

POMIAR DŁUGOŚCI FALI ŚWIETLNEJ ZA POMOCĄ SIATKI DYFRAKCYJNEJ I SPEKTROMETRU

1. Podstawy fizyczne

Fala elektromagnetyczna są to rozchodzące się w przestrzeni periodyczne zmiany pola elektrycznego i magnetycznego. Wektory natężenia pola elektrycznego E i indukcji magnetycznej B fali elektromagnetycznej są do siebie prostopadłe a ich wartości proporcjonalne. Dlatego przy opisie zjawisk falowych wystarczy wybrać jeden z nich np. E . Falę elektromagnetyczną rozchodzącą się wzdłuż osi X możemy opisać za pomocą funkcji falowej:

$$E(x,t) = E_0 \sin(\omega t - kx) \quad (1a)$$

gdzie: E_0 jest amplitudą natężenia pola elektrycznego, argument funkcji sinus, $(\omega t - kx)$ nazywamy fazą fali, ω – częstością kątową, k – liczbą falową związaną z długością fali λ zależnością :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1b)$$

Jak wynika ze wzorów (1a) i (1b) przebycie przez falę drogi $\Delta x = \lambda$ powoduje zmianę fazy fali o kąt 2π . Ponieważ 2π jest okresem funkcji sinus to wszystkie punkty, w których fazy będą różniły się o wielokrotność 2π , będą miały takie same wartości natężenia pola elektrycznego E . Mówimy wówczas, że drgania natężenia pola w tych punktach są zgodne w fazie.

Fala elektromagnetyczna jest falą poprzeczną, co oznacza, że wektory natężenia pola elektrycznego i indukcji magnetycznej są zawsze prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali. W przypadku fali opisywanej równaniem (1a) będą się one zmieniały tylko wzdłuż osi X – będą natomiast stałe w płaszczyznach YZ prostopadłych do osi X . Wszystkie punkty na danej płaszczyźnie YZ będą miały jednakową fazę. Falę taką nazywamy falą płaską.

Zjawisko interferencji powstaje w wyniku nałożenia się dwóch lub więcej fal w danym punkcie przestrzeni. Obraz interferencyjny możemy zaobserwować wówczas, gdy:

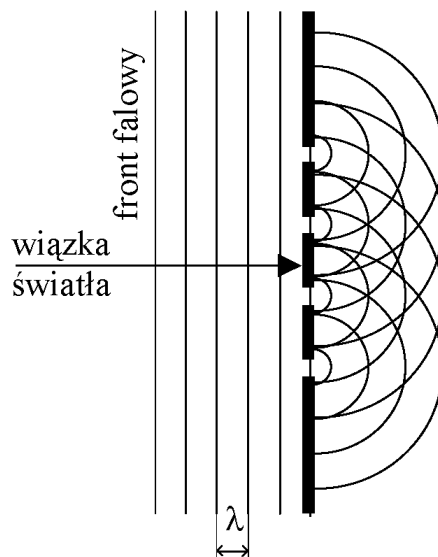
1. Źródła są monochromatyczne (wysyłają fale o jednej długości fali).
2. Źródła interferujących fal są spójne (koherentne) – tzn. fale wysyłane przez te źródła zachowują stałą w czasie różnicę faz.

1.1. Siatka dyfrakcyjna.

Obraz interferencyjny można wytworzyć za pomocą układu równoległych szczelin, który nazywamy siatką dyfrakcyjną. Podstawowym parametrem charakteryzującym siatkę dyfrakcyjną jest odległość między szczelinami d . Oświetlenie siatki dyfrakcyjnej równoległą wiązką światła powoduje powstanie na ekranie umieszczonym za siatką obrazu interferencyjnego w postaci prążków przedstawionych na rysunku 1a. Obraz jest dobrze widoczny, jeśli są spełnione podane wyżej warunki oraz gdy stała siatki jest porównywalna z długością fali świetlnej. Dla zakresu światła widzialnego o długości z zakresu od 400 do 700 nm odległość

między szczelinami powinna wynosić około 1 μm . Oznacza to, że wiązka światła o szerokości 2 mm oświetla 2000 szczelin.

Opis powstania takiego obrazu na ekranie należy rozpocząć od przypomnienia **zasady Huygensa**. Mówi ona o tym, że każdy punkt przestrzeni, do którego dociera fala może być traktowany jako źródło nowej, wtórnej fali kulistej. Fala kulista rozchodzi się we wszystkich kierunkach, a obserwowana fala jest złożeniem (superpozycją) wszystkich kulistych fal elementarnych. Punkty w przestrzeni posiadające taką samą fazę tworzą **front falowy** – w przypadku fali płaskiej front falowy stanowi płaszczyznę.



Rys. 1 Ilustracja zasady Huygensa.

