XXXVIII OLIMPIADA FIZYCZNA ETAP III
Zadanie doświadczalne

ZADANIE D1

Nazwa zadania: „Zjawisko dyfrakcji na krawędzi szkiełka”

Masz do dyspozycji
- wiązkę promienia laserowego o długości fali λ = 6,33*10^{-7}m,
- szkiełko mikroskopowe przykrywkowe umocowane w sposób umożliwiający obrót wokół osi pokrywającej się z krawędzią
- soczewkę o dużej ogniskowej
- dwa ekrany
- linijkę
- papier milimetrowy do wykonywania wykresów

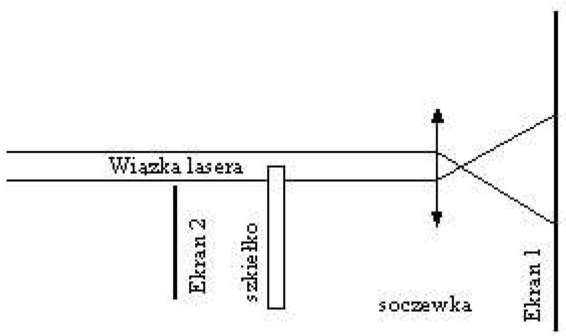
Zaobserwuj zjawisko dyfrakcji na krawędzi szkiełka. Wyznacz grubość szkiełka. Współczynnik załamania światła wynosi n = 1,55.

Uwaga. Promieniowanie lasera jest niebezpieczne dla oczu. Nie wolno zbliżać głowy do wiązki światła laserowego.

ROZWIĄZANIE ZADANIA D1

Część ideowa

Z podanych elementów należy zbudować układ doświadczalny przedstawiony na rycinie 2.



Ryc.2. Schemat ideowy układu doświadczalnego

Wiązka światła laserowego pada na tę krawędź szkiełka przykrywkowego wokół której możliwy jest obrót szkiełka. Szkiełko powinno być tak ustawione, aby połowa wiązki przechodziła przez szkiełko, a połowa poza szkiełkiem. Ustawmy szkiełko prostopadle do kierunku padania wiązki. Takie ustawienie można uzyskać obserwując wiązkę odbitą od szkiełka. Jeżeli wiązka odbita daje jasną plamkę tuż obok to oznacza, że szkiełko ustawione jest prostopadle do kierunku rozchodzenia się wiązki laserowej. Na ekranie *1* ustawionym w odległości 1 – 2 m od szkiełka można zaobserwować obraz dyfrakcyjny; jasną plamkę z szeregiem ciemnych prążków. Obraz ten staje się wyraźnie widoczny, jeśli pomiędzy szkiełkiem a ekranem *1* umieścimy soczewkę, która powiększa obraz.

Jeśli obrócimy szkiełko o pewien niewielki kąt uważając, by połowa wiązki przechodziła przez szkiełko, a druga połowa nie, to zauważymy, że obraz dyfrakcyjny zmienia się; prążki zmieniają kontrastowość, stają się mniej lub bardziej wyraźne. W szczególnych położeniach prążki dyfrakcyjne znikają całkowicie (lub prawie całkowicie, w zależności od jakości szkiełka). W tych szczególnych położeniach należy zaznaczyć na ekranie 2 położenie wiązki odbitej. Mierząc odległość plamki pochodzącej od odbitej wiązki do wiązki lasera można wyznaczyć kąt (kąty) nachylenia szkiełka do wiązki laserowej, przy których znikają prążki dyfrakcyjne. Na podstawie tych kątów będzie można wyznaczyć grubość szkiełka.

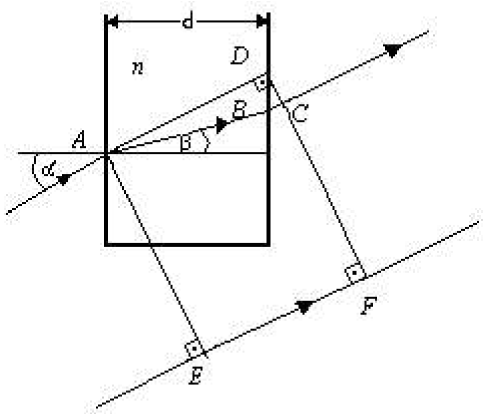
Część teoretyczna

Rozważmy wiązkę światła padająca na krawędź szkiełka. Zauważmy, że grubość szkiełka jest znikoma w stosunku do rozmiarów poprzecznych wiązki. Przy kątach padania bliskich kątowi prostemu, a tylko takie będą używane w doświadczeniu, większość natężenia światła za płytką pochodzi od tej części wiązki, która przeszła przez szkiełko tak, jak gdyby była to płytka płaskorównoległa, bądź przeszła obok szkiełka bez oddziaływania z nim.

