

Interferencja światła – kiedy możemy ją zaobserwować? część I

*Tomasz Kawalec, Instytut Fizyki
im. Mariana Smoluchowskiego UJ*

O interferencji światła możemy przeczytać w wielu podręcznikach szkolnych, akademickich oraz artykułach naukowych. Interferencja jest tam omawiana zarówno w kontekście opisu klasycznego, jak i kwantowego. W *Fotonie* temu tematowi był na przykład poświęcony dwuczęściowy artykuł w numerach 94 i 95 w 2006 roku. Kiedy zagadnienie interferencji staje się nam już bliższe, dowiadujemy się, że interferować może nie tylko światło (czy też w ogóle – fale), ale też cząstki, atomy czy nawet cząsteczki! Mam tu na myśli zakres od elektronów aż po fulereny. Istnieją nawet doświadczenia, w których rola materii i światła została niejako odwrócona. Zamiast interferencji światła, wynikającej z jego propagacji przez szczeliny (czyli struktury materialne), bada się interferencję atomów, poruszających się przez siatkę dyfrakcyjną „zbudowaną” ze światła!¹ Czy w tej sytuacji mogę napisać o interferencji coś ciekawego? Czy mogę dołożyć chociaż małą cegiełkę do już istniejącej, stabilnej budowli? Od strony samej fizyki – zapewne nie. Ale myślę, że mogę uczniom, ale też i studentom, pomóc zrozumieć niektóre aspekty tych fascynujących zjawisk.

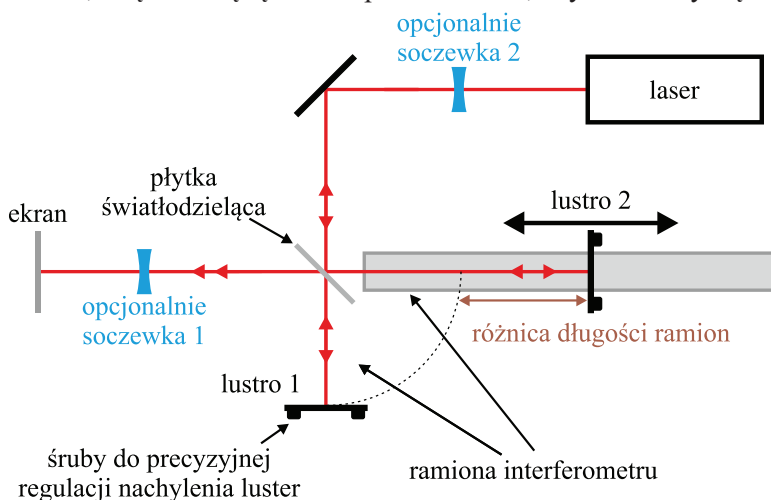
Kiedy jest mowa o interferencji światła, przychodzą nam na myśl głównie statyczne prążki interferencyjne – ciekawe układy obszarów jasnych i ciemnych, obserwowanych na ekranie czy na kamerze. Ale dlaczego czasem te prążki to zestaw równoległych linii, a czasem koncentryczne okręgi? Czy gdy na ekranie widzimy po prostu jasną, jednorodną plamę, to na pewno interferencja nie zachodzi? A może cała ta plama to jeden wielki, pojedynczy prążek? A może prążki istnieją, ale są zbyt gęste, żeby je zobaczyć gołym okiem? Albo z jakiegoś powodu przesuwają się tak szybko, że dla naszego oka struktura interferencyjna po prostu się uśrednia? Pójdźmy nawet dalej. Zgodnie z powszechnym przekonaniem, obserwacja interferencji jest możliwa tylko wtedy, gdy interferujące wiązki światła są spójne, czyli drgania jednej i drugiej fali są względem siebie „uporządkowane”. Dlatego spotykamy się z opinią, że interferujące wiązki powinny pochodzić z lasera – i to jednego lasera. A gdyby źródłami tych wiązek były dwa zupełnie niezależne lasery? Albo gdyby źródłem światła była lampa? Czy wtedy mamy szansę zaobserwować coś ciekawego? Z drugiej strony – czy użycie jednego lasera na pewno gwarantuje, że prążki się pojawiają? Na te pytania odpowiem w drugiej części artykułu. W pierwszej części zajmiemy się geometrią statycznych prążków – takich, które można łatwo obserwować gołym okiem lub

¹ Pojęcia „interferencja atomów”, ale też i „interferencja fotonów” są tak naprawdę nieprecyzyjne i mogą być mylące. Wyjaśnię to w drugiej części artykułu.

przy pomocy zwykłego aparatu lub kamery, bez stosowania szczególnych, dodatkowych zabiegów.

