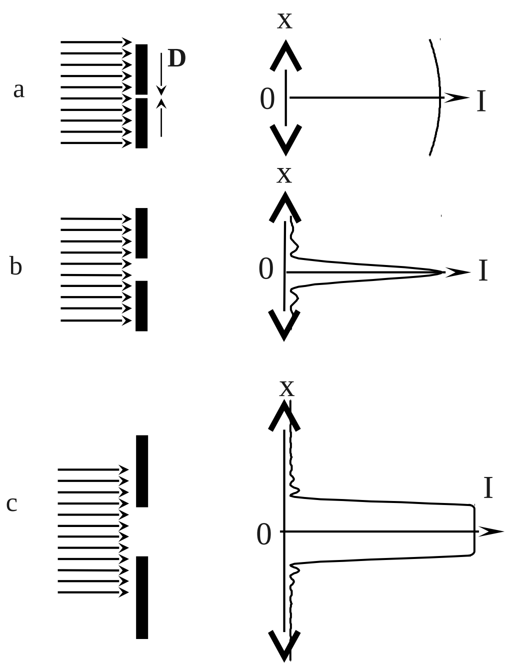
DYFRAKCJA ŚWIATŁA NA SZCZELINIE 63

Dyfrakcja (ugięcie) fal świetlnych

Światło przechodząc przez wąską (o szerokości porównywalnej z długością fali świetlnej) szczelinę, lub inną przeszkodę, rozchodzi się za nią inaczej, niż wynika to z zasad optyki geometrycznej. Dyfrakcję można zdefiniować jako każde odchylenie od prostoliniowego rozchodzenia się światła, które nie może być objaśnione poprzez odbicie lub załamanie. Rozróżniamy dwa zasadnicze sposoby opisu dyfrakcji: Fraunhofera i Fresnela. Opis Fraunhofera jest prostszy, ale mniej ogólny. Dotyczy tylko przypadków, gdy wiązka padająca na szczelinę oraz każda z wiązek ugiętych są wiązkami równoległymi, a więc gdy odległości źródło światła i ekranu od szczeliny są znacznie większe od długości fali. Równoległość wiązek można także uzyskać za pomocą soczewki.

1. Zgodnie z teorią dyfrakcji[1], monochromatyczna fala płaska (wiązka promieni równoległych o określonej długości fali λ), ugięta na otworze o rozmiarze mniejszym od jej długości, rozchodzi się za przeszkodą izotropowo, jako fala kulista (ugięcie na otworze kołowym), lub fala walcowa (ugięcie na szczelinie podłużnej o szerokości D). Wtedy rozkład kątowy natężenia I fali za szczeliną jest prawie równomierny. Pokazano to na Rys. 1a.



Rys. 1. Rozkład natężeń w obrazach dyfrakcyjnych, dla różnych szerokości szczelin

2. Gdy szerokość D szczeliny jest znacznie większa od długości fali λ, to obserwujemy prostokątny rozkład natężeń, a na jego krawędziach są słabo widoczne jasne i ciemne prążki dyfrakcyjne (Rys. 1c).

3. Jeśli szczelina ma szerokość D kilka do kilkadziesiąt razy większą niż długość fali λ, to fala ugięta za szczeliną tworzy obraz dyfrakcyjny, złożony z centralnego maksimum i szeregu maksimów wtórnych. Wykres tej funkcji pokazano na Rys. 1b. Wierzchołek centralnego maksimum odpowiada kątowi ugięcia równemu zero. Rozkład natężenia I fali ugiętej w funkcji kąta ugięcia α opisuje funkcja:

$$I = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha} \right]^2 \qquad (1)$$

gdzie I_0 jest natężeniem światła w centralnym maksimum.

Zgodnie z tym równaniem, wartość funkcji osiąga zero, gdy

$$\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right) = 0$$

To zachodzi, gdy wyrażenie $\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right)$ jest równe (π, 2π, 3π,.4π...), czyli gdy:

$$D\sin\alpha = \pm 2m\frac{\lambda}{2} \qquad (2)$$

gdzie m jest liczbą naturalną (m = 1, 2, 3, 4, ..), nazywaną **rzędem widma**. Minima są obserwowane dla parzystych wielokrotności połowy długości fali.

