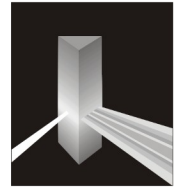


***KATEDRA FIZYKI***

***WYDZIAŁ INŻYNIERII PRODUKCJI  
I TECHNOLOGII MATERIAŁÓW  
POLITECHNIKA CZĘSTOCHOWSKA***



***PRACOWNIA OPTYKI***



***ĆWICZENIE NR 0-5***

***WYZNACZANIE DŁUGOŚCI FALI ŚWIATŁA  
DIODY LASEROWEJ  
I STAŁEJ SIATKI DYFRAKCYJNEJ***

## **I. Zagadnienia do opracowania**

1. Zjawisko dyfrakcji i interferencji światła.
2. Otrzymywanie widma za pomocą siatki dyfrakcyjnej.
3. Zasada pomiaru stałej siatki dyfrakcyjnej.
4. Laser półprzewodnikowy.
5. Rachunek błędu metodą różniczki zupełnej

## **II. Wprowadzenie teoretyczne**

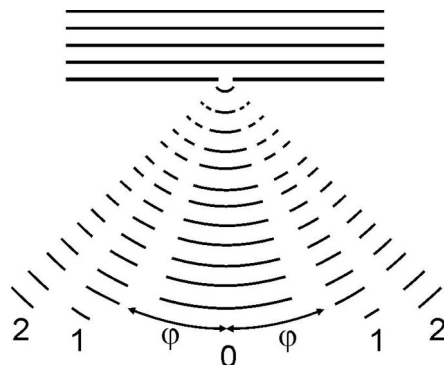
Zjawiska dyfrakcji fal (lub inaczej ugięcie fal), jak i interferencji (czyli nakładanie się fal), należą do zjawisk, dla wyjaśnienia których zawodzą metody optyki geometrycznej. Zjawiska te wyraźnie ujawniają się przy przechodzeniu światła przez dostatecznie wąskie (w porównaniu z długością fali światła) szczeliny i otwory, a także przy oświetlaniu małych, nieprzeźroczystych przeszkód. Rozważmy na przykład źródło światła umieszczone przed małym otworem. Z punktu widzenia optyki geometrycznej na ekranie umieszczonym za otworem powinniśmy otrzymać odwrócony wyraźny obraz źródła, tym ostrzejszy, im otwór jest mniejszy. Jednakże wykonując ten eksperyment przekonamy się, że w miarę zmniejszania otworu obraz staje się coraz mniej ostry, a w jego otoczeniu pojawiają się jasne i ciemne prążki, co jest efektem wyraźnego odchylenia prostoliniowości rozchodzenia się światła. Warunek określający stosowalność optyki geometrycznej, a mianowicie  $a \gg \lambda$ , (średnica otworu jest bardzo duża w porównaniu z długością fali  $\lambda$ ), nie jest w tym przypadku spełniony. Tam, gdzie według optyki geometrycznej powinien być cień, pojawia się światło i odwrotnie. Mamy tu do czynienia z typowym zjawiskiem ugięcia i interferencji fal świetlnych. Efekt dyfrakcji światła jest tym silniejszy, im mniejsze są rozmiary ciał, na krawędzi których zjawisko to występuje, lub im mniejsze są odległości między tymi krawędziami w porównaniu z długością fali światła  $\lambda$ .

Dyfrakcja fal jest to zespół zjawisk towarzyszący rozchodzeniu się fal w ośrodkach niejednorodnych, związany z odstępstwami od praw optyki geometrycznej. W wyniku dyfrakcji mogą pojawić się nowe, nieprzewidziane przez optykę geometryczną kierunki rozchodzenia się fal (Rys. 1). Zjawisko dyfrakcji dotyczy wszystkich rodzajów fal.