Przy omawianiu interferencji często posługujemy się pojęciem różnicy faz interferujących fal. Różnica faz mówi nam, jaka jest zależność pomiędzy „stanem” fal w danym punkcie – na przykład na ekranie. Dla światła mówi nam ona, czy jeśli dla jednej fali akurat wektor pola elektrycznego jest maksymalny, to dla drugiej też jest maksymalny, czy może maksymalny, ale o przeciwnym zwrocie, czy może jest w jakimś stanie pośrednim. Matematycznie różnica faz jest wyrażana w jednostkach takich jak kąty – najczęściej w radianach. Jasne prążki interferencyjne powstają w miejscach, w których różnica faz nakładających się fal jest parzystą wielokrotnością π (czyli w szczególności wynosi zero), a ciemne – gdy jest nieparzystą wielokrotnością π . W pierwszym przypadku fale dodają się tak, że się wzmacniają (wektory pola elektrycznego obu fal drgają zgodnie), a w drugim tak, że się wygaszają (wektory pola elektrycznego mają zawsze przeciwne zwroty).

Do obserwacji interferencji światła często wykorzystuje się dwuwiaźkowe interferometry Michelsona lub Macha-Zehndera. Każdy z nich można łatwo zbudować w laboratorium optycznym lub nawet kupić w postaci gotowego zestawu. Wiązki światła, które interferują, pochodzą z lasera (lub nawet wskaźnika laserowego), którego światło jest najpierw dzielone na płytce światłodzielącej. Następnie dzięki układowi optycznemu, złożonemu w najprostszym przypadku z samych lusterek, wiązki te są łączone z powrotem tak, aby nakładały się na siebie.



Rys. 1. Schemat interferometru Michelsona. Różnica dróg optycznych pomiędzy ramionami interferometru jest równa podwojonej różnicy ich długości. Czynnikiem 2 wynika z faktu, że światło w ramionach biegnie „tam i z powrotem”

Schemat interferometru Michelsona, wraz z uproszczonym biegiem wiązek, jest przedstawiony na rys. 1. Światło z lasera pada na płytkę światłodzielącą, która rozdziela je do dwóch ramion interferometru. Często używa się też terminu „płytkę półprzepuszczalną”, jednak unikam tej nazwy, ponieważ rzadko kiedy ta

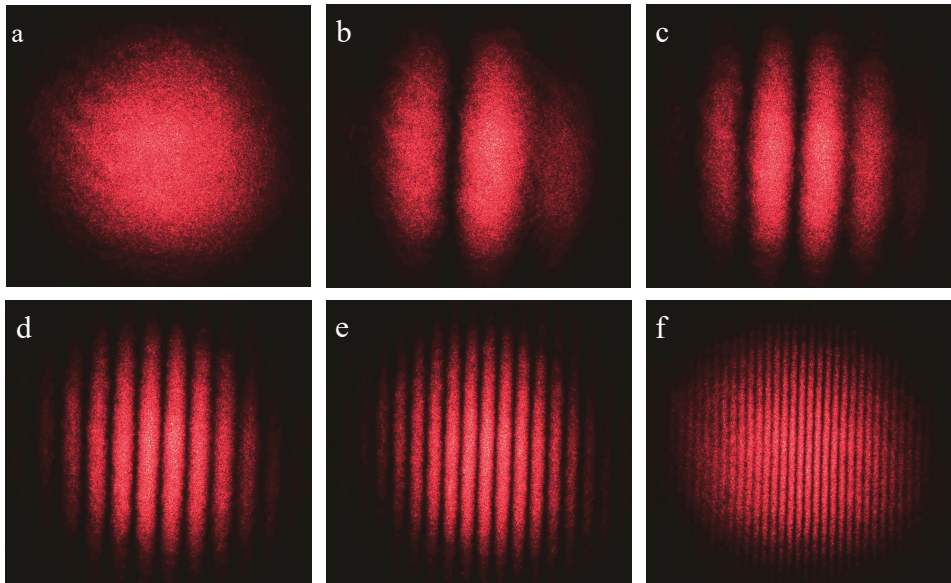
plytka faktycznie dzieli wiązkę światła „na pół” pod względem natężenia. Żeby nie odbiegać od głównego wątku, nie zajmujemy się tu celowo szczegółami toru wiązki wewnątrz płytki światłodzielnącej. Światło odbite od lustera 1 i 2 trafia ponownie na płytkę światłodzielną, dzięki czemu obie wiązki możemy na siebie nałożyć. To zadanie wymaga dużej dokładności – dlatego oba lusterka, a często też i płytka światłodzielną, są zamontowane w uchwytych, których kąt nachylenia możemy precyzyjnie regulować specjalnymi śrubami. Ostatecznie część światła biegnie w stronę ekranu, a część – z powrotem w stronę lasera. O tym drugim przypadku często się zapomina – omówimy go później.

