

CZESŁAW ŁUKIANOWICZ

PODSTAWY POMIARÓW  
NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI  
METODAMI  
ROZPRASZANIA ŚWIATŁA



**PODSTAWY POMIARÓW NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI  
METODAMI ROZPRASZANIA ŚWIATŁA**



POLITECHNIKA KOSZALIŃSKA

**Czesław Łukianowicz**

**PODSTAWY POMIARÓW NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI  
METODAMI ROZPRASZANIA ŚWIATŁA**

Koszalin 2001

MONOGRAFIA NR 85  
WYDZIAŁ MECHANICZNY

ISSN 0239-7129

Przewodniczący Uczelnianej Rady Wydawniczej  
*Szymon Pałkowski*

Recenzenci  
*Marek Dobosz*  
*Mieczysław Feld*

Redaktor  
*Bronisław Słowiński*

Projekt okładki  
*Tadeusz Walczak*

© Copyright by Wydawnictwo Uczelniane Politechniki Koszalińskiej  
Koszalin 2001

WYDAWNICTWO UCZELNIANE POLITECHNIKI KOSZALIŃSKIEJ  
75-620 Koszalin, ul. Raławicka 15-17

---

Koszalin 2001, wyd. I, ark wyd. 13,55, format B-5, nakład 150 egz.  
Druk: POLIMER, Koszalin, ul. Mieszka I

## SPIS TREŚCI

Wykaz ważniejszych oznaczeń .....	7
<b>1. WSTĘP .....</b>	<b>11</b>
<b>2. PRZEGLĄD LITERATURY DOTYCZĄCEJ METOD POMIARU NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI .....</b>	<b>15</b>
<b>2.1. Metody mechaniczne .....</b>	<b>15</b>
2.1.1. Stykowe metody profilometryczne .....	16
2.1.2. Inne metody mechaniczne .....	20
<b>2.2. Metody optyczne .....</b>	<b>21</b>
2.2.1. Optyczne metody profilometryczne .....	22
2.2.1.1. Metody przekroju świetlnego .....	22
2.2.1.2. Metody mory .....	24
2.2.1.3. Penetracja powierzchni ogniskiem świetlnym .....	25
2.2.1.4. Profilometry interferencyjne .....	28
2.2.2. Optyczne metody analizy powierzchniowej .....	34
2.2.2.1. Metody interferencyjne .....	35
2.2.2.2. Metody plamkowe .....	40
2.2.2.3. Metody elipsometryczne .....	43
<b>2.3. Metody mikroskopii elektronowej .....</b>	<b>47</b>
<b>2.4. Mikroskopia z sondą skanującą .....</b>	<b>51</b>
2.4.1. Skaningowa mikroskopia tunelowa .....	52
2.4.2. Mikroskopia sił atomowych .....	55
<b>2.5. Metody elektryczne .....</b>	<b>56</b>
<b>2.6. Metody rozpraszania światła .....</b>	<b>58</b>
2.6.1. Metody reflektometryczne .....	60
2.6.2. Metody integracyjne .....	64
2.6.3. Metody różniczkowe .....	67
2.6.4. Metody wykorzystujące optyczne przekształcenie Fouriera .....	81
<b>2.7. Podsumowanie .....</b>	<b>91</b>
<b>3. ANALIZA PODSTAW TEORETYCZNYCH ROZPRASZANIA ŚWIATŁA PRZEZ POWIERZCHNIE NIERÓWNE .....</b>	<b>95</b>
<b>3.1. Analiza rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne .....</b>	<b>96</b>
3.1.1. Kryterium Rayleigha .....	96
3.1.2. Dyfrakcyjny model rozpraszania światła .....	98
3.1.2.1. Teoria Kirchhoffa .....	98
3.1.2.2. Teoria zaburzeń .....	105
3.1.2.3. Rozpraszanie światła na powierzchniach okresowych .....	109
3.1.2.4. Analiza dyfrakcji światła w pomiarach nierówności powierzchni .....	114

<b>3.2. Analiza zjawisk towarzyszących rozpraszaniu światła przez powierzchnie nierówne</b> .....	118
3.2.1. Samozacienienia powierzchni .....	118
3.2.2. Odbicia wielokrotne .....	128
<b>3.3. Przestrzenna postać rozkładu światła rozproszonego</b> .....	136
<b>4. ODWZOROWANIE NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI NA PODSTAWIE POMIARÓW POLA DYFRAKCYJNEGO</b> .....	146
<b>4.1. Zadanie odwrotne</b> .....	148
4.1.1. Ogólne sformułowanie problemu .....	148
4.1.2. Zadanie odwrotne w pomiarach nierówności powierzchni .....	150
4.1.3. Metodyka rozwiązania zadania odwrotnego .....	152
4.1.3.1. Modyfikacja zespolonej amplitudy światła .....	153
4.1.3.2. Odtwarzanie nierówności powierzchni .....	162
<b>4.2. Badania modelowe</b> .....	167
4.2.1. Modelowanie zadania prostego .....	167
4.2.2. Modelowanie zadania odwrotnego .....	174
<b>5. PODSUMOWANIE I WNIOSKI</b> .....	180
<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....	184
<b>Skorowidz rzeczowy</b> .....	207
<b>Streszczenie</b> .....	212
<b>Summary</b> .....	213
<b>Содержание</b> .....	214

## Wykaz ważniejszych oznaczeń

$\mathbf{n}$	— jednostkowy wektor normalnej w danym punkcie powierzchni nierównej,
$\mathbf{n}_0$	— jednostkowy wektor normalnej do płaszczyzny $z = 0$ ,
$\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s$	— wektory falowe fali padającej i fali odbitej,
$\mathbf{r}, \mathbf{r}^*$	— wektory określający położenie punktów $P(x, y, z)$ i $P^*(x, y, -z)$ ,
$\mathbf{r}_i$	— wektor kierunku padania płaskiej fali światła na powierzchnię,
$\mathbf{r}_s$	— wektor określający położenie punktu na powierzchni $S$ ,
$\mathbf{w}_i, \mathbf{w}_s, \Delta\mathbf{w}$	— wersor kierunku padania, wersor kierunku odbicia oraz ich różnica,
$a$	— amplituda fali sinusoidalnej, opisującej profil fazowej siatki dyfrakcyjnej,
$a_e, b_e$	— długości półosi elipsy polaryzacji,
$a_i, b_d$	— parametry funkcji zacienienia,
$a_p, a_s$	— amplitudy składowych wektora natężenia pola elektrycznego po odbiciu,
$d_i, d_p$	— grubości izolatora i równoważnej warstwy powietrza w kondensatorze,
$dP$	— moc promienista rozproszona wewnątrz elementarnego kąta bryłowego,
$d\Omega$	— elementarny kąt bryłowy,
$f$	— długość ogniskowej soczewki,
$f(x, y), f(x)$	— funkcja opisująca nierówność powierzchni,
$f(x_s, y_s)$	— funkcja opisująca nierówność powierzchni położonej w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki lub w płaszczyźnie $P_s$ ,
$f_1, f_2$	— częstotliwości fal emitowanych przez laser dwuczęstotliwościowy,
$f_g$	— częstość przestrzenna graniczna nierówności powierzchni,
$f_n(x_s, y_s)$	— nieparzysta funkcja $f(x_s, y_s)$ ,
$f_r(x_s, y_s)$	— funkcja opisująca nierówność powierzchni odwzorowane przez replikę,
$f_x, f_y, f_{xy}$	— częstości przestrzenne nierówności powierzchni,
$g$	— średnia grubość repliki powierzchni,
$i$	— jednostka urojona lub kolejny numer (np. elementu liniału CCD),
$\bar{i}$	— wartość oczekiwana rozkładu natężenia światła rozproszonego,
$k$	— liczba falowa,
$l$	— długość odcinka elementarnego profilu powierzchni,
$l_c$	— całkowita długość powierzchni oświetlonej, mierzona wzdłuż osi $0x$ ,
$l_i$	— długości rzutów oświetlonych obszarów powierzchni $f(x)$ na oś $0x$ ,
$l_{AB}$	— odległość między punktem zacieniającym A i zacienianym B,
$n$	— liczba elementów liniału CCD,
$n_1, n_2$	— współczynniki załamania światła: otoczenia i materiału repliki,
$n_x, n_y, n_z$	— długości rzutów wektora $\mathbf{n}$ na osie układu współrzędnych $0xyz$ ,
$p$	— suma sinusów kąta rozproszenia $\theta_d$ i kąta padania $\theta_i$ ,
$p(z')$	— gęstość prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni,
$p(\gamma)$	— gęstość prawdopodobieństwa kątów nachylenia zboczy nierówności,
$p(\theta_i, z, z', \tau)$	— warunkowa gęstość prawdopodobieństwa przecięcia powierzchni prostą,
$p_i$	— unormowana wartość natężenia światła na $i$ -tym elemencie liniału CCD,
$q$	— rząd dyfrakcyjny lub rząd interferencji,
$r$	— poprzeczne rozdwojenie obrazu w mikroskopie Nomarskiego,
$\bar{r}$	— odległość obszaru Fraunhofera od płaszczyzny obiektu, lub odległość płaszczyzny $z = 0$ od równoległej do niej płaszczyzny obserwacji,

$r_p, r_s$	— zespolone amplitudowe współczynniki odbicia obu składowych (równoległej i prostopadłej) wektora natężenia pola elektrycznego,
$s(x)$	— różnica drogi optycznej wprowadzana przez powierzchnię w punkcie $x$ ,
$x_p, y_p$	— współrzędne prostokątne w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki lub w płaszczyźnie obserwacji $P_p$ , położonej w obszarze Fraunhofera,
$x_s, y_s$	— współrzędne prostokątne w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki lub w płaszczyźnie $P_s$ , położonej bezpośrednio za obiektem,
$z'(x)$	— pochodna powierzchni w kierunku osi $0x$ ,
$z_1, z_2$	— wysokości nierówności; współrzędne początku i końca bariery potencjału,
$A$	— stała,
$A_i$	— amplituda płaskiej fali świetlnej padającej na powierzchnię nierówną,
$A_k$	— pole powierzchni czynnej elektrody kondensatora,
$B_1, B_2$	— współczynniki,
$BRDF$	— funkcja opisująca przestrzenny rozkład natężenia światła odbitego,
$C$	— kontrast obrazu plamkowego,
$C_k$	— pojemność kondensatora,
$C_r$	— stały współczynnik, określający tłumienie funkcji $E_H(x_s, y_s)$ ,
$C_s$	— stała zależna od grubości i współczynnika absorpcji repliki,
$C_N$	— stała normująca,
$D = \{d_i\}$	— zbiór danych w zadaniu odwrotnym,
$E$	— natężenie pola elektrycznego w zjawisku emisji polowej,
$E(\mathbf{r})$	— zespolona amplituda światła w punkcie określonym wektorem $\mathbf{r}$ ,
$E(\mathbf{r}_0)$	— zespolona amplituda światła w płaszczyźnie $z = 0$ ,
$E(\mathbf{r}_s)$	— zespolona amplituda na powierzchni $S$ , w punkcie danym wektorem $\mathbf{r}_s$ ,
$E(x_p, y_p)$	— zespolona amplituda światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki lub w płaszczyźnie $P_p$ , położonej w obszarze Fraunhofera,
$E^*(x_p, y_p)$	— zespolona amplituda światła sprzężona z zespoloną amplitudą $E(x_p, y_p)$ ,
$E(x_s, y_s)$	— zespolona amplituda światła w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki lub w płaszczyźnie $P_s$ , położonej bezpośrednio za obiektem,
$E^*(\mathbf{r})$	— zespolona amplituda w punkcie $P$ , sprzężona z amplitudą $E_1(\mathbf{r})$ ,
$E_0$	— zespolona amplituda światła odbitego od płaszczyzny $z = 0$ ,
$E_0(\mathbf{r}_0)$	— zespolona amplituda w płaszczyźnie $z = 0$ , opisująca pole koherentne,
$E_1(\mathbf{r})$	— zespolona amplituda w punkcie $P$ , opisująca pole niekoherentne,
$E_1(\mathbf{r}_0)$	— zespolona amplituda w płaszczyźnie $z = 0$ , opisująca pole niekoherentne,
$E_i(\mathbf{r}_0)$	— zespolona amplituda światła padającego w płaszczyźnie $z = 0$ ,
$E_i(\mathbf{r}_s)$	— zespolona amplituda fali świetlnej padającej na powierzchnię,
$\bar{E}_p, \bar{E}_s$	— składowe równoległa i prostopadła wektora natężenia pola elektrycznego,
$\bar{E}_s$	— uśredniona zespolona amplituda światła odbitego zwierciadlanie,
$E_H(x_s, y_s)$	— zespolona amplituda światła opisana funkcją hermitowską,
$E_N(x_s, y_s)$	— zespolona amplituda światła otrzymana w wyniku modyfikacji $E(x_s, y_s)$ ,
$F_H(x_s, y_s)$	— transformata Fouriera zespolonej amplitudy $E_H(x_s, y_s)$ ,
$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$	— funkcja Greena,
$G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$	— alternatywna funkcja Greena,
$H(p)$	— funkcja interferencyjna,
$I$	— natężenie światła,



- $I(x_p, y_p)$  — natężenie światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki,  
 $I(\theta_q)$  — maksymalne względne natężenie światła w  $q$ -tym rzędzie dyfrakcji,  
 $I^0(p)$  — funkcja intensywności,  
 $I_1(\mathbf{r})$  — względne natężenie światła w punkcie P, opisujące pole niekoherentne,  
 $I_c$  — suma natężeń światła zmierzonych wszystkimi elementami liniału CCD,  
 $I_i$  — natężenie światła zmierzone  $i$ -tym elementem liniału CCD,  
 $I_{sh}$  — natężenie światła rozproszonego przy samozacienieniach powierzchni,  
 $J$  — gęstość prądu emisji polowej,  
 $J_q(\cdot)$  — funkcja Bessela pierwszego rodzaju rzędu  $q$ ,  
 $J_T$  — gęstość prądu tunelowego,  
 $L(a_i), L(b_d)$  — funkcje pomocnicze określające funkcję zacienienia,  
 $L_e$  — luminancja energetyczna powierzchni w kierunku rozproszenia,  
 $L_q$  — odległość maksimum dyfrakcyjnego rzędu  $q$  od początku układu  $0x_p y_p$ ,  
 $N$  — liczba okresów nierówności w oświetlonym obszarze siatki dyfrakcyjnej,  
 $P(\theta_i)$  — prawdopodobieństwo oświetlenia powierzchni falą o kącie padania  $\theta_i$ ,  
 $P(\theta_i, \gamma)$  — prawdopodobieństwo odbić wielokrotnych, opisanych warunkiem (129),  
 $P(\theta_i, z, z', \tau)$  — prawdopodobieństwo braku przecięcia powierzchni prostą, na długości  $\tau$ ,  
 $P_i$  — moc promienista padająca na powierzchnię,  
 $Q$  — bezwymiarowy czynnik, zależny od azymutalnego kąta rozproszenia  $\phi$ ,  
 $Q = \{q_i\}$  — zbiór funkcji źródeł w zadaniu odwrotnym,  
 $R_0$  — reflektancja całkowita,  
 $R_a$  — średnie arytmetyczne odchylenie profilu chropowatości,  
 $R_d$  — reflektancja dyfuzyjna,  
 $R_p$  — maksymalna wysokość wzniesienia profilu chropowatości,  
 $R_s$  — reflektancja zwierciadlana,  
 $S$  — powierzchnia całkowania  $S = S_s + S_c + S_\infty$ ,  
 $S(f_x, f_y)$  — funkcja gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni,  
 $S(\theta_i, z)$  — funkcja zacienienia powierzchni, wyznaczana względem źródła światła,  
 $S(\theta_i, \theta_d, z')$  — funkcja zacienienia powierzchni, określona względem źródła i detektora,  
 $S_0$  — pole rzutu oświetlonej powierzchni nierównej  $S_s$  na płaszczyznę  $Oxy$ ,  
 $S_\infty$  — część powierzchni  $S$  stanowiąca fragment kuli o promieniu  $R \rightarrow \infty$ ,  
 $S_c$  — część powierzchni całkowania  $S$  obejmująca fragment płaszczyzny  $Oxy$ ,  
 $S_i$  — odstęp nierówności,  
 $S_s$  — część powierzchni całkowania  $S$  odpowiadająca powierzchni nierównej,  
 $S_N$  — unormowana wariancja kątów rozproszenia,  
 $TIS$  — stosunek reflektancji dyfuzyjnej do reflektancji całkowitej,  
 $U(z)$  — bariera potencjału,  
 $W$  — energia elektronu,  
 $\alpha$  — faza przestrzennej fali sinusoidalnej, opisującej fazową siatkę dyfrakcyjną,  
 $\alpha_i$  — kąt azymutalny światła spolaryzowanego padającego na powierzchnię,  
 $\alpha_r$  — natężeniowy współczynnik absorpcji materiału repliki,  
 $\gamma, \gamma(x)$  — kąt nachylenia zboczy nierówności (kąt między normalną  $\mathbf{n}$  a osią  $Oz$ ),  
 $\gamma_e$  — kąt określony stosunkiem długości półosi elipsy polaryzacji,  
 $\gamma_x, \gamma_y$  — kąty między osiami  $Ox$  i  $Oy$  a liniami przecięcia płaszczyzny stycznej,  
 $\delta_p, \delta_s$  — fazy obu składowych wektora natężenia pola elektrycznego fali odbitej,