[1] Dokładniejszą analizę tego problemu można znaleźć w poz 1 i 2 spisu literatury

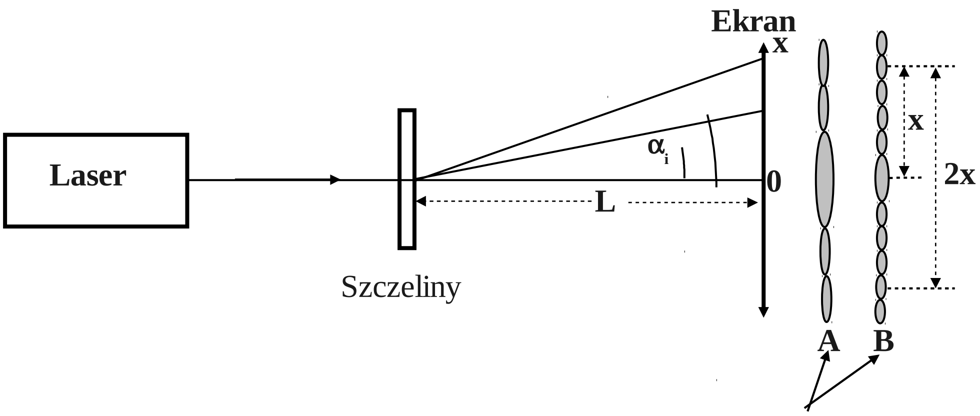
Aby obliczyć położenia maksimów należy obliczyć pochodną wyrażenia (1) dla kolenych wartości m i przyrównać je do zera. Można to zrobić jedynie w sposób numeryczny. W praktyce dobre przybliżenie położeń maksimów uzyskuje się, zakładając, że znajdują się one na środku pomiędzy odpowiednimi minimami

$$D\sin\alpha = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (3)$$

Maksima obserwujemy, gdy (D sinα) jest równy nieparzystej wielokrotności połowy długości fali.

OPIS EKSPERYMENTU

Schemat układu pomiarowego pokazano na Rys. 2.



Rys. 2. Schemat układu optycznego i przykłady obrazów

Źródłem światła jest laser helowo-neonowy, emitujący falę światło o barwie czerwonej. Wiązka wysyłana przez laser jest wiązką równoległą, zaś ekran znajduje się daleko (2 m) od szczeliny. Dlatego możemy zastosować opis zjawiska dyfrakcji według Fraunhofera. Zestaw szczelin o różnych i dokładnie określonych szerokościach, umieszczony jest na obrotowym uchwycie, który pozwala na ich łatwą zamianę. Ekran ze skalą, pozwala na rejestrację położeń maksimów i minimów natężenia światła, odpowiadających różnym kątom ugięcia α. Precyzyjny pomiar niewielkich kątów, α jakie występują przy zjawisku dyfrakcji jest dość trudny, zastępujemy go pomiarem odległości x, lub odległości 2x pomiędzy odpowiadającymi sobie minimami lub maksimami po lewej i prawej stronie maksimum centralnego (patrz Rys. 2). Możemy przyjąć, że dla małych kątów

$$\sin\alpha_m \cong \mathrm{tg}\alpha_m \cong \frac{x}{L} \qquad (4)$$

gdzie L jest odległością szczeliny od ekranu.

Mamy więc, następujące wzory opisujące położenie ekstremów natężenia światła:

dla minimum $$\frac{x_m}{L} = 2m\frac{\lambda}{2D} \quad (m = 1, 2, 3, 4, ...) \qquad (5)$$

a dla maksimum $$\frac{x_m}{L} = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2D} \qquad (6)$$

zaś długość fali λ możemy obliczyć na podstawie wzorów

$$\lambda = \frac{2x_{min}D}{2m\cdot L} \qquad (7a)$$

oraz $$\lambda = \frac{2x_{max}\cdot D}{(2m+1)\cdot L} \qquad (7b)$$