Na początek rozważmy przypadek, gdy wiązki światła padające na ekran biegną dokładnie po tym samym torze. Ponadto nie stosujemy ani soczewki 1, ani 2. Wtedy wzór na natężenie światła I na wyjściu interferometru Michelsona dla światła monochromatycznego przyjmuje postać:

$$I(\Delta x) = I_0 \left(1 + \cos \left(2\pi \frac{\Delta s}{\lambda} \right) \right), \quad (1)$$

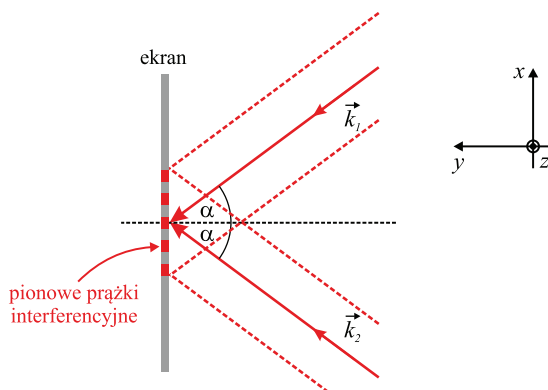
gdzie I_0 to natężenie światła laserowego na wejściu interferometru, Δs to różnica dróg optycznych w ramionach interferometru, a λ to długość fali światła². Wzór (1) tak naprawdę dotyczy sytuacji, gdy światło jest tak zwaną falą płaską, czyli nie skupia się ani nie rozbiega oraz wiązka nie jest przestrzennie ograniczona – czyli rozciąga się na boki w nieskończoność. Światło laserowe (ani żadne inne) w rzeczywistości falą płaską nie jest – nie istnieją w zwykłych ośrodkach naprawdę równoległe (skolimowane) wiązki światła. Jeśli jednak wiązka jest wystarczająco szeroka – powiedzmy na kilka milimetrów – opis poprzez fale płaskie jest zupełnie wystarczający. Co nam mówi wzór (1)? Po pierwsze, że natężenie światła na ekranie jest wszędzie takie samo – cały ekran jest oświetlony równomiernie. Nie ma w tym wzorze żadnych zmiennych związanych z położeniem na ekranie. Ponieważ mamy tu do czynienia tylko z imitacją fali płaskiej, to mowa jest oczywiście o oświetleniu ekranu na obszarze wyznaczonym przekrojem wiązek laserowych. Po drugie – natężenie światła zależy od różnicy dróg optycznych Δs w ramionach interferometru. Natężenie może przyjmować wartości od 0 do $2I_0$. Gdy delikatnie (w zakresie setek nanometrów) zmienimy położenie lustera 1 lub 2, cały oświetlony ekran będzie jaśniejszy lub ciemniejszy. W takim razie – gdzie są ci główni bohaterowie – prążki?! Pierwsza odpowiedź brzmi – to, co widać na ekranie, to właśnie po prostu taki jeden, duży prążek. Geometria (i w tym – symetria) układu sprawia, że oczekiwane przez nas ciekawsze prążki nie mają się tu jak pojawić. W doświadczeniach faktycznie da się to zaobserwować. Jeśli wiązki są bardzo precyzyjnie nałożone, to dostajemy obraz taki, jak na rys. 2 a. Innymi słowy – różnica faz między obydwoma wiązkami jest na ekranie w każdym punkcie taka sama. Jak zatem dostać „prawdziwe” prążki, takie jak te na rys. 2 b-f?

² Czytelnicy, którzy chcą znać wyprowadzenie tego wzoru, mogą skorzystać z rozumowania zaczynającego się od wzoru (2) poniżej i wziąć od razu $\alpha = 0$.



