

od przyjętej wartości w założeniach, lecz to jeszcze bardziej wydłuża czas korekcji. Przez wstępne skorygowanie układu, np. dla aberracji III-ciego rzędu, konstruktor wyznacza przybliżony obszar rozwiązania i tym samym radykalnie przyspiesza proces korekcji.

Być może, że w miarę postępu w przystosowaniu programów obliczeń na cyfrowych maszynach elektronicznych do specyficznych i wielostronnych wymagań jakie stawia układ optyczny, wspomniane trudności zostaną pokonane i wtedy rola konstruktora będzie się ograniczała do ustalenia współczynników wagowych i analizowania jakości odwzorowania całkowicie zaprojektowanego przez maszynę układu.

6.4. Analiza jakości odwzorowania

Stosowane są różne metody oceny jakości odwzorowania zależnie od rodzaju przedmiotu, odbiornika i ściśle związanego z tym stopnia korekcji układu.

Jeżeli oceniany będzie np. układ optyczny teleskopu, wówczas z uwagi na przedmiot, najracjonalniej jest badać rozkład energii w obrazie punktu i graniczny kąt zdolności rozdzielczej dla obrazu dwóch punktów. W przypadku obiektywu fotograficznego z uwagi na różnorodność przedmiotów bardziej uniwersalną charakterystykę daje optyczna funkcja przenoszenia. Należy tylko podkreślić, że ta ostatnia jest wyznaczona na podstawie obrazu punktu i obie charakterystyki zawierają te same informacje, podane tylko w innej postaci przystosowanej do rodzaju przedmiotu.

Ponadto z uwagi na znaczną pracochłonność analizy, dąży się do pewnych uproszczeń i związanego z tym zróżnicowania rozważań dla układów o małych i dużych aberracjach. W pierwszym przypadku rozpatrywane są odstępstwa od kształtu obrazu dla układu bezaberracyjnego (p. 3.3.3), w drugim rozważania prowadzone są na gruncie optyki geometrycznej.

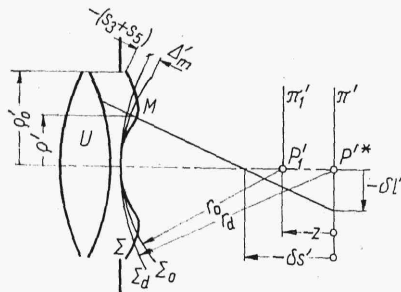
6.4.1. Analiza obrazu punktu

Układy o małych aberracjach

Istotą pracy układów optycznych jest przekazanie maksymalnej ilości informacji o przedmiocie do odbiornika. Z uwagi jednak na zjawiska dyfrakcji te możliwości przekazywania są ograniczone. Obrazem punktu jest plamka dyfrakcyjna, której wymiar uniemożliwia dostrzeganie drobnej struktury przedmiotu (p. 3.3.5). Ponieważ na średnicę obszaru o znaczących wartościach intensywności w plamce dyfrakcyjnej oprócz średnicy przysłony aperturowej układu, mają również wpływ i aberracje, aby więc w maksymalnym stopniu wykorzystać możliwości przyrządu, zadaniem konstruktora jest tak skorygować układ, aby wpływ ten był pomijalnie mały. Ewentualne ograniczenia wprowadzane przez odbiornik w tym przypadku są eliminowane drogą doboru odpowiedniego powiększenia przyrządu.

Najwygodniej wtedy rozważania prowadzić drogą wyznaczenia zmian w plamce dyfrakcyjnej w porównaniu z plamką układu bez aberracji. Zagadnienie to zostało rozwiązane w p. 3.3.3 i rezultaty rozważań zostaną obecnie wykorzystane do opisu wpływu aberracji sferycznej na plamkę dyfrakcyjną oraz wyznaczenia prostych zależności dających praktyczne wskazówki przy korekcji układu.

Niech Σ (rys. 6.29) będzie aberracyjną powierzchnią falową układu określaną dla punktowego źródła światła znajdującego się na osi. Jeżeli P'^* jest jego obrazem *Gaussa*, to gdyby układ był bezaberracyjny, powierzchnia falowa byłaby powierzchnią sferyczną Σ_d o promieniu r_d ze środkiem



Rys. 6.29

krzywizny w P'^* . Odległość między powierzchniami Σ i Σ_d jest aberracją falową układu. Promienie wychodzące ze źródła światła po przejściu przez układ są normalne do powierzchni Σ i przecinają się w różnych punktach na osi wyznaczając podłużną aberrację sferyczną $\delta s'$ oraz jej odpowiadającą aberrację promienia $\delta l'$ nazywaną w tym przypadku również poprzeczną aberracją sferyczną. Na rysunku przykładowo narysowano promień przechodzący przez punkt M .

Podłużną aberrację sferyczną układu z uwagi na obrotową oś symetrii można zapisać w postaci szeregu potęgowego

$$\delta s' = a\rho'^2 + b\rho'^4 + c\rho'^6 + \dots \quad (6.25)$$

gdzie ρ' jest promieniem współrzędnych biegunowych w żrenicy wyjściowej; a, b, c — stałe zależne od kształtu aberracji.