Zgodnie z zasadą Huygensa każdy punkt do którego dojdzie czoło fali staje się źródłem nowej fali kulistej. Zastosujmy tę zasadę do rozchodzenia się światła w pustej przestrzeni. Wybierzmy dowolną płaszczyznę prostopadłą do kierunku rozchodzenia się wiązki laserowej (może to być na przykład płaszczyzna przechodząca przez okienko lasera). Punkty wybranej płaszczyzny stanowią źródła fal kulistych. Wszystkie te źródła mają tę samą fazę drgań. Fale kuliste docierają do ekranu na którym badamy natężenie światła. Pole elektryczne w danym punkcie ekranu jest sumą wkładów od poszczególnych fal kulistych. W konsekwencji na ekranie powstaje obraz, w tym przypadku jest on bardzo prosty: natężenie światła jest duże naprzeciwko źródła i maleje w miarę zwiększania odległości od środka. Rozważmy teraz przypadek gdy przed ekranem umieścimy płytkę szklaną tak, że połowa wiązki przechodzi przez płytkę, a druga połowa nie przechodzi przez płytkę. Załóżmy że szkiełko ustawione jest prostopadle do kierunku rozchodzenia się wiązki. Jako wyróżnioną płaszczyznę wybierzemy płaszczyznę tuż za szkiełkiem. Podobnie jak w poprzednim przypadku każdy punkt do którego dojdzie fala staje się źródłem nowej fali kulistej. Tym razem jednak źródła mają różne fazy. Różnica faz pomiędzy źródłami w punktach leżących za szkiełkiem, a źródłami w punktach, do których fala dochodzi nie przechodząc przez szkiełko wynosi $2\pi d(n-1)/\lambda$.

Sumując wkłady od poszczególnych źródeł (z właściwymi fazami) do pola elektrycznego na ekranie można otrzymać formułę opisującą prążki dyfrakcyjne obserwowane w doświadczeniu. Rachunek ten nie jest jednak konieczny do rozwiązania zadania i nie będzie tu podany, jako dość trudny. Istotne jest jedynie zrozumienie, że obraz dyfrakcyjny pochodzi od wspomnianej różnicy faz.

Zmieniając ustawienie szkiełka zmieniamy też efektywnie różnicę faz pomiędzy źródłami fal kulistych leżącymi w płaszczyźnie ze szkiełkiem. Jeżeli ustawimy szkiełko tak, aby wspomniana różnica była wielokrotnością 2π to wpływ szkiełka na fazy źródeł jest zerowy. Obraz na ekranie jest wówczas taki, jakby szkiełka nie było, albowiem wszystkie źródła w płaszczyźnie za szkiełkiem mają te same fazy. W konsekwencji obraz na ekranie pozbawiony jest prążków dyfrakcyjnych, tak jak w nieobecności szkiełka.. Należy teraz powiązać wartości kąta pomiędzy szkiełkiem i kierunkiem wiązki laserowej z przesunięciem fazy elementarnych źródeł w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki leżącej za szkiełkiem, na przykład płaszczyźnie przechodzącej przez C i F na rycinie 3.



Ryc.3. Promień pada pod kątem α na szkiełko w punkcie A, załamuje się pod kątem β**,** biegnie do punktu B i dalej do C. Droga drugiego promienia od E do F.

Wprowadzamy oznaczenia jak na ryc.3: α - kąt padania promieni świetlnych na szkiełko, β - kąt załamania, d – grubość płytki. Zakładamy, że kąty α i β są małe (co jest spełnione w doświadczeniu), a zatem:

$$\sin\alpha \approx \alpha, \qquad \sin\beta \approx \beta$$

$$\cos\alpha \cong 1 - \frac{1}{2}\alpha^2, \qquad \cos\beta \cong 1 - \frac{1}{2}\beta^2$$

Obliczmy :

$$AB = \frac{d}{\cos\beta} \cong d\left(1 + \frac{\alpha^2}{2n^2}\right)$$

Dalej:

$$BD = d(tg\alpha - tg\beta) \approx d(\alpha - \beta)$$

$$BC = BD\sin\alpha \cong d(\alpha - \beta)\alpha \approx d\alpha^2(1 - 1/n)$$

gdyż z prawa załamania sinα = nsinβ, lub (dla małych kątów) α = nβ. A zatem droga optyczna promienia od punktu A do punktu C wynosi:

$$S = ABn + BC \cong dn\left(1 + \frac{\alpha^2}{2n^2}\right) + d\alpha^2\left(1 - \frac{1}{n}\right) = dn - d\alpha^2\left(1 - \frac{1}{2n}\right)$$

Droga optyczna promienia pomiędzy punktami EF wynosi

$$EF = \frac{d}{\cos\alpha} \cong d\left(1 + \frac{\alpha^2}{2}\right)$$

A zatem różnica dróg optycznych tych dwóch promieni:

$$\Delta = S - EF = d(n-1)\left(1 + \frac{\alpha^2}{2n}\right)$$

Prowadzi to również do różnicy faz:

$$\Phi = 2\pi\Delta/\lambda = \frac{2\pi d}{\lambda}(n-1)\left(1 + \frac{\alpha^2}{2n}\right)$$