Zjawisko uginania się światła zostało po raz pierwszy zaobserwowane w roku 1665 (ogłoszone pośmiertnie) przez włoskiego jezuitę Francesco Marię Grimaldiego (1618 - 1663). Newton (1642 - 1727) próbował je wyjaśnić bez powodzenia z punktu widzenia korpuskularnej teorii światła. Pierwsze falowe ujęcie zagadnienia dyfrakcji fal podał w roku 1807 Thomas Young (1773 - 1829), a uzupełnił je w roku 1815 Augustin Fresnel (1788 - 1827).

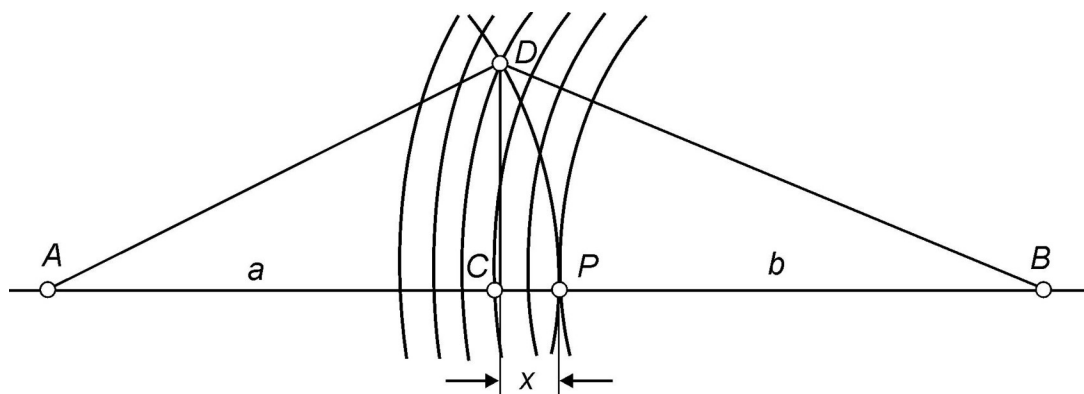
Young oprócz zasady Huygensa, zgodnie z którą każdy element powierzchni, do którego dotarła w danym momencie fala, staje się źródłem fal elementarnych, wprowadził zasadę bezpośredniego poprzecznego przekazywania amplitudy drgań wzdłuż czoła fali. Zgodnie z tą zasadą ugięcie fali ma charakter lokalny, ponieważ występuje w okolicy granicy cienia za brzegiem przesłony lub w obszarze oświetlonym. To znaczy, że dyfrakcja na przesłonie zachodzi wskutek przekazywania amplitudy drgań wzdłuż walcowych powierzchni falowych poza granicą cienia. Natomiast w obszarze oświetlonym fale

walcowe wysyłane są z brzegu otworu i interferują z częścią fali padającej nie zasłoniętą przesłoną, dając na ekranie prążki interferencyjne powyżej granicy cienia. Jednakże, stosując metodę Younga nie można wyjaśnić dlaczego zarówno ostry, jak i zaokrąglony brzeg przeszkody dają jednakowe obrazy dyfrakcyjne jak również dlaczego nie występuje dyfrakcja w kierunku wstecznym.



**Rys.1. Dyfrakcja na szczelinie**

Dopiero prace Fresnela pozwoliły wytłumaczyć z punktu widzenia optyki falowej wszystkie znane wówczas zjawiska. Fresnel uzupełnił zasadę Huygensa (zasada Huygensa - Fresnela), wprowadzając pojęcie spójności fal elementarnych Huygensa i interferencję tych fal wychodzących z różnych punktów czoła fali (tzw. źródła wtórne). Oprócz tego uważał on, że każde źródło wtórne promieniuje światło przede wszystkim w kierunku zewnętrznej prostopadłej do powierzchni falowej w tym punkcie: amplituda fal wtórnych w kierunku tworzącym z tą prostopadłą kąt  $\alpha$  jest tym mniejsza, im większy jest kąt  $\alpha$  i równa zero przy  $\alpha \geq \pi/2$ . W ten sposób wykluczał możliwość powstania dyfrakcji w kierunku wstecznym. Fresnel zaproponował oryginalną metodę rozbicia powierzchni falowej na strefy, tzw. strefy Fresnela. Metodę konstrukcji stref Fresnela przedstawiono na Rys. 2.