Ponieważ poprzeczna aberracja sferyczna trzeciego rzędu jest proporcjonalna do ρ'^3 (p. 2.6), to z uwagi na (2.72) składnik $a\rho'^2$ reprezentuje w rozwinięciu wpływ aberracji trzeciego rzędu, natomiast przez analogię $b\rho'^4$ — wpływ aberracji piątego rzędu itd.

Stale a, b, c itd. można wyznaczyć na podstawie wykresu aberracji sferycznej (rys. 6.22), kiedy znane są wartości $\delta s'$ dla różnych wysokości padania promienia aperturowego.

Niech np. aberracja trzeciego i piątego rzędu z dostateczną dokładnością aproksymuje całą aberrację sferyczną, wówczas zostanie

$$\delta s' = a\rho'^2 + b\rho'^4 \quad (6.26)$$

Dla znalezienia stałych a i b wystarczy wtedy znać tylko aberrację podłużną dla dwóch wysokości. Niech np. dla $\rho' = \rho'_0$ $\delta s' = \delta s'_1$ oraz dla $\rho' = \rho'_0/\sqrt{2}$ $\delta s' = \delta s'_{0,7}$ wówczas zgodnie z zależnością (6.26)

$$\delta s'_1 = a\rho_0'^2 + b\rho_0'^4 \quad (6.27a)$$

i

$$\delta s'_{0,7} = \frac{1}{2} a\rho_0'^2 + \frac{1}{4} b\rho_0'^4 \quad (6.27b)$$

i stąd ostatecznie

$$a = \frac{4\delta s'_{0,7} - \delta s'_1}{\varrho_0'^2} \quad (6.28a)$$

$$b = 2 \frac{\delta s'_1 - 2\delta s'_{0,7}}{\varrho_0'^4} \quad (6.28b)$$

Aby wyznaczyć intensywność w dowolnym punkcie P'_1 (rys. 6.29) leżącym na osi i przesuniętym o odległość z względem P'^* należy ustalić w jaki sposób uogólniona aberracja falowa Δ'_0 mierzona między czołem fali Σ a sferyczną powierzchnią odniesienia Σ_0 zależy od aberracji sferycznej $\delta s'$ i przeogniskowania z .

Można wykazać [7], że wtedy zgodnie z oznaczeniami na rysunku jest w przybliżeniu spełnione

$$\Delta'_0 = -\frac{\varrho_0'^2 z}{2r_0^2} + \frac{a\varrho_0'^4}{4r_0^2} + \frac{b\varrho_0'^6}{6r_0^2} \quad (6.29)$$

Jeżeli układ jest bezaberracyjny ($a = b = 0$), wówczas mamy do czynienia tylko ze zjawiskiem przeogniskowania (p. 3.3.3).

Uwzględniając wyrażenia (3.95) i (3.99) aberrację falową Δ'_0 można przepisać w postaci

$$\Delta'_0 = \Delta'_M \varrho_N^2 + s_3 \varrho_N^4 + s_5 \varrho_N^6 \quad (6.30)$$

gdzie $0 \leq \varrho_N \leq 1$

$$\Delta'_M = -\frac{u_0'^2 z}{2} \quad (6.31a)$$

$$s_3 = \frac{a\varrho_0'^4}{4r_0^2} = \frac{a u_0'^2}{4} \varrho_0'^2 \quad (6.31b)$$

$$s_5 = \frac{b\varrho_0'^6}{6r_0^2} = \frac{b u_0'^2}{6} \varrho_0'^4 \quad (6.31c)$$

Wielkość $u'_0 = \varrho'_0/r_0$ jest maksymalnym kątem aperturowym przestrzeni obrazowej. Zależność (6.30) opisuje aberrację falową Δ'_0 odniesioną do punktu P'_1 dla układu z aberracją sferyczną ujętą równaniem (6.26). Składnik $\Delta'_M \varrho_N^2$ uwzględnia wpływ przeogniskowania, $s_3 \varrho_N^4$ — aberracji sferycznej trzeciego rzędu, natomiast $s_5 \varrho_N^6$ — piątego rzędu. Fizycznie znaczenie Δ'_M , s_3 i s_5 zostało zaznaczone na rysunku.

Podstawiając wyrażenie (6.30) do zależności (3.96) po scałkowaniu otrzymuje się

$$\begin{aligned} \langle \Delta'_0 \rangle &= \frac{\Delta'_M}{2} + \frac{s_3}{3} + \frac{s_5}{4} \\ \langle \langle \Delta_0'^2 \rangle \rangle &= \frac{\Delta_M'^2}{3} + \frac{s_3^2}{5} + \frac{s_5^2}{7} + \frac{\Delta'_M s_3}{2} + \frac{2}{5} \Delta'_M s_5 + \frac{s_3 s_5}{3} \end{aligned}$$

i zgodnie z wyrażeniem (3.97a)

$$D_n(P'_1) = 1 - k^2 \left(\frac{\Delta_M'^2}{12} + \frac{4}{45} s_3^2 + \frac{9}{112} s_5^2 + \frac{\Delta'_M s_3}{6} + \frac{3}{20} \Delta'_M s_5 + \frac{s_3 s_5}{6} \right) \quad (6.32)$$

Zależność (6.32) opisuje intensywność znormowaną w punkcie P'_1 jako funkcję przeogniskowania Δ'_M i aberracji sferycznej trzeciego (s_3) i piątego (s_5) rzędu.