Rozważmy teraz sytuację, w której prążki dyfrakcyjne znikają. Jak pokazane zostało powyżej oznacza to, że kąt α jest tak dobrany, że różnica faz jest wielokrotnością 2π. Możemy więc warunek znikania prążków zapisać w postaci:

$$\Phi = 2\pi j$$

lub

$$\alpha^2 j = \frac{2n\lambda j}{d(n-1)} - 2n$$

Liczba j nie jest znana, ale też nie jest potrzebna. Z wyprowadzonego wzoru wynika bowiem, że kwadraty kolejnych kątów, dla których znikają prążki dyfrakcyjne zwiększają się o stałą wartość równą $2n/(n-1)(\lambda/d)$. A zatem wyznaczając kilka kolejnych kątów dla których prążki dyfrakcyjne możemy wyznaczyć $2n/(n-1)(\lambda/d)$. Jedyną nieznaną wielkością jest tu d, którą należy stąd wyliczyć.

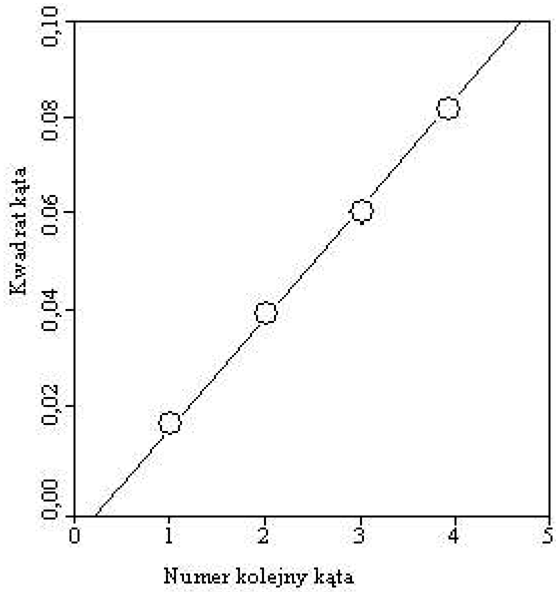
Część doświadczalna

Szkiełko umieszczono w odległości 0,50 m od okienka lasera. Szerokość wiązki wynosiła około 2 mm. Tuż obok lasera umieszczono prostopadle do wiązki laserowej ekran 2. W odległości około 1,5 m od szkiełka ustawiono ekran *I*. Soczewka rozpraszająca dająca powiększenie obrazu ustawiona była w odległości około 0,4 m od ekranu. Przy prostopadłym ustawieniu szkiełka w stosunku do wiązki światła prążki były wyraźnie widoczne na ekranie *I*. Następnie ustawiono szkiełko pod takimi kątami, żeby zniknęły prążki dyfrakcyjne. Wyznaczano wtedy na ekranie 2 położenie odbitej wiązki i mierzono jej odległość x od wiązki laserowej. Wszystkie pomiary powtórzono 3 razy. Dokładność pomiaru odległości plamki odbitej od wiązki laserowej oceniono na 1 mm. Wyniki podane są w tabeli I:

Tabela I. Wyniki pomiarów odległości i obliczone kąty

Nr pom.	x [cm]	α_j [rad]	α_j^2
1	6,9	0,138	0,019
2	10,7	0,214	0,046
3	13,2	0,264	0,069
4	15,3	0,306	0,094

Na podstawie tabeli I wykonano wykres zależności kwadratu kąta przy którym znika obraz dyfrakcyjny od numeru kolejnego kąta (ryc. 4).



ryc.4.

Na podstawie wykresu wyznaczono wielkość $(\lambda/d)2n/(n-1)$.

Jej wartość wynosi 2,50 * 10^{-2} z błędem 0,02 * 10^{-2}. Stąd obliczamy

d=0,14mm

Błąd d można oszacować następująco. Skoro

$$(\lambda/d)2n/(n-1) = 2{,}50 * 10^{-2} \pm 0{,}02 * 10^{-2},$$

to

$$d = 2\lambda n/\left[(n-1)\left(2{,}5*10^{-2} \pm 0{,}02*10^{-2}\right)\right] \cong 0{,}14 \pm 2\lambda n/\left[(n-1)\left(2{,}50*10^{-2}\right)^2\right]*0{,}02*10^{-2} = 0{,}14 \pm 0{,}01$$

Wynik podany jest w milimetrach

Punktacja: w materiale źródłowym nie było podanej punktacji za to zadanie.

Źródło:
Zadanie pochodzi z czasopisma „Fizyka w Szkole"5/89r.

Komitet Okręgowy Olimpiady Fizycznej w Szczecinie
www.of.szc.pl