

Interferencja światła – kiedy możemy ją zaobserwować? część II

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

W pierwszej części artykułu (*Foton* nr 150) zajęliśmy się typowymi przypadkami interferencji światła pochodzącego z jednego lasera. To właśnie o takiej konfiguracji najczęściej słyszymy w szkole. Powód jest oczywisty – taką interferencję najłatwiej zaobserwować. Warunkiem koniecznym otrzymania wyraźnych, statycznych prążków interferencyjnych jest wysoka spójność światła – czyli uporządkowanie drgań fal składowych, które tworzą wiązki w naszym interferometrze. Lasery generują zazwyczaj właśnie takie światło – wystarczająco spójne dla naszych potrzeb. Tutaj zajmiemy się mniej oczywistymi przypadkami – gdy natrafiamy na problemy ze spójnością. Okaże się, że nawet dla lasera interferencja może nie być widoczna, ale też i na odwrót – może być widoczna dla lampy, diody świecącej LED czy dwóch niezależnych laserów.

Jak już wspominałem, aby móc (łatwo) zaobserwować interferencję, światło musi być spójne – to znaczy względna faza interferujących wiązek musi być stabilna. Jak się dalej okaże – warunek ten może być do pewnego stopnia poluzowany. Fizycy dzielą spójność na tak zwaną przestrzenną i czasową, a my zajmiemy się tu tą drugą. Wyobraźmy sobie, że jesteśmy w stanie zmierzyć dla jakiejś fali różnicę pomiędzy jej fazą w danej chwili i chwili późniejszej. Jeśli ta różnica jest stabilna – światło jest czasowo spójne. Podkreślam, że istotna jest stabilność, a nie sama wartość tej różnicy faz. Czas, po którym różnica faz zmienia się co najwyżej o pewną umowną wartość (np. π , czyli 180°) jest nazywany czasem spójności. Mnożąc czas spójności przez prędkość światła, otrzymujemy wygodniejszą wielkość – drogę spójności. W praktyce mówi nam ona, jaka może być maksymalna różnica dróg optycznych w ramionach interferometru (popatrzmy na rys. 1), abyśmy jeszcze interferencję mogli zaobserwować – czyli aby fazy interferujących wiązek były jeszcze względem siebie stabilne.

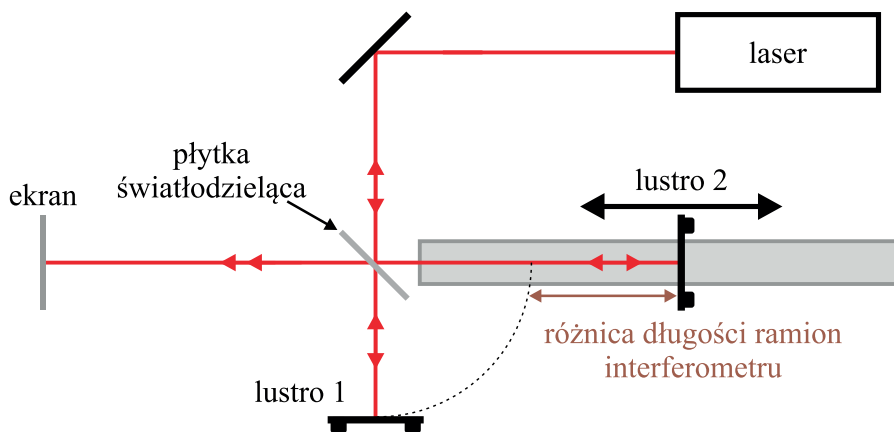
Co jest przyczyną ograniczonej spójności czasowej? Jest nią obecność w świetle składowych o różnych częstotliwościach. Im więcej tych częstotliwości, czyli im widmo naszego światła jest szersze, tym czas spójności jest krótszy. W przybliżeniu, czas spójności jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości spektralnej światła – czyli szerokości widma na skali częstotliwości.