**Rys. 2. Strefy Fresnela**

Założmy, że mamy punktowe źródło światła A. Światło obserwujemy w punkcie B. Pomiedzy A i B umieszczona jest przysłona P, w której znajduje się otwór. Odległość punktu A od przysłony oznaczamy przez  $a$ , natomiast odległość punktu B przez  $b$ . Dokoła punktu B kreślimy szereg kul o kolejnych promieniach różniących się o połowę długości fali:  $b$ ,  $b+\lambda/2$ ,  $b+\lambda$  itd. Natomiast za czoło fali można uważać powierzchnię kuli zakreślonej promieniem  $a$  dokoła punktu A. Kule zakreślone dokoła punktu B wytną na powierzchni czoła fali szereg koncentrycznych pierścieni.

Promień DC  $k$ -tego pierścienia oznaczmy przez  $r_k$ . Z trójkąta ACD (rys.2) obliczamy:

$$r_k^2 = a^2 - (a-x)^2 = 2ax - x^2 \approx 2ax, \quad (1)$$

Ponieważ  $x$  jest małe.

Z trójkąta BCD mamy:

$$r_k^2 = (b+k\lambda/2)^2 - (b+x)^2 \approx kb\lambda - 2bx, \quad (2)$$

gdyż  $\lambda$  i  $x$  są bardzo małe.

Porównując prawe strony wzorów (1) i (2) otrzymujemy:

$$2ax = kb\lambda - 2bx, \quad (3)$$

stąd

$$x = \frac{kb\lambda}{2(a+b)}; \quad (4)$$

co po podstawieniu do (1) daje:

$$r_k^2 = k \frac{ab}{a+b} \lambda. \quad (5)$$

Natomiast powierzchnia  $s_k$   $k$ -tego pierścienia, czyli  $k$ -tej strefy jest równa:

$$\pi r_{k+1}^2 - \pi r_k^2 = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda; \quad (6)$$

co oznacza, że powierzchnie wszystkich stref są prawie takie same (przy dokładnej analizie zaobserwujemy powolny wzrost ze wzrostem liczby  $k$ ). Różnica faz fal wychodzących z sąsiadujących ze sobą stref i dochodzących do punktu B wynosi  $\lambda/2$ , jak to wynika z konstrukcji stref. Fale te są spójne i w wyniku interferencji amplitudy sąsiednich stref kolejno wzmacniają się i osłabiają. Wypadkowa amplituda w punkcie B wyniesie:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (7)$$

Jednocześnie ze wzrostem numeru strefy wzrasta kąt  $\alpha_k$  pomiędzy zewnętrzną prostopadłą do powierzchni strefy w jakimkolwiek jej punkcie i prostą łączącą ten punkt z punktem B i zgodnie z zasadą Huygensa - Fresnela, maleje natężenie promieniowania strefy w kierunku punktu B, czyli maleje amplituda  $A_k$ . Maleje ona również ze wzrostem  $k$  i w następstwie zwiększania się odległości od strefy do punktu B. A zatem,

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_k > \dots \quad (8)$$

Całkowita liczba  $N$  stref Fresnela znajdujących się na półkuli o powierzchni  $S = 2\pi a^2$  jest bardzo duża. Jeżeli powierzchnie wszystkich stref uważać w pierwszym przybliżeniu za równe, to na przykład dla  $a = b = 0,1m$  i  $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}m$  otrzymamy:

$$N = \frac{S}{S_k} = \frac{2\pi a^2}{\pi ab} (a+b) \approx 10^6. \quad (9)$$

Wyrażenie (7) można zapisać w innej postaci, a mianowicie:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (10)$$

ponieważ we wzorze (10) wszystkie wyrażenia znajdujące się w nawiasach są równe zeru. Wzór (10) pokazuje, że działanie wszystkich stref Fresnela daje amplitudę równą połowie działania pierwszej (skutecznej) strefy, której promień  $r_1$  jest stosunkowo mały (dla  $a=b=0,1$  m i  $\lambda=5 \cdot 10^{-7}$  m  $r_1 = 160$   $\mu$ m).