Jeżeli dany jest układ o znanej korekcji, a więc znanych również współczynnikach a , b , s_3 , s_5 (z równań (6.28) i (6.31b, c)) wówczas do wyznaczenia położenia punktu P'_1 dla którego występuje najwyższa intensywność, wystarczy znaleźć

$$\frac{\partial D_n(P'_1)}{\partial A'_M} = 0$$

skąd

$$A'_M = - \left(s_3 + \frac{9}{10} s_5 \right) \quad (6.33a)$$

lub zależność równoważna po uwzględnieniu zależności (6.31) i (6.28)

$$z = \left(\frac{1}{10} \delta s'_1 + \frac{4}{5} \delta s'_{0,7} \right) \quad (6.33b)$$

Po podstawieniu wyrażenia (6.33a) do zależności (6.32) otrzymuje się wyrażenie na intensywność w płaszczyźnie najlepszego odwzorowania, przy założonych wartościach aberracji sferycznej

$$D_n(P'_1) = 1 - \frac{k^2}{180} \left[s_3^2 + 3s_3s_5 + \frac{81}{35} s_5^2 \right] \quad (6.34a)$$

lub w zależności od wartości podłużnej aberracji sferycznej po wzięciu pod uwagę wyrażeń (6.28) i (6.31b, c)

$$D_n(P'_1) = 1 - \frac{k^2 u_0'^4}{6300} \left[\delta s_{0,7}'^2 - \delta s'_{0,7} \delta s'_1 + \frac{39}{16} \delta s_1'^2 \right] \quad (6.34b)$$

Zakładając, podobnie jak w p. 3.3.3, że zmiany w plamce dyfrakcyjnej są pomijalnie małe, jeżeli spadek intensywności w jej środku nie przekracza 20%, tzn. wtedy, gdy $D_n(P'_1) \geq 0,8$, wówczas, ponieważ $k = 2\pi/\lambda$, z równania (6.34b) można napisać

$$\delta s_{0,7}'^2 - \delta s'_{0,7} \delta s'_1 + \frac{39}{16} \delta s_1'^2 \leq \frac{31,5 \lambda^2}{u_0'^4} \quad (6.35)$$

Jest to kryterium korekcji układu oparte na warunku *Maréchała* (3.98), przy czym $\delta s'_1$ i $\delta s'_{0,7}$ — wartości podłużnej aberracji sferycznej wyznaczone odpowiednio dla skrajnego promienia aperturowego ($\varrho' = \varrho'_0$) i promienia idącego na 0,7 wysokości maksymalnej ($\varrho' = \varrho'_0/\sqrt{2}$), zaś u'_0 — maksymalny kąt aperturowy przestrzeni obrazowej.

Przypomina się tylko, że wzór ten jest słuszny dla układów o umiarkowanych otworach względnych, dla których pomijalnie mały jest wpływ aberracji rzędów wyższych, niż piątego.

Zależności (6.31) mogą być również podstawą do wyznaczenia warunku optymalizującego korekcję układu. Wiadomo, że jeżeli zmieniany jest dowolny parametr w układzie, np. promień krzywizny lub odległość soczewek, to zmieniać się będą również współczynniki aberracji s_3 i s_5 oraz wartości aberracji podłużnej $\delta s'_{0,7}$ i $\delta s'_1$. Funkcja D_n zależy od wielu parametrów i aby znaleźć jej maksimum należy rozwiązać układ równań

$$\frac{\partial D_n(P'_1)}{\partial r_i} = 0 \quad i = 1, 2 \dots p$$

gdzie:

r_i — i -ty parametr układu,

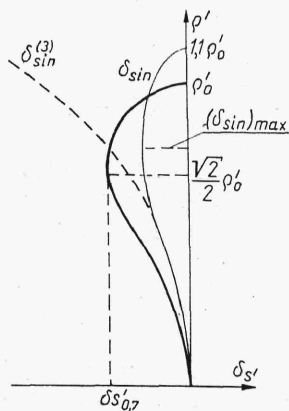
p — liczba niezależnie zmienianych parametrów.

Wyrażenie (6.34a) po przekształceniu przyjmie postać

$$2 \frac{\partial s_3}{\partial r_i} \left(s_3 + \frac{3}{2} s_5 \right) + 3 \frac{\partial s_5}{\partial r_i} \left(s_3 + \frac{54}{35} s_5 \right) = 0 \quad i = 1, 2 \dots p$$