$\varepsilon_i, \varepsilon_p$	— przenikalności elektryczne izolatora i powietrza,
$\theta^d$	— kąt detekcji światła rozproszonego lub kąt obserwacji powierzchni,
$\theta_d$	— kąt rozproszenia, biegunowy kąt rozproszenia,
$\theta_i, \theta_i^{(n)}$	— kąty padania światła w pierwszym i $n$ -tym punkcie odbicia,
$\theta_i^*$	— główny kąt padania światła na powierzchnię,
$\theta_i^l, \theta_s^l$	— lokalny kąt padania światła na powierzchnię i lokalny kąt odbicia światła,
$\theta_q$	— kąt ugięcia światła, odpowiadający maksimum dyfrakcyjnemu rzędu $q$ ,
$\theta_s, \theta_s^{(n)}$	— kąty pierwszego i $n$ -tego odbicia światła w danym punkcie powierzchni,
$\lambda$	— długość fali światła monochromatycznego,
$\bar{\lambda}$	— średnia długość fali światła polichromatycznego,
$\lambda_m$	— długość fali de Broglie'a,
$\xi$	— kąt określający położenie dłuższej osi elipsy polaryzacji,
$\rho, \rho_A$	— lokalny promień krzywizny w wybranym punkcie powierzchni nierównej,
$\rho_g$	— graniczna wartość promienia $\rho_s$ ,
$\rho_s$	— promień określający położenie punktu na płaszczyźnie $0x_s y_s$ ,
$\rho_A, \rho_A(\mathbf{r}_s)$	— amplitudowy współczynnik odbicia światła od powierzchni,
$\sigma$	— średnie kwadratowe odchylenie wysokości nierówności powierzchni,
$\sigma_z$	— odchylenie standardowe pochodnej powierzchni,
$\sigma_I$	— odchylenie standardowe natężenia światła obrazu plamkowego,
$\tau_0$	— długość korelacji nierówności powierzchni,
$\varphi$	— faza fali świetlnej,
$\phi$	— azymutalny kąt rozproszenia,
$\Delta$	— retardancja,
$\Delta_A, \Delta_B$	— szerokości stref półcienia w otoczeniu punktów A i B,
$\Delta q$	— średnie kwadratowe pochylenie profilu powierzchni,
$\Delta r$	— różnica drogi optycznej fal odbitych od dwóch punktów powierzchni,
$\Delta s(x)$	— różnica drogi optycznej fal interferujących w mikroskopie Nomarskiego,
$\Delta s_0$	— stała różnica drogi optycznej w polu widzenia mikroskopu Nomarskiego,
$\Delta z$	— różnica wysokości nierówności $z_1$ i $z_2$ ,
$\Delta z_{\max}$	— największa, dopuszczalna wysokość nierówności wg kryterium Rayleigha.
$\Delta U$	— różnica potencjałów,
$\Delta \theta_q$	— błąd bezwzględny pomiaru kąta ugięcia światła $\theta_q$ ,
$\Delta \lambda$	— błąd bezwzględny wyznaczenia długości fali światła $\lambda$ ,
$\Delta v$	— szerokość pasma częstotliwości światła polichromatycznego,
$\Delta \varphi$	— różnica faz fal odbitych od dwóch punktów powierzchni nierównej,
$\Delta \varphi(x_s, y_s)$	— funkcja opisująca zmiany fazy fali świetlnej na badanej powierzchni,
$\Delta \varphi_{\max}$	— maksymalna różnica faz fali świetlnej odbitej od siatki dyfrakcyjnej,
$\Delta \varphi_n(x_s, y_s)$	— nieparzysta funkcja opisująca zmiany fazy fali świetlnej na powierzchni.
$\Delta \varphi_r(x_s, y_s)$	— funkcja opisująca zmiany fazy fali świetlnej wywołane nierówną repliką.
$\Delta \Lambda$	— błąd bezwzględny przestrzennej długości fali nierówności powierzchni $\Lambda$ .
$\Lambda, \Lambda_x, \Lambda_y$	— przestrzenna długość fali nierówności i jej rzuty na oś $0x$ i $0y$ ,
$\Phi$	— kąt biegunowy,
$\psi$	— kąt azymutalny światła odbitego (kąt przywróconej polaryzacji),
$\mathfrak{F}[\ ]$	— symbol oznaczający operację przekształcenia Fouriera,
$\mathfrak{R} = \{\mathfrak{R}_i\}$	— zbiór operatorów wyrażających zależności proste w zadaniu odwrotnym.

# 1. WSTĘP

Wszystkie powierzchnie rzeczywiste są nierówne. Podstawową, pierwotną przyczyną istnienia nierówności powierzchni jest korpuskularna budowa materii. Nierówności mają wpływ na wiele różnorodnych właściwości powierzchni. Ich kształt, struktura oraz wymiary mogą być bardzo różne. Są one wynikiem procesów powstawania powierzchni i jej oddziaływania z otoczeniem. Nierówności powierzchni przedmiotów kształtowanych przez człowieka, przyjmują na ogół charakterystyczną postać. Zależy ona głównie od zastosowanych materiałów, narzędzi i sposobów obróbki powierzchni [44].

W wielu dziedzinach nauki i techniki występuje potrzeba ilościowej oceny nierówności powierzchni. Dokonanie takiej oceny wymaga przede wszystkim odpowiedniego – często znormalizowanego – opisu powierzchni nierównych. Opis ten jest na ogół uproszczony i dostosowany do aktualnego stanu techniki pomiarowej. Zmienia się on wraz z rozwojem tej techniki i staje się coraz pełniejszy. Świadczą o tym między innymi zmiany w normach krajowych i międzynarodowych, dotyczących struktury geometrycznej powierzchni, zachodzące w ostatnich kilkudziesięciu latach. Normy te zawierają coraz więcej parametrów i funkcji charakteryzujących powierzchnie nierówne. W celu ilościowej oceny nierówności powierzchni, opracowano także szereg różnorodnych sposobów, pozwalających mierzyć wybrane, geometryczne właściwości powierzchni nierównych. Ilościowej charakterystyce nierówności powierzchni oraz różnym metodom ich pomiaru poświęcono wiele artykułów, rozpraw naukowych i liczne książki. Chyba najbardziej fundamentalnym opracowaniem książkowym w tym zakresie jest praca D. J. Whitehouse'a [348]. Z książek polskich trzeba tu wymienić prace R. Góreckiej i Z. Polańskiego [108], B. Nowickiego [238], M. Wieczorowskiego, A. Cellarego i J. Chajdy [349] oraz starsze prace A. Sadowskiego [283] i A. Tomaszewskiego [329].

Pomiary nierówności powierzchni dokonywane są zarówno w laboratoriach badawczych, jak i w warunkach produkcyjnych. Ważną rolę w tych pomiarach odgrywają metody optyczne, a wśród nich metody oparte na zjawisku rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne. Od kilkunastu lat obserwuje się wzrost zainteresowania metodami pomiaru nierówności powierzchni wykorzystującymi rozpraszanie światła. Mają one bowiem wiele zalet, do których można zaliczyć przede wszystkim bezstykowy sposób pomiaru i wysoką czułość. Istotną przeszkodą w rozwoju i szerszym wykorzystaniu tych metod jest złożoność zjawiska rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne. Jednym z najważniejszych celów niniejszej monografii jest pełniejsze przedstawienie tego zjawiska, z punktu widzenia możliwości jego wykorzystania w metrologii nierówności powierzchni.

Ze zjawiskiem rozpraszania światła przez nierówności powierzchni spotykamy się bardzo często. Wzrokowe postrzeganie większości otaczających nas obiektów jest możliwe dzięki temu, że nierówne powierzchnie tych obiektów odbijają i rozpraszają padające na nie światło. Oko ludzkie doskonale reaguje na efekt rozpraszania światła i łatwo odróżnia powierzchnie odbijające światło w sposób zwierciadlany od powierzchni nierównych, które rozpraszają światło w wielu kierunkach. Wizualna obserwacja powierzchni, ustawianej pod różnymi kątami w stosunku do obserwatora i padającego na nią światła, pozwala wykryć drobne wady, rysy, zniekształcenia i zanieczyszczenia powierzchni. Obserwacja taka może być podstawą jakościowej oceny stanu powierzchni. Ilościowa ocena tego stanu wymaga właściwej interpretacji zjawiska odbicia światła od powierzchni oraz przeprowadzenia odpowiednich pomiarów.

W fizyce, oddziaływanie światła z materią odbijającego go obiektu rozpatruje się najczęściej jako skomplikowany proces elektrodynamiczny. Polega on na pobudzaniu do drgań naładowanych elektrycznie cząsteczek obiektu. Wymuszone drgania cząsteczek – wywołane przez elektromagnetyczną falę świetlną, padającą na powierzchnię obiektu – generują wtórne fale elektromagnetyczne o tej samej długości. Te wtórne fale są spójne i interferują ze sobą. W tym wyraża się ogólna zasada Huygensa–Fresnela, stanowiąca podstawę optyki falowej [30]. Procesy generacji i interferencji fal wtórnych decydują o kierunku propagacji i natężeniu fali odbitej.

Jeśli powierzchnia odbijająca jest idealnie płaska i optycznie jednorodna, to kierunek propagacji płaskiej fali światła, odbitej od tej powierzchni, określony jest prawem odbicia światła i zależy od kierunku propagacji fali padającej. Fala świetlna odbita od takiej powierzchni nie ulegnie rozproszeniu. W tej sytuacji, zgodnie z zasadą Huygensa–Fresnela, wynik interferencji fal wtórnych będzie zerowy dla wszystkich kierunków, z wyjątkiem kierunku odbicia zwierciadlanego. Co się jednak stanie, gdy powierzchnia odbijająca światło będzie powierzchnią nierówną? W przypadku pewnych powierzchni nierówności mogą występować w postaci oddzielnych wgłębień lub wzniesień, powodujących miejscowe, lokalne odstępstwa powierzchni od idealnej płaszczyzny. Znacznie częściej nierówności przyjmują postać okresowych lub nieokresowych odchyień od płaszczyzny, występujących w wielu punktach powierzchni. Na postawione wcześniej pytanie można udzielić jedynie bardzo ogólnej odpowiedzi. Pojawienie się na powierzchni odbijającej nawet niewielkich nierówności zmieni przebieg procesu interferencji fal wtórnych. W rezultacie tego fala świetlna, odbita od powierzchni nierównej, będzie propagować także w innych kierunkach niż kierunek odbicia zwierciadlanego. Proces ten, nazywany rozpraszaniem światła na powierzchni nierównej, opisywany jest na ogół za pomocą teorii dyfrakcji światła.



Spośród wielu rodzajów rozpraszania światła w tej monografii wzięto pod uwagę tylko klasyczne rozpraszanie sprężyste. Nie jest tu rozpatrywane niesprężyste rozpraszanie światła oraz rozpraszanie molekularne, którego przykładem może być rozpraszanie Ramana. Nie analizuje się także optycznych efektów nieliniowych, powodujących rozpraszanie wymuszone, i zjawisk rezonansowych towarzyszących rozpraszaniu.

Zjawisko rozpraszania fal elektromagnetycznych przez powierzchnie nierówne było przedmiotem licznych badań. W ich wyniku uzyskano wiele danych doświadczalnych. Opracowano też szereg teorii rozpraszania – opartych głównie na teorii dyfrakcji fal – pozwalających przewidywać wyniki eksperymentów. Teorie te są na ogół bardzo złożone, co utrudnia ich wykorzystanie w praktyce pomiarowej. Do prac, w których najpełniej zaprezentowano różne teorie rozpraszania fal przez powierzchnie nierówne należy zaliczyć obszernie opracowania P. Beckmanna i A. Spizzichino [17], F. G. Bassa i M. Fuksa [14] oraz pracę J. A. Ogilvy [243]. Upraszczenie tych teorii prowadzi najczęściej do ograniczenia zakresu ich stosowalności i zmniejsza dokładność opisu zjawiska. Wykorzystanie teorii rozpraszania w metrologii nierówności powierzchni komplikuje się dodatkowo, z uwagi na konieczność spełnienia przez układ pomiarowy i powierzchnię szeregu założeń, postulowanych przez te teorie. Analiza możliwości zastosowania niektórych z tych teorii w metrologii nierówności powierzchni stanowi główny temat niniejszej monografii.

Podstawowym celem monografii jest przeanalizowanie zjawiska rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne z punktu widzenia możliwości jego wykorzystania do oceny i pomiarów nierówności powierzchni. W drugim rozdziale pracy dokonano krótkiego, ogólnego przeglądu różnorodnych sposobów pomiaru nierówności powierzchni. Nieco szerzej przedstawiono tam optyczne metody pomiaru nierówności powierzchni, zwłaszcza te, które wykorzystują zjawisko rozpraszania światła. Szczególną uwagę zwrócono na metody oparte na analizie przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego. Są to metody różniczkowe oraz metody wykorzystujące optyczne przekształcenie Fouriera.

Analiza prac naukowych przeprowadzona w końcowej części rozdziału drugiego pozwoliła na sprecyzowanie szeregu zagadnień i problemów, głównie teoretycznych, dotychczas nie rozwiązanych w zadowalający sposób, które ważne są dla dalszego rozwoju pomiarów nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła. Do tych zagadnień i problemów można zaliczyć:

- problem wyboru modelu teoretycznego, opisującego rozpraszanie światła, w zależności od wysokości nierówności powierzchni i długości fali światła,
- zagadnienia dotyczące uwzględnienia zjawisk towarzyszących rozpraszaniu światła, takich jak samozacienienia powierzchni i odbicia wielokrotne,

- zagadnienie określenia ogólnej postaci przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego, w zależności od kształtu i sposobu oświetlenia powierzchni, a także od rodzaju i kierunkowości jej struktury geometrycznej,
- problemy związane z rozwiązaniem zadania prostego i odwrotnego oraz z odwzorowaniem nierówności na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego,
- problematykę modelowania zadania prostego i zadania odwrotnego.

Próbie rozwiązania tych zagadnień podjęto w rozdziałach trzecim i czwartym. W rozdziale trzecim przeanalizowano możliwości opisu rozpraszania światła za pomocą modelu dyfrakcyjnego. Rozpatrzono tam podstawowe teorie rozpraszania światła, a zwłaszcza teorię Kirchhoffa oraz teorię zaburzeń, i przedyskutowano rozpraszanie na nierównościach okresowych. Dokonano także analizy wpływu samozacienień powierzchni i odbić wielokrotnych na rozproszone pole świetlne. W końcowej części rozdziału trzeciego rozpatrzono najważniejsze czynniki wpływające na postać rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię nierówną. Stosując przybliżenia optyki geometrycznej, przeanalizowano przestrzenną postać tego rozkładu w zależności od sposobu oświetlenia, struktury nierówności i kształtu powierzchni.

W czwartym rozdziale monografii przeanalizowano problem odwzorowania nierówności powierzchni na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego. Zagadnienie to rozpatrzono jako szczególny wariant tzw. zadania odwrotnego. Istota zadania odwrotnego zawiera się w określeniu postaci i parametrów układu rozpraszającego – w tym przypadku powierzchni nierównej – na podstawie zmierzonego rozkładu natężenia światła rozproszonego. Rozwiązanie tego zadania jest interesujące także w bardziej ogólnym przypadku, w którym na podstawie kwadratu modułu transformaty Fouriera funkcji zespolonej, zmodulowanej fazowo, należy wyznaczyć postać i parametry tej funkcji. Zaproponowano ogólną metodykę rozwiązania zadania odwrotnego, polegającą na odpowiedniej modyfikacji fali światła na powierzchni nierównej. W wyniku tej modyfikacji zespolona amplituda światła daje się opisać, odpowiednio stłumioną, funkcją hermitowską. W rozdziale czwartym przedstawiono również proces komputerowego modelowania rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne. Zamieszczono także wyniki badań modelowych, otrzymane podczas analizy zadania prostego i odwrotnego, oraz przeprowadzono ich dyskusję.

Końcowy, piąty rozdział zawiera krótkie podsumowanie oraz najważniejsze wnioski, wynikające z przeprowadzonych badań i analiz.

Zagadnienia związane z pomiarami nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła, poruszone w tej pracy, nie wyczerpują przedstawianej problematyki. Wydaje się jednak, że niniejsza monografia może ułatwić podjęcie i kontynuowanie prac badawczych dotyczących wykorzystania zjawiska rozpraszania światła w pomiarach nierówności powierzchni.

## **2. PRZEGLĄD LITERATURY DOTYCZĄCEJ METOD POMIARU NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI**

Pomiary nierówności powierzchni polegają na mierzeniu wielkości geometrycznych. Wymagają one jednak zastosowania innych metod i przyrządów pomiarowych niż te, które stosuje się w typowych pomiarach długości i kątów.

Nierówności powierzchni mierzone są różnymi metodami, które najogólniej można podzielić na metody stykowe i bezstykowe. Do grupy metod stykowych należą te, które podczas pomiaru wymagają styku przyrządu pomiarowego z badaną powierzchnią. Metod stykowych używa się do pomiaru powierzchni mało wrażliwych na kontakt mechaniczny z inną powierzchnią. Są one powszechnie stosowane do pomiaru nierówności powierzchni części maszyn wykonanych ze stopów metali, ceramiki, niektórych tworzyw sztucznych itp. Metody bezstykowe natomiast pozwalają mierzyć nierówności bez zetknięcia się przyrządu pomiarowego z mierzoną powierzchnią. Są one stosowane do pomiaru powierzchni podatnych na odkształcenia mechaniczne, a także do pomiaru precyzyjnie obrobionych powierzchni części maszyn, elementów optycznych i elektronicznych, które podczas pomiaru stykowego mogłyby zostać uszkodzone. Metody te są też wykorzystywane tam, gdzie potrzebna jest duża wydajność operacji pomiarowych oraz wtedy, gdy zachodzi potrzeba pomiaru nierówności powierzchni podczas ruchu przedmiotu mierzonego.

W niniejszym rozdziale dokonano przeglądu literatury dotyczącej metod pomiaru nierówności powierzchni. Uczyniono to po to, aby lepiej przedstawić, na tle innych metod, możliwości tych metod pomiaru nierówności, które wykorzystują zjawisko rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne. Bardziej wyczerpujące rozpatrzenie wielu metod pomiaru nierówności można znaleźć na przykład w pracach I. V. Dunina-Barkovskiego i A. N. Kartašovej [78], T. R. Thomasa [319], B. Nowickiego [238], D. J. Whitehouse'a [348].

W zależności od rodzaju zjawisk fizycznych, mających zastosowanie w pomiarach nierówności powierzchni, wyróżnia się metody mechaniczne, optyczne, elektryczne, pneumatyczne, metody mikroskopii elektronicznej i inne. W dalszej części niniejszego rozdziału krótko rozpatrzono niektóre z nich.

