

4.12 Badanie zjawiska dyfrakcji i interferencji światła laserowego (O18)

Celem ćwiczenia jest wyznaczenie szerokości szczeliny, a w przypadku większej liczby szczelin także odległości między szczelinami, na podstawie analizy rozkładu natężenia światła w obrazach dyfrakcyjnych.

Zagadnienia do przygotowania:

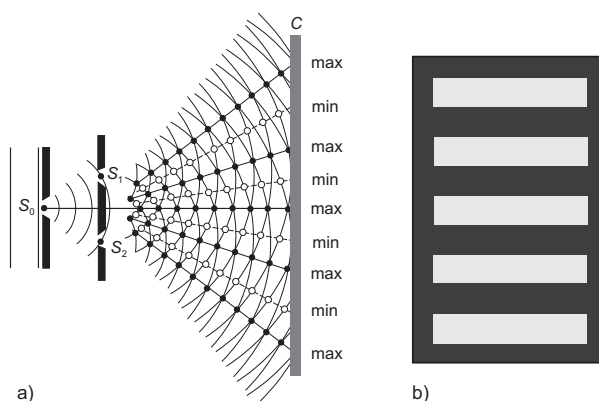
- zjawisko dyfrakcji i interferencji światła;
- obrazy dyfrakcyjne pojedynczej szczeliny: zasada powstawania obrazu; wpływ szerokości szczeliny na obraz dyfrakcyjny (widmo); rozkład natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym;
- obrazy dyfrakcyjne dwóch i większej liczby szczelin o skończonej szerokości;
- laser jako źródło światła spójnego (opis działania lasera znajduje się w uzupełnieniu A.4).

Literatura podstawowa: [25], [14].

4.12.1 Podstawowe pojęcia i definicje

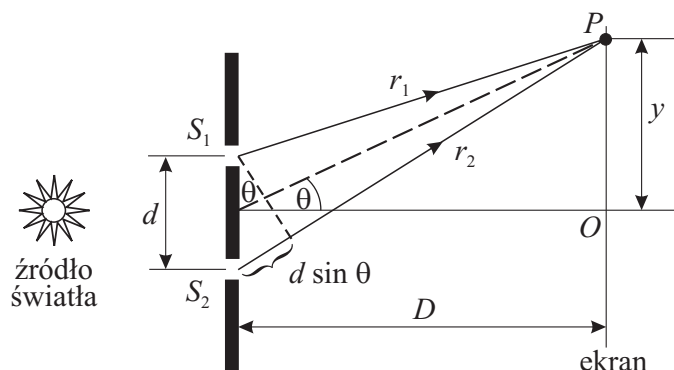
Interferencja i dyfrakcja światła są zjawiskami, które mogą być wytłumaczone tylko na gruncie falowej natury światła. Interferencja fal polega na nakładaniu się (dodawaniu) dwóch lub więcej fal, które prowadzi do stałego w czasie przestrzennego rozkładu fali wypadkowej. Gdy amplituda fali wypadkowej jest większa niż każdej z fal składowych (występują wtedy maksima natężenia – prążki jasne) to mamy do czynienia z interferencją konstruktywną. O interferencji destruktywnej mówimy, gdy amplituda fali wypadkowej jest mniejsza od każdej z fal składowych (widać wtedy minima natężenia, czyli prążki ciemne). Efekty interferencji światła mogą być obserwowane tylko wtedy, gdy fale świetlne są monochromatyczne i spójne. Fale świetlne są monochromatyczne jeżeli mają jednakową długość fali λ . Spójność fal świetlnych oznacza, że jest zachowana stała w czasie różnica faz pomiędzy nakładającymi się falami. Naturalne źródła światła nie spełniają tego warunku, ponieważ poszczególne atomy emitują ciągi fal w sposób zupełnie chaotyczny. Różnica faz zmienia się więc również przypadkowo. Źródłami światła spójnego są natomiast lasery.

Po raz pierwszy zjawisko interferencji światła z dwóch źródeł zostało zaobserwowane w 1801 roku przez Thomasa Younga (rysunek 4.12.1). Spójność światła została zapewniona przez odpowiednio dobrane warunki doświadczalne. Wąska szczelina S_0 jest oświetlona światłem z konwencjonalnego źródła. Fale rozchodzące się za szczeliną S_0 docierają do ekranu z dwoma wąskimi szczelinami S_1 i S_2 , które są już źródłami światła spójnego. Zapewnia to fakt, że fale wychodzące z obu szczelin pochodzą z czoła tej samej fali, a więc istnieje między nimi stała różnica faz. Światło z dwóch źródeł interferuje i na ekranie C pojawia się obraz interferencyjny w postaci kolejnych maksimów i minimów interferencyjnych (jasnych i ciemnych prążków o jednakowym natężeniu – rysunek 4.12.1b).



Rys. 4.12.1: Schemat doświadczenia Younga (a) oraz obraz prążków interferencyjnych (b).

Można przedstawić ilościowy opis doświadczenia Younga. W tym celu należy rozważyć punkt P na ekranie zakładając, że powstaje tu maksimum interferencyjne (rysunek 4.12.2). Interferencja konstruktywna występuje, gdy do danego punktu ekranu docierają fale w tej samej fazie, co oznacza, że różnica dróg optycznych $r_2 - r_1$ jest równa zero (przypadek punktu centralnego O) lub całkowitej wielokrotności długości fali λ (punkt P). Z geometrycznej konstrukcji widać, że:



Rys. 4.12.2: Geometryczna konstrukcja opisująca doświadczenie Younga.

$$r_2 - r_1 = d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (4.12.1)$$

gdzie m jest numerem rzędu odpowiedniego maksimum (lub jasnego prążka). W centrum obrazu ($\theta = 0$) powstaje maksimum zerowego rzędu. Warunkiem występowania interferencji destruktywnej w punkcie P (minimum natężenia) jest, aby różnica dróg optycznych była równa nieparzystej wielokrotności $\frac{\lambda}{2}$.

$$r_2 - r_1 = d \sin \theta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (4.12.2)$$