Z przedstawionych powyżej rozważań Fresnel wyciągnął następujący wniosek. Jeśli na drodze promieni pomiędzy punktami A i B ustawimy ekran zaopatrzony w otworek przepuszczający tylko pierwszą strefę, zaobserwujemy w punkcie B amplitudę dwukrotnie większą, gdyż będzie działać cała pierwsza strefa dająca amplitudę  $A_1$ . Otrzymamy wtedy natężenia światła czterokrotnie większe niż bez użycia ekranu (natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy wektora świetlnego). Jeśli zwiększymy średnicę otworka tak, aby pokrywał pierwsze dwie strefy, działania tych stref skompensują się niemal dokładnie, i w punkcie B zaobserwujemy ciemność. Przy dalszym zwiększaniu rozmiarów otworka zaobserwujemy kolejne maksima i minima o natężeniach stopniowo malejących i gdy otwór będzie bardzo duży, otrzymamy natężenie światła takie, jak bez użycia ekranu. Z konstrukcji Fresnela wynika możliwość znacznego zwiększenia natężenia światła w punkcie B. Jeżeli odległość przesłony od źródła jest dość duża, możemy uważać z wystarczającym przybliżeniem, że strefy Fresnela leżą w płaszczyźnie przesłony. Można wówczas zastosować tzw. płytkę strefową – szklaną płytkę na powierzchni której naniesiona jest nieprzezroczysta warstwa w ten sposób, że zasłania wszystkie parzyste strefy Fresnela, a strefy nieparzyste pozostają odsłonięte. Jeśli ogólna liczba stref umieszczonych na płytce jest równa  $2k$ , to:

$$A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots + A_{2k-1}. \quad (11)$$

Jeżeli  $2k$  nie jest zbyt wielkie, to  $A_{2k-1} \approx A_1$  i  $A \approx kA_1$ , tj. oświetlenie ekranu w punkcie B jest o  $(2k)^2$  razy większe niż przy rozchodzeniu się światła od źródła do punktu B bez przeszkody.

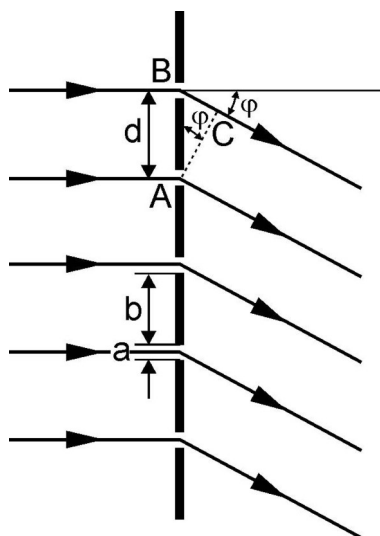
Jak widzimy, konstrukcja Fresnela pozwala wytłumaczyć zjawiska ugięcia się światła. Została ona także potwierdzona doświadczalnie. Należy jednak podkreślić, że rozważania te mają charakter przybliżony. Na przykład teoria ta nie uwzględnia wpływu materiału ekranu na pole fali elektromagnetycznej, jaką jest fala świetlna. Ponadto teoria Fresnela opiera się na czysto jakościowym założeniu o zależności amplitudy fal wtórnych od kąta  $\alpha$  między rozpatrywanym kierunkiem promieniowania i normalną do czoła fali pierwotnej.