Rys. 2. Prążki interferencyjne liniowe o różnej gęstości. Kolejne zdjęcia zostały zrobione dla coraz większego kąta między wiązkami. Rozmiar plamy światła wynosił około 40 cm, dzięki zastosowaniu soczewki 2 (opis w tekście)

Musimy sprawić, żeby różnica faz między wiązkami była różna w różnych miejscach ekranu. Okazuje się, że wystarczy poprowadzić obie wiązki pod pewnym kątem względem siebie, tak jak to jest naszkicowane na rys. 3. Jak się zaraz okaże, do samych celów obserwacyjnych ten kąt musi być mały – poniżej 1 stopnia, ale w pewnych sytuacjach używa się i znacznie większych kątów. Jak znaleźć geometrię prążków w takiej sytuacji? Poniżej przedstawiony jest szkic jednego z rozwiązań, który bazuje na podejściu ogólniejszym niż to, które prowadziło do wzoru (1) i wzór ten będzie tutaj szczególnym przypadkiem.



Rys. 3. Geometria układu do otrzymywania liniowych prążków. Orientacja ekranu jest dokładnie taka sama, jak na rys. 1. Linie kreskowane umownie pokazują szerokość padających wiązek światła. Wektory falowe \vec{k}_1 i \vec{k}_2 wskazują kierunek rozchodzenia się fal. Kąt między wiązkami jest tu celowo duży, żeby rysunek był przejrzysty, chociaż bywają sytuacje, w których i takie się stosuje

Natężenie światła I jest proporcjonalne do średniej po czasie (zaznaczonej poziomą kreską) z kwadratu natężenia pola elektrycznego E :

$$I(\vec{r}) = \varepsilon_0 c \overline{E(\vec{r}, t)^2}. \quad (2)$$

Co prawda natężenie pola elektrycznego jest wektorem, ale tutaj wystarczy opis skalarny (liczbowy), o czym wspomnę później. W powyższym wzorze ε_0 to przenikalność elektryczna próżni, c to prędkość światła, a t to czas. Dlaczego pojawia się ta średnia po czasie? Chodzi o to, że pole elektryczne (i magnetyczne) światła drga tak szybko, że ani nasze oko, ani przyrządy pomiarowe nie są w stanie tych drgań bezpośrednio zarejestrować – są na to zbyt powolne. Ponadto, ponieważ zagadnienie robi nam się bardziej skomplikowane geometrycznie niż poprzednio, konieczne było wprowadzenie wektora położenia \vec{r} . Zwróćmy też uwagę na nazewnictwo, które – jak zaobserwowałem – bywa mylące nawet dla studentów. Mamy bowiem do czynienia z *natężeniem światła* i z *natężeniem pola elektrycznego*. To są różne wielkości fizyczne, z różnymi jednostkami.

Zgodnie z zaobserwowanym prawem przyrody (tak zwana zasada superpozycji), natężenia pola elektrycznego obydwu wiązek musimy do siebie dodać, a wynik dodawania wstawić do wzoru (3):

$$I(\vec{r}) = \varepsilon_0 c \overline{\left(\frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t) + \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + k_2 \Delta s) \right)^2}. \quad (3)$$

W powyższym wzorze $\frac{1}{\sqrt{2}} E_0$ to amplituda pola elektrycznego światła w ramieniu interferometru – już po przejściu przez płytkę światłodziącą. Czynniki $\frac{1}{\sqrt{2}}$ może na pierwszy rzut oka wyglądać podejrzanie. Wynika on z tego, że płytka dzieli u nas natężenie światła na pół, a zależność między natężeniem światła i pola elektrycznego jest kwadratowa (wzór 2). ω to częstość naszych fal, a \vec{k} to tak zwany wektor falowy światła, który po prostu wskazuje kierunek rozchodzenia się fali. Kropki oznaczają iloczyn skalarny wektora falowego i wektora położenia. Przyjąłem, że dodatkową drogę optyczną Δs przebywa fala 2. Wiązki pochodzą z tego samego lasera, mają zatem tą samą częstotliwość i długość k wektora falowego:

$$|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (4)$$

Na podstawie geometrii układu (zwróćmy uwagę na układ współrzędnych na rys. 3) wnioskujemy, że:

$$\vec{k}_1 \cdot \vec{r} = -k_x x + k_y y \quad \vec{k}_2 \cdot \vec{r} = k_x x + k_y y. \quad (5)$$

Po wstawieniu (5) do (3) przychodzi pora na wykonanie kilku przekształceń. Na początek skorzystajmy ze wzoru skróconego mnożenia:

$$I(\vec{r}) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 \times \left(\overline{\cos^2(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)} + 2 \overline{\cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t) \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + k \Delta s)} + \overline{\cos^2(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + k \Delta s)} \right). \quad (6)$$