Zakładając, że odległość szczelin od ekranu D jest dużo większa od odległości między szczelinami d (czyli $D \gg d$ co w praktyce jest dobrze spełnione) można użyć przybliżenia:

$$\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{y}{D}. \quad (4.12.3)$$

Wyrażenia (4.12.1) i (4.12.3) pozwalają znaleźć odległość maksimum (jasny prążek) m -tego rzędu od środka maksimum zerowego rzędu:

$$y_{\max} = \frac{\lambda D}{d} m. \quad (4.12.4)$$

Rozkład natężenia światła w obrazie interferencyjnym pochodzącym od dwóch szczelin można obliczyć stosując metodę graficzną (wektorową). Jeżeli z dwóch szczelin rozchodzą się spójne, monochromatyczne fale, to w punkcie P na ekranie obserwujemy superpozycję tych fal. Interesuje nas tylko wektor natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej, ponieważ natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy tego pola. Fale monochromatyczne mają tę samą częstość ω , a ich spójność zapewnia stała różnica faz Φ . Dla uproszczenia można założyć, że obie fale mają jednakowe amplitudy E_0 . Różnica faz Φ w punkcie P jest ściśle związana z różnicą dróg optycznych $r_2 - r_1 = \delta$. Mianowicie różnica dróg optycznych $\delta = \lambda$ odpowiada różnicy faz $\Phi = 2\pi$, a więc $\delta/\Phi = \lambda/2\pi$. Stąd otrzymujemy:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta. \quad (4.12.5)$$

Wyrażenie (4.12.5) przedstawia zależność różnicy faz Φ od kąta θ . Wektor natężenia pola elektrycznego ma postać:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t + \Phi)}. \quad (4.12.6)$$

Geometrycznie liczbę zespoloną interpretujemy jako wektor o długości E_0 , wirujący z częstością ω wokół początku układu współrzędnych. Kąt nachylenia wektora do osi odciętych jest równy fazie drgań. Interferencji światła na dwóch szczelinach odpowiada dodawanie w punkcie P wektorów pola elektrycznego reprezentujących fale składowe:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_0 e^{i(\omega t)} \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_0 e^{i(\omega t + \Phi)} \end{aligned} \quad (4.12.7)$$

Rzut wektora wypadkowego jest równy sumie rzutów wektorów składowych (rysunek 4.12.3), a więc:

$$E_w \cos \Phi_0 = E_0 \cos(\omega t) + E_0 \cos(\omega t + \Phi) \quad (4.12.8)$$

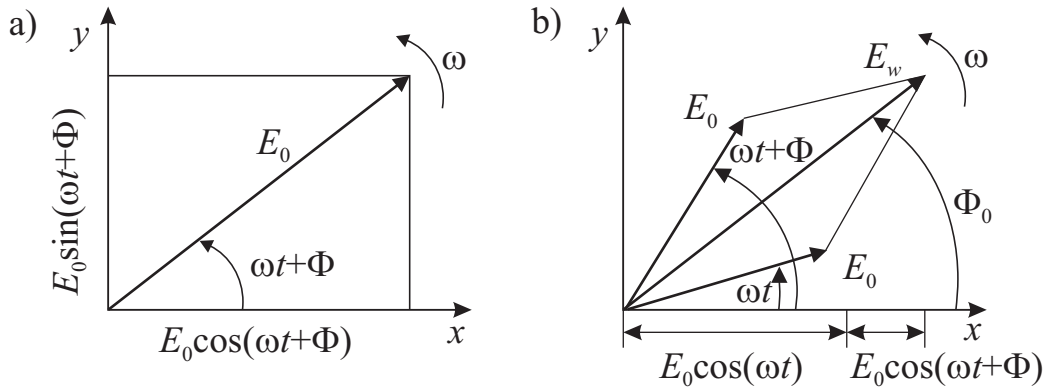
Uwzględniając zależności geometryczne widoczne na rysunku 4.12.3 otrzymujemy:

$$E_w \cos \Phi_0 = 2E_0 \cos\left(\frac{\Phi}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\Phi}{2}\right), \quad (4.12.9)$$

a stąd łatwo odczytać, że amplituda drgania wypadkowego wynosi $E_w = 2E_0 \cos(\Phi/2)$, a faza jest równa $\Phi_0 = (\omega t + \Phi/2)$. Zatem natężenie światła, proporcjonalne do kwadratu amplitudy natężenia pola elektrycznego, obserwowane w punkcie P (rysunek 4.12.2) wynosi:

$$I_\theta = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) = I_{\max} \cos^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) = I_{\max} \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right). \quad (4.12.10)$$

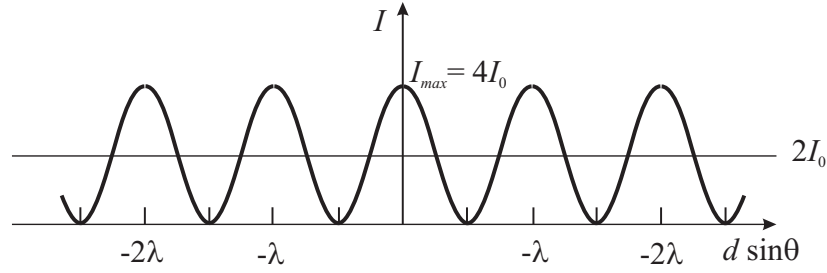
Przez I_0 oznaczono natężenie fali składowej, natomiast $I_{\max}$ jest natężeniem dla maksimum interferencyjnego zerowego rzędu.



Rys. 4.12.3: Wektor natężenia pola elektrycznego $\vec{E}$ przedstawiony za pomocą obracającego się wektora (a). Konstrukcja służąca do znalezienia amplitudy pola wypadkowego dla interferencji światła na 2 szczelinach (b).

Rysunek 4.12.4 przedstawia rozkład natężeń dla interferencji na dwu szczelinach opisany równaniem (4.12.10). Zaznaczono także wartość średniego natężenia, które wynosi $2I_0$ (średnia wartość kwadratu cosinusa wynosi $1/2$). Taki jednostajny rozkład natężenia występuje w przypadku, gdy fale z dwóch szczelin są niespójne i nie zachodzi interferencja. Potwierdza to fakt, że w przypadku interferencji ilość energii jest taka sama, a tylko występuje inny jej rozkład.