### **2.1. Metody mechaniczne**

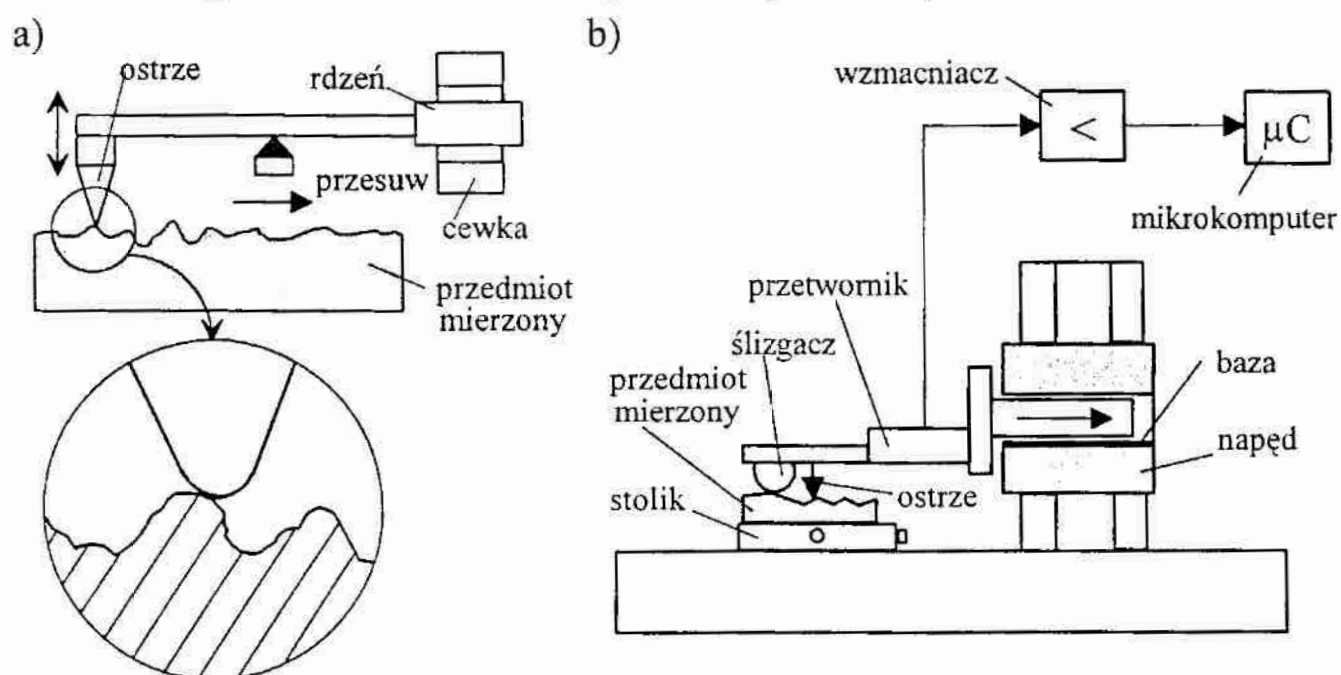
Metody mechaniczne należą do metod stykowych. Spośród mechanicznych metod pomiaru nierówności powierzchni największe znaczenie mają stykowe metody profilometryczne. Znacznie rzadziej stosowane są inne metody.



### 2.1.1. Stykowe metody profilometryczne

Pomiarów nierówności powierzchni w wielu przypadkach dokonuje się stykowymi metodami profilometrycznymi. Stykowa metoda profilometryczna, w najczęściej stosowanej postaci, polega na odwzorowaniu profilu powierzchni za pomocą ostrza odwzorowującego, dociskanego do powierzchni siłą kilku mN. Ostrze odwzorowujące wykonane jest na ogół z diamentu i ma niewielki promień zaokrąglenia wierzchołka, wynoszący najczęściej kilka mikrometrów. Jest ono umieszczone na końcu dźwigni, lub zamocowane w innym mechanizmie, zapewniającym możliwość nieznacznego przemieszczania się ostrza w kierunku osiowym. Podczas pomiaru ostrze przesuwają się wzdłuż powierzchni. Zmiany położenia ostrza, w kierunku prostopadłym do kierunku przesuwu, zależą przede wszystkim od wymiarów i kształtu nierówności powierzchni. Są one przetwarzane na sygnał pomiarowy, który po wzmocnieniu może być zarejestrowany. Na podstawie uzyskanego sygnału pomiarowego mogą być także wyznaczone odpowiednie parametry i funkcje nierówności powierzchni. Zostały one przedstawione między innymi w pracach R. Góreckiej i Z. Polańskiego [108] oraz B. Nowickiego [238]. Na rys. 1 pokazano schemat profilometru stykowego – przyrządu do pomiaru nierówności powierzchni stykową metodą profilometryczną.

Pomysł zastosowania odwzorowania profilu powierzchni za pomocą ostrza zrodził się na przełomie lat dwudziestych i trzydziestych XX w. Jako pierwszy zastosował go G. Schmaltz. W urządzeniu opracowanym przez G. Schmaltza



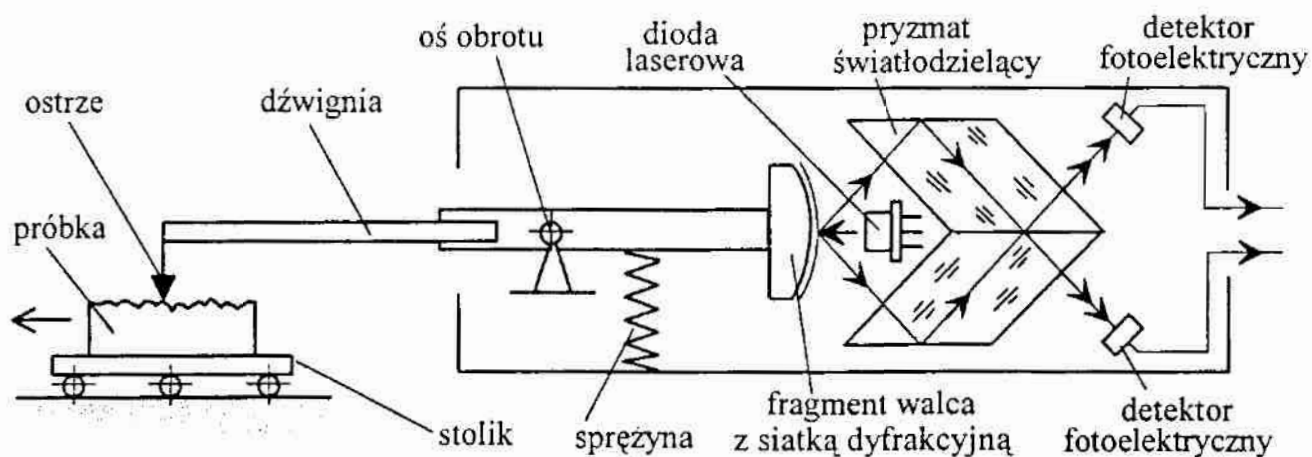
Rys. 1. Stykowa metoda pomiaru mikronierówności powierzchni: a) zasada pomiaru, b) schemat profilometru stykowego

Fig. 1. Contact method measuring of surface roughness: a) principle of contact method, b) configuration of a contact stylus instrument



pionowe przemieszczenia ostrza, odwzorowującego profil powierzchni, przetwarzane były na kąt obrotu zwierciadła. Wiązka światła, odbita od zwierciadła, oświetlała ruchomą błonę fotograficzną, na której rejestrowany był zarys nierówności powierzchni. Podobne pomysły, oparte na obserwacji działania gramofonu, wykorzystał E. J. Abbotta wraz ze swoimi współpracownikami do zbudowania stykowego przyrządu nazwanego profilometrem [1].

W nowoczesnych profilometrach stykowych, opisanych między innymi przez B. Nowickiego w książce [238] oraz przez J. Tomasika w pracy [327], przetwarzanie przemieszczeń ostrza odwzorowujące jest najczęściej na pomiarowy, analogowy sygnał elektryczny. Po wzmocnieniu przetwarzany on jest na postać cyfrową. W celu otrzymania elektrycznego sygnału pomiarowego wykorzystywane są przede wszystkim przetworniki pomiarowe indukcyjne i piezoelektryczne. Dążenie do uzyskania dużego zakresu pomiarowego i wysokiej rozdzielczości profilometrów skłania konstruktorów do stosowania w tych przyrządach przetworników interferencyjnych. Takie rozwiązanie zastosowano w profilometrze Form Talysurf, firmy Rank Taylor Hobson (W. Brytania), pozwalającym na pomiary nierówności powierzchni w zakresie do 4 mm, z rozdzielczością 10 nm [238], [97]. Interferometr laserowy, wykorzystany w tym przyrządzie, służy także do pomiaru długości drogi przebytej przez ostrze podczas pomiaru. Oryginalną konstrukcję małowabarytowego przetwornika interferencyjnego, z interferometrem siatkowym, zaproponował M. Dobosz w pracach [70] i [71]. W przetworniku tym, którego schemat pokazano na rys. 2, zastosowano diodę laserową, specjalny pryzmat światłodzielną oraz siatkę dyfrakcyjną, naniesioną na obrotowej powierzchni walca. Badania wykazały, że po kompensacji błędów nieliniowości, błąd pomiaru nierówności za pomocą tego przetwornika nie przekracza kilkunastu nanometrów w zakresie pomiarowym od zera do 8 mm.



Rys. 2. Schemat przetwornika profilometru z interferometrem siatkowym

Fig. 2. Transducer of the stylus instrument with the grating interferometer

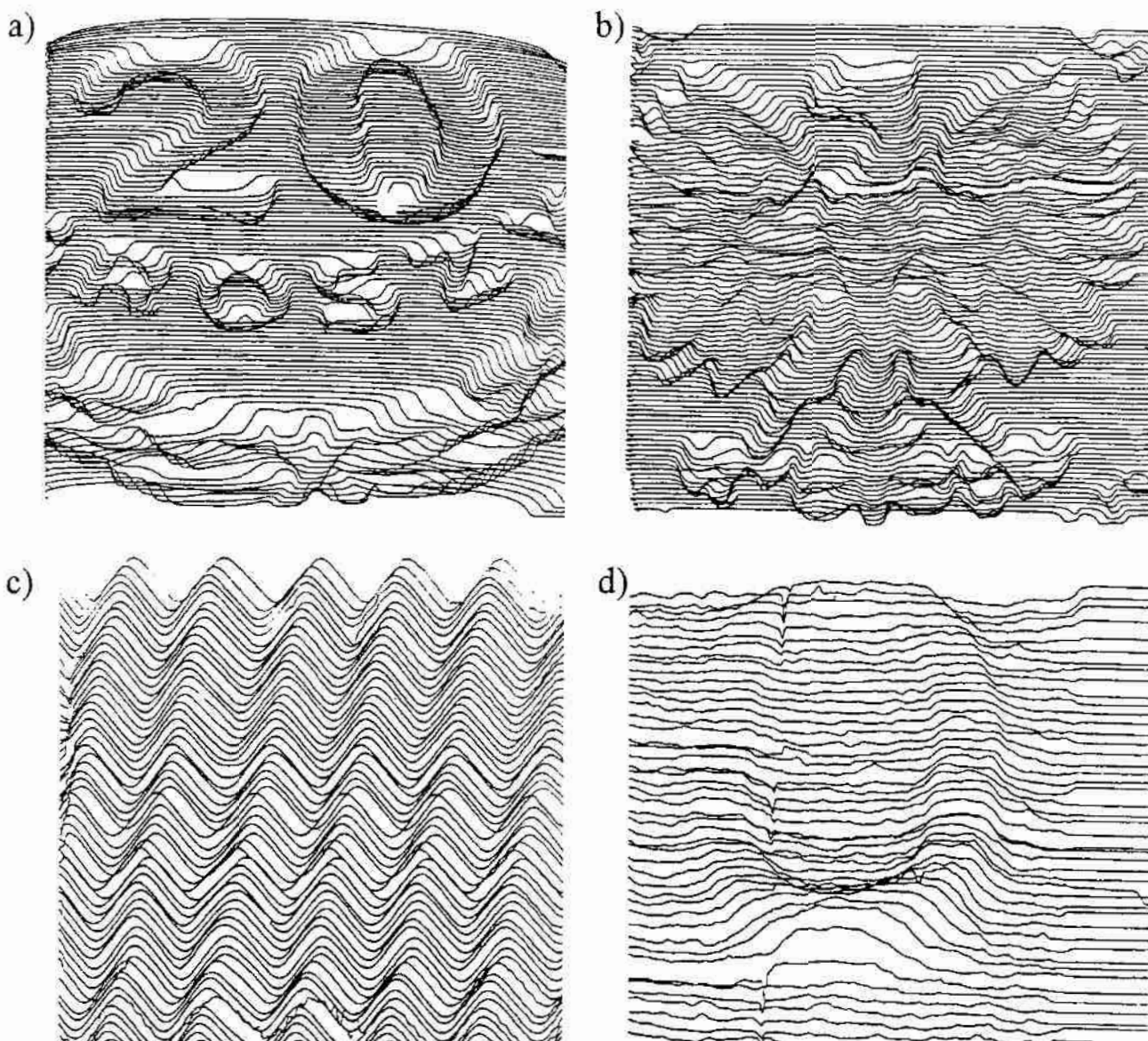
We współcześnie produkowanych profilometrach stykowych sygnał pomiarowy przetwarzany jest za pomocą układów mikroprocesorowych lub za pomocą mikrokomputera. Takie rozwiązanie pozwala stosunkowo prosto filtrować profil powierzchni, obliczać wiele parametrów i funkcji charakteryzujących nierówności powierzchni [274], [275], [237], kompensować nielinowości charakterystyk przetworników pomiarowych, a także w przystępny, graficzny sposób prezentować wyniki pomiarów. Wprowadzenie mikrokomputerów umożliwiło realizację filtrów cyfrowych, a zwłaszcza filtrów z korekcją fazy [238]. Na wiele zalet filtrów cyfrowych wskazywano już w latach sześćdziesiątych i siedemdziesiątych XX w., między innymi w pracach D. J. Whitehouse'a [345] oraz J. Raji i V. Radhakrishnana [269]. Zalety tych filtrów potwierdziły także badania prowadzone na początku lat 80. ubiegłego wieku, w Centrum Uczelniano-Przemysłowym Metrologii i Systemów Pomiarowych Politechniki Warszawskiej, przez E. Ratajczyka i J. Tomasika [273] oraz S. Żebrowską-Lucyk i M. Beliczyńską-Wróbel [367], [18]. Badania przeprowadzone w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN przez T. Klimczaka i Z. Handzel-Powierzę wskazują na duże możliwości filtrów cyfrowych, z dynamicznie sterowanym pasmem przenoszenia, także w trójwymiarowej analizie nierówności powierzchni [150]. Charakterystyki różnych filtrów cyfrowych przedstawiono w pracy J. Tomasika i R. Rudzińskiego [328].

Wprowadzenie do konstrukcji przyrządów profilometrycznych układów mikroprocesorowych ułatwiło także trójwymiarową, stereometryczną i topograficzną analizę nierówności powierzchni. Pionierskie badania w zakresie stereometrycznej i topograficznej analizy nierówności powierzchni, były prowadzone przez J. B. P. Williamsona [352], oraz przez J. Peklenika i M. Kubo [256]. W latach 1975–1985 pojawiły się liczne doniesienia o budowie, dla celów badawczych, systemów pomiarowych pozwalających na przestrzenną analizę nierówności powierzchni [289], [124], [299]. Systemy te najczęściej dokonywały rejestracji zbioru kilkudziesięciu lub kilkuset profilogramów powierzchni, położonych równolegle względem siebie, tworzących tzw. izometryczne obrazy powierzchni. Profilogramy w przekrojach równoległych uzyskiwano przesuwając stolik profilometru między kolejnymi pomiarami. Niektóre systemy pozwalały na skanowanie powierzchni po współśrodkowych okręgach lub po spirali. Ostatnio, dzięki komputerom, większość producentów laboratoryjnych profilometrów stykowych wyposaża swoje przyrządy w układy umożliwiające dokonanie pomiarów stereometrycznych.

W kraju także dostrzeżono znaczne możliwości tkwiące w stereometrycznej analizie nierówności powierzchni. Zaproponowano np. sposób próbkowania sygnału pomiarowego z profilometru, umożliwiający taką analizę za pomocą komputera [143].

Stereometryczny model chropowatości powierzchni został rozpatrzony przez B. Nowickiego w pracy [235]. Przedstawiono tam między innymi wyniki badań nierówności powierzchni uzyskane metodą sztucznych baz oraz metodą przekrojów równoległych. Metoda sztucznych baz wymaga zarejestrowania zbioru profilów powierzchni zawierających fragment powierzchni odniesienia. Metoda przekrojów równoległych polega na usuwaniu, za pomocą docierania kolejnych warstw materiału i wykonywaniu mikrofotografii powierzchni.

Rejestracji izometrycznych obrazów nierówności powierzchni dokonywano początkowo metodami analogowymi. Służył do tego np. układ opisany w pracy [210]. Na rys. 3 pokazano obrazy powierzchni uzyskane za pomocą tego układu.



Rys. 3. Izometryczne obrazy powierzchni: a) awersu monety 20 gr., b) rewersu monety, c) sinusoidalnego wzorca kontrolnego, d) cyfry "0" wydrukowanej na papierze

Fig. 3. Isometric views of surfaces: a) head side of a Polish 20 gr coin, b) reverse of the coin, c) sinusoidal surface of calibration specimen, d) digit "0" printed in paper



J. Kaczmarek, Z. Handzel-Powierża i T. Klimczak od wielu lat prowadzą badania stereometrii powierzchni w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN w Warszawie [133], [150], [113]. W wyniku tych badań powstał system pomiarowy i program WIN-3D do stereometrycznej analizy nierówności powierzchni. Ponadto, w Polsce badania stereometrii powierzchni metodami stykowymi są realizowane między innymi w Instytucie Obróbki Skrawaniem w Krakowie przez T. Miller [222], w Politechnice Poznańskiej przez J. Chajdę, A. Cellarego i M. Wieczorowskiego [349], w Politechnice Rzeszowskiej przez K. Oczosia i W. Lubimowa [241], w Politechnice Wrocławskiej w zespole kierowanym przez H. Żebrowskiego [97], [57] i w innych ośrodkach [141], [142].