Średnią sumy zamieniliśmy na sumę średnich, ponieważ wszędzie ta średnia dotyczy tego samego „odcinka” czasu. Teraz w członie mieszanym korzystamy z tożsamości trygonometrycznych i zapisujemy iloczyn cosinusów za pomocą sumy cosinusów z odpowiednimi argumentami. Ponadto wykonujemy niektóre średnie po czasie i otrzymujemy³:

$$I(\vec{r}) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 \left(\frac{1}{2} + 2 \frac{1}{2} \left(\overline{\cos(-2k_x x - k \Delta s)} + \overline{\cos(2k_y y - 2\omega t + k \Delta s)} \right) + \frac{1}{2} \right). \quad (7)$$

Pierwsza średnia po czasie nie wpływa na funkcję cosinus, ponieważ zależność od czasu tam zniknęła. Druga średnia po czasie powoduje, że jej człon się zeruje. Ponadto korzystamy z zależności $I_0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2$ i dostajemy:

$$I(x) = I_0 \left(1 + \cos \left(x \frac{4\pi}{\lambda} \sin \alpha + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s \right) \right). \quad (8)$$

Zgodnie z oczekiwaniami, ze względu na geometrię układu, prążki interferencyjne tworzą się w płaszczyźnie ekranu (nie ma zależności od zmiennej y) i są prostopadłe do płaszczyzny rysunku (nie ma zależności od zmiennej z). Z powyższego wzoru na natężeniowy profil prążków interferencyjnych wzdłuż osi x , możemy wyliczyć ich okres d :

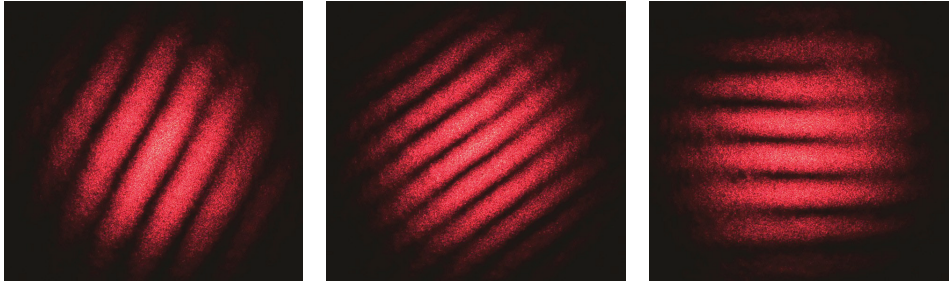
$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}. \quad (9)$$

Okres ten zależy od długości fali oraz – co dla nas ważniejsze – od kąta α . Gdy kąt ten zmierza do zera, okres prążków zmierza do nieskończoności, a to jest zgodne z naszą wcześniejszą analizą. Gdy kąt rośnie – gęstość prążków również rośnie, tak jak to jest pokazane na rys. 2 b-f. Przy kącie 2α równym 30° , odległość między środkami prążków wynosi tylko około $1,2 \mu\text{m}$ dla popularnego lasera helowo-neonowego o długości fali 633 nm . Takie prążki nie są widoczne bezpośrednio gołym okiem. Dla celów demonstracyjnych możemy powiększyć obraz interferencyjny, wstawiając soczewkę rozpraszającą 2. Soczewka ta nie wpływa zasadniczo na samą strukturę ciemnych i jasnych pól, ale ułatwia obserwacje. Manipulując płaszczyzną, w której jest zawarty kąt 2α między wiązkami, poprzez delikatną zmianę kąta ustawienia lusterek interferometru, możemy oczywiście obracać prążki interferencyjne – przykłady są pokazane na rys. 4.

Żeby nie poruszać kilku tematów jednocześnie, celowo pominąłem tutaj zagadnienie polaryzacji światła, czyli kierunku (lub kierunków) drgań wektora natężenia pola elektrycznego. Głębsza analiza oraz nieco uogólnione równanie (6) prowadzą do wniosku, że aby interferencja zaszła, polaryzacje wiązek z obydwu ramion nie mogą być względem siebie prostopadłe, a najlepiej – gdy są równoległe. W standardowych sytuacjach na szczęście ten warunek jest spełniony (lub prawie spełniony) bez naszych dodatkowych działań. Tutaj założyliśmy po cichu,