Metodę sumowania rzutów wektorów reprezentujących natężenia pól elektrycznych interferujących fal można wykorzystać także w przypadku większej liczby szczelin. W przypadku N szczelin należy sumować wektory pól elektrycznych fal pochodzących



Rys. 4.12.4: Rozkład natężenia otrzymany w wyniku interferencji światła wychodzącego z dwóch wąskich szczelin ($a \ll \lambda$).

od wszystkich szczelin i docierające do punktu P . Wypadkowy wektor natężenia pola $\vec{E}_w$ wynosi: $\vec{E}_w = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i$. Wektory świetlne kolejnych fal mają taką samą amplitudę, a między nimi istnieje stała różnica faz Φ . Sumując wartości rzutów N wektorów na oś odciętych w chwili $t = 0$ otrzymujemy:

$$E_w \cos \Phi_0 = E_0 + E_0 \cos \Phi + E_0 \cos (2\Phi) + \dots + E_0 \cos [(N-1)\Phi]. \quad (4.12.11)$$

W postaci zespolonej wyrażenie (4.12.11) tworzy szereg geometryczny, którego suma wynosi:

$$E_w e^{i\Phi_0} = E_0 \sum_{k=1}^N e^{i(k-1)\Phi} = E_0 \frac{e^{iN\Phi} - 1}{e^{i\Phi} - 1}. \quad (4.12.12)$$

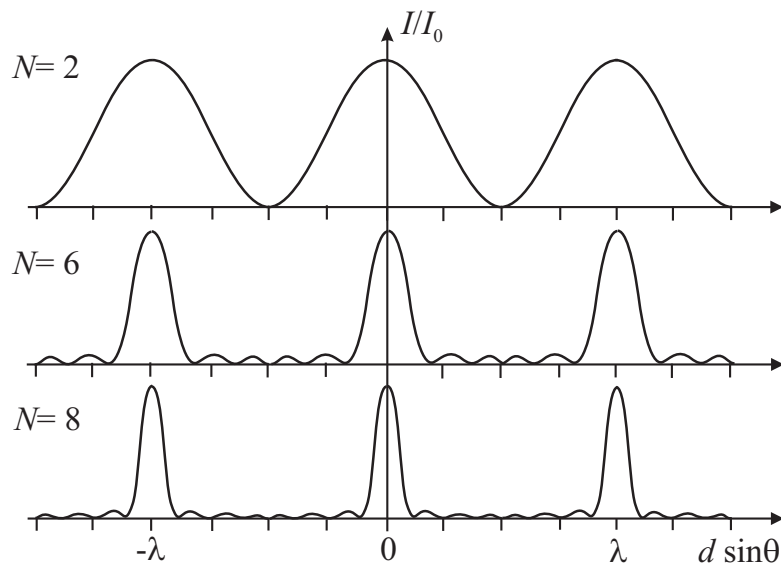
Natężenie światła obserwowane w punkcie P jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy, a więc:

$$\begin{aligned} I = E_w^2 e^{i\Phi_0} e^{-i\Phi_0} &= E_0^2 \left(\frac{e^{iN\Phi} - 1}{e^{i\Phi} - 1} \right) \left(\frac{e^{-iN\Phi} - 1}{e^{-i\Phi} - 1} \right) = \\ &= E_0^2 \left[\frac{2 - (e^{iN\Phi} + e^{-iN\Phi})}{2 - (e^{i\Phi} + e^{-i\Phi})} \right] = E_0^2 \frac{2 - 2 \cos N\Phi}{2 - 2 \cos \Phi}. \end{aligned} \quad (4.12.13)$$

Po przekształceniach otrzymujemy:

$$I = E_0^2 \frac{\sin^2 (N\Phi/2)}{\sin^2 (\Phi/2)} = I_0 \left(\frac{\sin (N \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta)}{\sin (\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta)} \right)^2. \quad (4.12.14)$$

Wykres funkcji opisanej równaniem (4.12.14) dla $N = 2, 6$ i 8 przedstawiony jest na rysunku 4.12.5. Oczywiście dla $N = 2$ funkcja ta przybiera postać (4.12.10).



Rys. 4.12.5: Obliczony rozkład natężenia otrzymany w wyniku interferencji dla $N = 2$, $N = 6$ i $N = 8$ wąskich szczelin (zaniedbany czynnik dyfrakcyjny).

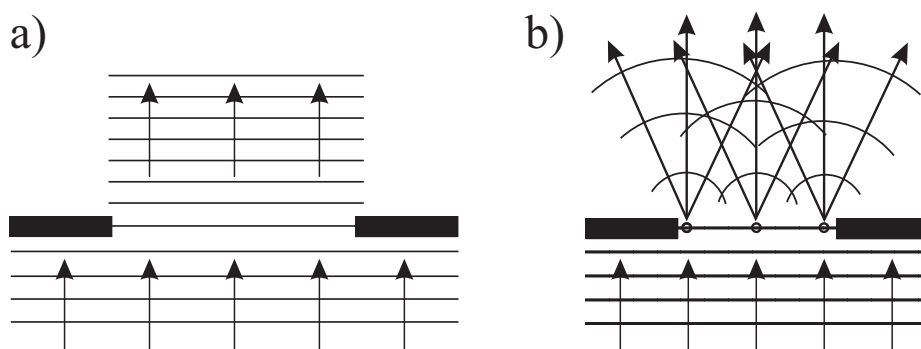
Widać, że wraz ze wzrostem liczby szczelin, w obrazie interferencyjnym pomiędzy maksimami głównymi pojawiają się maksima poboczne w ilości $N - 2$. Położenia maksimów głównych nie zależą od liczby szczelin i są określone wyłącznie stosunkiem d/λ . Natomiast wzrost liczby szczelin zmienia kształt maksimów głównych, stają się one węższe, poza tym rośnie liczba maksimów wtórnych, a ich natężenie maleje. Dla liczby szczelin $N > 1000$ maksima główne są bardzo ostre, a natężenie maksimów pobocznych jest bliskie zero.

Dotychczas omawiany był przypadek „czystej” interferencji, którą bardzo trudno zrealizować w praktyce. We wszystkich rozważaniach było założenie, że szczeliny są bardzo wąskie (szerokość szczeliny $a \ll \lambda$). Tylko w tym przypadku można zaniedbać efekty dyfrakcyjne, a co za tym idzie otrzymać maksima interferencyjne o jednakowym natężeniu.