Założmy teraz, że fala płaska pada na siatkę dyfrakcyjną o stałej d , w której szczeliny są bardzo wąskie. Zgodnie z zasadą Huygensa każda ze szczelin siatki dyfrakcyjnej staje się źródłem nowej fali kulistej o jednakowej fazie początkowej (rysunek 1). Oznacza to, że w przestrzeni za siatką rozchodzą się fale kuliste. Liczba tych fal jest równa liczbie szczelin oświetlonych przez wiązkę świetlną. Do każdego punktu przestrzeni za siatką docierają fale pochodzące ze wszystkich źródeł i zachodzi zjawisko **interferencji**. Interferencją nazywamy nakładanie się w danym punkcie przestrzeni przeliczalnej ilości fal, które może prowadzić w skrajnych przypadkach do ich wzmocnienia lub wygaszenia, w zależności od różnicy faz. Maksimum natężenia występuje w punktach, w których interferujące fale będą zgodne w fazie, czyli różnica faz będzie równa:

$$\Delta\varphi = m \cdot 2\pi \quad (\text{gdzie } m=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2a)$$

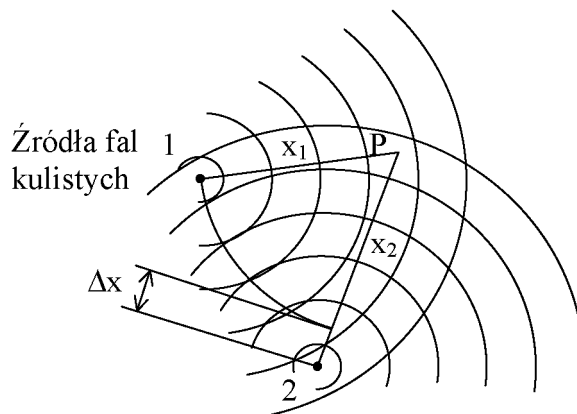
Przy założeniu równości faz początkowych wszystkich fal kulistych wytwarzanych przez siatkę dyfrakcyjną, różnica faz w dowolnym punkcie P przestrzeni zależy tylko od różnicy dróg optycznych (dróg geometrycznych dla próżni) (patrz rysunek 1c) $\Delta x = x_2 - x_1$. Oznacza to, że

$$\Delta\varphi = k \cdot \Delta x = (2\pi/\lambda) \cdot \Delta x \quad (2b)$$

Porównując wzory (2b) z (2a) otrzymuje się zależność

$$m\lambda = \Delta x \quad (2c)$$

Tak więc wzmocnienie (maksimum interferencyjne) następuje wówczas, gdy różnica dróg optycznych jest równa wielokrotności długości fali.



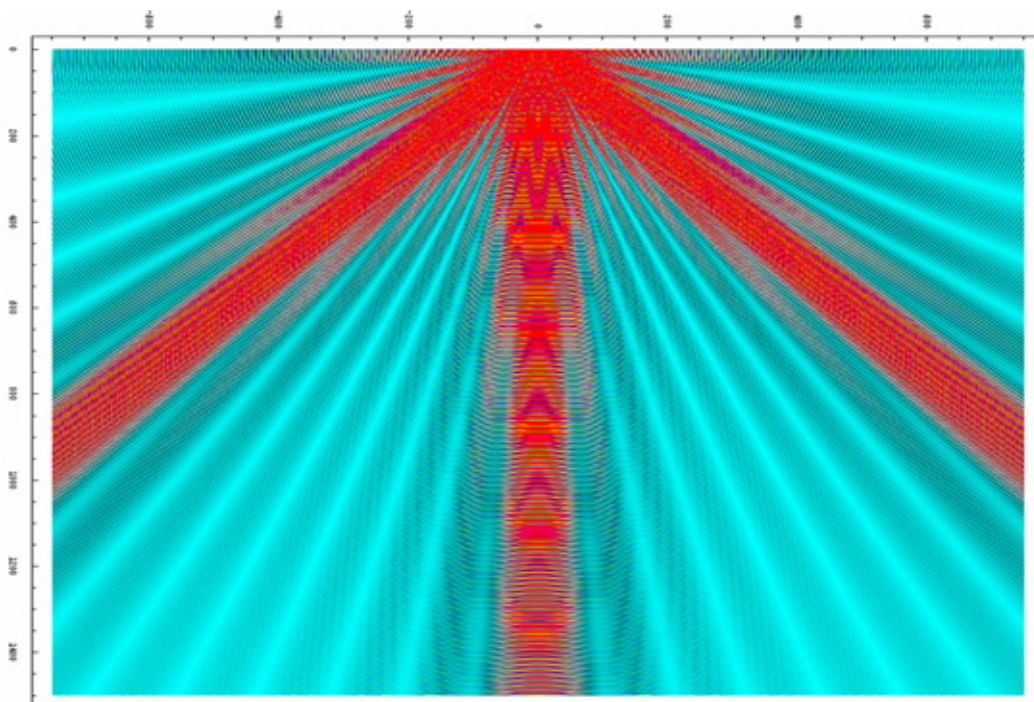
Rys. 1c Interferencja fal pochodzących z dwóch źródeł.

