialnego w interferometrze Michelsona, którego schemat ilustruje Rys. 1.



Rys. 1 – Schemat interferometru Michelsona. Kolorem czerwonym oznaczone są rozważane wiązki, natomiast kolorem szarym – odbicia, które nie są analizowane.

Poszerzona wiązka laserowa będąca przybliżeniem fali płaskiej P pada na zwierciadło półprzepuszczalne G_1 i dzieli się na dwie części. Jedna z nich (P_1) przechodzi przez G_1 i odbija się od zwierciadła odbiciowego M_1 , a następnie od G_1 , po czym pada na ekran. Druga część (P_2) odbija się od G_1 , następnie od zwierciadła odbiciowego M_2 , dalej przechodzi przez G_1 i pada na ekran. W ten sposób na wyjściu interferometru Michelsona wiązki 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 ma wartość d , oznacza to, że wiązki P_1 i P_2 przebywają w interferometrze drogi różniące się pomiędzy sobą długościami o $2d$.

Warto zauważyć, że dla nieznacznie skróconego jednego ze zwierciadeł M_1 i M_2 na ekranie powstaną prążki interferencyjne, których rozkład natężenia będzie proporcjonalny do:

$$I \sim 1 + \cos\left(2\pi \frac{\delta}{\lambda}\right) = 1 + \cos(2\pi\delta\nu_\lambda), \quad (1)$$

gdzie δ to różnica dróg optycznych odpowiadająca $2d$ na Rys. 1, a $2\pi\nu_\lambda = \frac{2\pi}{\lambda}$ to liczba falowa.

Dla odpowiednio małego przedziału spektralnego $d\nu_\lambda$ natężenie możemy opisać wzorem:

$$dI = [1 + \cos(2\pi\delta\nu_\lambda)]d\nu_\lambda. \quad (2)$$

Natomiast, gdy założymy, że źródło emituje promieniowanie z przedziału spektralnego pomiędzy ν_{λ_1} oraz ν_{λ_2} (które są symetryczne do ν_{λ_0}) to:

$$I = \int_{\nu_{\lambda_1}}^{\nu_{\lambda_2}} f(\nu_\lambda - \nu_{\lambda_0})(1 + \cos 2\pi\nu_\lambda\delta)d\nu_\lambda. \quad (3)$$

Funkcja $f(\nu_\lambda - \nu_{\lambda_0})$ określa gęstość spektralną promieniowania skoncentrowaną wokół ν_{λ_0} . Podstawiając $\nu'_\lambda = \nu_\lambda - \nu_{\lambda_0}$ oraz oznaczając $\nu''_\lambda = \nu_{\lambda_1} - \nu_{\lambda_0} = -(\nu_{\lambda_2} - \nu_{\lambda_0})$ zmienimy położenie początku układu współrzędnych i wtedy otrzymamy:

$$I = \int_{-\nu''_\lambda}^{\nu''_\lambda} f(\nu'_\lambda) \left[1 + \frac{e^{2\pi i(\nu_{\lambda_0} + \nu'_\lambda)\delta} + e^{-2\pi i(\nu_{\lambda_0} + \nu'_\lambda)\delta}}{2} \right] d\nu'_\lambda. \quad (4)$$

Jeżeli zdefiniujemy, że:

$$A = \int_{-v''_{\lambda}}^{v''_{\lambda}} f(v'_{\lambda}) e^{2\pi i v'_{\lambda} \delta} dv'_{\lambda},$$

$$B = \int_{-v''_{\lambda}}^{v''_{\lambda}} f(v'_{\lambda}) e^{-2\pi i v'_{\lambda} \delta} dv'_{\lambda},$$
(5)

to rozkład natężenia możemy opisać wzorem:

$$I = \int_{-v''_{\lambda}}^{v''_{\lambda}} f(v'_{\lambda}) dv'_{\lambda} + \frac{1}{2} [e^{2\pi i v_{\lambda_0} \delta} A + e^{-2\pi i v_{\lambda_0} \delta} B],$$
(6)

gdzie A i B są transformacjami Fouriera $f(v'_{\lambda})$. Możemy założyć, że $A = B$, jeżeli $f(v_{\lambda} - v_{\lambda_0})$ jest symetryczna względem v_{λ_0} .