Na czym polega zjawisko dyfrakcji?

Rozważamy szczelinę o szerokości a dużo większej od długości fali λ padającego promieniowania (rysunek 4.12.6a). Dla uproszczenia zakładamy, że jest to fala płaska (czoło fali jest prostopadłe do powierzchni rysunku). Na ekranie za szczeliną otrzymamy prostokątny rozkład natężenia światła z wyraźną granicą cienia.

Rozkład natężenia światła zmienia się w przypadku zmniejszania szerokości szczeliny. Przy szerokości szczeliny porównywalnej z długością fali obserwujemy niezerowe natężenie światła w całym obszarze, łącznie z obszarem cienia. Następuje odstępstwo od pierwotnego kierunku rozchodzenia się światła, czyli zjawisko dyfrakcji (ugięcia). Dy-



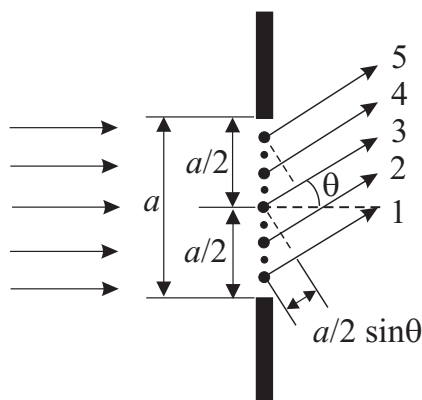
Rys. 4.12.6: Rozkład natężenia światła na ekranie: a) szeroka szczelina; b) szerokość szczeliny porównywalna z długością fali.

frakcja występuje dla wszystkich rodzajów fal w pobliżu szczelin lub innych przeszkód pod warunkiem, że ich rozmiary są porównywalne z długością padającej fali. W takim przypadku (rysunek 4.12.6b), zgodnie z zasadą Huygensa'a, każdy punkt czoła fali w obrębie szerokości szczeliny jest źródłem nowej fali kulistej. Wszystkie elementarne fale kuliste są w fazie, zachodzi interferencja i na ekranie umieszczonym za szczeliną widoczny jest rozkład natężenia światła. Natężenie pola elektrycznego w każdym punkcie P ekranu jest sumą wektorową natężeń pól elektrycznych fal docierających do P ze wszystkich elementarnych źródeł. Tak więc „obraz dyfrakcyjny” szczeliny jest wynikiem interferencji.

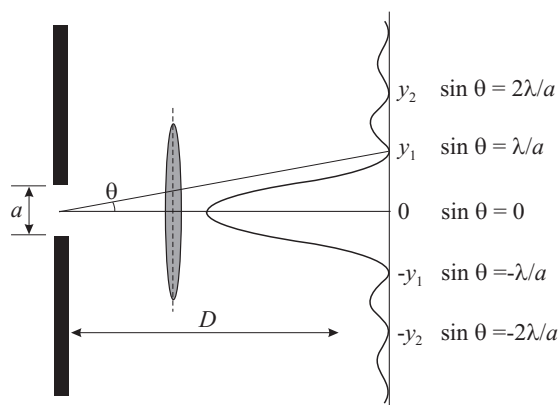
Rozróżniamy dwa rodzaje dyfrakcji. Przypadek ogólny stanowi dyfrakcja Fresnela tzn. taka, gdy źródło światła i ekran, na którym obserwujemy obraz dyfrakcyjny, znajdują się w skończonej odległości od otworu, na którym zachodzi ugięcie. Czoła fal padających i ugiętych nie są płaskie i opis matematyczny jest bardzo skomplikowany. Przypadkiem granicznym jest dyfrakcja Fraunhofera, gdy źródło światła i ekran znajdują się w dużych odległościach od otworu uginającego co powoduje, że fale padające i ugięte są płaskie, a to znacznie upraszcza obliczenia. W warunkach laboratoryjnych można zrealizować przypadek dyfrakcji Fraunhofera stosując układy soczewek skupiających lub używając światła laserowego. W dalszych rozważaniach będziemy brać pod uwagę tylko dyfrakcję Fraunhofera.

Dyfrakcja światła na pojedynczej szczelinie

Rozważmy szczelinę o szerokości a , porównywalnej z długością fali λ padającego światła (rysunek 4.12.7). Zgodnie z zasadą Huygensa'a każdy punkt czoła fali w obrębie szczeliny jest źródłem fali kulistej. Wszystkie, tak powstałe elementarne fale kuliste mają tę samą fazę i zachodzi interferencja. W rezultacie wypadkowe natężenie światła na ekranie zależy od kąta θ . Dla kąta $\theta = 0$ wszystkie fale docierające do punktu O ekranu mają różnicę faz równą zero i w punkcie centralnym powstaje maksimum (rysunek 4.12.8).



Rys. 4.12.7: Dyfrakcja światła na pojedynczej szczelinie.



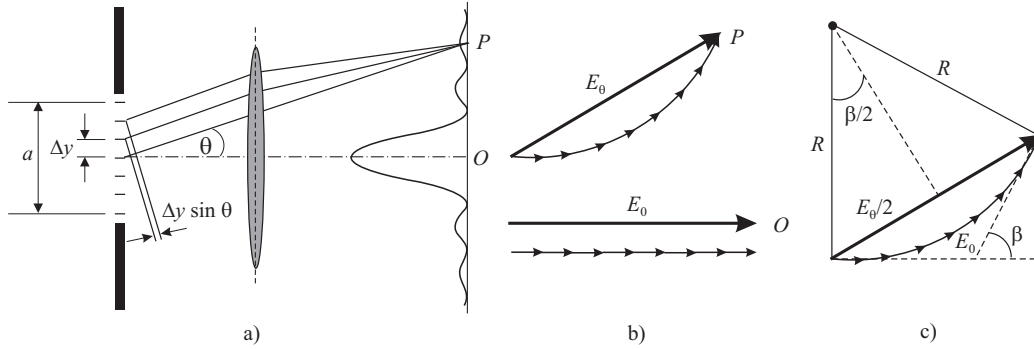
Rys. 4.12.8: Dyfrakcja Fraunhofera na pojedynczej szczelinie.