Matematyczne uzasadnienie i uściślenie zasady Huygensa - Fresnela podane zostało w roku 1882 przez G. Kirchhoffa (1824-1887) na podstawie analizy równania fali. Dokładniejsza teoria dyfrakcji światła, nie opierająca się na zasadzie Huygensa- Fresnela, polega na bezpośrednim rozwiązaniu równań Maxwella z warunkami brzegowymi określonymi przez fizyczne własności przesłon lub innych niejednorodności ośrodka.

## 2.1. Transmisyjna siatka dyfrakcyjna

Siatką dyfrakcyjną transmisyjną nazywamy zbiór wielu otworów przedzielonych nieprzeźroczystymi dla światła przegrodami, na których światło ulega dyfrakcji. Możemy wyróżnić nieregularne siatki dyfrakcyjne, w których otwory i przesłony rozmieszczone są nieregularnie (np. szklana płytką posypana okrągłymi niewielkimi cząstkami) i regularne, w których otwory i przesłony rozmieszczone są według określonej zasady (np. w równych odległościach). Tak więc, regularną siatką dyfrakcyjną nazywamy układ  $N$  równoległych do siebie szczelin rozmieszczonych w równych odstępach. Niech  $a$  oznacza szerokość szczeliny,  $b$  szerokość odstepu między szczelinami (Rys. 3). Odległość  $d$  środków sąsiednich szczelin nazywamy stałą siatki:

$$a + b = d. \quad (12)$$



**Rys. 3. Ugięcie promieni w siatce dyfrakcyjnej**

Pierwsze siatki, jak na przykład zbudowana w 1823 roku przez Fraunhofera, złożone były z cienkich drutów naciągniętych na dwie śruby o małym skoku. Fraunhofer otrzymał 7 drutów na długości 1 mm. Mniejszą stałą siatki osiągnął stosując rowki w warstwach złota i tlenku (80 szczelin na 1 mm). Natomiast Rowland (1848-1901) skonstruował metalową siatkę dyfrakcyjną kreśloną na powierzchni zwierciadła wklęsłego z 800 rysami na 1 mm. Obecnie siatki dyfrakcyjne wykonuje się poprzez nacinanie w stałej odległości, równoległych rowków na szkło lub metalowej płycie za pomocą diamentowego ostrza lub na kliszach fotograficznych stosując dyfrakcję światła laserowego.

Wyobraźmy sobie, że na siatkę dyfrakcyjną pada prostopadle fala płaska o długości  $\lambda$ . W każdej ze szczelin światło ulega ugięciu i w myśl zasady Huygensa, każdy punkt szczeliny staje się źródłem nowej fali kulistej, rozchodzącej się we wszystkich kierunkach. Ugięte fale na różnych szczelinach są spójne i interferują ze sobą, dając w pewnych kierunkach wzmocnienie natężenia, w innych natomiast osłabienie, uwidocznione na ekranie w postaci szeregu jasnych prążków. Fale wychodzące z dwu sąsiednich szczelin (Rys. 3) spotykają się w fazach zgodnych, to znaczy nastąpi wzmocnienie gdy różnica dróg optycznych jest wielokrotnością długości fali:

$$d \sin \varphi_n = n\lambda, \quad (13)$$

gdzie  $\varphi_n$  oznacza kąt ugięcia, a  $n$  jest liczbą całkowitą.

Dla  $n=0$  otrzymujemy prążek zerowy odpowiadający wiązce nieugiętej, dla  $n=1, 2, \dots$  otrzymujemy prążki ugięte pierwszego, drugiego,  $n$ -tego rzędu rozłożone symetrycznie po obu stronach prążka centralnego (zerowego). Stosując światło niemonochromatyczne uzyskamy prążki barwne, nakładające się częściowo na siebie w miarę wzrostu rzędu  $n$ .