Zacznijmy nasze główne rozważania od pojedynczego lasera. Podstawowe definicje tego urządzenia mówią, że emituje on światło monochromatyczne. Gdyby faktycznie było idealnie monochromatyczne, byłoby też i idealnie spójne, czyli o nieskończonej drodze spójności. Można by je opisać w całości funkcją

zawierającą na przykład człon $\cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - 2\pi\nu t)$, który pojawił się w pierwszej części artykułu (ν to częstotliwość fali, a $2\pi\nu$ to jej częstość).

Rzeczywiste lasery nie generują jednak światła prawdziwie monochromatycznego. Jest to związane z dwoma różnymi problemami. Pierwszy z nich (i występujący zawsze) polega na tym, że widmo emitowanego światła ma pewną szerokość, czyli główna częstotliwość jest rozmyta. To mogą być pojedyncze herce (Hz), ale też (dużo częściej) megaherce (MHz), gigaherce (GHz) czy nawet teraherce (THz). Drugi problem pojawia się, gdy laser emituje światło o kilku wyraźnie różnych głównych częstotliwościach, oczywiście też indywidualnie rozmytych, jak w problemie pierwszym.

Przykładowo, dla najprostszych laserów na ciele stałym, cierpiących z powodu obydwu problemów, droga spójności wynosi zaledwie milimetr! Natomiast w popularnym laserze helowo-neonowym, w jego wersji podstawowej, dominuje problem drugi. Rachunki i obserwacje pokazują, że w takim przypadku w interferometrze Michelsona nie zaobserwujemy żadnych prążków, gdy różnica długości ramion będzie miała charakterystyczne wartości, przykładowo 20, 60, 100 cm¹. Widzimy, że laser wcale nie musi być gwarancją zachodzenia „ładnej”, statycznej interferencji!



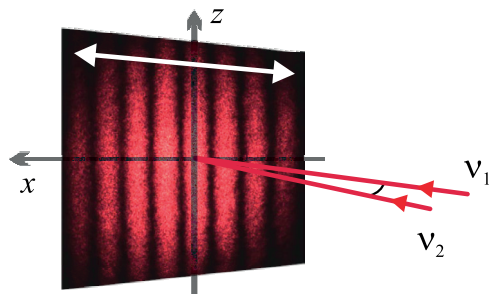
Rys. 1. Uproszczony schemat interferometru Michelsona. Tutaj skupiamy się na tym, że możemy regulować długość jednego z ramion interferometru, czyli kontrolować różnicę dróg optycznych między ramionami. Aby zmierzyć drogę spójności, odsuwamy lustro 2 coraz dalej i sprawdzamy, kiedy jeszcze widzimy prążki interferencyjne

Od przypadku pojedynczego lasera, przejdźmy teraz do głównej części, czyli do dwóch niezależnych laserów. Pytanie o możliwość interferencji światła pochodzącego z takich dwóch różnych źródeł (a nie światła pochodzącego z jednej, podzielonej wiązki) nurtowała fizyków w XX wieku. Interferencję w końcu zaobserwowano – z użyciem pomysłowego układu eksperymentalnego [1].

¹ Podane wartości mają związek z długością rezonatora lasera i jego tak zwanym przedziałem dyspersji. Ponadto, dana różnica długości ramion oznacza dla światła różnicę dróg dwa razy większą, ponieważ światło biegnie w ramionach „tam i z powrotem”.