W Europie tylko kilka firm – takich np. jak Rank Taylor Hobson (Wielka Brytania), Mahr-Perthen i Hommelwerke (Niemcy) – produkuje wysokiej klasy profilometry stykowe. Poza Europą podobne urządzenia wytwarzają między innymi japońska firma Mitutoyo oraz amerykańskie firmy Tencor Instruments i Veeco Instruments [21]. W Polsce od wielu lat profilometry stykowe wytwarzane są w Instytucie Obróbki Skrawaniem w Krakowie [221].

Odwzorowując profil nierówności powierzchni metodą stykową dobiera się odpowiednią rozdzielczość dla każdej z osi układu współrzędnych. Zakres pionowych powiększeń typowych profilometrów stykowych jest znaczny i na ogół wynosi od  $200\times$  do  $100000\times$ . Powiększenia poziome tych profilometrów nie przekraczają  $2000\times$ . W specjalnych profilometrach stykowych – takich np. jak Talystep, Nanosurf (Rank Taylor Hobson), Alpha-Step 250 High-Sensitivity Profiler (Tencor Instruments), Detak 3030 Auto II, D-8000 (Veeco Instruments) – ostrze odwzorowujące ma promień zaokrąglenia wierzchołka poniżej  $1\ \mu\text{m}$ , zaś powiększenia pionowe sięgają kilku milionów, przy rozdzielczości pionowej poniżej  $1\ \text{nm}$  [174]. Powiększenia poziome osiągają przy tym wartość  $50000\times$ , a rozdzielczość pozioma wynosi kilkadziesiąt nanometrów [21].

### 2.1.2. Inne metody mechaniczne

Metoda profilometryczna, polegająca na stykowym odwzorowaniu profilu powierzchni, jest najczęściej stosowaną metodą pomiaru mikronierówności. Rzadziej wykorzystywane są inne stykowe metody mechaniczne. Należą do nich np. metoda wielopunktowa i metoda przenikania warstw chropowatości, opracowane w Instytucie Technologii Mechanicznej Politechniki Warszawskiej przez B. Nowickiego [235], [238], [239], a także różne odmiany metody tarciowej. Metoda wielopunktowa polega na równoczesnym pomiarze w różnych punktach, za pomocą kilku ostrzy, odległości profilu powierzchni od linii wzniesień. Pozwala ona wyznaczać wartość parametru  $R_p$  – maksymalnej wysokości wzniesienia profilu chropowatości. W metodzie przenikania warstw

chropowatości, również używa się kilku ostrzy, lecz wielkością mierzona jest tzw. głębokość przenikania warstw chropowatości. Zależność między głębokością przenikania warstw chropowatości a parametrami profilu powierzchni wyznacza się na podstawie analizy statystycznej nośności powierzchni i częstości występowania wierzchołków. Metody tarciove opisane zostały między innymi w pracach T. R. Thomasa [319] i B. Nowickiego [238]. Opierają się one na obserwacji procesu tarcia powierzchni wzorcowej i powierzchni badanej. Wykorzystuje się w nich zjawisko tarcia dynamicznego lub statycznego.

W ostatnich kilkudziesięciu latach rozwijane są metody aktywnych pomiarów chropowatości powierzchni. Spośród metod mechanicznych zaliczyć do nich należy metodę kontaktową [234], [238]. Polega ona na zetknięciu z obrabianym wałkiem bębna, w którym umieszczone jest jedno lub kilka ostrzy diamentowych, mających możliwość przesuwu wzdłuż promienia bębna. Bęben obracając się powoduje okresowy kontakt ostrza z obrabianym wałkiem. Promieniowe przesunięcie ostrza zależy od chropowatości powierzchni obrabianego wałka. W rezultacie kilkudziesięciu pomiarów tego przesunięcia, wyznaczane są odpowiednie parametry chropowatości powierzchni. Metoda ta, jak wszystkie metody aktywnego pomiaru nierówności powierzchni, jest wrażliwa na drgania i inne czynniki zakłócające, towarzyszące obróbce.

## 2.2. Metody optyczne

Wraz z rozwojem wielu dziedzin techniki, zwłaszcza mechaniki precyzyjnej, elektroniki oraz optyki, wzrastają wymagania dotyczące dokładności i zdolności rozdzielczej urządzeń przeznaczonych do pomiaru nierówności powierzchni. Coraz częściej pojawia się potrzeba pomiaru nierówności powierzchni, których wysokość wynosi kilka nanometrów. W granicznych przypadkach wysokość ta może być mniejsza od jednego nanometra. Mimo tego, że metoda stykowa, realizowana za pomocą profilometrów o najwyższej dokładności, pozwala na pomiar wysokości tak małych nierówności powierzchni, to w wielu przypadkach korzystniejsze jest zastosowanie w tym celu metod bezstykowych. Wynika to stąd, że w wielu przypadkach precyzyjnie obrobione powierzchnie nie mogą być narażone na zetknięcie się z ostrzem odwzorowującym profilometru. Ostrze to może bowiem podczas pomiaru uszkodzić powierzchnię, zmienić jej właściwości fizyczne lub pozostawić niepożądane zanieczyszczenia. Bezstykowe metody pomiaru nie mają tej wady. Ponadto, umożliwiają one często znaczne skrócenie czasu pomiaru nierówności powierzchni. Ma to duże znaczenie w zautomatyzowanych systemach wytwarzania. Spośród metod bezstykowych najczęściej do pomiaru nierówności powierzchni wykorzystuje się metody optyczne.

Optyczne metody pomiaru nierówności powierzchni stanowią obszerny zbiór metod. Można go podzielić na dwie podstawowe grupy: metody profilometryczne i metody analizy powierzchniowej [272]. Taki podział przyjęto w niniejszej monografii. W pracy [296] zastosowano nieco inny podział tego zbioru – na metody parametryczne i metody nieparametryczne. Metody parametryczne to takie, które pozwalają jedynie wyznaczać pewne ogólne parametry lub charakterystyki powierzchni, np. średnie kwadratowe odchylenie nierówności. W metodach parametrycznych nie jest możliwe odwzorowanie profilu lub topografii powierzchni. Umożliwiają to natomiast metody nieparametryczne.

Jeżeli dokonany zostanie podział optycznych metod pomiaru i oceny nierówności powierzchni według którejkolwiek z wyżej podanych propozycji, to pozostaje problem dalszej klasyfikacji metod optycznych, w każdej z dwóch grup. I w tym przypadku w literaturze spotykane są różne sposoby klasyfikacji metod optycznych [272], [296], [21]. Nie zawsze jasne są kryteria, będące podstawą takiej klasyfikacji, chociaż niektóre nazwy metod pomiarowych są ogólnie przyjęte i używane dosyć powszechnie. Nazwy te pochodzą na ogół od zastosowanej techniki pomiarowej lub od wykorzystanego w pomiarach zjawiska fizycznego. Mówimy więc o metodzie interferencyjnej, polaryzacyjnej lub elipsometrycznej, o metodzie przekroju świetlnego, o metodzie plamkowej itp. W celu sprecyzowania zasady pomiaru, która wykorzystywana jest w danej metodzie optycznej, warto jest zawsze postawić pytanie: jakie parametry fali świetlnej ulegają zmianie, na skutek odbicia od powierzchni nierównej, i które z nich są potem mierzone? Parametrami tymi mogą być amplituda, natężenie, częstotliwość, faza, stan polaryzacji oraz kierunek propagacji fali. Poszczególne metody optyczne, przedstawiono w dalszej części niniejszej pracy. Dokonując ich opisu starano się także udzielić odpowiedzi na wcześniej postawione pytanie. Pozwoli to lepiej zorientować się w fizycznych podstawach danej metody.

## 2.2.1. Optyczne metody profilometryczne

### 2.2.1.1. Metody przekroju świetlnego

Optyczne metody profilometryczne polegają na wykorzystaniu zjawisk optycznych do wyznaczania zarysu nierówności powierzchni. Najwcześniej zastosowana została w tym celu metoda przekroju świetlnego. Polega ona na projekcji na powierzchnię mierzoną, pod odpowiednim kątem, prostoliniowego obiektu, najczęściej szczeliny lub linii. Powierzchnia nierówna zmienia przestrzenny rozkład natężenia światła w obrazie obiektu, tworzonym na powierzchni. Obraz ten, zdeformowany przez nierówności powierzchni, obserwowany jest za pomocą mikroskopu. Deformacja obrazu na powierzchni jest proporcjonalna do wysokości zarysu nierówności w danym punkcie. W tej

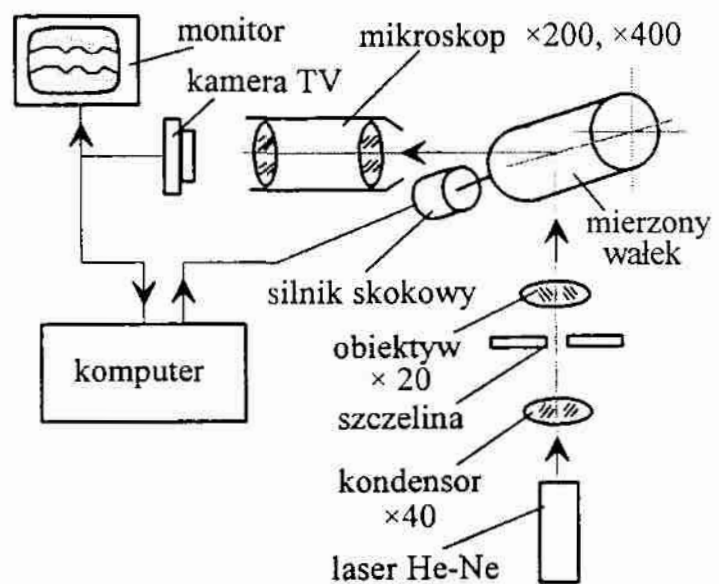


metodzie wykorzystuje się zasady optyki geometrycznej oraz prostą analizę trygonometryczną, co pozwala wyznaczać wysokość i odstęp nierówności.

Metoda przekroju świetlnego opracowana została w pierwszej połowie XX wieku. Jej powstanie i rozwój są ściśle związane z pracami G. Schmaltza [291] i W. P. Linnika [176]. Realizowano ją w różnych modyfikacjach. Obszerny opis metody oraz przyrządów pomiarowych służących do jej realizacji zawarto w pracy A. Sadowskiego [283]. W referacie [284] – przedstawiającym stan prac w Polsce w zakresie metrologii powierzchni, na koniec lat sześćdziesiątych XX wieku – A. Sadowski opisał między innymi prace nad metodą przekroju świetlnego, prowadzone wcześniej w Instytucie Obróbki Skrawaniem w Krakowie przez W. Biernawskiego i w Politechnice Wrocławskiej przez Z. Bodnara.

Zakres pomiaru wysokości nierówności metodą przekroju świetlnego wynosi od około  $0,5 \mu\text{m}$  do kilkudziesięciu mikrometrów i zależy głównie od powiększenia i apertury obiektywu mikroskopu. Mimo stosunkowo dużego zakresu pomiarowego metoda przekroju świetlnego, w swej pierwotnej postaci, ma dzisiaj niewielkie znaczenia praktyczne. Związane jest to z faktem, że analiza profilu, przy wizualnej obserwacji obrazu powierzchni w okularze mikroskopu, jest długotrwała i umożliwia wyznaczenie niewielu parametrów nierówności powierzchni. Zastosowanie komputerów do automatycznej, cyfrowej analizy obrazów, wywołało ponowne zainteresowanie tą metodą. Pojawiły się prace zmierzające do wykorzystania metody przekroju świetlnego w układach kontroli aktywnej [333], [286] i w pomiarach stereometrycznych [354].

Na rys. 4 pokazano schemat układu, użytego przez H. Sato i M. O-hori [286], do stereometrycznej analizy chropowatości powierzchni. Kamera TV połączona jest z komputerem. Rejestruje on kolejne profile powierzchni podczas ruchu przedmiotu. Układ pozwala na wyznaczanie map warstwicznych i obrazów izometrycznych badanej powierzchni oraz umożliwia dokonywanie dwuwymiarowej analizy Fouriera nierówności powierzchni. Dzięki zarejestrowaniu sekwencji profili w wielu kolejnych przekrojach, metoda przekroju świetlnego – podobnie jak inne metody profilometryczne w takim przypadku – staje się metodą analizy powierzchniowej.



Rys. 4. Schemat układu wykorzystującego metodę przekroju świetlnego

Fig. 4. Schematic diagram of measuring system used light sectioning method

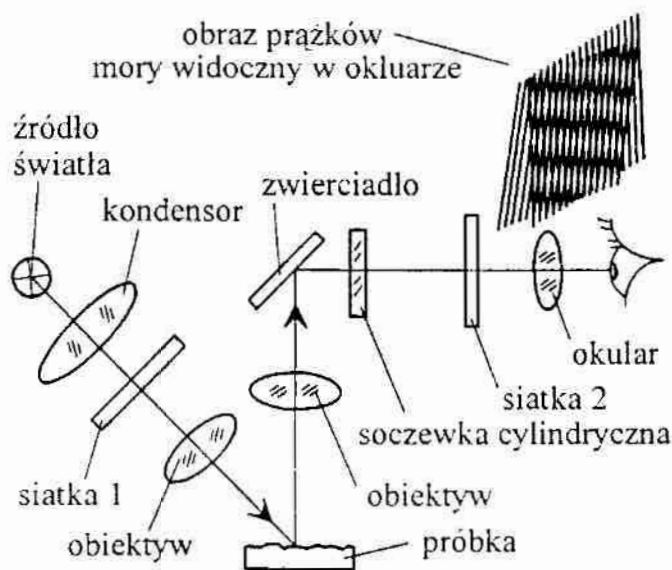


### 2.2.1.2. Metody mory

Metody mory są stosowane w badaniach różnorodnych wielkości. Polegają one na optycznej superpozycji odpowiednio zorientowanych dwóch struktur okresowych, w wyniku czego tworzą się prążki nazywane prążkami mory. Nazwa zjawiska mory (*moiré*) pochodzi z Francji i oznacza jedwabną lub wełnianą tkaninę o falistym, zmieniającym się deseni. W badaniach nierówności powierzchni najczęściej stosuje się metodę mory cieniowej oraz metodę mory projekcyjnej [62], [146].

Metoda mory cieniowej polega na oświetleniu siatki, umieszczonej nad powierzchnią mierzoną, i obserwacji przez tę samą siatkę, zacienionych obszarów powierzchni. W rezultacie widoczne są prążki mory zdeformowane odpowiednio do kształtu i wysokości mierzonych nierówności. W metodzie mory projekcyjnej na powierzchnię mierzoną rzutowany jest, pod odpowiednim kątem, obraz siatki zawierającej prostoliniowe kreski. Obraz kresek siatki, zdeformowany przez nierówności powierzchni, obserwowany jest za pomocą mikroskopu. W płaszczyźnie ogniskowej okularu mikroskopu ustawiona jest podobna siatka, przy czym jej podziałka jest równa odległości między kreskami w obrazie siatki rzutowanej na powierzchnię. W okularze mikroskopu obserwowane są prążki mory, odwzorowujące nierówności powierzchni. Podobnie jak w metodzie przekroju świetlnego, powierzchnia nierówna zmienia przestrzenny rozkład natężenia światła w obrazie obiektu, tworzonym na powierzchni. Różne warianty tej metody opisano w pracach [78] i [348].

Na rys. 5 pokazano schemat mikroskopu, przedstawionego w pracy [78]. Wykorzystano w nim metodę mory projekcyjnej. Według podobnego schematu



Rys. 5. Schemat mikroskopu z wykorzystaniem metody mory projekcyjnej

Fig. 5. Schematic diagram of the projection-moiré microscope

zbudowano w Rosji mikroskop oznaczony symbolem ORIM-1 (*Odno-ob'ektivnyj Rastrovyj Izmeritelnyj Mikroskop*). Mikroskop ten wyposażony jest w wymienne siatki z podziałką 0,2 mm, 0,1 mm i 0,05 mm oraz wymienne obiektywy. W celu polepszenia kontrastu prążków mory, siatka umieszczona przed okularzem może być pobudzana do drgań okresowych za pomocą odpowiedniego układu wibracyjnego. Tą metodą można mierzyć nierówności powierzchni o wysokościach od około 0,1  $\mu\text{m}$  do ponad 40  $\mu\text{m}$ .

W Polsce techniki mory, w tym metoda mory projekcyjnej, są rozwijane przez K. Patorskiego w Instytucie Mikromechaniki i Fotoniki Politechniki Warszawskiej [251], [253]. Opracowano tam kilka systemów, służących do analizy obrazów prążkowych, rejestrowanych za pomocą kamery TV, sprzężonej z komputerem. Do automatycznej analizy obrazów prążkowych systemy te wykorzystują między innymi uniwersalną technikę dyskretnej zmiany fazy, opisaną w pracach M. Kujawińskiej [159], [160]. Technika ta pozwala na otrzymywanie izometrycznych obrazów oraz map warstwicznych powierzchni.