Różnica dróg skrajnych promieni wynosi:

$$Nd \sin \varphi_n = Nn\lambda \quad (14)$$

a więc jest proporcjonalna do liczby szczelin  $N$ . Dzieląc całą szerokość siatki na dwie części i biorąc pod uwagę odpowiadające sobie punkty położone symetrycznie w tych dwóch częściach siatki, można określić położenie pierwszego minimum bocznego. Odległość dwóch takich odpowiadających sobie punktów jest równa  $Nd/2$ , a różnica dróg promieni ugiętych pod kątem  $\varphi$  i wychodzących z tych punktów jest równa  $Nd/2 \sin \varphi_n$ . Warunek na minimum to znaczy całkowite wygaszanie następuje wtedy, gdy:

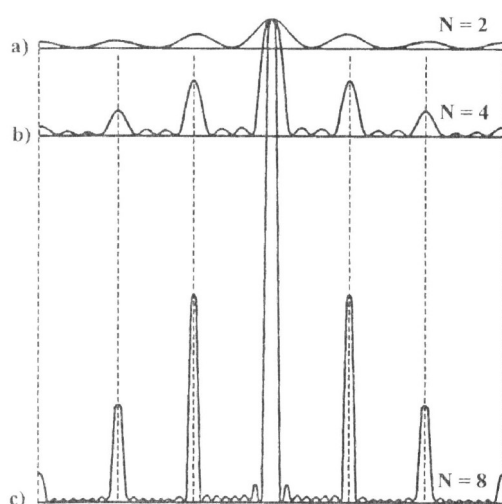
$$\frac{1}{2} Nd \sin \varphi_n = \frac{1}{2} n\lambda, \quad (15)$$

skąd

$$\sin \varphi_n = \frac{\lambda}{Nd}. \quad (16)$$

Dla następnych kolejnych minimów otrzymamy:

$$\sin \varphi_n = \frac{n\lambda}{Nd}. \quad (17)$$



**Rys. 4. Rozkład natężeń w maksimach i minimach przy liczbie szczelin: a)  $N = 2$ , b)  $N = 4$ , c)  $N = 8$ .**

Dla  $n=N$  zgodnie z (13) otrzymamy pierwsze maksimum. Zatem pomiędzy kolejnymi maksimami występuje  $N-1$  minimów oraz  $N-2$  maksimów wtórnych, w których natężenia są bardzo małe (Rys. 4).

Położenie maksimum głównego n-tego rzędu określone jest wzorem (13), natomiast najbliższe minimum odpowiada kątowi  $\alpha'_n$  określoneemu przez wzór:

$$\sin \alpha'_n = \frac{n\lambda}{d} + \frac{\lambda}{Nd}. \quad (18)$$

W związku z tym można określić tzw. zdolność rozdzielczą siatki. Dwie linie widmowe  $\lambda + \delta\lambda$  i  $\lambda$  możemy rozróżnić wtedy, gdy ich obrazy ugięciowe są rozsunięte przynajmniej tak, że maksimum jednej linii przypadnie na minimum drugiej, czyli:

$$\frac{n}{d}(\lambda + \delta\lambda) = \frac{n\lambda}{d} + \frac{\lambda}{Nd}, \quad (19)$$

skąd znajdujemy stosunek Z:

$$Z = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = nN, \quad (20)$$

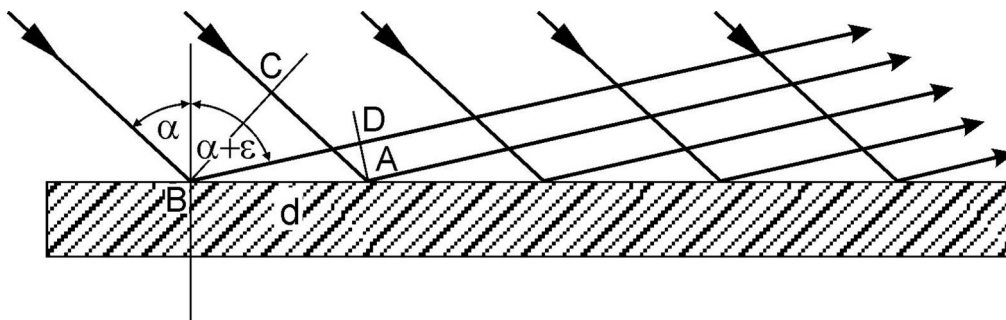
który nazywamy zdolnością rozdzielczą siatki. Jak wynika z (20), zdolność rozdzielcza siatki jest proporcjonalna do całkowitej liczby rys N i do rzędu ugięcia n, a nie zależy od stałej siatki d.