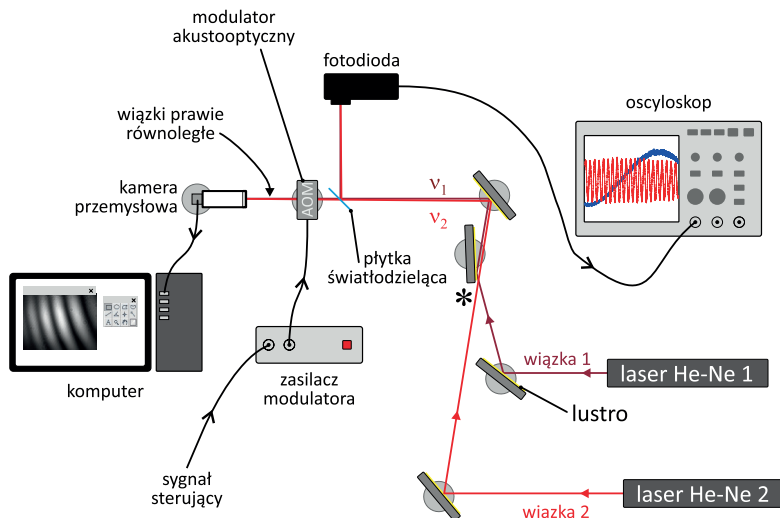
Dlaczego jednak to było ciekawe? Pamiętano bowiem o stwierdzeniu noblisty Paula Diraca, że „każdy foton interferuje tylko ze sobą. Interferencja między dwoma fotonami nigdy nie zachodzi”. Samo pojęcie interferowania cząstek (tu – fotonów) jest kłopotliwe – piszę o tym pod koniec tego artykułu, ale co najistotniejsze, obawiano się, że skoro fotony pochodziłyby z różnych źródeł, to faktycznie musiałyby interferować dwa różne. Póki natężenie światła jest duże, możemy zastosować intuicyjny opis poprzez fale elektromagnetyczne – i tego dotyczą następne akapity opisujące eksperyment. Gdy jednak mamy do czynienia z pojedynczymi fotonami (dla nich też zresztą pokazano interferencję z dwóch laserów w artykule [2]), pojawiały się wątpliwości. Krótkie wyjaśnienie podaję w przedostatnim akapicie artykułu.

Gdy źródłem światła są dwa lasery, zachowanie prążków zależy od właściwości ich światła. Jeśli dominują problemy związane z rozmyciem częstości głównych, to prążki się tworzą, ale na bardzo krótki czas, na przykład nanosekundy, i szybko pojawiają znowu, ale już przesunięte – i proces się powtarza. Jeśli dominuje różnica częstotliwości między laserami, to prążki się tworzą, jak na rys. 2, ale nie są statyczne, tylko przesuwały się w lewo lub w prawo, z szybkością zależną od różnicy $\nu_1 - \nu_2$. W obu przypadkach wykonanie ostrego zdjęcia wymaga bardzo krótkiego czasu migawki kamery. Ta druga sytuacja, z „biegnącymi” prążkami wydaje mi się łatwiejsza do opanowania.



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie wiązek padających na ekran lub matrycę kamery. Biała strzałka pokazuje możliwy kierunek przesuwania się prążków, gdy częstotliwości ν_1 i ν_2 są różne. Prążki obserwowalne gołym okiem pojawią się tylko gdy $\nu_1 \approx \nu_2$

W naszym układzie eksperymentalnym, opisanym szczegółowo w artykule [3], zastosowaliśmy prostą metodę wykonywania szybkich zdjęć, mając do dyspozycji typową, można wręcz powiedzieć powolną kamerę. Układ jest pokazany na rys. 3. Widzimy tu dwa lasery helowo-neonowe, których wiązki (oznaczone jako 1 i 2) mają częstotliwości ν_1 i ν_2 . Wiązki są tak prowadzone przy użyciu luster, że trafiają na kamerę pod bardzo małym kątem względem siebie – około $0,1^\circ$. Ten warunek jest bardzo istotny, ponieważ – jak widzieliśmy w części pierwszej artykułu – od tego kąta zależy gęstość oczekiwanych prążków. Gdyby ta gęstość była za duża, prążki byłyby na tyle wąskie, że nie byłyby rozróżnialne na matrycy naszej kamery, której piksele mają rozmiar rzędu $10\ \mu\text{m}$. Odpowiedni finalny bieg wiązek zapewnia lustro oznaczone na rys. 3 gwiazdką.



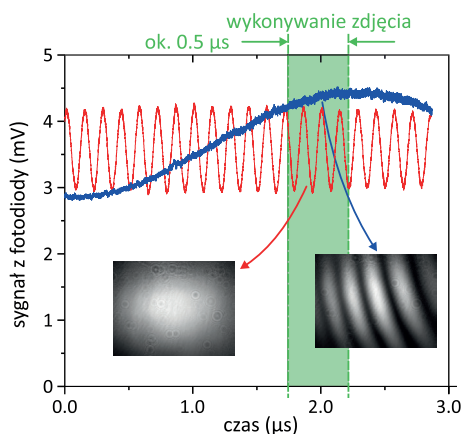
Rys. 3. Uproszczony schemat układu do obserwacji interferencji światła z dwóch niezależnych laserów. Lustro oznaczone gwiazdką jest ustawione tak, aby wiązki pochodzące z obydwu laserów biegły za nim jak najbliżej siebie i jednocześnie do siebie się zbliżając. Sygnał sterujący pochodził z generatora przebiegu prostokątnego i służył do włączania modulatora akustooptycznego na zadany czas, z przedziału 150 ns do 2 μ s