Opisywane zjawiska wyżej zjawiska zachodzą w siatce dyfrakcyjnej. Punkty, w których zachodzi wzmocnienie fali układają się na liniach prostych – patrz rysunek 1d (dla uzyskania większej czytelności rysunku pokazano jedynie fronty fal kulistych pochodzące od dwóch sąsiednich szczelin). Linie te wyznaczają kierunek, pod którym obserwowane są na ekranie kolejne prążki interferencyjne. Na rysunku 1d linie dla jednakowych wartości m należą do jednego prążka interferencyjnego; na tym rysunku nie można przedstawić ekranu, gdyż skala rysunku wynosi w przybliżeniu 1000:1. Ze względu na ogromną odległość ekranu od siatki w porównaniu do stałej siatki (kilka centymetrów w porównaniu do mikrometra) można założyć, że promienie dające na ekranie prążek (maksimum) są równoległe. Wówczas różnica dróg optycznych Δx równa się $d \sin \Theta$, jak przedstawiono na rysunku. Oznacza to, że:

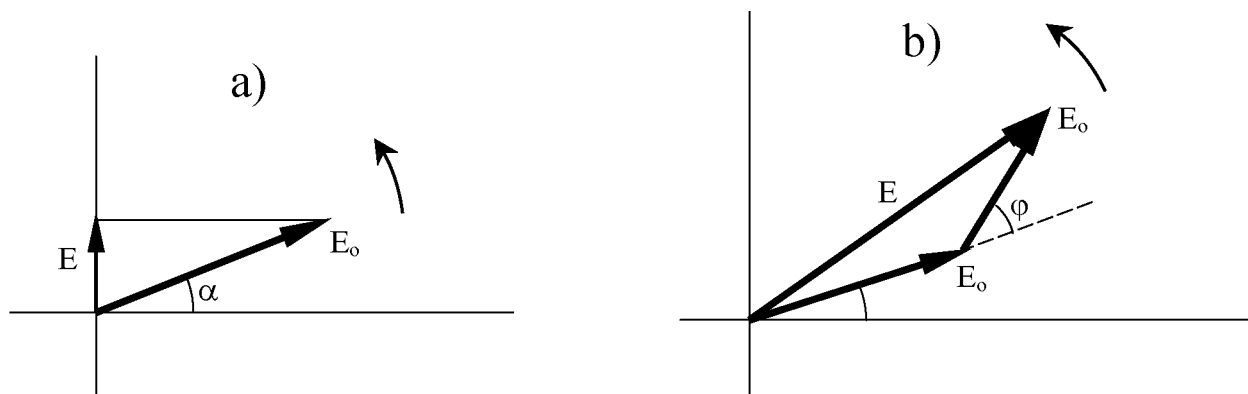
$$\Delta x = d \sin \Theta = m \lambda \quad (3)$$

Kąt Θ w tym wzorze oznacza kąt, pod którym widoczne jest na ekranie maksimum rzędu m -tego.

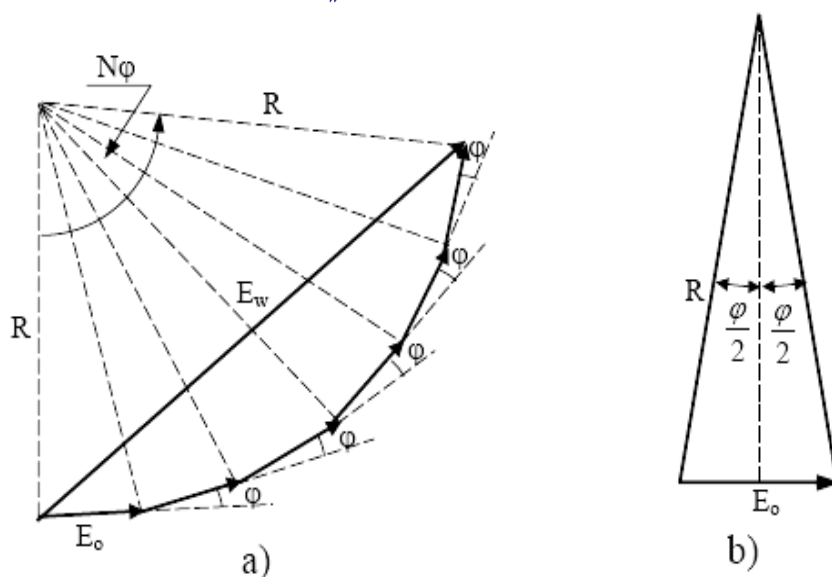
Jak widać z powyższego wzoru, kąty pod którymi obserwujemy główne maksima nie zależą od liczby szczelin w siatce, natomiast zależą od długości fali światła padającego i od odległości między szczelinami, d – zwanej stałą siatki. Dlatego też za pomocą siatki dyfrakcyjnej możemy rozłożyć padającą wiązkę światła na składowe odpowiadające różnym długościom fali.