W tym przypadku zakładamy, że źródło ma stały rozkład spektralny (najprostszy przypadek, gdy rozkład spektralny energii emitowanej przez źródło jest funkcją prostokątną – *rectus* – o szerokości $2v''_{\lambda}$).

Wtedy $A = B = 2v''_{\lambda} \frac{\sin 2\pi v''_{\lambda} \delta}{2\pi \delta v''_{\lambda}} = 2v''_{\lambda} \text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta)$ oraz:

$$I = \int_{-v''_{\lambda}}^{v''_{\lambda}} 1(v'_{\lambda}) dv'_{\lambda} + \frac{1}{2} [e^{2\pi i v_{\lambda_0} \delta} + e^{-2\pi i v_{\lambda_0} \delta}] 2v''_{\lambda} \text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta) = v''_{\lambda} + v''_{\lambda} + \frac{1}{2} 2 \cos(2\pi v_{\lambda_0} \delta) 2v''_{\lambda} \text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta) = 2v''_{\lambda} [1 + \cos(2\pi v_{\lambda_0} \delta) \text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta)].$$
(7)

Maksymalna i minimalna wartość natężenia jest równa:

$$I_{MAX} = 2v''_{\lambda} [1 + |\text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta)|],$$

$$I_{MIN} = 2v''_{\lambda} [1 - |\text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta)|].$$
(8)

Jeżeli widzialność prążków zdefiniujemy jako:

$$\Upsilon = \frac{I_{MAX} - I_{MIN}}{I_{MAX} + I_{MIN}},$$
(9)

to po podstawieniu otrzymamy:

$$\Upsilon(\delta) = \left| \frac{2 \cdot 2v''_{\lambda} \text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta)}{4v''_{\lambda}} \right| = |\text{sinc}(2v''_{\lambda} \delta)|$$
(10)

Zgodnie ze wzorem (10) widzialność prążków interferencyjnych spada przy wzroście różnicy dróg optycznych δ . Jej wartość wyznaczająca pierwsze zero funkcji sincus określa granicę, po przekroczeniu której kontrast prążków już jest niewielki. Z tego względu w praktyce taką granicę przyjmuje się jako długość drogi spójności promieniowania laserowego o charakterystyce spektralnej opisanej funkcją *rectus*.

Przebieg ćwiczenia

1) Pomiar drogi spójności źródła laserowego.

Interferometr Michelsona oświetlić 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. 1 są prostopadłe do siebie, a płaszczyzna zwierciadła G_1 tworzy z nimi kąt 45° . Mierząc odległości między G_1 i M_1 oraz pomiędzy G_1 i M_2 wyjustować interferometr na odległość $d \approx 0$. Następnie obrócić nieznacznie jedno ze zwierciadeł M_1 lub M_2 w płaszczyźnie Rys. 1. Wówczas wiązki P_1 i P_2 tworzą pomiędzy sobą niewielki kąt i na ekranie ustawionym na wyjściu interferometru obserwujemy układ równoległych prążków interferencyjnych o wysokim kontraście. Następnie odsuwać zwierciadło M_2 na coraz większą odległość d od początkowego położenia i fotografujemy prążki interferencyjne o zmiennym kontraście.

Zakładając stały rozkład spektralny i widzialność prążków opisaną wzorem (10), na podstawie dokumentacji fotograficznej wyznaczyć widzialność prążków w funkcji δ . Z wykresu funkcji $Y(\delta)$ wyznacza się drogę spójności jako różnicę argumentów funkcji dla głównego maksimum ($d = 0$) i pierwszego minimum (zero funkcji sincus w równaniu (10)).

Pomiarów drogi spójności dokonujemy dla 3 źródeł laserowych, np. dla:

- lasera na ciele stałym (czerwony – długość fali 670 nm)
- lasera na ciele stałym (zielony – długość fali 532 nm)
- lasera gazowego He-Ne (czerwony – długość fali 632,8 nm)