Aby zagadnienie było rozwiązane niezależnie od rozpatrywanego parametru r_i , współczynniki przy pochodnych cząstkowych powinny być równe zero, co jednak nie jest spełnione jednocześnie. Ale z obliczeń układów optycznych wiadomo, że zmiany parametrów układu w mniejszym stopniu wpływają na aberracje piątego rzędu, to znaczy można założyć $\left| \frac{\partial s_3}{\partial r_i} \right| \gg \left| \frac{\partial s_5}{\partial r_i} \right|$ i wtedy wystarczy przyjąć $s_3 = -3/2 s_5$. Zgodnie z zależnościami (6.31) i (6.27a) wówczas $\delta s'_1 = 0$. A więc optymalna korekcja aberracji sferycznej przy uwzględnieniu aberracji III-ciego i V-tego rzędu występuje wtedy, gdy podłużna aberracja sferyczna dla skrajnego promienia aperturowego równa jest zero (rys. 6.30). Wówczas warunek *Maréchala* (6.35) przyjmuje prostą postać

$$|\delta s'_{0,7}| \leq \frac{5,6}{u_0'^2} \quad (6.36)$$



Rys. 6.30

Gdyby układ obarczony był tylko aberracją sferyczną III-ciego rzędu (zgodnie z równaniem 6.27 $b = 0$), wówczas zgodnie z równaniem (6.28b) $\delta s'_1 = 2\delta s'_{0,7}$ i z równaniem (6.35)

$$|\delta s'_1| \leq \frac{3,8}{u_0'^2} \quad (6.37)$$

Z porównania zależności (6.36) i (6.37) wynika, że wzajemna kompensacja aberracji trzeciego i piątego rzędu zmniejsza wymagania stawiane korekcji aberracji sferycznej.

Podobnego typu warunki co (6.36) i (6.37) można ustalić dla innych aberracji, z tym że na ogół wraz ze wzrostem kąta pola dopuszczalna jest gorsza jakość odwzorowania i aberracje pozaosiowe nie spełniają warunków przyjętego tu przybliżenia małych aberracji.

Pozostaje tylko, istotna również dla małych kątów pola, ocena odstępstwa od warunku sinusów.

Jeżeli w układzie występuje tylko koma trzeciego rzędu tzn. zgodnie z wyrażeniem (2.73), kiedy koma południkowa lub odstępstwo od warunku sinusów jest proporcjonalne do kwadratu otworu ϱ^2 , wówczas pomijając wpływ aberracji sferycznej powinno być spełnione

$$|\delta_{sin}^{(3)}| < \frac{0,6\lambda}{y'u'_0} \quad (6.38)$$

gdzie y' — odległość rozpatrywanego punktu obrazu od osi optycznej.

Wykres odstępstwa od warunku sinusów aberracji trzeciego rzędu $\delta_{sin}^{(3)}$ pokazano na rys. 6.30 linią przerywaną.

Jeżeli natomiast na wartość δ_{sin} mają wpływ i aberracje piątego rzędu, to podobnie jak dla aberracji sferycznej warunek korekcji komy może być łagodniejszy. Optymalna korekcja występuje wtedy, gdy δ_{sin} zeruje się dla wysokości padania promienia aperturowego nieco poza maksymalnym otworem ($\varrho' = 1,1 \varrho'_0$) i wtedy maksymalna wartość $|\delta_{sin}|_{max}$ powinna spełniać warunek

$$|\delta_{sin}|_{max} < \frac{0,9\lambda}{y'u'_0} \quad (6.39)$$

Na rys. 6.30 krzywa δ_{sin} optymalnej korekcji narysowana jest linią cienką.

Układy o dużych aberracjach.

W przypadku, gdy aberracja falowa układu przekracza wartość 2λ , wówczas przy analizie obrazu punktu z dostateczną dokładnością można opierać się na wynikach otrzymanych z rozważań geometrycznych.

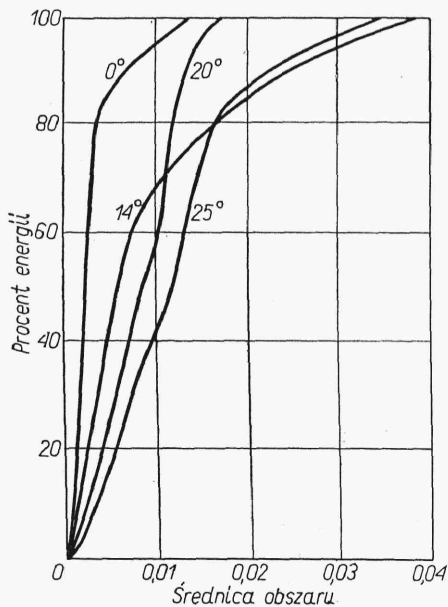
Wtedy kształt plamki aberracyjnej wyznaczony jest z diagramu śladów promieni w płaszczyźnie odbiornika wychodzących z danego punktu przedmiotu (rys. 6.20). Jeżeli brana jest pod uwagę dostatecznie duża liczba promieni równomiernie rozmieszczonych w obszarze źrenicy, przy czym pod tym pojęciem rozumie się taki rozkład, w którym każdemu promieniowi przyporządkowana jest stała pod względem powierzchni część obszaru źrenicy, wówczas można przyjąć, że każdy promień z punktu widzenia optyki geometrycznej reprezentuje stałą porcję energii przenoszoną przez układ. Gęstość powierzchniowa śladów promieni w płaszczyźnie odbiornika określa wtedy z dokładnością optyki geometrycznej rozkład energii w plamce. Przykłady diagramów śladów pokazane są na rys. 6.21.