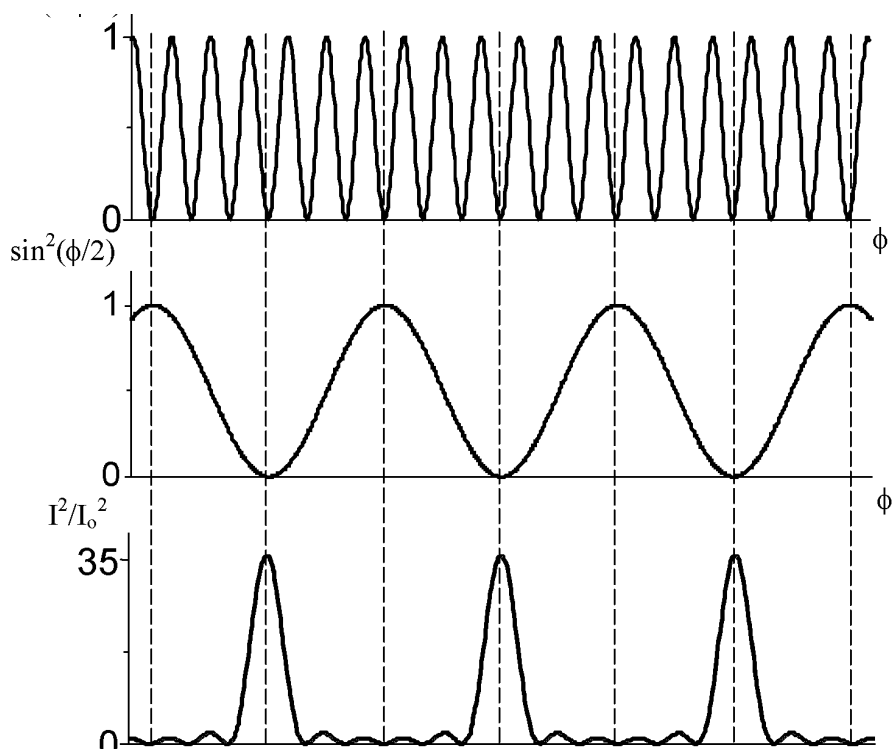
Rys. 1d Powstawanie maksimów interferencyjnych w przypadku siatki dyfrakcyjnej.



Rys.2 a) Wektorowa ilustracja równania (1a): E_0 – amplituda fali, $\alpha = (\omega t - kx)$ – faza, $E = E_0 \sin \alpha$. Wektor obraca się w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu wskazówek zegara. b) Wektorowe dodawanie dwu fal, ϕ – różnica faz, E_w – amplituda wypadkowa.



Rys.3 Graficzne dodawanie funkcji falowych pochodzących od N równoległych szczelin, dla których różnica faz pomiędzy sąsiednimi szczelinami wynosi ϕ . Rysunek wykonano dla $N = 5$ szczelin.



Rys.4 Obraz interferencyjny dla pięciu szczelin. Przedstawiono poszczególne czynniki z równania (7) oraz ich iloraz. Główne maksima przedzielone są szeregiem mniejszych maksimów bocznych.

Przeanalizujemy teraz, jak będzie wyglądał obraz interferencyjny w punktach znajdujących się pomiędzy maksimami głównymi, dla siatki mającej N szczelin. W tym celu posłużymy się metodą graficzną. W metodzie tej, natężenie pola E opisywane równaniem (1a) przedstawiamy za pomocą wektora, którego długość wynosi E_0 a kąt α jaki tworzy on z osią X równy jest wartości jego fazy.

Ponieważ faza zmienia się w czasie, wektor ten obraca się przeciwnie do wskazówek zegara (rys.2). Ponieważ różnica faz między falami pochodzącymi od sąsiednich szczelin wynosi φ , wektorowy diagram zaburzeń będzie zawierał N wektorów o równych długościach E_0 i kącie między sąsiednimi wektorami równym φ .