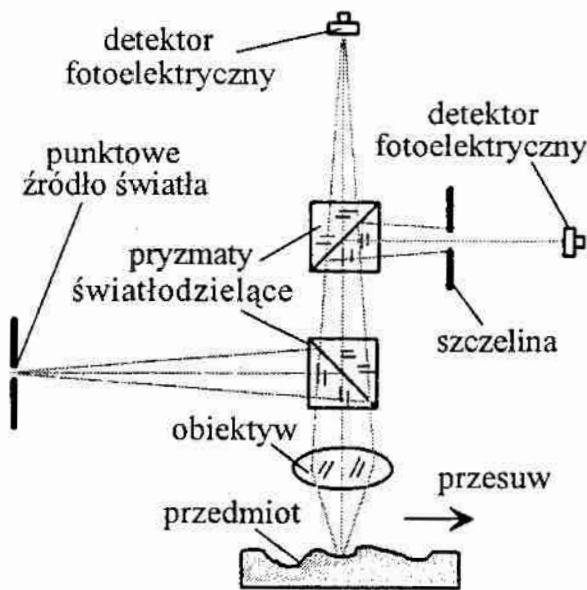
### 2.2.1.3. Penetracja powierzchni ogniskiem świetlnym

Ważną grupę optycznych metod profilometrycznych stanowią metody polegające na penetracji powierzchni zogniskowaną wiązką światła. Są one podobne do metody stykowej, z tą różnicą, że diamentowe ostrze zastąpione jest wiązką światła skupianą za pomocą obiektywu. Średnica przewężenia zogniskowanej wiązki wynosi około  $1 \mu\text{m}$ . Światło odbite od powierzchni powraca przez obiektyw i jest kierowane na detektory fotoelektryczne połączone z elektronicznym układem analizującym. W metodach profilometrii optycznej, wykorzystującej penetrację powierzchni zogniskowaną wiązką światła, śledzone jest położenie ogniska energetycznego fali świetlnej względem powierzchni. Metody te są szczególnie przydatne w pomiarach powierzchni bardzo gładkich i nie nadają się do pomiarów powierzchni silnie rozpraszających światło. Szczegółowego przeglądu i klasyfikacji metod pomiaru chropowatości, polegających na penetracji powierzchni zogniskowaną wiązką światła, dokonali M. Dobosz i E. Ratajczyk w pracy [75].

Ze względu na sposób realizacji pomiaru można wyróżnić wśród omawianych metod dwa warianty. Pierwszy z nich polega na zachowaniu stałej odległości między obiektywem ogniskującym wiązkę a bazą, względem której dokonywany jest pomiar. Metody pomiarowe spełniające ten warunek nazywane są metodami rozogniskowania [238] lub przeogniskowania [75]. W metodach tych położenie ogniska energetycznego oceniane jest na ogół na podstawie analizy rozkładu natężenia światła w obrazie plamki świetlnej, widocznej na badanej powierzchni, oraz na podstawie kształtu i położenia obrazu tej plamki. W drugim wariantcie, odległość między obiektywem a bazą zmienia się podczas pomiaru. Zmiany tej odległości są mierzone za pomocą oddzielnego układu pomiarowego. Pozwala to, w połączeniu z analizą rozogniskowania, śledzić przy jakich zmianach tej odległości światło jest zogniskowane na powierzchni. Metody należące do tej grupy, nazywane są metodami koincydencji [238].

Metody rozogniskowania przedstawiono między innymi w pracach [288] oraz [220], gdzie zaproponowano podobny schemat profilometru optycznego.

Został on pokazany na rys. 6. Jego zakres pomiarowy zależy głównie od średnicy zogniskowanej wiązki i wynosi około  $20 \mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej lepszej niż  $0,1 \mu\text{m}$ . W pracy [267] opisano profilometr działający na



Rys. 6. Schemat profilometru optycznego mierzącego metodą rozogniskowania

Fig. 6. Schematic diagram of the optical profiler using the defect of focus technique

zasadzie rozogniskowania, w którym wykorzystano poprzeczną aberrację chromaticzną obiektywu. Pełny zakres pomiarowy profilometru wynosi  $500 \mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej  $0,5 \mu\text{m}$  oraz rozdzielczości poprzecznej  $20 \mu\text{m}$ .

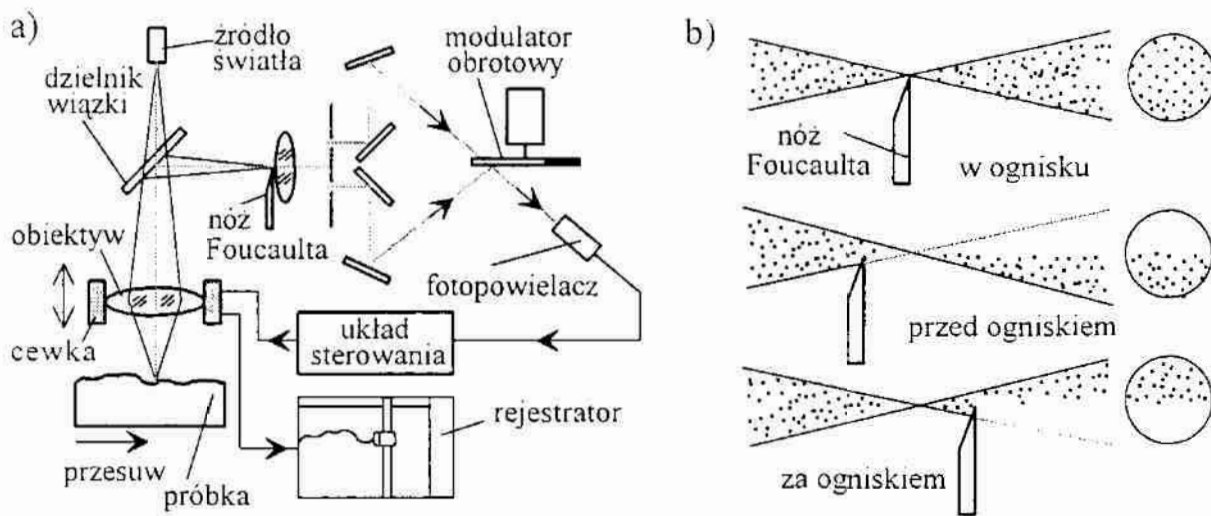
K. Mitsui w pracy [223] przedstawił różne optyczne sposoby kontroli chropowatości powierzchni podczas obróbki przedmiotów. Rozpatrzył on cztery warianty oceny chropowatości powierzchni metodami rozogniskowania. W pierwszym z nich rozogniskowanie mierzy się wykorzystując astygmatyzm obiektywu. W tym celu między obiektywem i fotodiodą kwadrantową, służącą do oceny eliptyczności obrazu plamki zogniskowanej na powierzchni mierzonej, umieszczona jest soczewka

cylicyryczna. Drugi wariant do pomiaru rozogniskowania wykorzystuje zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia światła w pryzmacie ustawionym za obiektywem. Jest on stosowany do kontroli nierówności powierzchni dysków optycznych Trzeci sposób pomiaru rozogniskowania polega na zastosowaniu metody Foucaulta. W ognisku obrazowym obiektywu umieszczona jest krawędź pryzmatu, który rozdziela wiązkę na dwie części, kierując je na symetrycznie ustawione detektory fotoelektryczne. Czwarty sposób polega na ocenie symetrii obrazu zogniskowanej, przyosiowej wiązki światła, padającej ukośnie względem osi optycznej obiektywu. Badania pozwoliły pozytywnie ocenić przydatność pierwszych dwóch sposobów pomiaru.

Ideę pomiaru profilu powierzchni metodą koincydencji, z zastosowaniem obiektywu śledzącego nierówności powierzchni, przedstawiła O. Dupuy w pracy [79]. Przemieszczenia obiektywu w opisanym układzie realizowano za pomocą serwomechanizmu. Był on sterowany sygnałem z fotopowielacza analizującego obraz wiązki światła, którą ogniskowano na poruszającej się powierzchni mierzonej. Rejestrowane przemieszczenia obiektywu pokazywały odpowiednio powiększony zarys powierzchni. W układzie detekcyjnym zastosowano nóż Foucaulta, umieszczony w ognisku obrazowym obiektywu.



Na rys. 7 pokazano schemat profilometru oraz zasadę działania noża Foucaulta podczas określania koincydencji ogniska i powierzchni mierzonej.

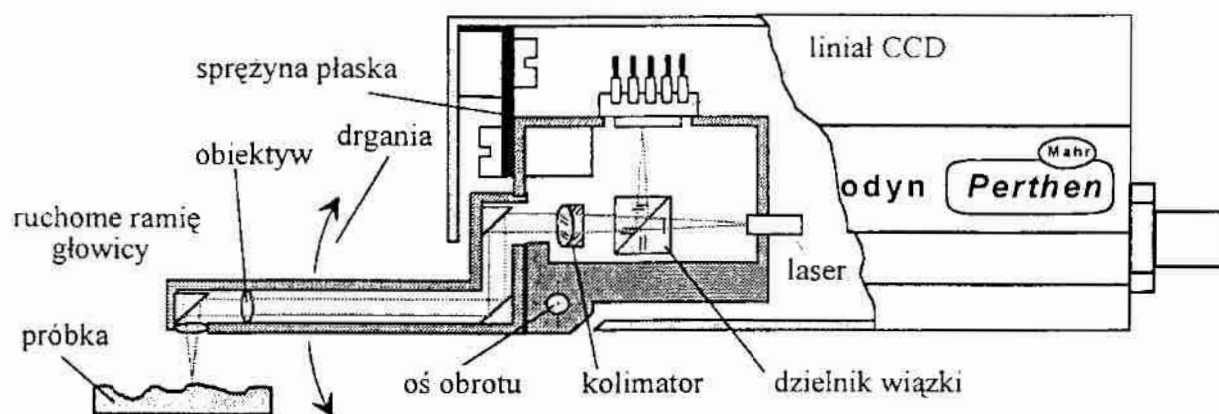


Rys. 7. Profilometr optyczny wykorzystujący metodę koincydencji: a) schemat, b) zasada działania noża Foucaulta

Fig. 7. Optical profilometer using of the coincidence method: a) schematic diagram, b) principle of the Foucault knife

W późniejszych konstrukcjach profilometrów optycznych, opartych na metodzie koincydencji, obiektyw – lub rzadziej powierzchnia mierzona – wykonuje drgania wzdłuż osi optycznej. Rozwiązanie z drgającym obiektywem zastosowali F. T. Arcelli, D. Bertani i S. Ciliberto [7]. Układ z mikroskopem konfokalnym i oscylującą powierzchnią, zaproponowany został w pracy [112] przez D. K. Hamiltona i T. Wilsona. Wielkością mierzona jest położenie obiektywu lub drgającej powierzchni, w chwili koincydencji ogniska z powierzchnią. Uzyskano w ten sposób zakres pomiarowy do  $50\ \mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej wynoszącej  $0,1\ \mu\text{m}$ . Dalsze zwiększenie zakresu pomiarowego, nawet do kilku milimetrów, umożliwił pomysł wprowadzenia sprzężenia zwrotnego i dodatkowego elementu pomiarowego w układzie pozycjonowania badanej próbki. Został on zaproponowany przez Y. Fainmana, E. Lenza i J. Shamira w pracy [85]. Połączenie zalet metody koincydencyjnej oraz metody rozogniskowania zrealizowano w stanowisku zbudowanym przez M. Dobosza [72], [76]. Stanowisko to, wyposażone w interferometr do pomiaru położenia obiektywu, pozwoliło na uzyskanie rozdzielczości pionowej  $2\ \text{nm}$  oraz  $0,1\ \mu\text{m}$ , odpowiednio w zakresach pomiarowych do  $1\ \mu\text{m}$  i do  $10\ \text{mm}$ .

Na świecie kilka firm podjęło seryjną produkcję profilometrów optycznych, których działanie oparte jest na metodzie koincydencji. Niemiecka firma Mahr-Perthen wraz z firmą Rodenstock opracowała optyczną głowicę Focodyn. Jest ona przeznaczona do profilometrów stykowych, posiadających wewnętrzną bazę pomiarową, produkowanych przez firmę Mahr-Perthen. Zakres pracy



Rys. 8. Schemat głowicy optycznej Focodyn firmy Mahr-Perthen

Fig. 8. Schematic diagram of the optical head Focodyn by Mahr-Perthen

głowicy wynosi  $\pm 250 \mu\text{m}$ , zaś zakres pomiarowy i rozdzielczość zależą od zastosowanego profilometru stykowego. Na rys. 8 pokazano schemat tej głowicy. Firma Rodenstock produkuje także uniwersalną głowicę optyczną, nazwaną Laser Stylus RM 600, którą można wykorzystać do pomiarów nierówności powierzchni w zakresach  $\pm 300 \mu\text{m}$ ,  $\pm 30 \mu\text{m}$  i  $\pm 3 \mu\text{m}$ , z rozdzielczością pionową wynoszącą odpowiednio  $0,2 \mu\text{m}$ ,  $0,02 \mu\text{m}$  i  $2 \text{nm}$ . Podobny system optyczny, oznaczony symbolem UB 16, oferuje firma Ulrich Breitmeier Messtechnik [40]. System ten ma większy zakres pomiarowy niż Laser Stylus RM 600, lecz niższą rozdzielczość.

#### 2.2.1.4. Profilometry interferencyjne

Spośród optycznych metod profilometrycznych najbardziej dokładnymi są metody mikroskopii interferencyjnej, szeroko opisane w fundamentalnych pracach M. Pluty [260], [262] i [264]. Interferencyjne pomiary nierówności powierzchni polegają na analizie rozkładu fazy fali świetlnej na powierzchni mierzonej. Próby zastosowania interferencji światła do pomiarów mikroobiektów podjęto ponad 100 lat temu. Powstanie pierwszych przyrządów interferencyjnych, przeznaczonych do pomiarów nierówności powierzchni, jest związane z pracami W. P. Linnika [175]. Mikroskopy interferencyjne i mikrointerferometry pozwalają na ogół na jednoczesną obserwację obrazu powierzchni i prążków interferencyjnych, których kształt zależy od sposobu oświetlenia, układu optycznego oraz od wymiarów i postaci nierówności powierzchni. Wizualna ocena zniekształcenia prążków interferencyjnych, pozwalająca wyznaczyć cechy geometryczne profilu powierzchni, jest jednak dosyć żmudna. Dlatego też w nowoczesnych metodach mikroskopii interferencyjnej dąży się do zautomatyzowania analizy interferencyjnego sygnału pomiarowego. Niektóre z tych metod zostały przedstawione w pracach E. Ratajczyka i M. Dobosza [272] oraz I. Sherringtona [296].

Obrazy interferencyjne, obserwowane w klasycznych metodach mikroskopii interferencyjnej, często zawierają informacje o całym obserwowanym polu badanej powierzchni. W takich przypadkach metody te można zaliczyć do metod analizy powierzchniowej. Będą one krótko omówione w p 2.2.2.1. Niżej zostaną przedstawione tylko te metody interferencyjne, które umożliwiają profilometryczną analizę powierzchni.

Dążenie do dokładnych i szybkich pomiarów profilu nierówności powierzchni skłania wielu badaczy do poszukiwania nowych sposobów wykorzystania zjawiska interferencji fal świetlnych. Powinny one zapewnić wysoką dokładność pomiarów, oraz umożliwić komputerowe przetwarzanie sygnału pomiarowego. Jednym ze sposobów zwiększenia dokładności interferencyjnych pomiarów profilu powierzchni było zastosowanie metody prążków równego rzędu chromatycznego, nazywanej w języku angielskim metodą FECO (*fringes of equal chromatic order*). Metoda ta opracowana przez S. Tolansky'ego [326], polega na rozszczepieniu i analizie, za pomocą aparatury spektralnej, wąskiego wycinka polichromatycznego obrazu interferencyjnego. Może być ona zrealizowana w interferometrach dwupromieniowych i wielopromieniowych.

W pracy [120] I. J. Hodgkinson opisał metodę FECO zastosowaną w układzie interferometru Fabry'ego-Pérot. Podobny układ, wykorzystujący mikrointerferometr wielopromieniowy typu MII-11 oraz spektrograf typu STE-1 przedstawili L. S. Cesnek, O. V. Sorokin i A. A. Zolotuchin w pracy [47]. W układzie interferometru dwupromieniowego metoda FECO została zrealizowana w mikroprofilometrze typu MII-12 [78], [47], który wyposażono w specjalny obiektyw interferencyjny. Metoda FECO ma szereg zalet, w porównaniu z klasycznymi metodami interferencyjnymi. Zalicza się do nich jednorodny kształt prążków w obrazie interferencyjnym, bardzo wysoką czułość, łatwość interpretacji obrazu interferencyjnego. Podstawowymi wadami tej metody są niskie natężenie oświetlenia w polu widzenia, oraz stosunkowo długi czas analizy obrazu interferencyjnego. Zniekształcenie prążków mierzone jest, przy obserwacji wizualnej, za pomocą okularu mikrometrycznego, zaś przy fotograficznej rejestracji interferogramu – metodami densytometrycznymi.

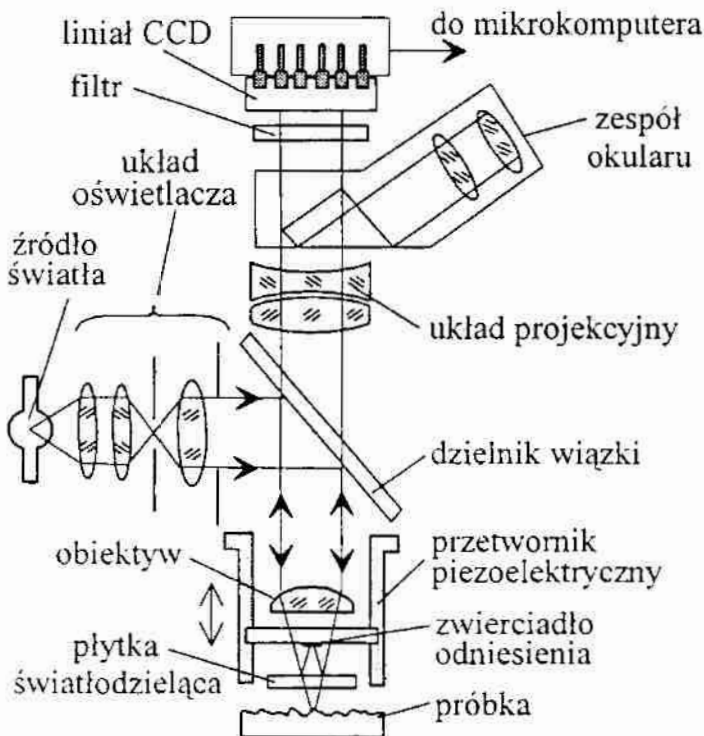
Znacznie szybciej dokonywana jest analiza interferogramów w skanujących interferometrach FECO. Sposób ten zaproponowała J. M. Bennett w pracy [22]. Obraz interferencyjny w interferometrze skanującym, rejestrowany jest przez kamerę TV połączoną z komputerem. Analiza komputerowa umożliwia wyznaczenie statystycznych parametrów i funkcji profilu powierzchni. Zakres pomiarowy interferometrów FECO jest niestety niewielki i nie przekracza na ogół długości fali światła użytego w pomiarach. Rozdzielczość zależy od konstrukcji interferometru i w kierunku pionowym osiąga wartość 0,1 nm, zaś w kierunku poprzecznym wynosi około 2  $\mu\text{m}$  [22].