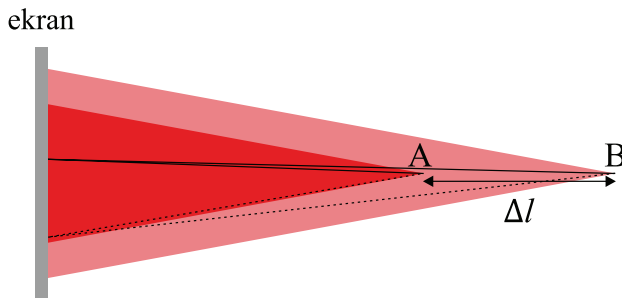
³ $\overline{\cos^2 \omega t} = \overline{\sin^2 \omega t} = \frac{1}{2}$. Wynik ten można dostać z całkowania, ale też z prostych rozważań geometrycznych – zachęcam do narysowania wykresu funkcji $\cos^2 x$ i skorzystania z jego symetrii w pionie. Natomiast $\overline{\cos \omega t} = \overline{\sin \omega t} = 0$. Wszystkie te przypadki dotyczą sytuacji, gdy średnią liczymy po okresie lub jego wielokrotności.

że obie wiązki są spolaryzowane prostopadle do płaszczyzny rysunku i dlatego pole elektryczne traktowaliśmy skalarnie, zamiast wektorowo we wzorze (3).



Rys. 4. Prążki interferencyjne dla różnych orientacji kąta między wiązkami

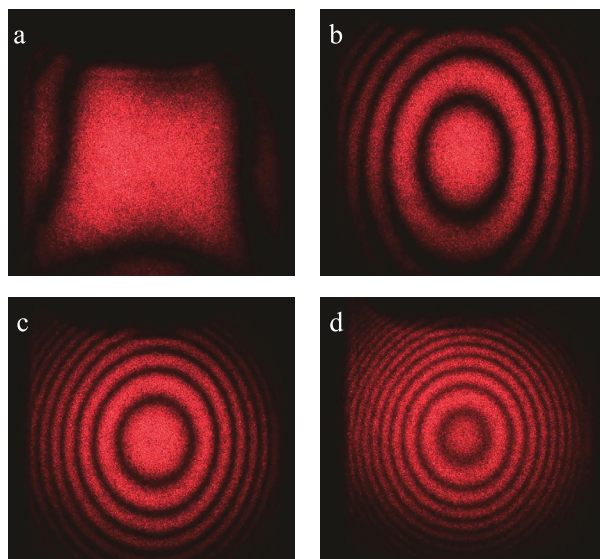
Pozostała nam jeszcze kwestia okrągłych prążków interferencyjnych – jak je uzyskać? Już wiemy, że geometria układu musi być inna niż poprzednio – tutaj bowiem potrzebujemy symetrii cylindrycznej. Najłatwiej ją uzyskać, wprowadzając soczewkę 1 na wejściu interferometru, zgodnie z rys. 1. Interferujące wiązki są wtedy rozbieżne, ale w przeciwieństwie do przypadku użycia tylko soczewki 2, teraz mamy możliwość kontrolowania różnicy położenia miejsc, z których obie wiązki się rozbiegają – spójrzmy na szkic na rys. 5. Dla uproszczenia, sam interferometr został tu pominięty, a pozostały jedynie interferujące wiązki.



Rys. 5. Szkic przedstawiający nałożenie rozbieżnych wiązek światła. Względna odległość Δl (pozornych) miejsc A i B rozbiegania się wiązek jest regulowana w rzeczywistości położeniem lustra w jednym z ramion interferometru. Czarne linie symbolizują, w ramach optyki geometrycznej, promienie światła wybiegające z punktów A i B. W zależności od miejsca padania na ekran, różnica faz między obydwoimi promieniami jest różna – na ekranie powstają prążki interferencyjne. Ze względu na symetrię obrotową wzdłuż osi łączącej punkty A i B, prążki przyjmują kształt pierścieni

Gdyby względna odległość Δl była zbliżona do zera, w zasadzie powinniśmy zaobserwować na ekranie jeden duży, jednorodny prążek. Czynniki geometryczne i optyczne powodują jednak, że w naszym układzie ten prążek jest zniekształcony – popatrzmy na rys. 6 a. Natomiast w miarę zwiększania odległości Δl , po pierwsze pojawiają się koncentryczne prążki, a po drugie – prążki stopniowo się zagęszczają. Przykłady są pokazane na rys. 6 b-d, gdy różnica dróg optycznych była wydłużana o około 2 cm do każdego zdjęcia.