Jak widać na rys.3, końce tych wektorów leżą na okręgu, którego promień R dany jest zależnością:

$$\frac{1}{2}E_0 = R \sin \frac{\varphi}{2} \quad (4)$$

Wypadkowa amplituda E_w jest podstawą równoramiennego trójkąta o bokach równych R i kącie przy wierzchołku równym $N\varphi$. Stąd:

$$E_w = 2R \sin \frac{N\varphi}{2} \quad (5)$$

Łącząc te dwa wyrażenia, otrzymamy wzór na wypadkową amplitudę:

$$E_w = E_0 \frac{\sin(N\varphi/2)}{\sin(\varphi/2)} \quad (6)$$

Wypadkowe natężenie tj. średnia moc przenoszona przez falę jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy i wynosi:

$$I = I_0 \frac{\sin^2(N\varphi/2)}{\sin^2(\varphi/2)} \quad (7)$$

Zależność natężenia I od kąta φ (który z kolei zależy od kąta θ , (równanie 2c)) zawiera zmienny czynnik $\sin^2(N\varphi/2)$, modulowany przez znacznie wolniej zmienne wyrażenie $\sin^2(\varphi/2)$. Każdy z tych czynników jak i ich iloraz przedstawiono na rysunku 3. Wartość wyrażenia dla kąta $\varphi = 0$, można obliczyć stosując przybliżenie $\sin(\varphi/2) \sim (\varphi/2)$ i przechodząc z $\varphi \rightarrow 0$. Otrzymamy wówczas $I = I_0 N^2$. Odpowiada to sytuacji, gdy wszystkie fale mają te same fazy, czyli $E_w = NE_0$.

Identyczny wynik uzyskamy dla wszystkich kątów spełniających warunek: $\varphi = 2m\pi$. W miarę jak kąt φ wzrasta od wartości 0, stosunek kwadratów dwóch sinusów we wzorze (7) zaczyna maleć i pierwsze minimum dyfrakcyjne otrzymamy wówczas gdy licznik wyrażenia (7) przyjmuje wartość zerową, czyli gdy $(N\varphi/2) = \pi$, to znaczy $N\varphi = 2\pi$.

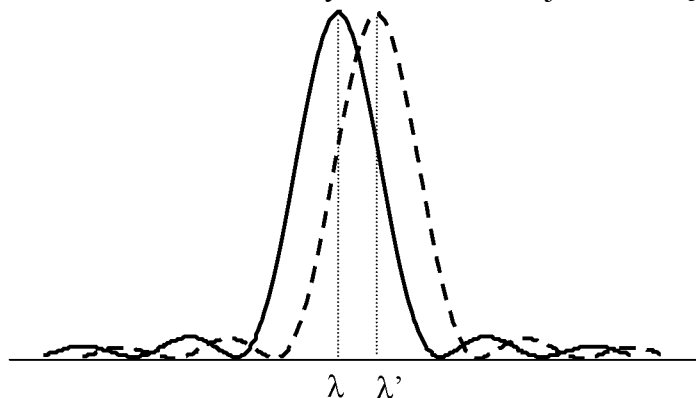
W interpretacji wektorowej, oznacza to, że wektory reprezentujące N fal zataczają pełne koło i wracają do punktu wyjścia, czyli $E_w = 0$. Dalsze zwiększanie fazy φ , prowadzi do zwiększenia amplitudy wypadkowej i pojawienia się maksimum bocznego. Maksima boczne występują dla kątów φ , dla których licznik wyrażenia (7) równy jest 1, są one jednak znacznie słabsze od maksimów głównych (rys.4).

1.2. Zdolność rozdzielcza siatki

Jak już wspominaliśmy, siatkę dyfrakcyjną możemy wykorzystać do rozdzielania fal o różnych długościach. Pytamy, jaka może być najmniejsza różnica między długościami fal λ i λ' , aby można je było rozróżnić za pomocą siatki dyfrakcyjnej? Wprowadźmy w tym celu pojęcie zdolności rozdzielczej R , siatki, którą definiujemy jako:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (8)$$

gdzie: λ – jest jedną z długości fali dwu linii widmowych a $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ jest różnicą długości fal między nimi.



Rys.5 Ilustracja kryterium Rayleigha.

Powszechnie stosowanym warunkiem na rozdzielanie dwóch fal o bliskich sobie długościach jest tzw. kryterium Rayleigha, które mówi, że aby dwa maksima główne były rozróżniane, to odległość kątowa powinna być taka, aby minimum jednej linii przypadało w maksimum drugiej linii (rys.5). Jak wiemy, pierwsze minimum dyfrakcyjne wypada w odległości $\phi = (2\pi/N)$ od maksimum głównego (zerowanie się licznika w równaniu (6)), taka różnica faz odpowiada różnicy długości dróg optycznych (λ/N) . A więc warunek na pierwsze minimum dla widma m-tego rzędu możemy zapisać:

$$d \sin \theta = m\lambda + \frac{\lambda}{N} \quad (9)$$

Równocześnie dla fali o długości λ' musimy otrzymać w tym miejscu maksimum natężenia, czyli: $d \sin \theta = m\lambda'$.