W celu automatyzacji procesu pomiarowego, w niektórych mikroskopach interferencyjnych, przeznaczonych do pomiaru nierówności powierzchni, stosowana jest wewnętrzna modulacja fazy. Interferometry z wewnętrzną modulacją fazy, nazywane są także interferometrami prądu zmiennego lub AC interferometrami (*alternating current interferometer*) [272]. Amerykańska firma WYKO od szeregu lat produkuje urządzenia przeznaczone do optycznych pomiarów profilu powierzchni, w których podstawowym zespołem jest AC interferometr. Zasadę działania profilometrów tej firmy, takich np. jak WYKO TOPO 2D, opisano w pracach B. Bhushana, J. C. Wyanta, C. L. Koliopoulosa [23], J. M. Bennett [20], J. M. Bennett i L. Mattssona [21]. W przyrządach tych wewnętrzna modulacja fazy może być dokonywana w układzie interferometru Michelsona, Mirau lub Linnika, za pomocą oscylacji zwierciadła odniesienia wzdłuż osi optycznej. Na rys. 9 pokazano schemat profilometru optycznego firmy WYKO z interferometrem Mirau.

Oscylacje zwierciadła odniesienia, realizowane za pomocą przetwornika piezoelektrycznego, powodują okresowe drgania obrazu interferencyjnego, względem nieruchomego detektora fotoelektrycznego CCD (*charge coupled devices*). Podczas jednego okresu oscylacji detektor dokonuje czterech odczytów. Detektorem jest 1024-elementowy liniał CCD połączony z mikrokomputerem. Sygnał z liniału CCD, po przeprowadzeniu analizy, pozwala wyznaczyć profil powierzchni. Na tej podstawie mogą być obliczone odpowiednie

parametry, a także funkcje rozkładu wysokości rzędnych oraz kątów pochylenia profilu, funkcja autokorelacji i funkcja gęstości widmowej mocy profilu. Zakres pomiarowy przyrządu WYKO TOPO 2D, wynosi od 0,1 nm do 15  $\mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej lepszej niż 0,1 nm i rozdzielczości poprzecznej 0,5  $\mu\text{m}$ . Rozszerzenie zakresu pomiarowego do 15  $\mu\text{m}$  umożliwiły algorytmy pomiaru fazy, stosowane oddzielnie do kilku długości fali światła.



Rys. 9. Schemat profilometru optycznego z interferometrem Mirau

Fig. 9. Schematic of the optical profilometer with Mirau interferometer

Inny rodzaj profilometru optycznego, z interferometrem birefrakcyjnym, zbudowano w National Physical Laboratory w Wielkiej Brytanii. Został on krótko opisany

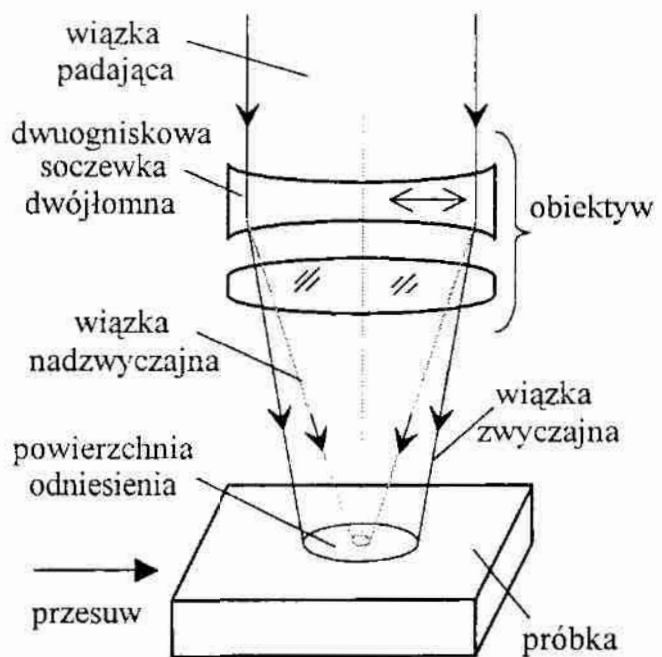


w pracy [338], a szerzej przedstawiony przez M. J. Downsa, W. H. McGiverná i J. H. Fergusona w pracy [77]. W przyrządzie tym, nazwanym Surface Profile Interferometer, inaczej niż w poprzednio opisanej konstrukcji, powierzchnią odniesienia jest powierzchnia próbki.

Na rys. 10 pokazano schemat ilustrujący zasadę działania tego przyrządu.

Dwuogniskowy obiektyw tego profilometru, zawierający soczewkę dwójłomną, ogniskuje na powierzchni mierzonej próbki składową zwyczajną. Średnica zogniskowanej plamki wynosi około  $1\ \mu\text{m}$ . Składowa nadzwyczajna oświetla większy obszar powierzchni o średnicy około  $10\ \mu\text{m}$ , stanowiący powierzchnię odniesienia. Obie składowe, po odbiciu od powierzchni mierzonej, powracają przez obiektyw. Po doprowadzeniu do interferencji, określana jest różnica faz obu składowych. Na tej podstawie, podczas ruchu powierzchni mierzonej, wyznaczana jest wysokość nierówności powierzchni w miejscach zogniskowania plamki, względem średniej wysokości nierówności na powierzchni odniesienia. Nasuwa się tu skojarzenie, że tak wybrana powierzchnia odniesienia powoduje filtrację niskoczęstotliwościowych składowych harmonicznych profilu nierówności powierzchni, analogicznie jak czyni to ślizgacz w profilometrach stykowych. Zakres pomiarowy opisanego profilometru interferencyjnego wynosi około  $1\ \mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej lepszej niż  $0,1\ \text{nm}$  i rozdzielczości poprzecznej około  $10\ \mu\text{m}$ .

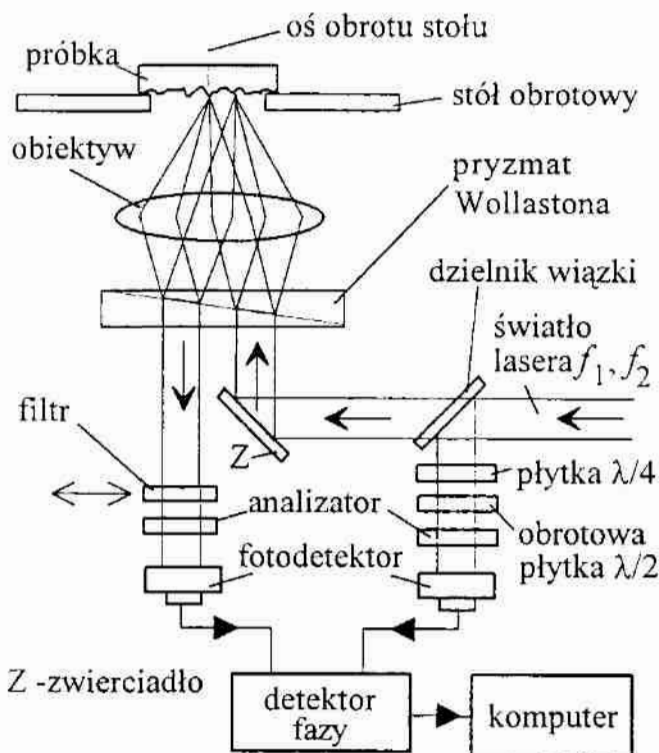
W profilometrach optycznych, wykorzystujących metody mikroskopii interferencyjnej, oprócz interferometrów z wewnętrzną modulacją fazy, stosowane są także fazoczułe interferometry heterodynowe. Zjawisko heterodynowania, opisane między innymi w pracy E. Ratajczyka i M. Dobosza [271], polega na doprowadzeniu do interferencji dwóch fal spójnych, o różnych częstotliwościach, i uzyskaniu zmiennego w czasie sygnału interferencyjnego, którego częstotliwość równa jest różnicy częstotliwości interferujących fal. Źródłami światła stosowanymi w interferometrach heterodynowych są lasery. Najczęściej dwie interferujące fale świetlne, o niewielkiej różnicy częstotliwości, otrzymuje się z jednego lasera, np. za pomocą



Rys. 10. Zasada działania profilometru z interferometrem birefrakcyjnym  
Fig. 10. Principle of the profiler with bi-refrangent interferometer

dyfrakcji światła laserowego na biegnących falach ultradźwiękowych, generowanych przez modulatory akustooptyczne. Innym sposobem uzyskania dwóch fal spójnych, o różnych częstotliwościach, jest rozszczepienie poziomów energetycznych atomów i cząsteczek, w ośrodku czynnym lasera, w wyniku działania zewnętrznego pola magnetycznego (zjawisko Zeemana) lub elektrycznego (zjawisko Starka).

Przykładem profilometrów optycznych, wykorzystujących zjawisko heterodynowania fal świetlnych, są przyrządy opisane w pracach [304], [172] oraz przyrząd o nazwie Zygo Heterodyne Profiler Model 5500, produkowany przez amerykańską firmę Zygo Corporation. Ma on podobną budowę jak



Rys. 11. Zasada pracy profilometru heterodynowego

Fig. 11. Principle of the heterodyne optical profiler

powracają do obiektywu, przechodzą przez pryzmat Wollastona i następnie interferują ze sobą. Fotelektryczna detekcja sygnału i jego analiza pozwalają wyznaczyć profil powierzchni w 1024 punktach, a także odpowiednie parametry i funkcje statystyczne tego profilu. Zakres pomiarowy profilometru wynosi  $3\ \mu\text{m}$ , rozdzielczość poprzeczna około  $2\ \mu\text{m}$ , zaś rozdzielczość pionowa jest lepsza niż  $0,1\ \text{nm}$ . Dzięki zlokalizowaniu powierzchni odniesienia na badanej próbce przyrząd jest mało wrażliwy na zakłócenia spowodowane drganiami. W niektórych zastosowaniach profilometru, pewną niedogodnością może być to, że profil powierzchni wyznaczany jest po okręgu.

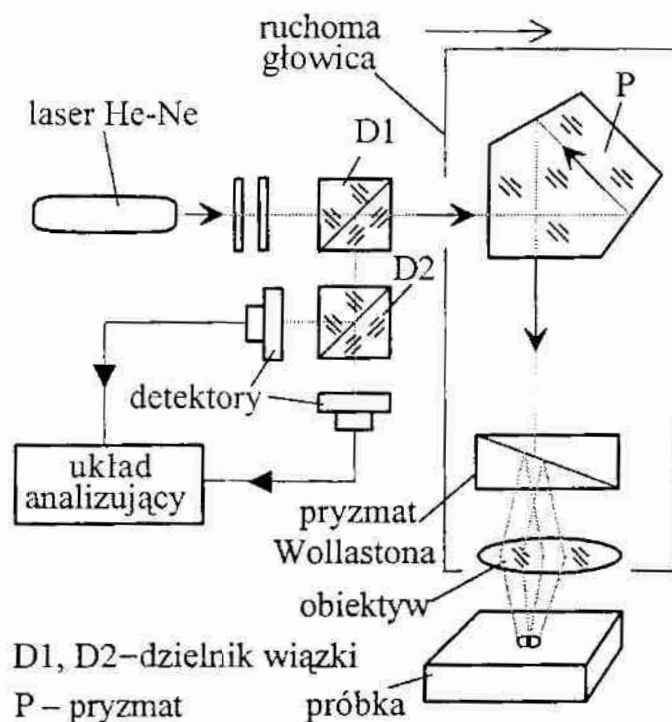
profilometr G. E. Sommargrena [304].

W urządzeniu tym laser, na skutek zjawiska Zeemana, emituje dwie spójne fale, o różnych częstotliwościach  $f_1$  i  $f_2$ , spolaryzowane ortogonalnie. Obie fale, po przejściu przez pryzmat dwójłomny Wollastona, są skupiane za pomocą obiektywu na powierzchni mierzonej, w postaci dwóch plamek o średnicy około  $2\ \mu\text{m}$ , tak jak pokazano to na rys. 11. Jedna wiązka zogniskowana jest na osi aerostatycznie łożyskowanego stołu obrotowego, na którym umieszczony jest przedmiot mierzony. Druga wiązka zogniskowana jest w odległości około  $160\ \mu\text{m}$  od tej osi. Wiązka ta podczas pełnego obrotu stołu opisuje na powierzchni okrąg o długości obwodu  $1\ \text{mm}$ . Obie wiązki po odbiciu od powierzchni mierzonej

Inną metodą wykorzystywaną w profilometrach optycznych jest kontrast interferencyjny różniczkowy, opracowany przez G. Nomarskiego [233]. Podstawy teoretyczne kontrastu interferencyjnego różniczkowego DIC (*differential interference contrast*) i praktyczne zastosowania tej metody w mikroskopii przedstawił M. Pluta w pracach [264], [260], [262].

Przykładem zastosowania w profilometrach optycznych kontrastu interferencyjnego różniczkowego może być przyrząd o nazwie Non-Contact Surface Profiler MP2000, skonstruowany przez amerykańską firmę Chapman Instruments. Zasadę działania tego profilometru opisali T. C. Bristow oraz K. Arackellian w pracy [36].

Schemat profilometru MP2000 pokazano na rys. 12. Światło z lasera He-Ne, po przejściu przez odpowiedni pryzmat Wollastona, ulega rozdzieleniu i jest skupiane, za pomocą obiektywu, w postaci dwóch plamek na powierzchni mierzonej. Średnica zogniskowanych plamek, podobnie jak odległość między nimi, zależy od zastosowanego obiektywu. Dla obiektywu o powiększeniu  $50\times$  wynosi ona około  $0,7\ \mu\text{m}$ . Odległość między plamkami, przy takim powiększeniu, jest równa  $0,3\ \mu\text{m}$ . Obie wiązki światła odbijają się od powierzchni mierzonej i interferują w układzie mikroskopu Nomarskiego. Po przejściu przez światłodzielną pryzmat polaryzacyjny D2, obie składowe, prostopadle spolaryzowane względem siebie, są kierowane na dwa detektory fotoelektryczne rejestrujące sygnał interferencyjny. W układzie elektronicznym, różnica sygnałów z obu detektorów jest dzielona przez ich sumę. Wyznaczony iloraz jest proporcjonalny do różnicy wysokości profilu lub do jego pochodnej. Całkowanie tego ilorazu, podczas przesuwu głowicy interferencyjnej względem próbki, pozwala wyznaczyć profil powierzchni. Warto zauważyć, że przyrząd ten, w odróżnieniu od poprzednio rozpatrzonych profilometrów interferencyjnych, nie wymaga powierzchni odniesienia. Jego zakres pomiarowy wynosi  $15\ \mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej  $0,1\ \text{nm}$ , zaś rozdzielczość poprzeczna równa jest  $0,8\ \mu\text{m}$ .



Rys.12. Schemat profilometru z interferencyjnym mikroskopem Nomarskiego  
Fig. 12. Schematic diagram of profiler with interference Nomarski microscope



W pracach G. Makoscha, B. Dellingera [213] oraz F. Laeriego i T. C. Stranda [162] opisano heterodynowe profilometry optyczne zbudowane w laboratoriach firmy IBM, z wykorzystaniem mikroskopu Orthoplan firmy Leitz, wyposażonego w urządzenie do realizacji kontrastu interferencyjnego różniczkowego DIC. W profilometrach tych, w celu wytworzenia spójnych fal o różnych częstotliwościach, promieniowanie z lasera He-Ne przepuszczane jest przez modulatory akustooptyczne. Działanie obu przyrządów oparte jest na połączeniu metody DIC i fazoczułej interferometrii heterodynowej. Mają one rozdzielczość podobną jak system MP2000 firmy Chapman Instruments.

Zastosowanie interferencyjnych profilometrów optycznych natrafia niekiedy na pewne ograniczenia. Można je stosować tylko wtedy, gdy kąt nachylenia stycznej do profilu powierzchni nie przekracza dopuszczalnych wartości, które zależą od konstrukcji profilometru i zawierają się w granicach od ułamków miliradiana do kilkuset miliradianów. Inne ograniczenie w zastosowaniu tych przyrządów, występuje przy pomiarach nierówności powierzchni materiałów niejednorodnych. Wynika ono z faktu, że odbiciu fali świetlnej od powierzchni towarzyszy skokowa zmiana fazy, której wartość zależy przede wszystkim od rodzaju materiału powierzchni odbijającej, polaryzacji i kąta padania fali na powierzchnię. W przypadku jednorodnego materiału powierzchni przedmiotu mierzonego, skokowa zmiana fazy, która jest jednakowa we wszystkich punktach badanej powierzchni, nie wpływa na wynik pomiaru. Zmiana ta może być kompensowana lub uwzględniana w procesie wyznaczania profilu powierzchni. Jeżeli jednak powierzchnia jest wykonana z materiału niejednorodnego, to lokalne różnice skokowej zmiany fazy będą błędnie interpretowane jako zmiany profilu powierzchni. Ze względu na te ograniczenia, profilometry interferencyjne stosowane są do pomiarów nierówności powierzchni supergładkich, wykonanych z jednorodnych materiałów. Są to głównie powierzchnie części optycznych, zwłaszcza pracujące w zakresie promieniowania widzialnego i ultrafioletu, oraz powierzchnie elementów elektronicznych, takie np. jak krzemowe podłoża układów scalonych.