W tych rozważaniach wygodnie jest podzielić szczelinę na dwie połowy i z rysunku 4.12.7 widać, że różnice dróg optycznych dla par promieni (1,3), (2,4) oraz (3,5) są takie same i wynoszą $\frac{a}{2} \sin \theta$. Jeżeli jest spełniony warunek interferencji destruktywnej (4.12.2) tzn. różnice dróg optycznych są dokładnie równe $\frac{1}{2}\lambda$, to fale docierając do punktu P ekranu parami się wygaszają, natężenie światła jest równe zero i występuje pierwsze minimum w obrazie dyfrakcyjnym. Fale z górnej połowy szczeliny interferują destruktywnie z falami z dolnej połowy. Podobne rozumowanie można przeprowadzić dla szczeliny podzielonej na kolejno 4, 6, 8, ... części otrzymując warunki dla powstawania kolejnych minimów w obrazie dyfrakcyjnym. Ogólny warunek otrzymania minimów natężenia w obrazie dyfrakcyjnym jest

$$a \sin \theta = m\lambda \quad (m = \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (4.12.15)$$

Chcąc określić rozkład natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym pojedynczej szczeliny można użyć podobnego rozumowania jak w przypadku interferencji: natężenie światła w danym punkcie P ekranu jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy wypadkowego wektora natężenia pola elektrycznego pochodzącego od wszystkich fal docierających do tego punktu. To rozumowanie ilustruje rysunek 4.12.9.

Szczelinę o szerokości a dzielimy na dużą liczbę przedziałów o szerokości Δy ($N \rightarrow \infty$) i sumujemy wektory fazowe reprezentujące fale wychodzące z poszczególnych przedziałów Δy (rysunek 4.12.9a). W tym przypadku całkowita amplituda E_0 w punkcie centralnym ekranu ($\theta = 0$) jest równa $E_0 = N\Delta E$, gdzie N jest liczbą wektorów pola elektrycznego (rysunek 4.12.9b). Natomiast amplituda E_θ , pokazana na rysunku 4.12.9b, jest sumą wektorową składowych różniących się w fazie o $\Delta\beta$, a pochodzących od kolejnych przedziałów Δy . Oczywiście $E_\theta < E_0$. Całkowita różnica faz dla fal pochodzących od przedziałów Δy znajdujących się na początku i końcu szczeliny wynosi:



Rys. 4.12.9: Dyfrakcja Fraunhofera na pojedynczej szczelinie o szerokości a : a) konstrukcja obrazu dyfrakcyjnego; b) diagram wektorów natężenia pola elektrycznego w punkcie O i P ; c) konstrukcja geometryczna ilustrująca otrzymanie natężenia pola elektrycznego w punkcie P .

$$\beta = N\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}N\Delta y \sin\theta = \frac{2\pi}{\lambda}a \sin\theta, \quad (4.12.16)$$

gdzie $\Delta\beta$ jest obliczone zgodnie z równaniem (4.12.5). W sytuacji, gdy $\beta = 2\pi$, otrzymujemy warunek $a \sin\theta = \lambda$, co jest zgodne z wyrażeniem (4.12.15) dla pierwszego minimum i oczywiście wtedy amplituda $E_\theta = 0$. W przypadku gdy $N \rightarrow \infty$ mamy $\Delta y \rightarrow dy$ i E_θ jest długością cięciwy, podczas gdy E_0 jest długością łuku (rysunek 4.12.9c). Z tego rysunku wynika, że:

$$\sin \frac{\beta}{2} = \frac{E_\theta}{2R}. \quad (4.12.17)$$

Wstawiając do równania (4.12.17) zależność $E_0 = R\beta$ otrzymujemy:

$$E_\theta = 2R \sin \frac{\beta}{2} = 2 \frac{E_0}{\beta} \sin \frac{\beta}{2} = E_0 \frac{\sin \left(\frac{\beta}{2} \right)}{\frac{\beta}{2}}, \quad (4.12.18)$$

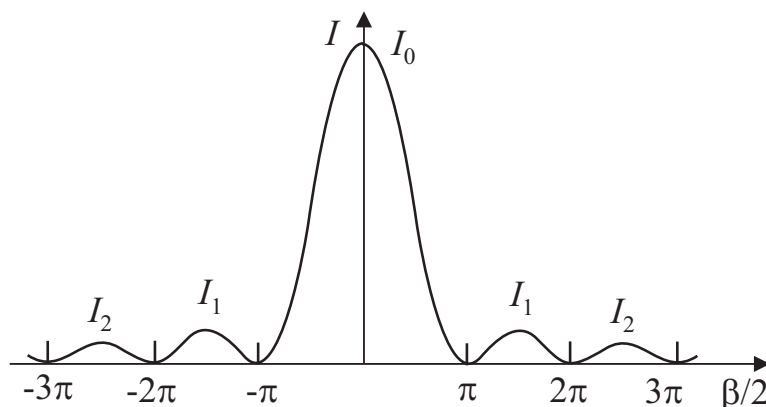
stąd

$$I_\theta = E_\theta^2 = I_0 \left[\frac{\sin \left(\frac{\beta}{2} \right)}{\frac{\beta}{2}} \right]^2 = I_0 \left[\frac{\sin \frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}} \right]^2, \quad (4.12.19)$$

gdzie I_0 jest maksymalnym natężeniem dla $\theta = 0$. Analizując wyrażenie (4.12.19) otrzymujemy warunek występowania minimów natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym pojedynczej szczeliny. Jeżeli $\frac{\pi a \sin\theta}{\lambda} = m\pi$, to $a \sin\theta = m\lambda$, co jest zgodne z (4.12.15). Rozkład natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym pojedynczej szczeliny, opisany zależnością (4.12.19) przedstawiony jest na rysunku 4.12.10. Największe natężenie ma

maksimum centralne dla $\theta = 0$. Maksimum centralne jest szersze niż maksima wyższych rzędów.

Dla węższej szczeliny układ maksimów jest rzadszy, tzn. odległości pomiędzy kolejnymi minimami są większe, a przy szerokości szczeliny $a = \lambda$ występuje tylko maksimum główne – analiza wzoru (4.12.15).