W celu zapewnienia wymaganej dokładności rozważań należy brać pod uwagę kilka setek promieni i nawet przy stosowaniu obliczeń na cyfrowych maszynach elektronicznych rozwiązanie zagadnienia jest czasochłonne. Problem ten jest szczególnie istotny dla układów o złożonej budowie i w tym przypadku stosuje się metody interpolacyjne. Na podstawie obliczeń dla kilkunastu lub kilkudziesięciu promieni, zależnie od przyjętej dokładności rozważań, ustalana jest funkcja opisująca rozkład śladów w płaszczyźnie odbiornika. Zmiennymi niezależnymi są współrzędne śladów promieni w płaszczyźnie źrenicy wejściowej. Funkcja jest aproksymowana przez wielomian potęgowy i jej wartości można dość łatwo wyznaczyć dla dowolnej liczby promieni [8].

Aby uzyskać ilościowe informacje o rozkładzie intensywności na podstawie diagramów śladów wyznaczane są średnice obszarów, w których mieszczą się ustalone części energii obrazu punktu. Wykres zależności między średnicami obszarów oraz odpowiadającymi im częściami energii wy-

rażonymi w procentach, nazywaną dalej *krzywą rozkładu energii*, pozwala uzyskać wskazówki o jakości odwzorowania. Mogą one być podstawą do przeprowadzenia porównań między odwzorowaniami dla różnych układów i różnych punktów w polu widzenia danego układu. Ogólnie biorąc im większa część energii skupiona jest na mniejszym obszarze, tym wyższa jest jakość odwzorowania danego układu.

Przykładowo na rys. 6.31 przytoczone są dane rozkładu energii dla trypletu o ogniskowej 100 mm w różnych punktach pola widzenia. War-



Rys. 6.31

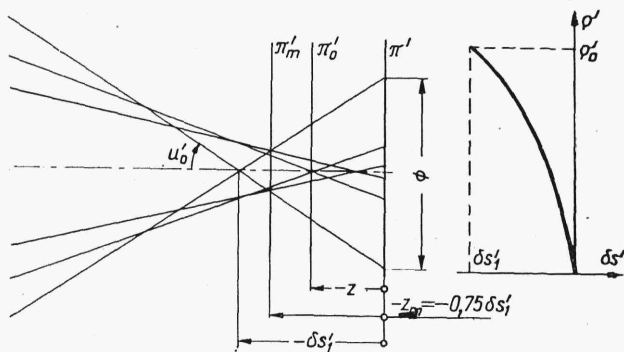
tości kątów im odpowiadające zaznaczone są na krzywych. Zwraca się uwagę, że dla punktów leżących poza osią optyczną, kiedy koma wprowadza pewną asymetrię w budowie plamki, położenie środków poszczególnych obszarów ulega zmianie wraz ze zmianą rozpatrywanej części energii. Tylko dla diagramów o budowie symetrycznej, a więc np. dla punktów leżących na osi układu, środki wszystkich obszarów pokrywają się ze środkami symetrii plamki mówi się wtedy o *promieniowym rozkładzie energii*.

Jeżeli układ pracuje w szerokim zakresie widma, wówczas powinien być brany również pod uwagę wpływ jego chromatyzmu. Oznacza to, że diagramy śladów należy również wyznaczać dla różnych długości fali, a przy sumowaniu śladów w określonym obszarze płaszczyzny obrazu na podstawie gęstości monochromatycznych emitowanej energii źródła i czułości widmowej odbiornika uwzględnione muszą być odpowiednio różnice we wpływie energii różnych części widma na reakcję odbiornika.

Ogólnie dla dowolnego układu najlepsza płaszczyzna odwzorowania nie musi pokrywać się z płaszczyzną sprzężoną z przedmiotem w przestrzeni przysiołowej, stąd konieczność wyznaczenia śladów promieni w różnych płaszczyznach przesuniętych względem płaszczyzny Gaussa. Przykładowo na rys. 6.21 poza plamkami aberracyjnymi w płaszczyźnie Gaussa po-

kazano plamki dla tego samego układu i tych samych kątów pola w dwóch sąsiednich płaszczyznach leżących po obu stronach płaszczyzny *Gaussa*. Przy przeogniskowaniu o odległość $+z$ dla środka pola widzenia i $y = y_1$ obraz jest wyraźnie lepszy od obrazu w płaszczyźnie *Gaussa*. Trudno jest natomiast bez sprecyzowania kryterium jakości obrazu porównać plamki dla punktu leżącego na odległości $y = y_2$ od osi.

Kształt plamki aberracyjnej dla punktu leżącego na osi układu, z uwagi na jego obrotową oś symetrii, można wyznaczyć za pomocą badania przebiegów promieni w płaszczyźnie południkowej. Na rys. 6.32 pokazano



Rys. 6.32

na przykład przekrój wiązki promieni dla układu obarczonego aberracją sferyczną trzeciego rzędu. Płaszczyznę *Gaussa* oznaczono tu symbolem π' . Wykres aberracji zamieszczono w prawej części rysunku.