Zwróćmy tutaj jeszcze uwagę na to, że taka duża „zgrubna” zmiana różnicy dróg optycznych w zakresie centymetrów powoduje przede wszystkim wspomnianą zmianę generalnej struktury prążków (zagęszczanie lub rozrzedzanie). Natomiast to, czy akurat w centrum obrazu będzie jasny, czy ciemny prążek, czy też pośredni, zależy już niemal mikroskopowo od wartości różnicy dróg optycznych. Wystarczy delikatnie dotknąć któregoś z lusterek interferometru, a zmiana jego położenia o setki nanometrów spowoduje zamianę jasnego i ciemnego prążka (ale praktycznie nie zmieni gęstości prążków).

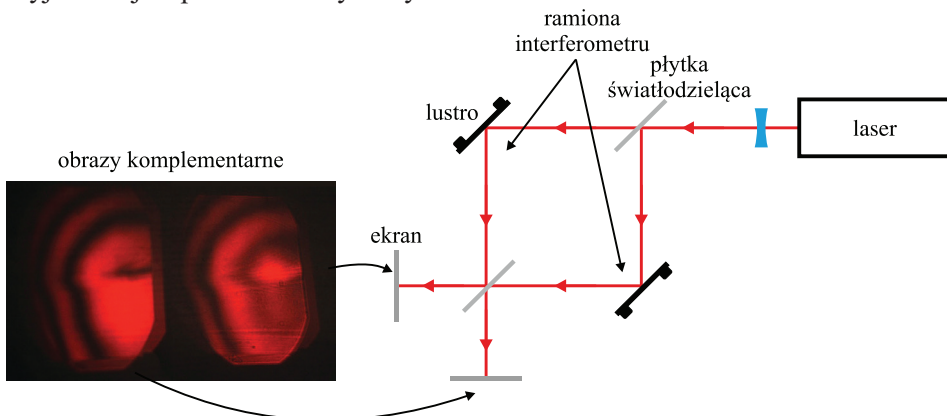


Rys. 6. Okrągłe prążki interferencyjne, uzyskane po zastosowaniu soczewki 1, a także pomocniczo soczewki 2. Kolejne zdjęcia zostały wykonane dla coraz większej różnicy dróg optycznych między ramionami interferometru (do kilku cm). Rozmiar obrazu interferencyjnego to około 15 cm

Można to bardzo ładnie zilustrować, ponieważ w interferometrze Michelsona częstym zabiegiem jest nie ręczne, ale automatyczne przesuwanie jednego z lusterek w zakresie kilku-kilkunastu mikrometrów, dzięki zamocowaniu go na elemencie piezoelektrycznym. Ruch lustra powoduje niewielką, płynną zmianę różnicy dróg optycznych w ramionach interferometru, a to z kolei prowadzi do przesuwania się prążków liniowych wzdłuż osi x z rys. 3. (zmiana Δs we wzorze 8) lub do koncentrycznego malenia lub rośnięcia prążków okrągłych. Oba przypadki są zilustrowane na krótkich filmach dołączonych do artykułu.

Na koniec głównej części artykułu chcę zwrócić uwagę na jeszcze jedną rzecz. Kiedy analizujemy działanie interferometrów, a szczególnie interferometru Michelsona, możemy poczuć pewien niepokój. Wyobraźmy sobie, że tak dobrze wyregulowaliśmy układ optyczny, że na ekranie obserwujemy tylko jeden wielki prążek. Na dodatek, dzięki odpowiedniemu doborowi różnicy dróg optycznych, jest to prążek zupełnie ciemny. Do ekranu nie dociera zatem żadne światło. Ale przecież my do interferometru świecimy laserem! Co się dzieje ze

światłem, z energią? Wszystko jest w porządku – interferometr tak naprawdę ma dwa wyjścia. Analiza układu prowadzi do wniosku, że kiedy w jednym z wyjść mamy prążek ciemny, to w drugim – jasny. Oba wyjścia są komplementarne. Problem w tym, że w interferometrze Michelsona to drugie wyjście idealnie pokrywa się z wejściem i często go nie zauważamy, ponieważ „wydobycie” światła z tego wyjścia jest możliwe, ale nieco kłopotliwe. Interferometr Macha-Zehndera natomiast ma te dwa wyjścia geometrycznie rozdzielone i bardzo dobrze dostępne. Szkic tego interferometru wraz z prążkami obserwowanymi na jego obydwu wyjściach jest przedstawiony na rys. 7.