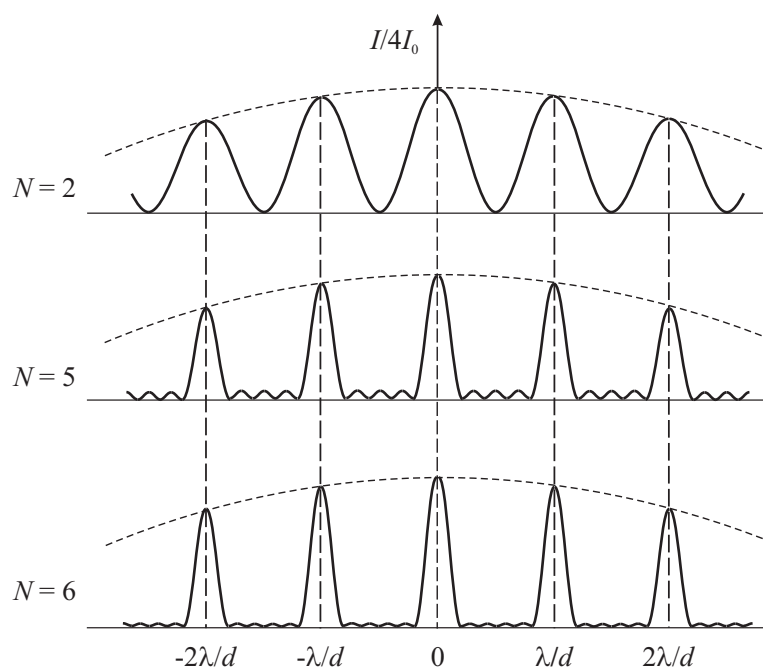
Rys. 4.12.10: Rozkład natężenia światła przy dyfrakcji Fraunhofera na pojedynczej szczelinie.

Dyfrakcja i interferencja światła na układzie większej liczby szczelin

W przypadku układu N szczelin ($N = 2, 3, 4 \dots$) o skończonej szerokości oprócz zjawiska interferencji trzeba także uwzględnić zjawisko dyfrakcji. W związku z tym, rozkład natężenia światła będzie złożeniem wyniku interferencji i dyfrakcji. W przypadku gdy szerokości szczelin a są dużo mniejsze od odległości d pomiędzy szczelinami natężenie maksimów głównych w obrazie interferencyjnym jest modulowane rozkładem natężenia powstającego w wyniku dyfrakcji dla pojedynczej szczeliny. Całkowity rozkład natężenia wyrażony jest dzięki temu przez iloczyn zależności (4.12.14) i (4.12.19):

$$I_{\theta} = I_0 \left[\frac{\sin(N \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta)}{\sin(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta)} \right]^2 \left[\frac{\sin(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta} \right]^2. \quad (4.12.20)$$

Analiza przedstawionego rozkładu natężenia światła prowadzi do wniosku, że położenia głównych maksimów interferencyjnych i minimów dyfrakcyjnych są niezależne od liczby szczelin, jeżeli tylko odległości między szczelinami i szerokości szczelin pozostają niezmiennie (rysunek 4.12.11).

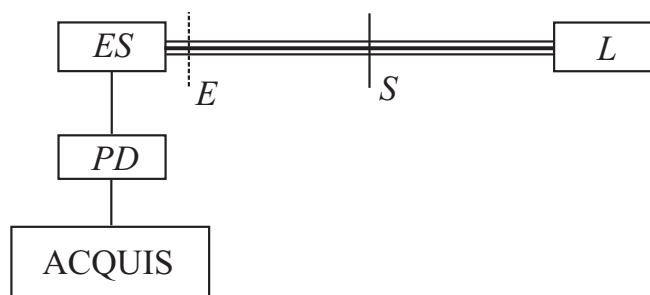


Rys. 4.12.11: Rozkład natężenia światła dla układu $N = 2, 5, 6$ szczelin przy zachowanej szerokości a szczelin i tej samej odległości d między szczelinami.

4.12.2 Przebieg pomiarów

Układ doświadczalny

Do wykonania tego ćwiczenia służy układ doświadczalny, w którego skład wchodzi (rysunek 4.12.12): laser półprzewodnikowy L (długość emitowanej fali $\lambda = (640 \pm 10) \text{ nm}$; szczelina z regulowaną szerokością S oraz zestawy szczelin; platforma z czujnikiem (element światłoczuły) ES ; przetwornik danych PD (dokonuje konwersji mierzonego natężenia światła na wielkości cyfrowe odczytywane przez program ACQUIS).



Rys. 4.12.12: Schemat układu pomiarowego.

Światło z lasera L pada na szczelinę S umieszczoną w uchwycie na ławie optycznej. Należy tak dobrać szerokość szczeliny i jej odległość od lasera, aby na ekranie umieszczonym przed elementem światłoczułym ES obserwować ostry obraz dyfrakcyjny szczeliny. Następnie ekran należy usunąć.

Element światłoczuły ES może przesuwać się wzdłuż osi prostopadłej do ławy optycznej. Ruch ten zapewnia silnik krokowy sterujący platformą. Uruchomienie przesuwu ES zadaną prędkością sterowane jest za pomocą programu ACQUIS (po uprzednim wprowadzeniu odpowiednich parametrów).

Podczas ruchu platformy dokonywany jest pomiar rozkładu natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym, a przetworzone dane przesyłane są do pamięci komputera, a następnie przedstawiane na ekranie w postaci wykresu zależności natężenia światła (jednostki umowne) od położenia. Pomiar może być powtórzony wielokrotnie (liczba pomiarów zadawana jest jako jeden z parametrów w programie ACQUIS) i wówczas po każdym kolejnym przebiegu, na ekranie pojawia się zależność średniego natężenia światła od położenia.