Zamiast siatek transmisyjnych, dających widma ugięte w świetle przechodzącym można też stosować siatki odbiciowe, dające widma w świetle odbitym (Rys. 5). Wtedy różnica dróg dwu sąsiednich promieni ugiętych wynosi:

$$\Delta = CA - BD = d(\sin \alpha - \sin(\alpha + \varepsilon)) \quad (21)$$

Wobec tego warunek wzmocnienia określony jest wzorem:

$$d(\sin \alpha - \sin(\alpha + \varepsilon)) = n\lambda. \quad (22)$$



Rys. 5. Ugięcie przez siatkę dyfrakcyjną odbiciową.

Do tej pory omawialiśmy siatki dyfrakcyjne powierzchniowe (jednowymiarowe). Oprócz nich istnieją także siatki dyfrakcyjne przestrzenne (dwuwymiarowe i trójwymiarowe). Przykładem nieregularnej przestrzennej siatki dyfrakcyjnej mogą być skupiska pyłu, krople mgły dające w wyniku dyfrakcji tęcze wokół księżyca czy latarni. Natomiast przestrzennymi regularnymi siatkami



dyfrakcyjnymi są kryształy, których elementy (cząsteczki bądź jony) rozłożone są okresowo w węzłach sieci krystalicznej. Promienie rentgenowskie, których długość fali jest mniejsza od odległości między cząsteczkami kryształu, dają podczas przechodzenia przez kryształ bardzo wyraźny obraz dyfrakcyjny w postaci oddzielnych plamek, prawidłowo rozłożonych wokół śladu wiązki nieodchylonej.

### III. Zestaw pomiarowy

Spektrometr, laser półprzewodnikowy, siatki dyfrakcyjne.

### IV. Przebieg ćwiczenia

#### 1. Wyznaczanie długości światła lasera:

- zamontować siatkę dyfrakcyjną o znanej ilości linii na jeden milimetr (600)
- podłączyć laser do zasilacza i przycisnąć przycisk zamykający obwód (znajdujący się na tarczy spektrometru)
- wyregulować szerokość wiązki lasera tak, aby widmo pierwszego rzędu było widoczne
- odczytać położenie prążków, a wyniki wpisać do tabeli 1.

#### 2. Wyznaczanie stałej siatki

- zamontować siatkę dyfrakcyjną o nieznannej ilości linii na jeden milimetr
- podłączyć laser do zasilacza i przycisnąć przycisk zamykający obwód (znajdujący się na tarczy spektrometru)
- wyregulować szerokość wiązki lasera tak, aby widmo pierwszego rzędu było widoczne, odczytać położenia kątowe prążków, a wyniki wpisać do tabeli 2.
- poszerzać szerokość wiązki lasera aż do otrzymania prążka kolejnego rzędu, odczytać położenia prążków, a wyniki wpisać do tabeli 2.
- identyczne pomiary wykonać dla drugiej siatki.

### V. Tabele pomiarowa

**Tabela 1**

Rząd widma n	Położenie kątowe pierwszego prążka		Średnia wartość ugięcia $\varphi=(\varphi_1+\varphi_2)/2$ [deg]	Wyznaczona długość $\lambda$ [ $10^{-3}$ m]
	na prawo $\varphi_1$ [deg]	na lewo $\varphi_2$ [deg]		
1.				