Odejmując stronami te dwa wyrażenia otrzymujemy po przekształceniu:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (10)$$

gdzie: $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, m jest rzędem widma, N jest liczbą szczelin.

Widzimy, że zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej jest tym większa im więcej biorących udział w interferencji szczelin zawiera siatka i im wyższy jest rząd widma. Możemy ten fakt łatwo sprawdzić, obserwując obrazy interferencyjne za pomocą spektrometru z siatką dyfrakcyjną, którą oświetlamy lampą neonową. Prążki w widmie drugiego rzędu są lepiej rozdzielone niż pierwszego, ale pojawia się pewna trudność w ich obserwacji, ponieważ mają one słabsze natężenie w porównaniu z prążkami pierwszego rzędu. Dlaczego tak się dzieje?

Z dotychczasowych rozważań wynika, że wszystkie maksima główne powinny mieć takie samo natężenie. Pamiętajmy jednak, że wynik ten uzyskaliśmy zakładając, że szczeliny siatki są na tyle wąskie, że możemy zaniedbać różnice faz między punktami w obrębie jednej szczeliny. W rzeczywistości warunek ten nie jest spełniony i musimy w naszych rozważaniach uwzględnić dyfrakcję na pojedynczej szczelinie. Aby otrzymać wzór na natężenie światła ugiętego na pojedynczej szczelinie postępujemy podobnie jak w przypadku siatki dyfrakcyjnej. Dzielimy szczelinę na M równych, bardzo wąskich pasków. Jeśli przechodzimy w granicy z $M \rightarrow \infty$ zachowując stałą różnicę faz $\alpha = M\phi$ między jednym brzegiem szczeliny a drugim, to kąt ϕ we wzorze (7) staje się tak mały, że słusznie jest przybliżenie: $\sin(\alpha/M) \sim (\alpha/M)$. Wówczas $I_0 = I_0' M^2$ – gdzie I_0' jest natężeniem światła wysyłanych przez jeden z pasków, na które podzieliliśmy szczelinę. Wyrażenie na natężenie światła ugiętego na pojedynczej szczelinie przyjmuje postać:

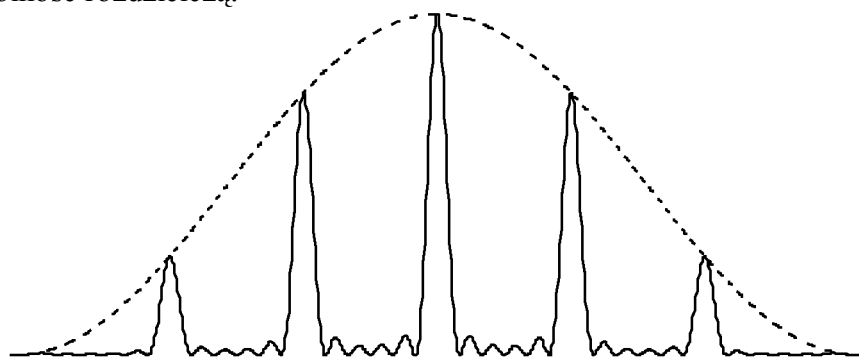
$$I_{dyf.} = I_0 \frac{\sin^2(\alpha/2)}{(\alpha/2)^2} \quad (11)$$

gdzie: α – oznacza różnicę faz między promieniami pochodzącymi z dwóch brzegów szczeliny, I_0 – jest natężeniem światła wysyłanym przez jedną szczelinę.

Tak, więc wzór na natężenie obrazu interferencyjnego z siatki dyfrakcyjnej będzie złożeniem wzorów (7) i (11):

$$I = I_{dyf.} \frac{\sin^2(N\varphi/2)}{\sin^2(\varphi/2)} \quad (12)$$

Na rysunku (6) przedstawiono obraz interferencyjny dla siatki dyfrakcyjnej z $N=5$ szczelinami, z uwzględnieniem dyfrakcji na pojedynczej szczelinie, której szerokość $a = d/3$, gdzie d – jest odległością między szczelinami. W tym przypadku łatwo zauważyć, że $\alpha = \varphi/3$, a więc wyrażenie (11) zmienia się znacznie wolniej, niż (7), dlatego otrzymujemy stopniowe zmniejszanie się jasności prążków dla dalszych części widma. Przedstawiony na rysunku 5 rozkład natężeń został otrzymany przy założeniu idealnych szczelin o ostrych równoległych brzegach. Poprzez odpowiedni dobór kształtu szczelin, możemy znaleźć postać czynnika modulującego, $I_{dyf.}$, we wzorze (12), na przykład w ten sposób aby lepiej widoczne były dalsze rzędy widma posiadające lepszą zdolność rozdzielczą.