Jeżeli przez π'_0 oznaczona będzie płaszczyzna odbiornika, to przez zmianę jej odległości z od płaszczyzny *Gaussa* otrzymywane będą w płaszczyźnie odbiornika różne wymiary plamki rozproszenia. Dla $z = z_m$, przy czym

$$z_m = \frac{3}{4} \cdot \delta s'_1$$

występuje minimalna plamka rozproszenia której średnica Φ_m

$$\Phi_m = \frac{1}{4} |\delta s'_1 \operatorname{tg} u'_0| = \frac{1}{4} \Phi$$

gdzie:

$\delta s'_1$ — podłużna aberracja sferyczna dla skrajnego promienia aperturowego,

u'_0 — maksymalny kąt aperturowy przestrzeni obrazowej,

Φ — średnica plamki rozproszenia w płaszczyźnie *Gaussa*.

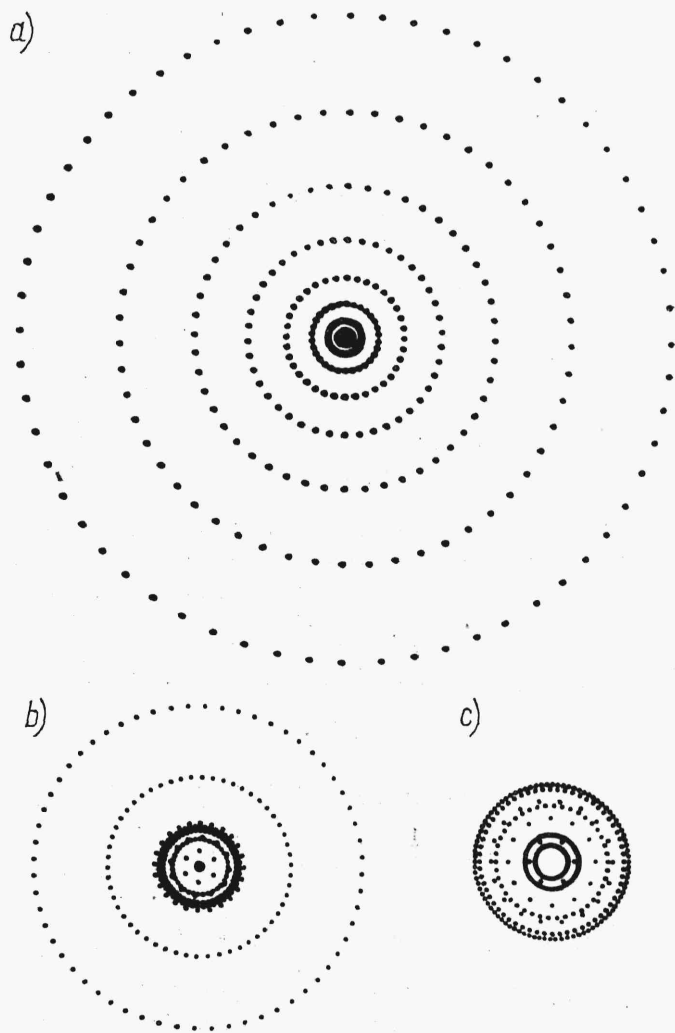
W podobny sposób można wyznaczyć średnice minimalnych plamek i ich położenia dla dowolnego kształtu aberracji. Np. dla przytoczonego na rys. 6.30

$$z_m = 0,42 \delta s'_{0,7}$$

$$\Phi_m = 2z_m \operatorname{tg} u'_0$$

Średnica minimalnej plamki wskazuje z punktu widzenia optyki geometrycznej na minimalny obszar, w którym mieści się 100% energii, jednak wbrew pozorom tylko w niektórych przypadkach może ona być mia-

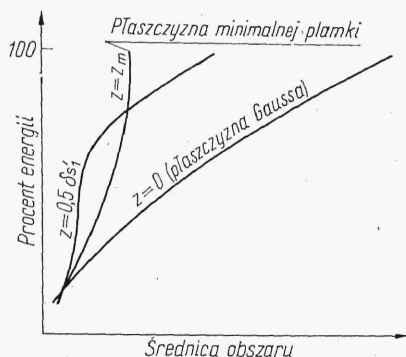
rażą jakoś odwzorowania. Dla dowodu przytoczono na rys. 6.33 trzy diagramy śladów obrazu punktu na osi dla układu z aberracją sferyczną trzeciego rzędu. Pierwszy (rys. 6.33a) wyznaczony w płaszczyźnie *Gaussa*, drugi (rys. 6.33b) dla $z = 0,5 \delta s'_1$ i trzeci (rys. 6.33c) — w płaszczyźnie plamki minimalnej ($z = z_m$). Mimo że średnica plamki w drugim przypadku jest nieco większa, ale wtedy równocześnie przeważająca część energii