### 2.2.2. Optyczne metody analizy powierzchniowej

Optyczne metody profilometryczne, dzięki pomiarom w wielu przekrojach, pozwalają uzyskać informacje o pewnym obszarze mierzonej powierzchni. Można je zatem zaliczyć, jak już wspomniano wcześniej, do optycznych metod analizy powierzchniowej. Przekształcenie metod profilometrycznych w metody analizy powierzchniowej wymaga zastosowania układu, pozwalającego odpowiednio przemieszczać głowicę przyrządu pomiarowego lub mierzonego przedmiot. Do tego celu wykorzystuje się najczęściej stoliki przedmiotowe,



realizujące przemieszczenia w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach, napędzane silnikami skokowymi lub przetwornikami piezoelektrycznymi. Pomiar profilometryczny, wykonany w wielu przekrojach za pomocą skomputeryzowanych systemów pomiarowych, pozwala wyznaczać mapy warstwowe, obrazy izometryczne oraz wiele innych geometrycznych charakterystyk badanej powierzchni. Spośród dużej grupy optycznych metod analizy powierzchniowej, poniżej zostaną krótko przedstawione metody interferencyjne, metody plamkowe i metody elipsometryczne. Metody rozpraszania światła, ze względu na tematykę niniejszej monografii, będą rozpatrzone szerzej w p. 2.6.

### 2.2.2.1. Metody interferencyjne

Powierzchniowa analiza nierówności powierzchni może być dokonana za pomocą mikrointerferometrów dwupromieniowych i wielopromieniowych oraz mikroskopów interferencyjno-polaryzacyjnych [262], [264]. Najprostszą metodą takiej analizy jest wizualna obserwacja obrazu mikroskopowego. Obserwacja taka bywa często uzupełniana pomiarami obrazu interferencyjnego. Na ogół mierzy się zniekształcenie prążków interferencyjnych, aby na tej podstawie ocenić wysokość nierówności powierzchni. Takie postępowanie, mimo swej prostoty, wymaga od obserwatora dokonującego pomiaru odpowiednich umiejętności, zwłaszcza w zakresie prawidłowej interpretacji obrazu interferencyjnego. Jest to metoda czasochłonna i często ogranicza się do oceny jakościowej lub do zmierzenia nierówności powierzchni w kilku punktach. Stąd też, w ostatnich kilkunastu latach obserwuje się dążenie do automatyzacji procesu analizy obrazów interferencyjnych. Automatyczna analiza obrazu skraca czas pomiarów interferencyjnych, zwiększa ich dokładność i pozwala uzyskać informacje o nierównościach na pewnym obszarze powierzchni.

Nadal jednak szereg metod mikroskopii interferencyjnej opiera się na wizualnej ocenie obrazu interferencyjnego. Ma to np. miejsce w klasycznych mikrointerferometrach dwupromieniowych i wielopromieniowych, takich jak mikrointerferometry Linnika MII-2, MII-4, MII-5, MII-15 i interferometr Fabry'ego-Pérola MII-11, które opisano w pracy [78], a także w wielu innych.

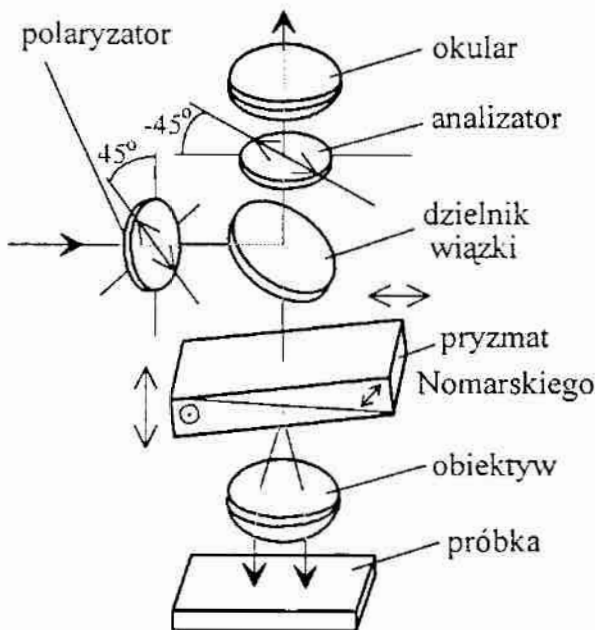
Czułość mikrointerferometrów dwupromieniowych jest na ogół niewielka, Utrudnia to pomiary nierówności mniejszych od 30 nm. Interferometry wielopromieniowe są bardziej czułe i pozwalają uzyskać rozdzielczość kilku nanometrów, ale powierzchnia badana musi mieć wysoki współczynnik odbicia światła. Jest to poważne ograniczenie w szerokim zastosowaniu interferometrii wielopromieniowej. Dlatego do oceny nierówności powierzchni najbardziej gładkich, wykonanych także ze szkła oraz krzemu, stosuje się często metodę kontrastu interferencyjnego różniczkowego DIC oraz jej modyfikacje [261].

Jak już wspomniano w p. 2.2.1.4 metodę DIC zaproponował G. Nomarski. Polega ona na interferencji dwóch fal świetlnych – odbitych od powierzchni mierzonej – uzyskanych w wyniku rozdzielenia fali pierwotnej za pomocą elementu dwójłomnego. Elementem dwójłomnym jest pryzmat Wollastona lub pryzmat Nomarskiego, umieszczony między dwoma odpowiednio zorientowanymi polaryzatorami. Nazwa *kontrast interferencyjny różniczkowy* pochodzi stąd, że różnica faz interferujących fal jest proporcjonalna do pochodnej różnicy drogi optycznej, wprowadzanej przez powierzchnię nierówną. Schemat mikroskopu Nomarskiego do badań w świetle odbitym pokazano na rys. 13.

Fale padające na powierzchnię są modulowane fazowo przez jej nierówność. Głębokość modulacji fal zależy przede wszystkim od wysokości nierówności badanej powierzchni. Rozdzielenie poprzeczne interferujących fal jest w przybliżeniu równe zdolności rozdzielczej obiektywu. W metodzie tej, szczególnie przedstawionej w pracach [173], [262], różnica drogi optycznej  $\Delta s(x)$  między falami w obrazie interferencyjnym jest proporcjonalna do poprzecznego rozdzielenia  $r$  i do pochodnej różnicy drogi optycznej  $s(x)$  w odpowiednim punkcie  $x$  powierzchni przedmiotu mierzonego:

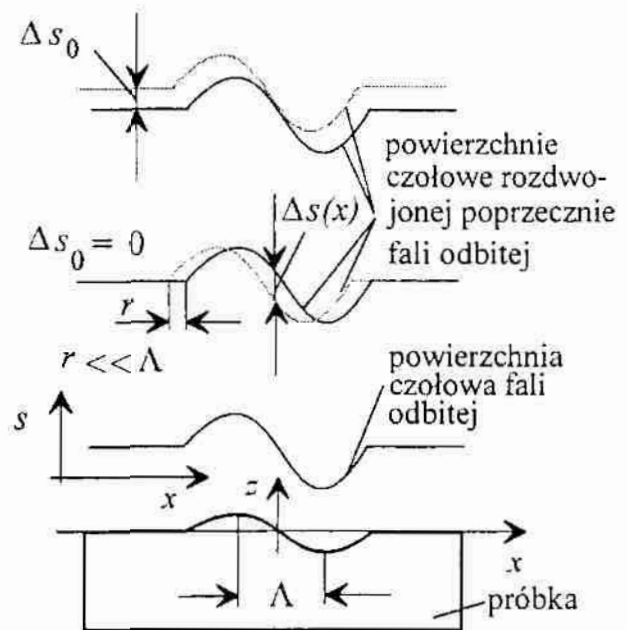
$$\Delta s(x) = \Delta s_0 + r \frac{ds(x)}{dx} . \quad (1)$$

W równaniu (1) symbolem  $\Delta s_0$  oznaczono różnicę drogi optycznej w kierunku propagacji fal, która występuje w całym polu widzenia mikroskopu. Różnica ta, pokazana na rys. 14, może być równa zero lub zmieniać się w czasie pomiaru.



Rys. 13. Schemat mikroskopu Nomarskiego do badań w świetle odbitym

Fig. 13. Schematic diagram of a reflecting Nomarski microscope



Rys. 14. Zasada pomiaru nierówności metodą DIC

Fig. 14. Principle of surface roughness measuring by DIC

Metoda DIC jest dosyć rozpowszechniona i chętnie stosowana do badania różnorodnych obiektów. Firmy produkujące mikroskopy optyczne – takie np. jak Leitz, Zeiss i inne – wytwarzają również wyposażenie do pomiarów metodą DIC w świetle przechodzącym i odbitym. Metodę tę, dzięki jej wysokiej czułości, zaczęto stosować w badaniach powierzchni bardzo gładkich [21].

Modyfikacją metody DIC jest metoda opracowana przez M. Plutę [264], którą wdrożono w mikroskopach MPI-5, Biolar PI oraz Biolar PI dia + epi, produkowanych przez Polskie Zakłady Optyczne w Warszawie. Metoda ta, nazwana kontrastem interferencyjnym różniczkowym zmiennym i oznaczana symbolem DICV (*differential interference contrast variable*), różni się od metody DIC Nomarskiego tym, że wartość i kierunek poprzecznego rozdwojenia  $r$  interferujących fal świetlnych, występującego w równaniu (1), są zmienne. Jest to szczególnie pożyteczne wtedy, gdy zachodzi potrzeba oceny nierówności o niewielkich wysokościach i dużym odstępem, zwłaszcza przy badaniu nierówności powierzchni o strukturze okresowej. Metoda ta szerzej, została przedstawiona między innymi w pracach [260], [261], [262], [264]. Podobnie jak metoda DIC jest ona przede wszystkim metodą oceny jakościowej nierówności powierzchni. W niektórych zastosowaniach obu metod, zwłaszcza w przemyśle optycznym i elektronicznym, wystarczające jest jakościowe porównanie rodzaju i postaci nierówności, w stosunku do nierówności powierzchni wzorcowych. Ilościowej oceny nierówności metodami DIC i DICV dokonuje się na ogół w sposób szacunkowy. Prace D. L. Lessora, J. S. Hartmana i R. L. Gordona [173], [115], S. N. Jabra [127], A. D. Bankheada [13], a także M. Sochackiej i L. R. Starońskiego [302], wskazują na możliwość dokładnej, ilościowej oceny topografii powierzchni tymi metodami.

W wielu odmianach metod interferencyjnych obrazy interferencyjne, uzyskane w wyniku interferencji prążkowej lub jednorodnej, otrzymuje się w określonym polu powierzchni. W metodach tych pomiar nierówności może być ułatwiony, gdyż nie ma tu konieczności przemieszczania przedmiotu mierzonego lub przyrządu pomiarowego. Trudność natomiast polega na tym, że w celu wyznaczenia przestrzennego kształtu nierówności powierzchni, należy przetworzyć, w dostatecznie krótkim czasie i w skomplikowany sposób, całą informację zawartą w jednym lub w kilku obrazach interferencyjnych.

Realizacja tego zadania stała się możliwa dzięki postępowi w budowie matrycowych detektorów fotoelektrycznych, komputerów i rozwojowi oprogramowania. Opracowano liczne sposoby i algorytmy przetwarzania interferogramów. Niektóre z nich rozpatrzono w pracach K. Creath [61], H. P. Stahla [308], W. Tischera [325] i M. Kujawińskiej [159], [160], [161]. W Polsce, od wielu lat prace z zakresu pomiarów interferencyjnych oraz analizy obrazów prążkowych i interferogramów prowadzi Instytut Mikromechaniki i Fotoniki Politechniki



Warszawskiej (IMiFPW). Obejmują one szeroki obszar badań i zastosowań praktycznych. Wyniki tych prac są także wykorzystywane w pomiarach nierówności i kształtu powierzchni. Świadectwem tego są liczne publikacje R. Jóźwickiego, M. Kujawińskiej, K. Patorskiego, L. Sałbuta i innych pracowników IMiFPW [161], [131], [253], [285], [252].

W IMiFPW opracowano wielozadaniowy system automatycznej analizy obrazów prążkowych [160]. W pracy L. Sałbuta i B. Smereczyńskiej [301] opisano pakiet uniwersalnego oprogramowania Fringe Application, który służy do analizy obrazów prążkowych. Pracuje on w środowisku Windows i jest przystosowany do obu wersji – czasowej i przestrzennej – techniki dyskretnej zmiany fazy. Zastosowano go w stanowisku, zbudowanym w Głównym Urzędzie Miar w Warszawie. Podobny układ, wykorzystujący ten pakiet, powstał później w Politechnice Koszalińskiej [192], [197], [207].

Trójwymiarową analizę mikronierówności powierzchni umożliwiają interferencyjne przyrządy firmy WYKO. Przyrząd TOPO-3D działa podobnie jak profilometr TOPO-2D, opisany w p. 2.2.1.4, z tą różnicą, że do detekcji obrazu interferencyjnego, zamiast liniału CCD, zastosowano tu matrycową kamerę CCD, zawierającą 256×256 elementów fotoczułych [21]. Pozwala on na wyznaczanie izometrycznych obrazów powierzchni, map konturowych oraz umożliwia obliczanie parametrów geometrycznych i funkcji statystycznych. Parametry techniczne tego przyrządu są podobne jak profilometru TOPO-2D. Nowszy przyrząd tej firmy, oznaczony symbolem WYKO RST-Plus, przeznaczony jest do przestrzennych pomiarów mikronierówności powierzchni o wysokościach do 500  $\mu\text{m}$ . Może on pracować w układzie interferometru Mirau lub w układzie interferometru Michelsona. Ma on rewolwerowo zmieniane obiektywy o powiększeniach 1,5×, 2,5×, 10×, 20× i 50×. Pole analizowanej powierzchni jest prostokątne, a jego wymiary zależą od wybranego powiększenia i mogą osiągać wartość 8,2 mm × 6,1 mm. Pole to jest analizowane za pomocą matrycowej kamery CCD zawierającej 739×484 elementy fotoczułe. W przyrządzie zastosowano mikrokomputer z procesorem Pentium, odpowiedni system akwizycji obrazu, układ modulacji fazy oraz pakiet oprogramowania o nazwie WYKO Vision. Rozdzielczość pionowa przyrządu wynosi 0,1 nm, zaś rozdzielczość poprzeczna 0,1  $\mu\text{m}$ .

Laserowy mikroskop interferencyjny Zygo Maxim 3D firmy Zygo, w odróżnieniu od opisanego w p. 2.2.1.4 profilometru heterodynowego Model 5500 tej firmy, wykorzystuje do trójwymiarowych pomiarów nierówności powierzchni obiektywy z miniaturowym interferometrem Fizeau albo Mirau. Prążki interferencyjne są rejestrowane za pomocą kamery matrycowej, zawierającej 244×388 elementów, połączonej systemem akwizycji obrazu z komputerem. Oprogramowanie pozwala wyznaczać izometryczne obrazy powierzchni oraz



obliczać parametry geometryczne i funkcje statystyczne badanej powierzchni. Analizowane pole jest prostokątne, zaś jego wymiary mogą się zmieniać od  $7,8 \text{ mm} \times 5,7 \text{ mm}$  do  $78 \text{ }\mu\text{m} \times 57 \text{ }\mu\text{m}$ . Zakres pomiarowy mikroskopu wynosi  $40 \text{ }\mu\text{m}$ , przy rozdzielczości pionowej  $0,2 \text{ nm}$  oraz rozdzielczości poprzecznej  $0,6 \text{ }\mu\text{m}$ . Lepsze możliwości obrazowania powierzchni i większy zakres pomiarowy, dzięki oprogramowaniu MetroPro, zapewniają inne mikroskopy interferencyjne firmy Zygo, takie np. jak Maxim GP, NewView 200 i NewView 5000.

Do analizy nierówności na pewnym obszarze powierzchni wykorzystuje się także profilometry interferencyjne, wykonujące pomiary w wielu przekrojach. Pomiary takie wymagają wielokrotnego przemieszczania przedmiotu mierzonego lub głowicy profilometru, co wydłuża czas pomiaru. Przykładem takiego rozwiązania jest opisany w p. 2.2.1.4 profilometr optyczny MP2000 firmy Chapman Instruments [36]. Umożliwia on pomiar profilu powierzchni na długości do  $100 \text{ mm}$ . Szerokość mierzonego obszaru wynosi do  $25,4 \text{ mm}$ . Odległość kolejnych profilów powierzchni może być ustalona przez użytkownika i wynosi od  $0,5 \text{ }\mu\text{m}$  do  $100 \text{ }\mu\text{m}$ . Maksymalna ilość danych nie może przekraczać  $500000$ . Poważnym ograniczeniem w stosowaniu tego przyrządu jest to, że poszczególne profile są rejestrowane względem własnego poziomu odniesienia. Zasada działania profilometru polega bowiem na tym, że na podstawie sygnału interferencyjnego wyznaczana jest pochodna profilu powierzchni, zaś profil otrzymywany jest w rezultacie całkowania pochodnej. Każdy profil wyznacza się więc rozpoczynając od pewnej nieznannej wartości.