Rys.6 Rozkład natężeń dla siatki dyfrakcyjnej w której szerokość szczeliny $a = (d/3)$, gdzie d jest odległością między szczelinami.

2. Opis ćwiczenia

Zestaw przyrządów: spektrometr (patrz dodatek), siatka dyfrakcyjna, źródła światła.

Oświetlając siatkę dyfrakcyjną źródłem światła o znanej długości fali wyznaczony stałą siatki d (wzór (3)) a następnie korzystając z tego samego wzoru wyznaczamy długości fal wysyłanych przez inne źródło.

3. Wykonanie ćwiczenia

1. Włączyć lampę sodową i ustawić siatkę dyfrakcyjną na stoliku spektrometru prostopadle do wiązki światła wychodzącej z kolimatora.
2. Zmierzyć kąty ugięcia dla paru rzędów widma, po prawej i lewej stronie względem kierunku wiązki padającej. Jeśli kąty ugięcia mierzone po lewej i prawej stronie różnią się o więcej niż 5° - należy dokonać korekty ustawienia siatki.
3. Żółty prążek światła sodowego składa się w rzeczywistości z dwóch bardzo bliskich linii o długościach fal: $\lambda_1 = 589,6 \text{ nm}$ i $\lambda_2 = 589,0 \text{ nm}$. Zaobserwować, dla którego rzędu ugięcia widoczny jest rozdzielony dublet sodowy.
4. Włączyć lampę neonową i wykonać pomiary kątów ugięcia dla obserwowanych prążków neonu.

4. Opracowanie wyników

1. Na podstawie pomiarów wykonanych z lampą sodową wyznaczyć stałą siatki (wzór (3)) oraz jej błąd. Długość fali światła sodowego przyjąć równą $\lambda_{\text{Na}} = 589,3 \text{ nm}$.
2. Znając stałą siatki wyznaczyć długość fal wysyłanych przez atomy neonu i obliczyć błędy pomiarowe. Wyniki końcowe porównać z danymi tablicowymi.
3. Na podstawie pomiarów i obserwacji przeprowadzonych w p.3 w wykonaniu ćwiczenia, wyznaczyć zdolność rozdzielczą siatki dyfrakcyjnej i obliczyć liczbę szczelin N biorących udział interferencji (wzór (10)).

5. Pytania kontrolne

1. Kiedy możemy zaobserwować obraz interferencyjny?
2. Podaj interpretację wzoru na położenie maksimów natężeń obrazu interferencyjnego (wzór 3).
3. Co to jest zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej i w jaki sposób możemy ją zwiększyć?
4. Dlaczego dalsze rzędy widma są coraz słabiej widoczne?

6. Literatura

1. D.Halliday i R.Resnick, Fizyka, PWN(1984 r.) t.II rozdział 46,47.
2. J.Orear, Fizyka, PWN (1990 r.) t.II rozdział 22.

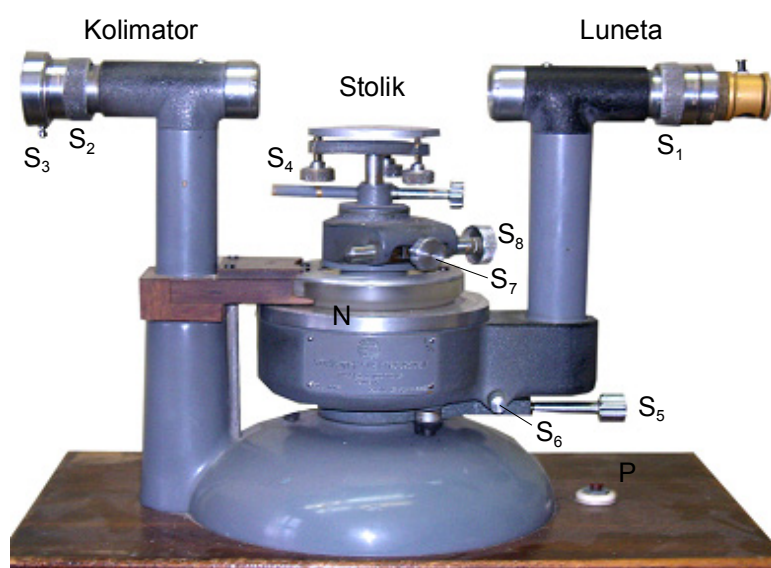
SPEKTROMETR.

Wprowadzenie.