**Tabela 2**

Numer siatki	Rząd widma n	Położenie kątowe n-tego prążka		Średnia wartość kąta ugięcia $\varphi=(\varphi_1+\varphi_2)/2$	d [ $10^{-3}$ m]	$d_{sr}$ [ $10^{-3}$ m]
		na prawo $\varphi_1$ [deg]	na lewo $\varphi_2$ [deg]			

I	1. 2. 3. ...					
...						

### VI. Opracowanie ćwiczenia

1. Obliczyć średnią wartość kąta ugięcia  $\varphi$  dla siatki dyfrakcyjnej o znanej ilości linii na jeden milimetr jako średnią arytmetyczną kąta ugięcia z prawej  $\varphi_1$  i z lewej  $\varphi_2$  strony wiązki nieugiętej.
2. Na podstawie wyników z tabeli 1 obliczyć długość światła laserowego za pomocą wzoru:  

$$\lambda = d \sin \varphi$$
3. Obliczyć średnie wartości kątów ugięcia  $\varphi$  dla siatek dyfrakcyjnych o nieznanymi ilościach linii na jeden milimetr jako średnią arytmetyczną kąta ugięcia z prawej  $\varphi_1$  i z lewej  $\varphi_2$  strony wiązki nieugiętej.
4. Na podstawie wyników z tabeli 2 obliczyć stałe siatki dyfrakcyjnej  $d$  ze wzoru  $d = \frac{n\lambda}{\sin \varphi_n}$  dla każdego wyznaczonego kąta  $\varphi$ , a następnie obliczyć średnią wartość  $d_{sr}$  jako średnią arytmetyczną wyznaczonych stałych siatek.
5. Dla każdej siatki obliczyć wartość średnią stałej siatki  $a$ .
6. Wyniki wpisać do tabel.

### VII. Rachunek błędów

1. Błąd bezwzględny długości światła laserowego wyznaczyć metodą różniczek zupełnej:

$$\Delta\lambda = \left| \frac{\partial\lambda}{\partial\varphi} \right| \cdot |\Delta\varphi| \quad \text{gdzie } \Delta\varphi = 1^\circ = \dots\dots\dots rad.$$

Przeprowadzić zaokrąglenia wartości  $\lambda$  i  $|\Delta\lambda|$  zgodnie z obowiązującymi normami.

2. Obliczyć błąd stałej siatki dyfrakcyjnej stosując metodę różniczek zupełnej:

$$\Delta d = \left| \frac{\partial d}{\partial\lambda} \right| \cdot |\Delta\lambda| + \left| \frac{\partial d}{\partial\varphi} \right| \cdot |\Delta\varphi| \quad \text{gdzie } \Delta\varphi = 1^\circ = \dots\dots\dots rad.$$

Przeprowadzić zaokrąglenia wartości  $d$  i  $|\Delta d|$  zgodnie z obowiązującymi normami.

3. Obliczyć błąd względny wyznaczanych wielkości.

### VIII. Literatura

1. T. Dryński – Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1976r.
2. Zawadzki, H. Hofmokr – Laboratorium fizyczne
3. H. Szydłowski – Pracownia fizyczna wspomagana komputerem, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2003r.
4. Sz. Szczeniowski – Fizyka doświadczalna, cz. IV, Optyka, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1972r.

Ćwiczenie O-5: Wyznaczanie stałej transmisyjnej siatki dyfrakcyjnej

5. A. Piekara – Nowe oblicze optyki
6. R. Respondowski – Laboratorium z fizyki, Wydawnictwo Politechniki Śląskiej, Gliwice 1999r.
7. J. Lech – Opracowanie wyników pomiarów w laboratorium podstaw fizyki, Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej, Wydział Inżynierii Procesowej, Materiałowej i Fizyki Stosowanej, Częstochowa 2005r.