Jeśli dobrze przyjrzymy się układowi, zauważymy, że stanowi on fragment interferometru Michelsona lub Macha-Zehndera. Główna zmiana polega na tym, że zamiast płytki dzielącej światło z pojedynczego lasera na dwie wiązki, mamy tu dwa niezależne lasery i dwie zupełnie niezależne wiązki wejściowe. Wiazki te łączone są ze sobą geometrycznie i kierowane na kamerę – podobnie jak w zwykłym interferometrze.

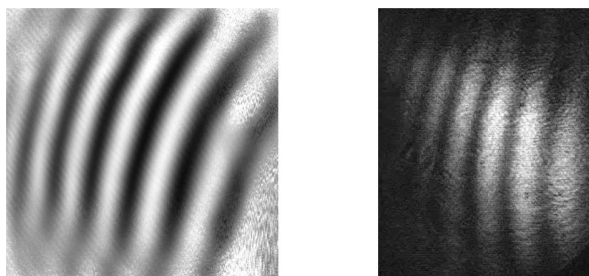
W końcowym torze wiązek mamy dwa elementy. Pierwszy z nich to płytką światłodzielącą. Pełni ona jedynie rolę pomocniczą – kieruje część światła na fotodiodę, dzięki której możemy obserwować chwilową różnicę częstotliwości obydwu laserów na oscyloskopie (patrz rys. 4). Jeśli ta różnica jest duża (linia czerwona, częste oscylacje), nie mamy szansy na sfotografowanie ostrych prążków w naszym układzie – przesuwały się zbyt szybko. Jeśli jednak różnica częstotliwości chwilowo jest mała (linia niebieska, wolnozmienna) – powiedzmy nie większa niż kilkaset kiloherców (kHz) – możemy próbować wykonać zdjęcie. To jednak nie wszystko. Przy nawet „tylko” 100 kHz różnicy częstotliwości, obraz interferencyjny przesuwa się o jedną szerokość prążka w ciągu zaledwie 10 mikrosekund (μ s). Przy typowych czasach migawki kamery tysiąc razy dłuższych, czyli na poziomie kilku lub kilkunastu milisekund (ms), zdjęcie jest zupełnie rozmyte. Aby rozwiązać ten problem, w torze wiązek mamy jeszcze jeden element – tak zwany modulator akustooptyczny (z angielskiego acousto-optic modulator, AOM). Jego główne zastosowania to kontrolowana zmiana częstotliwości wiązek laserowych oraz szybkie (na poziomie 100 nanosekund) blokowanie lub przepuszczanie światła. W wielkim skrócie – działanie modulatora bazuje na dy-

frakcji światła laserowego na fali mechanicznej (ultradźwiękowej) propagującej się w specjalnie przygotowanym, przezroczystym kryształ. Fala taka, będąca ciągiem przesuwających się mikroskopijnych zagęszczeń i rozrzedzeń w kryształ, stanowi swego rodzaju „biegnącą” siatkę dyfrakcyjną, którą możemy łatwo włączać i wyłączać elektronicznie. Częstotliwość tej fali to typowo kilkadziesiąt megaherców (MHz), a szybkość propagacji to kilka tysięcy m/s.

Zasadniczy pomysł, pozwalający na zrobienie zdjęć prążków dla światła pochodzącego z dwóch niezależnych laserów, to zatem wykorzystanie typowej kamery (u nas – zwykłej kamery przemysłowej, używanej w monitoringu) oraz modulatora AOM jako szybkiej migawki. Gdy obserwowany przebieg z fotodiody był relatywnie powolny, modulator AOM był włączany na 150 ns do $2\ \mu\text{s}$ (zielony obszar na rys. 4), powodując przepuszczenie krótkiego błysku światła na matrycę kamery.