Rys. 7. Schemat interferometru Macha-Zehndera wraz z przykładowymi obrazami interferencyjnymi z obu wyjść. Autorką zdjęcia prążków jest Aleksandra Sierant

Albert Michelson był fizykiem amerykańskim pochodzenia polsko-żydowskiego, żyjącym na przełomie XIX i XX wieku. Dokonał precyzyjnych pomiarów prędkości światła, a wraz z Edwardem Morley’em przeprowadził słynny eksperyment interferometryczny, który przyczynił się do powstania szczególnej teorii względności⁴. W 1907 roku został laureatem Nagrody Nobla za „skonstruowanie precyzyjnych instrumentów optycznych i wykonanie z ich wykorzystaniem pomiarów spektroskopowych i metrologicznych”. Skonstruował również interferometr gwiazdowy do zastosowań astronomicznych⁵.

Warto zauważyć, że interferometr Michelsona jest używany do dzisiaj, zarówno w badaniach naukowych, jak i w dydaktyce, niejednokrotnie w wersji praktycznie takiej samej, jak ta sprzed 140 lat. Zmodyfikowane konstrukcje są również bardzo popularne. Wariant z automatycznie przesuwającym lustrem jednego z ramion stanowi serce spektroskopii fourierowskiej, a wielkich rozmiarów interferometr Michelsona jest obecnie główną częścią optycznego detektora fal grawitacyjnych. Podobnie, do dzisiaj używa się interferometru gwiazdowego,

⁴ Bezpośredni wpływ wyników eksperymentu na sformułowanie przez Einsteina szczególnej teorii względności jest przedmiotem dyskusji, jednak wpływ co najmniej pośredni wydaje się pewny.

⁵ Biografia Alberta Michelsona jest przedstawiona w artykule w *Fotonie* 84 z 2004 roku.

przy pomocy którego Michelson i jego współpracownik 100 lat temu zmierzyli po raz pierwszy średnicę gwiazdy innej niż Słońce.

Przeglądając w Internecie materiały dotyczące działalności naukowej Alberta Michelsona, odniosłem wrażenie, że często informacje dotyczące pomiarów bezwzględnej prędkości światła i pomiarów z użyciem interferometru są wymieszane i wprowadzają czytelników w błąd. Dlatego poniżej przedstawiam w bardzo syntetycznej formie informacje o niektórych eksperymentach Michelsona.

1877-1879, 1924-1926, 1929-1933 (już częściowo po śmierci Michelsona) – pomiary bezwzględnej prędkości światła z użyciem aparatury bazującej na ulepszonej metodzie Léona Foucaulta, w której mierzy się czas przelotu światła (tam i z powrotem) na odcinku o znanej długości, z pomocą wirującego lustra. Pomiary te w żaden sposób nie bazowały na zjawisku interferencji światła.

1881 – pierwszy eksperyment z użyciem interferometru, który miał pomóc zrozumieć zachowanie hipotetycznego eteru w pobliżu Ziemi poprzez wykazanie zmian w różnicy czasu przelotu światła w prostopadłych ramionach interferometru, objawiającej się zmianami w położeniu prążków interferencyjnych. Eksperyment okazał się niewystarczająco dokładny.

1887 – kolejny eksperyment interferometryczny, przeprowadzony razem z Edwardem Morley’em. Ogólna idea pomiaru nie zmieniła się, ale interferometr został zmodyfikowany przez wprowadzenie wielokrotnych odbić światła w ramionach. Zwiększona czułość pozwoliła stwierdzić, że hipotetyczny eter musiałby być „całkowicie wleczony” przez Ziemię. Ani ten eksperyment, ani poprzedni z 1881 roku nie miały na celu pomiaru bezwzględnej prędkości światła.

1892-1893 – pomiar interferencyjny, dzięki któremu mechaniczny wzorzec metra, przechowywany w Paryżu, został powiązany z długością fali światła kadmu.

1920 – pierwszy pomiar średnicy odległej gwiazdy (Betelgezy), wykonany z użyciem interferometru gwiazdowego Michelsona.

Prążki interferencyjne otrzymane w interferometrze Michelsona dla lasera helowo-neonowego. Jedno z ramion interferometru ma płynnie zmienianą długość w zakresie około 500 nanometrów dzięki użyciu elementu piezoelektrycznego. W zależności od geometrii układu prążki mogą mieć różny kształt.

Zeskanuj i zobacz:



Prążki liniowe. <https://youtu.be/XsWBEsIzRMA>



Prążki koncentryczne. <https://youtu.be/4rtcpLYk8rM>