Rys. 6.33

skupiona jest na mniejszej powierzchni. Ilustrują te fakty w sposób ilościowy krzywe rozkładu energii w plamkach (rys. 6.34). Trudno jest ogólnie ustalić, w której z płaszczyzn π_0 dla danego odbiornika kształt plamki odzwierciedla najlepiej rejestrowany obraz punktu. Traktując odbiornik jako zbiór elementów dających niezależne reakcje (przykładowo oko jest zbiorem czopków, emulsja zbiorem ziaren), to w przypadku, gdy wymiar elementu nie jest mniejszy niż średnica plamki, najlepszy obraz powstaje

w płaszczyźnie π'_m . Jeżeli przez plamkę jednocześnie naświetlanych jest kilka elementów odbiornika, to wybór płaszczyzny najlepszego odwzorowania obrazu punktu będzie zależał od wielu czynników, np. od tła, na którym obraz punktu się znajduje, a także od liniowości charakterystyki odbiornika. Dla emulsji fotograficznej, która jest przykładem odbiornika



Rys. 6.34

nieliniowego, przy odpowiednio krótkich ekspozycjach dla $z = 0,5 \delta s_1$ energia znajdująca się wokół „jądra” obrazu punktu może być zbyt mała do jej zaczernienia, natomiast przy pracy na odcinku prześwietleń krzywej charakterystycznej emulsji o jakości obrazu będzie decydowała średnica plamki w płaszczyźnie emulsji.

Wygodnie jest dla celów porównawczych scharakteryzować jakość odwzorowania obrazu punktu za pomocą jednego ilościowego wskaźnika. Najczęściej stosowana jest do tego celu minimalna średnica plamki, w której zawarta jest określona część energii. Oczywiście dla 100% energii byłaby to minimalna plamka rozproszenia, lecz wartość ta ma tylko w niektórych przypadkach swoje uzasadnienie. Bardziej przystosowana do oceny układu wydaje się być średnica plamki, w której mieści się 60%—80% energii.

Przyjęcie średnicy plamki, w której mieści się określona część energii za miarę jakości obrazu ustala sposób wyznaczenia płaszczyzny najlepszego odwzorowania. Będzie to ta płaszczyzna, w której wspomniana plamka ma najmniejszą średnicę.

Przykładowo dla układu z aberracją sferyczną trzeciego rzędu przy przyjęciu za kryterium 60% energii położenie płaszczyzny najlepszego odwzorowania jest w przybliżeniu określone przez $z = 0,5 \delta s_1$ (rys. 6.34). Z rysunku oczywisty jest fakt, że dla tego układu niemal niezależnie od przyjętego kryterium płaszczyzna Gaussa nie może być płaszczyzną najlepszego obrazu punktu.

Przechodząc teraz do układów, dla których aberracja falowa jest mniejsza niż 2λ , wówczas wiadomo, że zjawiska dyfrakcji w istotny sposób wpływają na rozkład intensywności w obrazie punktu. W celu jej wyznaczenia należy korzystać z zależności (3.92).

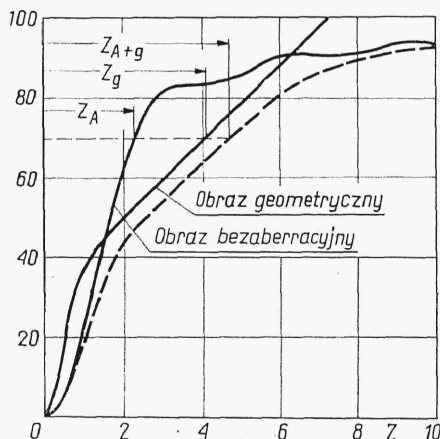
Dla małych wartości aberracji Δ' (poniżej $\lambda/2$) zagadnienie było rozwiązane w p. 3.3.3 przez wzięcie pod uwagę pierwszych członów rozwinięcia funkcji $\exp(i\Delta')$. Teraz istotne wartości wnoszą i następne wyrazy. Ponadto nie wystarczy rozważyć tylko maksymalnej wartości intensywności w plamce, gdyż ta z uwagi na swą małą wartość, nieprecyzyjnie cha-

rakteryzuje jakość odwzorowania układu. Stąd konieczność odtwarzania rozkładu energii w plamce drogą wyznaczenia intensywności w różnych punktach płaszczyzny obrazu. Obliczenia takie są pracochłonne i z tego powodu mało przydatne w pracy konstruktora.

Najczęściej w tym przypadku trzeba się ograniczyć do szacowania rozkładu intensywności. Mianowicie obliczenia prowadzone są podobnie jak przy dużych wartościach aberracji na podstawie praw optyki geometrycznej.

Gdyby obraz był stygmatyczny, wówczas zgodnie z rozważaniami geometrycznymi energia skupiona byłaby w jednym punkcie, natomiast wiadomo z p. 3.3.2, że dla źrenicy kołowej obrazem punktu jest plamka Airy.

Krzywa rozkładu intensywności dla układu bezaberracyjnego pokazana jest na rys. 6.35. Średnicy koła równej $2Z = 2 \cdot 3,83 = 7,66$ odpowiada położenie pierwszego ciemnego pierścienia plamki, w którym mieści się wtedy 84% energii.