Przebieg doświadczenia

Rozkład natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym pojedynczej szczeliny

Ustawić na ekranie ostry obraz dyfrakcyjny pojedynczej szczeliny. Zaobserwować wpływ zmiany szerokości szczeliny na obraz dyfrakcyjny. Wybrać dwie szerokości szczeliny, dla których wykonywany będzie pomiar. Wstępnie przygotować parametry pomiarowe dla programu ACQUIS do rejestracji dla wybranych szerokości pojedynczej szczeliny. Usunąć ekran i zmierzyć odległość szczeliny od elementu światłoczułego. Po wpisaniu kompletu przygotowanych parametrów uruchomić program ACQUIS z niewielką (np. 1-2) liczbą przebiegów i wykonać pomiar. Skorygować ustawienia układu na podstawie oceny rozkładu natężenia światła w otrzymanym widmie dyfrakcyjnym (widmo powinno być symetryczne względem osi przechodzącej przez punkt zero). Uruchomić właściwy pomiar z dostatecznie dużą liczbą przebiegów zapewniającą odpowiednią statystykę w mierzonym widmie. Zapisać dane na dysku. Powtórzyć czynności dla drugiej szerokości szczeliny.

Rozkład natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym układu dwóch i większej liczby szczelin

Zamienić pojedynczą szczelinę na układ dwóch i większej (3, 4, 5) liczby szczelin znajdujących się w jednej oprawie i powtórzyć wszystkie czynności prowadzące do rejestracji widm.

4.12.3 Opracowanie wyników

Zarejestrowane w czasie pomiaru widma opracować używając odpowiedniego programu komputerowego. Odczytać z wykresu odległości kolejnych minimów dyfrakcyjnych od środka maksimum głównego i obliczyć szerokość szczeliny a (patrz metoda opisana poniżej). Obliczyć niepewność pomiarową wyznaczenia szerokości szczeliny.

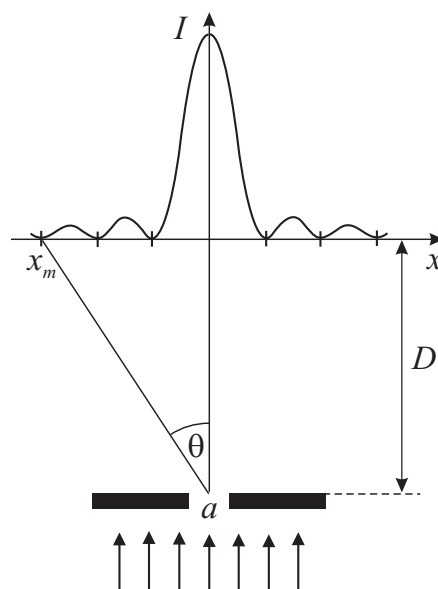
Analizę wykonać dla dwóch szerokości szczeliny, dla których wykonano pomiar. Opisać i uzasadnić wyniki obserwacji obrazu dyfrakcyjnego przeprowadzonych dla różnych szerokości szczeliny.

Dla układu dwóch i większej liczby szczelin, odczytać z wykresu odległość pierwszego minimum dyfrakcyjnego od środka głównego maksimum (zaznaczyć obwiednię obrazu dyfrakcyjnego) oraz odległość pomiędzy maksimami interferencyjnymi. Na podstawie otrzymanych wyników obliczyć szerokość pojedynczej szczeliny oraz odległość pomiędzy szczelinami. Obliczyć niepewności pomiarowe wyznaczanych wielkości.

4.12.4 Uzupełnienia

Metoda wyznaczania szerokości szczeliny

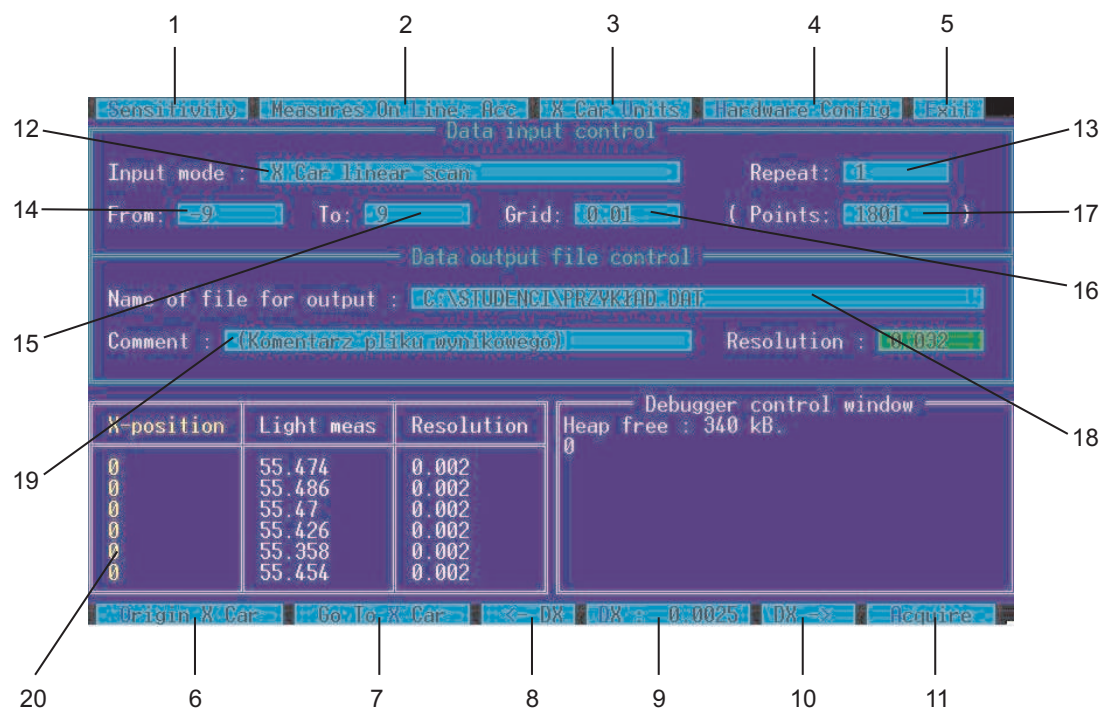
Z warunku (4.12.15) występowania minimów w obrazie dyfrakcyjnym pojedynczej szczeliny można obliczyć szerokość szczeliny $a = \frac{m\lambda}{\sin\theta}$, gdzie θ jest kątem ugięcia, a $\lambda = (640 \pm 10) \text{ nm}$. Dla małych kątów można użyć przybliżenia $\sin\theta \approx \tan\theta$. Z rysunku 4.12.13 widać, że: $\tan\theta = \frac{x}{D}$, a więc $a = \frac{m\lambda D}{x_m}$ gdzie x_m jest odległością m -tego minimum od środka głównego maksimum (zerowego rzędu), a D jest odległością szczeliny od elementu światłoczułego. Odległość pomiędzy szczelinami należy obliczyć przy użyciu wzoru (4.12.4).