Rys. 4. Dwa przebiegi z fotodiody, zarejestrowane na oscyloskopie. Linia czerwona (częste oscylacje) – różnica częstotliwości między laserami jest relatywnie duża. Linia niebieska – różnica częstotliwości jest mała i na wykonanym zdjęciu widać wyraźne prążki interferencyjne. Obszar zielony odpowiada wykonaniu zdjęcia, czyli włączenia modulatora AOM, tutaj na około 500 ns



Rys. 5. Zdjęcia prążków wykonane kamerą naukową (po lewej) i zwykłą kamerą przemysłową (po prawej) dla dwóch niezależnych laserów, dla przebiegu na fotodiodzie analogicznego do przebiegu niebieskiego na rys. 4

Na rys. 5 widzimy dwa przykładowe zdjęcia wykonane opisaną wyżej metodą, z użyciem kamery naukowej oraz kamery przemysłowej. Jak widać, całkiem

zadowalające zdjęcie prążków dla dwóch niezależnych laserów można uzyskać w naszym układzie nawet kamerą z monitoringu! Warto też podkreślić, że różnica częstotliwości między laserami (np. 100 kHz) jest tu znacznie większa niż rozmycie częstotliwości każdego z laserów z osobna, wynoszące tutaj kilka-kilkanaście kHz.

Gdy zmierzmy natężenie światła I w ciemnym ($I_{\min}$) i jasnym ($I_{\max}$) prążku, możemy ilościowo wyrazić jakość naszego obrazu interferencyjnego za pomocą wielkości zwanej kontrastem V :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

przy czym maksymalny możliwy kontrast może wynosić 100%. W naszym układzie udało się uzyskać kontrast na poziomie nawet 90%.

A co się dzieje, gdy źródłem światła jest zwykła dioda świecąca LED albo lampa, emitująca światło o bardzo małej drodze spójności? Albert Michelson pod koniec XIX wieku nie miał do dyspozycji laserów.² Jak to zatem możliwe, że obserwował obrazy interferencyjne? Musiał zadbać o to, żeby różnica dróg optycznych w obu ramionach interferometru była bliska zeru. Z jaką dokładnością? To zależy od zastosowanego źródła światła, a konkretnie jego szerokości spektralnej. Im szersze widmo (więcej częstotliwości składowych), tym różnica dróg optycznych musi być mniejsza. Dla jednokolorowej diody LED maksymalna różnica to około $10\ \mu\text{m}$, a dla wielokolorowej (białej) jeszcze mniej – około $5\ \mu\text{m}$. Takie przygotowanie układu nie jest całkiem proste, a warunkiem koniecznym do spełnienia jest zapewnienie wysokiej stabilności mechanicznej i termicznej całości. Prążki dla czerwonej oraz białej diody są przedstawione na rys. 6 i 7, wraz z interferometrem, w którym je otrzymano.



Rys. 6. Interferometr i prążki dla czerwonej diody LED o drodze spójności światła około $10\ \mu\text{m}$
(foto: Krzysztof Magda)

² Oczywiście lasera nie miał również Thomas Young, obserwujący interferencję na dwóch szczelinach na samym początku XIX wieku. On musiał jeszcze uporać się z problemem spójności przestrzennej światła słonecznego.



Rys. 7. Interferometr i prążki (dość rozmyte) dla białej diody LED typu RGB o drodze spójności światła około $5\ \mu\text{m}$ (foto: Krzysztof Magda)

Gdy interferencję światła obserwujemy dla silnych wiązek światła, w zupełności wystarcza nam do jej opisu podejście falowe – opisujemy światło używając koncepcji fal elektromagnetycznych. Problem pojawia się, gdy natężenie światła jest ekstremalnie małe. Musimy przejść wtedy do opisu kwantowego i posłużyć się koncepcją cząstek – fotonów. W szczególności, korzystając z lasera i tak zwanych zjawisk nieliniowych w pewnych kryształach, możemy generować światło tak słabe, że jesteśmy praktycznie pewni, że w danej chwili na wyjściu takiego urządzenia dostajemy co najwyżej jeden foton. Wprowadzając takie światło (pojedyncze fotony) do interferometru Michelsona, również obserwujemy prążki interferencyjne!