Rys. 6.35

Ponieważ układ jest aberracyjny, to można na podstawie diagramu śladów wyznaczyć krzywą rozkładu energii dla geometrycznego obrazu punktu. Niech krzywa ta zajmie położenie oznaczone na rys. 6.35 przez „obraz geometryczny”. Krzywą prawdopodobnego rozkładu intensywności można oszacować przez

$$2Z_{A+g} = \sqrt{(2Z_g)^2 + (2Z_A)^2} \quad (6.40)$$

gdzie dla tej samej części energii w obrazie punktu,

$2Z_{A+g}$ — szacowana średnica koła,

$2Z_g$ — geometryczna średnica koła,

$2Z_A$ — średnica koła dla układu stygmatycznego.

Zależność (6.40) nie ma fizycznego uzasadnienia, lecz daje lepsze przybliżenie, niż gdyby był brany pod uwagę tylko rozkład energii z rozważań geometrycznych. Jeżeli aberracje falowe przekraczają wartość 2λ , wówczas Z_g jest znacznie większe niż Z_A i wtedy wystarcza przyjąć $2Z_{A+g} \approx 2Z_g$.

Na rys. 6.35 szacowana krzywa oznaczona jest linią przerywaną.

Przedstawiona tu szczegółowa analiza jakości odwzorowania układu na drodze wyznaczenia rozkładu intensywności w płaszczyźnie aberracyjnej, bądź, o czym mowa będzie w następnym punkcie, drogą obliczenia optycznej funkcji przenoszenia, jest pracochłonna i nie zawsze ekonomicznie uzasadniona. Na przykład dla układów typowych o niezbyt wysokich wymaganiach i względnie prostej budowie taniej jest poprzestać na przybliżonej ocenie i przeprowadzić badania nad dokładnie wykonanym prototypem.

6.4.2. Optyczna funkcja przenoszenia

Optyczna funkcja przenoszenia, mimo że wyznaczana jest za pomocą obrazu punktu, daje bardziej uniwersalną od niego charakterystykę, gdyż pozwala wnioskować o sposobie odwzorowania w płaszczyźnie obrazu dla złożonych rozkładów intensywności płaszczyzny przedmiotu. Pracochłonność obliczeń jest jednak znaczna i technika ta stosowana jest wyłącznie przy układach o wysokich wymaganiach do subtelnej optymalizacji korekcji i ostatecznej oceny jakości. Zwraca się uwagę, że nie wystarczy wyznaczyć funkcji przenoszenia w określonej płaszczyźnie obrazu. Podobnie jak i przy jej pomiarach (p. 7.4) konieczna jest znajomość funkcji dla różnych wartości przeogniskowania, dla światła białego i monochromatycznego, dla różnych otworów (w obiektywach zdjęciowych gdzie istnieje możliwość zmiany otworu) i kątów pola oraz przynajmniej dwóch azymutów.

W tym ostatnim przypadku, jeżeli rozpatruje się punkty przedmiotu leżące poza osią optyczną, z uwagi na brak symetrii w jego obrazie, funkcja przenoszenia będzie zależała od kierunku zmian intensywności w płaszczyźnie przedmiotu. Zwykle rozważane są zmiany zachodzące w płaszczyźnie południkowej i równoleżnikowej.

Jeżeli nawet wyznaczone zostaną wartości funkcji dla przytoczonych wyżej warunków, to z uwagi na dużą ilość informacji o układzie powstaje zagadnienie ustalenia syntetycznego wskaźnika, który by jednoznacznie charakteryzował jakość układu. Za miarę tej ostatniej przyjmowane jest często pole między krzywą $d_{na}(\tilde{x})$ wyznaczoną z obliczeń i teoretyczną $d_{nt}(\tilde{x})$ dla układu bezaberracyjnego (rys. 6.36 — pole wyróżnione przez zakreskowanie). Im mniejsze jest pole procentowo w stosunku do pola zawartego pod krzywą teoretyczną, tym układ ma wyższą jakość. Układu nie można jednak rozpatrywać w oderwaniu od przedmiotu i odbiornika. Przykładowo jeżeli przedmiotem byłby test sinusoidalny o ustalonej częstotliwości, wtedy wystarczy rozważać spadek modułu funkcji przenoszenia w stosunku do wartości teoretycznej dla jednej częstotliwości odpowiadającej częstotliwości testu. Na ogół jednak rozkład intensywności przedmiotu, np. w przypadku obiektywu fotograficznego, nie jest ustalony i w tym przypadku z punktu widzenia przedmiotu należy rozważać szeroki przedział widma, a jakość układu rozpatrywać tylko w aspekcie jego współpracy z odbiornikiem.

Niech przez $d_0(\tilde{x})$ oznaczona będzie funkcja przenoszenia odbiornika. Jeżeli założymy, że w rozpatrywanym przedziale widma dany odbiornik jest układem liniowym¹⁾, to funkcję przenoszenia $d_z(\tilde{x})$ zespołu układ op-

¹⁾ Układ nazywa się liniowym, jeżeli sygnał wejściowy harmoniczny $p(\tilde{x})$ daje wyjście harmoniczne $p'(\tilde{x}) = C p(\tilde{x})$, gdzie C jest stałą. W układzie nieliniowym wzbudzone są wtórne harmoniczne, co między innymi występuje w emulsji fotograficznej. Zgodnie z wyrażeniem (3.138) układ optyczny jest układem liniowym.