Spektrometr jest przyrządem pomiarowym pozwalającym – w ogólności – na określenie rozkładu natężenia I , promieniowania elektrycznego (np. światła) w funkcji długości fali λ , czyli na sporządzenie widma (spectrum) $I = f(\lambda)$. Każdy spektrometr, aby właściwie spełniał swoje zadania musi być wyskalowany za pomocą źródła promieniowania o znanym widmie (np. za pomocą lampy neonowej, rtęciowej itp.). Oznacza to, że w przyrządach dyspersyjnych należy jednoznacznie przyporządkować kąt pomiaru φ – długości fali λ (zależność: $\varphi = f(\lambda)$).

Opis spektrometru laboratoryjnego.

Używane w naszym laboratorium proste spektrometry dyspersyjne nie mają wbudowanych fotoczułych detektorów dla określenia rozkładu natężenia światła, a jedynie pozwalają na bezpośrednią obserwację badanych widm i pomiar położenia katowego poszczególnych linii. Spektrometr z następujących elementów (rys.1):



Rys.1 Schemat spektrometru laboratoryjnego; O – okular, S_1 – pierścień przesuwający soczewkę lunety, S_2 – pierścień przesuwający soczewkę kolimatora, S_3 – regulacja szerokości szczeliny, S_4 – śrubki regulacyjne blatu stolika, S_5 – śruba blokująca lunetę, S_6 – leniwka lunety, S_8 – leniwka stolika, S_7 – śruba blokująca stolik, N – noniusz, P – podświetlenie noniusza.

- a) **Kolimator** tj. rura, która posiada na jednym końcu szczelinę, a na drugim soczewkę zbierającą. Szczelina, której szerokość regulujemy śrubą S_3 jest oświetlona ze źródła światła (np. światłem białym lub monochromatycznym) i musi znajdować się w ognisku soczewki, ponieważ wtedy promienie wychodzące z kolimatora tworzą wiązkę równoległą.
- b) **Luneta**. Obiektyw lunety daje obraz rzeczywisty szczeliny w płaszczyźnie swej ogniskowej. Obraz ten jest przedmiotem dla okularu lunety. Okular O , przez który patrzymy, działa jak lupa, dając obraz urojony, powiększony. Luneta wyposażona jest w tzw. krzyż z nici pajęczych, pomagający w ustaleniu położenia lunety względem obrazu szczeliny. Położenie lunety można odczytać za pomocą skali katowej z noniusem (dokładność odczytu $\Delta\varphi = 2'$);
- c) **Stolik** służy do umieszczania na nim elementów optycznych.

Regulacja spektrometru.

- a) Wsuwając czy wysuwając okular znajdujemy ostry obraz krzyża z nici pajęczych. Następnie ustawiamy

lunetę na nieskończoność tj. znajdujemy w lunecie ostry obraz odległego przedmiotu (pokręcając pierścieniem S_1 na obudowie lunety).

b) Kolimator. Rozszerzamy szczelinę pokrętle S_3 , oświetlamy ją i obserwujemy w lunecie obraz jej brzegów. Ostrość regulujemy pierścieniem S_2 na kolimatorze. Ponieważ luneta jest nastawiona na ostrość widzenia obrazu wytworzonego przez promienie prawie równoległe, sprawdzianem równoległości wiązki wychodzącej z kolimatora będzie ostry obraz brzegów szczeliny. Po tym ustawieniu, szczelinę zwężamy śrubą S_3 .

c) Stolik. Aby spektrometr działał prawidłowo stolik, na którym umieszcza się pryzmat czy siatkę dyfrakcyjną – należy spoziomować. Stolik poziomujemy ustawiając oczy na wysokości stolika, tak, aby widzieć płaszczyznę stolika jako jedną kreskę i sprawdzamy, czy przy obrocie stolika wokół własnej osi nie ukazuje się nam widok płaszczyzny blatu stolika. Jeśli tak się dzieje, to doprowadzamy do poziomowania stolika za pomocą trzech śrub S_4 , na których jest on wsparty. Czynność powtarzamy wielokrotnie, aż do osiągnięcia pożądanego wyniku.

Aby zwiększyć dokładność pomiaru (dokładność określenia położenia katowego lunety) dokonujemy na obu noniuszach N_1 i N_2 .



Na wewnętrznym pierścieniu znajduje się 1° podzielony na 30 części. Poszukujemy 2 kresek na wewnętrznym i zewnętrznym pierścieniu tworzących linię. Wówczas z wewnętrznego pierścienia odczytujemy wartość minut. Przykład na górze przedstawia kąt o mierze $292^\circ 16' \pm 2'$.

Przy pomiarze należy zwrócić uwagę na to, by skrzyżowanie nici pajęczych przechodziło przez środek szerokości obrazu szczeliny, która powinna być możliwie wąska. Aby dokładnie naprowadzić krzyż na środek obrazu, posługujemy się leniwką (śrubą S_6 przesuwającą lunetę o mały kąt, działającą po uprzednim zablokowaniu lunety śrubą S_5).