W pierwszej części artykułu napisałem, że fizycy badają i wykorzystują nie tylko interferencję światła, ale też i materii – elektronów, atomów, a nawet cząstek. Takie intrygujące zjawiska są interpretowane w ramach mechaniki kwantowej. W ramach tej teorii, szczególnie w jej pierwszych latach, cząstki nanoświata opisywano za pomocą tak zwanych fal materii, zgodnie z propozycją Louisa de Broglie’a, uhonorowanego za nią nagrodą Nobla w 1929 roku. Doświadczalne potwierdzenie tej koncepcji, nagrodzone nagrodą Nobla w 1937 roku, nastąpiło w latach dwudziestych XX wieku. Clinton Davisson i Lester Germer w USA oraz George Thomson w Wielkiej Brytanii jako pierwsi zaobserwowali w eksperymencie falową naturę elektronów. Siatkę dyfrakcyjną tworzyła w tym przypadku wewnętrzna struktura mikroskopowa kawałka niklu oraz folii z celuloidu. Warto zwrócić uwagę, że George Thomson to syn Josepha J. Thomsona – również noblisty (z 1906 roku). Mówiąc obrazowo, ojciec jest uznawany za odkrywcę elektronu-cząstki, a syn – za współodkrywcę elektronu-fali.

Wspomniana interferencja fotonów, a szczególnie interferencja cząstek obdarzonych masą, wydaje się jednak zupełnie nieintuicyjna, nawet jeśli z tymi drugimi stowarzyszymy fale materii. Z pomocą przychodzi nam współczesne rozumienie mechaniki kwantowej, w której zamiast o interferencji fotonów lub

fal materii mówimy raczej o interferencji tak zwanych fal prawdopodobieństwa. Prawdopodobieństwo to mówi nam o szansie zajścia danego procesu w mikroświecie – na przykład pojawienia się fotonu lub atomu w danym miejscu ekranu czy detektora. Matematycznie, interferencja pojawia się przy wyliczaniu tego właśnie prawdopodobieństwa jako sumy tak zwanych amplitud prawdopodobieństw zajścia wszystkich możliwych procesów składowych w naszym eksperymencie. Takimi procesami składowymi mogą być: dotarcie fotonu do ekranu z jednego lub drugiego ramienia interferometru (przypadek jednego lasera) albo z pierwszego lub drugiego lasera (przypadek dwóch laserów). Aby prążki były widoczne, nie możemy jednak wiedzieć, który z tych procesów składowych zachodzi. Jeśli jakieś pomiary dadzą nam na przykład wiedzę, którą drogą foton dotarł w dane miejsce ekranu, zamiast prążków zobaczymy jasną plamę. Fizycy mówią, że każdy rejestrowany na ekranie foton pochodzi, wbrew intuicji, jednocześnie z obydwu wiązek!

Na Wydziale Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej studenci fizyki, uczestnicząc w zajęciach w ramach pracowni pierwszej, drugiej oraz specjalistycznej, obserwują, ale też i badają oraz wykorzystują interferencję światła – także we wspomnianym wyżej reżimie kwantowym. Zdjęcia na rys. 6 i 7 pochodzą z pracowni dla studentów czwartego roku fizyki doświadczalnej, podczas której, wykorzystując zjawisko interferencji, mierzą m.in. długość fali światła oraz drogę spójności lasera i diod LED, badają współczynnik załamania światła ciał stałych i gazów czy też budują model detektora fal grawitacyjnych LIGO. Zapraszamy zainteresowanych uczniów do studiowania u nas!

1. G. Magyar, L. Mandel, *Interference fringes produced by superposition of two oindependent maser light beams*, Nature **198**, 255-256 (1963).
2. R. L. Pfleegor, L. Mandel, *Interference of Independent Photon Beams*, Physical Review **159**, 1084 (1967).
3. Tomasz Kawalec, Piotr Sowa, *Observation of two truly independent laser interference made easy*, European Journal of Physics **42**, 055305 (2021).