Rys. 4.12.13: Metoda wyznaczania szerokości szczeliny.

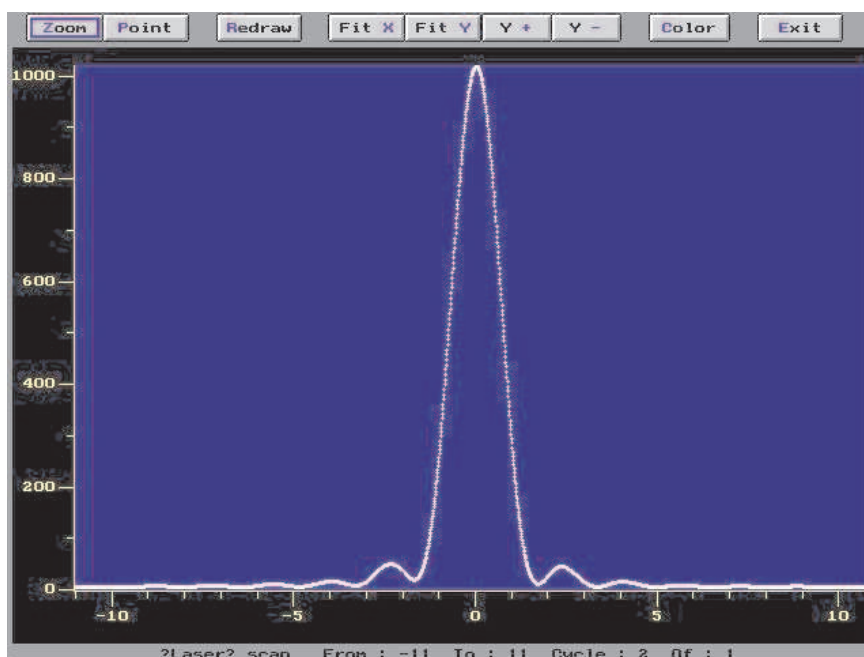
Akwizycja danych - program ACQUIS

Program ten został napisany przez Olgierda Cybulskiego dla potrzeb I Pracowni Fizycznej w Instytucie Fizyki UJ. Działanie programu ACQUIS można podzielić na dwie grupy czynności, zwane trybami pracy programu. Tryb ustalania warunków eksperymentu obejmuje wszystkie działania związane z wpisywaniem lub obliczaniem parametrów planowanego eksperymentu. Tryb prowadzenia eksperymentu obejmuje sterowanie przez program zaplanowanym eksperymentem oraz zapisywanie wyników w pliku na dysku. Akwizycja danych prowadzona jest zgodnie z przygotowanym wcześniej planem eksperymentu. Na ekranie wyświetlane są bieżące informacje o etapie wykonywania eksperymentu oraz graficzna ilustracja wyników. W trakcie trwania eksperymentu nie można zmieniać jego parametrów. Prowadzenie eksperymentu polega na przesuwaniu platformy z elementem światłoczułym pomiędzy zadanymi położeniami krańcowymi i zapisywaniu, w równych odstępach drogi czujnika, kolejnych zmierzonych wartości natężenia światła. Pełne przejście danego zakresu, nazywane cyklem pomiarowym, może zostać powtórzone wielokrotnie, z zadanym parametrem REPEAT. Poprawia to statystykę w mierzonym widmie.



Rys. 4.12.14: Widok ekranu przy ustalaniu warunków pracy programu ACQUIS.

- 1 - wybór aktywnej powierzchni detektora;
- 2 - pomiar on line – wybór reżimu pracy. Ustawienie Accurate lub Coarse pozwala obserwować tabele zawierające ustawienia platformy (X-position) oraz wartości natężenia światła (light meas);
- 3, 4 - nie należy zmieniać;
- 5 - wyjście z programu;
- 6 - skalowanie osi X: dowolne położenie detektora może być przyjęte jako „zero”;
- 7 - wybór pozycji, do której powinien przesunąć się detektor;
- 8 - przesuw detektora o wybrany krok w lewo;
- 9 - wybór kroku przesuwu w prawo lub lewo (wartości w milimetrach);
- 10 - przesuw o wybrany krok w lewo;
- 11 - start akwizycji danych;
- 12 - niedostępne, zapewnia liniowy przesuw detektora;
- 13 - liczba powtórzeń pomiaru jednego widma, wynik jest średnią ze wszystkich pomiarów;
- 14, 15 - współrzędne startu i stopu platformy – przedział (x_{min} , x_{max}) pomiaru;
- 16 - krok skanowania (w milimetrach);
- 17 - liczba kroków skanowania;
- 18 - ścieżka adresowa zapisywanego pliku np. C:/NAZWISKO STUDENTA/nazwa pliku.dat (nazwa pliku nie może zawierać więcej niż 8 znaków);
- 19 - komentarz do wykonywanego pomiaru;
- 20 - niedostępne, zdolność rozdzielcza.



Rys. 4.12.15: Widok ekranu w trybie prowadzenia eksperymentu.

Górny pasek ekranu zajmuje listwa narzędziowa umożliwiająca sterowanie sposobem wyświetlania wyników na bieżąco otrzymywanych w eksperymencie. Środkowa, największa część ekranu zawiera wykres (kolejno pojawiające się punkty). U dołu ekranu wyświetlane są informacje o postępie eksperymentu oraz bieżące wartości parametrów zmienianych automatycznie;

Zoom - używając myszy można zaznaczać prostokątne fragmenty wykresu przeznaczone do powiększenia;

Point - używając myszy można sprawdzać współrzędne wybranych punktów;

Redraw - odświeżanie wykresu, rysowanie od nowa;

Fit X - wyświetlana jest cała dostępna oś X;

Fit Y - wyświetlana jest cała dostępna oś Y;

Y+ lub **Y-** - powoduje powiększenie lub pomniejszenie fragmentu widma w kierunku osi Y;

Exit - wyjście z trybu prowadzenia eksperymentu i powrót do trybu ustalania warunków pracy.