Przedstawiając metody analizy powierzchniowej nierówności należy wspomnieć o metodach interferometrii holograficznej. Podstawy mikroskopii oraz mikrointerferometrii holograficznej zostały opisane między innymi w pracach [260], [263], [264]. Metody te wymagają wykonania hologramów i porównania powierzchni falowych. Jednym ze sposobów takiego porównania jest ocena kontrastu prążków interferencyjnych w interferometrze holograficznym, opisana przez W. B. Ribbensa w pracy [278]. Zakres pomiaru nierówności tą metodą wynosi od kilkudziesięciu do kilkuset nanometrów. Można go rozszerzyć zmieniając długość fali światła. Innym sposobem analizy nierówności powierzchni jest warstwicowanie holograficzne zaproponowane przez T. Tsurutę i N. Shiotake w artykule [330]. Technikę tę opisał J. Stupnicki w pracy [310]. Ma ona głównie zastosowanie do badania kształtu powierzchni, ale może też być wykorzystana do pomiaru mikronierówności. Do tego celu szczególnie przydatna jest immersyjna metoda badania replik powierzchni chropowatych, opracowana w Instytucie Techniki Lotniczej i Mechaniki Stosowanej Politechniki Warszawskiej, przedstawiona w pracach M. Lecha, I. Mruk i J. Stupnickiego [165], [166]. Polega ona na badaniu metodą podwójnej ekspozycji przezroczystych replik powierzchni, umieszczanych w kuwecie

o lekko pochylonych ściankach. Kuweta przed każdą ekspozycją napełniana jest cieczą immersyjną o odpowiednim współczynniku załamania światła. Otrzymane tą metodą interferencyjne mapy warstwiczne są potem analizowane wizualnie lub komputerowo. Zakres pomiarowy tej metody wynosi kilkaset mikrometrów, a rozdzielczość pionowa – kilka mikrometrów. Metody interferometrii holograficznej są czasochłonne. Stosuje się je głównie w pracach badawczych. Są one przydatne np. wtedy, gdy pomiary łatwiej jest wykonać nie na obiekcie, a na jego hologramie. W pracy [119] opisano badania obiektu, umieszczonego w plazmie łuku elektrycznego o mocy 10 MW, wykonane tą metodą.

Dodatkowe możliwości wykorzystania holografii w pomiarach nierówności powierzchni stworzyły hologramy realizowane komputerowo, opisane między innymi w pracach [167] i [102]. Z ich pomocą można oceniać nierówności powierzchni o różnych kształtach. Przykładem tego są prace [99], [287].

Do metod analizy powierzchniowej nierówności powierzchni zalicza się też metody, w których zjawisko interferencji występuje w świetle rozproszonym. Należą do nich przede wszystkim metody oparte na zjawisku plamkowania. Z uwagi na ich specyfikę zostaną one rozpatrzone oddzielnie.

#### 2.2.2.2. Metody plamkowe

Zjawisko plamkowania znane jest od wielu lat. Jego szerokie praktyczne wykorzystanie rozpoczęło się wraz z wynalezieniem laserów. Zjawisko to można obserwować w obrazie powierzchni rozpraszającej, oświetlonej światłem laserowym. Obraz ten zawiera położone losowo, nieregularne, niewielkie plamki o różnej intensywności. Ruch obserwatora lub powierzchni rozpraszającej powoduje zmianę obrazu plamkowego, co wywołuje wrażenie migotania plamek. Plamki te są wynikiem interferencji fal wtórnych, powstałych na powierzchni w wyniku rozpraszania światła. Opis tego zjawiska, jego różnorodne zastosowania oraz właściwości statystyczne przedstawiono szerzej między innymi w pracach J. C. Dainty'ego [65], M. Françona [92], J. W. Goodmana [106], [105], B. Grzegorzewskiego [109] i E. Mróz [229].

Znane są różne metody oceny nierówności powierzchni wykorzystujące zjawisko plamkowania. Niektóre z nich zostały opisane przez M. Françona [92] oraz przez M. Dobosza i E. Ratajczyka [74]. W pracy B. Nowickiego [234] wskazano na możliwości zastosowania niektórych metod plamkowych do aktywnej kontroli nierówności. Można wyróżnić dwie podstawowe grupy metod plamkowych. Wykorzystują one pomiar kontrastu plamek lub wyznaczanie stopnia korelacji obrazów plamkowych.

Kontrast  $C$  obrazu plamkowego, powstającego przy oświetleniu płaską falą światła laserowego powierzchni rozpraszającej o losowych nierównościach,

określony jest następująco:

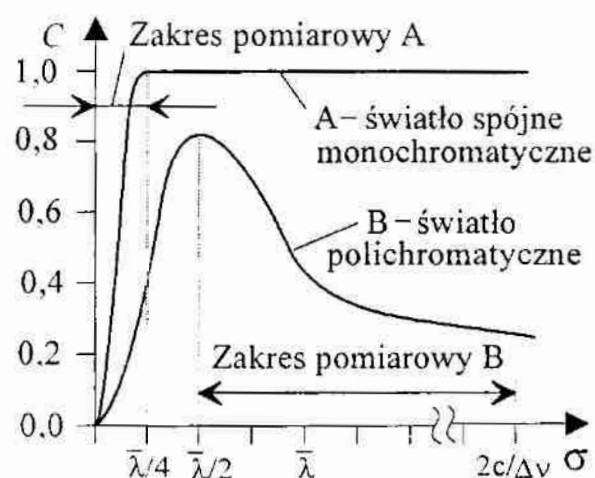
$$C = \frac{\sigma_I}{\bar{I}} = \frac{\sqrt{(\bar{I})^2 - \bar{I}^2}}{\bar{I}}, \quad (2)$$

gdzie  $\sigma_I$  jest odchyleniem standardowym natężenia światła  $I$  w płaszczyźnie obserwacji, zaś  $\bar{I}$ ,  $(\bar{I})^2$  i  $\bar{I}^2$  oznaczają odpowiednio średnie natężenie światła otrzymane z wielu pomiarów, kwadrat średniego natężenia i średni kwadrat natężenia światła. H. M. Pedersen [255] oraz H. Fujii i T. Asakura [95] badali zależność kontrastu plamek od chropowatości powierzchni. Zależność tę, dla prostopadłego oświetlenia powierzchni światłem spójnym, pokazano linią A na rys. 15. Zgodnie z nim, pomiar chropowatości wymaga spełnienia warunku:

$$\sigma \leq \frac{\lambda}{4 \cos \theta_i}, \quad (3)$$

przy czym  $\sigma$  oznacza średnie kwadratowe odchylenie wysokości nierówności powierzchni,  $\lambda$  jest długością fali światła, zaś  $\theta_i$  jest kątem padania fali światła na powierzchnię. Rozszerzenie zakresu pomiarowego metod plamkowych, opartych na pomiarze kontrastu monochromatycznego obrazu plamkowego, wymaga zwiększenia kąta padania  $\theta_i$  lub długości fali światła  $\lambda$  [257]. Oba te sposoby mają pewne ograniczenia. Zwiększenie kąta padania może powodować tak zwane samozacienienia powierzchni i odbicia wielokrotne, zaś stosowanie podczerwieni komplikuje układ detekcji sygnału pomiarowego.

Większy zakres pomiarowy mają metody oparte na pomiarze kontrastu obrazów plamkowych, uzyskanych z powierzchni, które oświetlano światłem polichromatycznym oraz częściowo spójnym. Kontrast polichromatycznych obrazów plamkowych badali między innymi R. A. Sprague [307], G. Parry [250] oraz T. Asakura [8]. Wykazali oni, że kontrast takich obrazów zależy od chropowatości powierzchni i stopnia spójności źródła światła. Zależność kontrastu obrazów plamkowych, otrzymanych w świetle polichromatycznym, od chropowatości powierzchni pokazano na rys. 15 linią B. Widać, że można ją wykorzystać w szerszym zakresie chropowatości powierzchni niż dla spójnego światła monochromatycznego.



$\bar{\lambda}$  - średnia długość fali światła;  $c$  - prędkość światła;  $\Delta\nu$  - szerokość pasma częstotliwości światła polichromatycznego

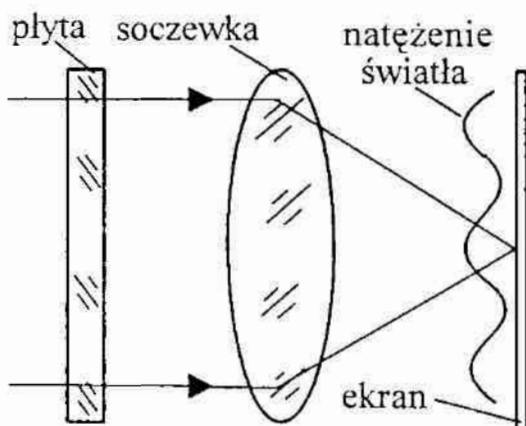
Rys. 15. Kontrast obrazu plamkowego w zależności od chropowatości  
Fig. 15. Speckle contrast as a function of rms surface roughness



Plamkowe metody pomiaru nierówności powierzchni, oparte na wyznaczeniu stopnia korelacji intensywności obrazów plamkowych, wymagają rejestracji dwóch obrazów plamkowych, otrzymanych z badanej powierzchni, przy oświetleniu światłem spójnym. Obrazy te rejestruje się oświetlając powierzchnię pod dwoma różnymi kątami padania lub stosując dwa źródła światła o różnej długości fali, tak jak zaproponowano to w pracach D. Légera, E. Mathieu i J. C. Perrina [168], [169]. Rejestracja obrazów plamkowych może być dokonywana metodą podwójnej ekspozycji na płycie fotograficznej albo za pomocą kamery telewizyjnej połączonej z rejestratorem video lub mikrokomputerem. Korelacja obu zarejestrowanych obrazów plamkowych jest tym większa im mniejsze są nierówności powierzchni mierzonej. W przypadku rejestracji obrazów plamkowych na płycie fotograficznej, oceny stopnia ich wzajemnej korelacji dokonuje się optycznie.

Optyczny sposób oceny skorelowania intensywności obrazów plamkowych polega na oświetleniu wywołanej płyty fotograficznej falą płaską i uzyskaniu w płaszczyźnie ogniskowej soczewki – ustawionej za płytą, tak jak pokazuje to rys. 16 – prążków interferencyjnych Younga. Jest to uniwersalny sposób interferometrii plamkowej, zaproponowany przez J. M. Burcha i M. J. Tokarskiego, opisany szerzej w pracy M. Françona [92]. Kontrast prążków interferencyjnych, otrzymanych tą metodą, zależy od wysokości nierówności badanej powierzchni.

Zamiast oceny korelacji intensywności obrazów plamkowych, można oceniać korelację amplitud fal świetlnych, tworzących te obrazy. W tym przypadku rejestrowany jest jeden obraz, będący wynikiem interferencji obu fal. Taki sposób pomiaru nierówności opisano w pracy D. Légera i J. C. Perrina [170]. Dwie interferujące fale uzyskiwano stosując odpowiednio wyjustowany



Rys. 16. Układ do tworzenia prążków interferencyjnych z obrazów plamkowych

Fig. 16. System for interference fringes formation from a speckle patterns

interferometr Michelsona lub dwójłomny pryzmat polaryzacyjny. O. V. Angelsky oraz P. P. Maksimyak w pracy [5] przedstawili kilka sposobów pomiaru nierówności powierzchni optycznych. Sposoby te wykorzystują korelację amplitud fal tworzących obrazy plamkowe. Do oceny korelacji amplitud stosowano tam między innymi interferometr skanujący Macha-Zehndera. W metodach plamkowych, opartych na ocenie korelacji amplitud, szczególnie przydatna jest rejestracja obrazów plamkowych za pomocą kamer TV i video, co umożliwia uzyskiwanie informacji o nierównościach



powierzchni w czasie rzeczywistym [316]. Pozwala to na stosowanie metod plamkowych w aktywnej kontroli nierówności powierzchni [234], [171]. Korelacja intensywności lub amplitud obrazów plamkowych, rejestrowanych elektronicznie, często oceniana jest komputerowo. Wymaga to czasem wstępnej redukcji szumów zakłócających sygnał pomiarowy. Służą do tego specjalne algorytmy [266]. Rozwój komputerów i kamer CCD spowodował rozpowszechnienie elektronicznych interferometrów plamkowych [356], [229] oraz powstanie elektronicznej interferometrii plamkowej, oznaczanej w języku angielskim symbolem ESPI (*electronic speckle pattern interferometry*) [178], [254].

Metody pomiaru nierówności powierzchni oparte na wykorzystaniu korelacji obrazów plamkowych charakteryzują się zakresem pomiarowym od kilkunastu nanometrów do kilkudziesięciu mikrometrów, przy czym zakres ten zależy od długości fali światła użytego do oświetlenia powierzchni. Porównania parametrów metrologicznych metod plamkowych, opartych na pomiarze kontrastu oraz ocenie stopnia korelacji obrazów plamkowych, dokonano w pracy E. Teague'a, T. Vorburgera i D. Maystre'a [317].

### 2.2.2.3. Metody elipsometryczne

Od wielu lat światło spolaryzowane znajduje szerokie zastosowanie w wielu dziedzinach nauki i techniki [298]. Z jego pomocą bada się dwójłomność naturalną i wymuszoną materiałów optycznych, dokonuje się pomiarów w biologii i medycynie, kontroluje się stan powierzchni w procesach elektrochemicznych oraz podczas nanoszenia cienkich warstw. Jedną z technik badawczych wykorzystujących światło spolaryzowane jest elipsometria [11]. Podstawowa idea elipsometrii polega na badaniu zmiany polaryzacji światła odbitego od badanej powierzchni lub przechodzącego przez badany ośrodek.

Metody elipsometryczne, stosowane do pomiaru nierówności powierzchni, wykorzystują fakt, że polaryzacja fali świetlnej rozproszonej przez powierzchnię chropowatą, ulega zmianie. Stosuje się je rzadko, ponieważ na polaryzację fali rozproszonej, oprócz nierówności, wpływa wiele innych właściwości powierzchni, a zwłaszcza rodzaj i stan materiału. Jest to poważne ograniczenie tych metod, szczególnie wtedy, gdy mają one służyć wyłącznie do pomiarów nierówności powierzchni. Natomiast jeśli metody te służą do kontroli jednorodności wytwarzanych powierzchni, może to być ich zaletą, gdyż często pozwala na wykrycie różnorodnych zaburzeń procesu technologicznego.

Jeżeli na powierzchnię metalu pada światło spolaryzowane liniowo, to po odbiciu będzie ono, w ogólnym przypadku, spolaryzowane eliptycznie. Wynika to stąd, że obie składowe wektora natężenia pola elektrycznego podczas odbicia od powierzchni doznają różnych zmian fazy. Ponadto zespolone amplitudowe

współczynniki odbicia  $r_p$  i  $r_s$  obu składowych tego wektora, określone wzorami Fresnela [311], [219], są różne. Jeśli kąt azymutalny  $\alpha_i$  światła padającego na powierzchnię wynosi  $\pi/4$  radiana – tak jak pokazano to na rys. 17 – to stosunek zespolonych amplitudowych współczynników odbicia, ortogonalnych składowych wektora natężenia pola elektrycznego, wyrażony jest równaniem:

$$\frac{r_p}{r_s} = \exp(i\Delta) \operatorname{tg} \psi, \quad (4)$$

przy czym

$$\Delta = \delta_p - \delta_s, \quad (5)$$

zaś

$$\psi = \operatorname{arctg}\left(\frac{a_p}{a_s}\right), \quad (6)$$

gdzie:  $\Delta$  – różnica faz równoległej i prostopadłej składowej wektora natężenia pola elektrycznego, nazywana retardacją,  $i$  – jednostka urojona,  $\psi$  – kąt azymutalny światła odbitego, nazywany także kątem przywróconej polaryzacji,  $\delta_p$  i  $\delta_s$  – fazy obu składowych (równoległej i prostopadłej) wektora natężenia pola elektrycznego po odbiciu światła od powierzchni,  $a_p$  i  $a_s$  – amplitudy obu składowych wektora natężenia pola elektrycznego światła odbitego.

Parametry  $\Delta$  i  $\psi$  są związane z parametrami  $\xi$  i  $\gamma_e$ , które określają kształt i położenie elipsy polaryzacji, następującymi równaniami:

$$\operatorname{tg} 2\xi = (\operatorname{tg} 2\psi) \cos \Delta, \quad (7a)$$

$$\sin 2\gamma_e = (\sin 2\psi) \sin \Delta. \quad (7b)$$

Kąty  $\xi$  i  $\psi$  spełniają warunki:

$$0 \leq \xi \leq \pi, \quad 0 \leq \psi \leq \pi/2,$$

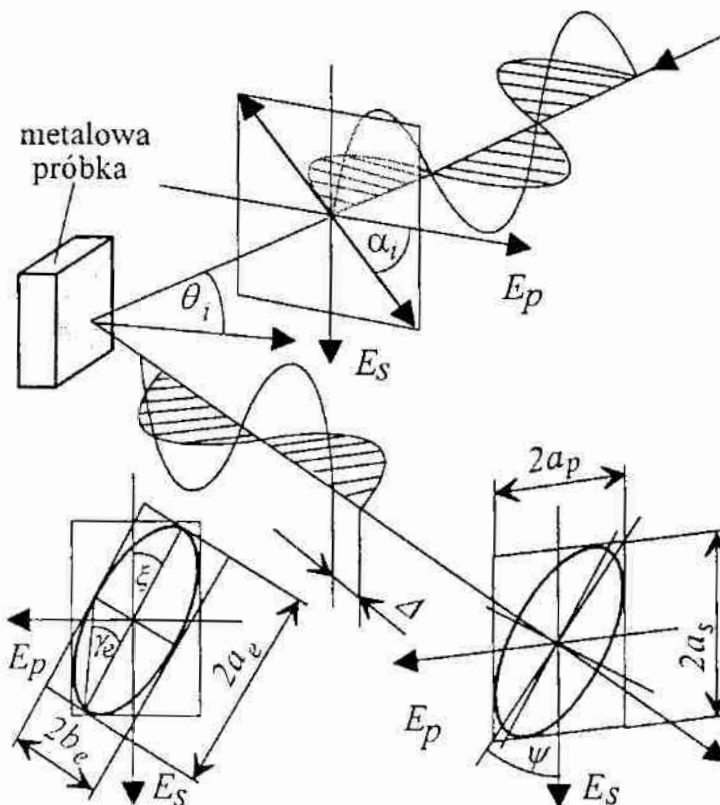
zaś kąt  $\gamma_e$  równy jest

$$\gamma_e = \pm \operatorname{arc} \operatorname{tg}(b_e/a_e), \quad (8)$$

i zawiera się w granicach

$$-\pi/4 \leq \gamma_e \leq \pi/4,$$

gdzie:  $\xi$  – kąt określający położenie dłuższej osi elipsy względem płaszczyzny padania,  $a_e$ ,  $b_e$  – długości półosi elipsy polaryzacji,  $\gamma_e$  – kąt określony stosunkiem długości półosi elipsy polaryzacji, nazywany eliptycznością.



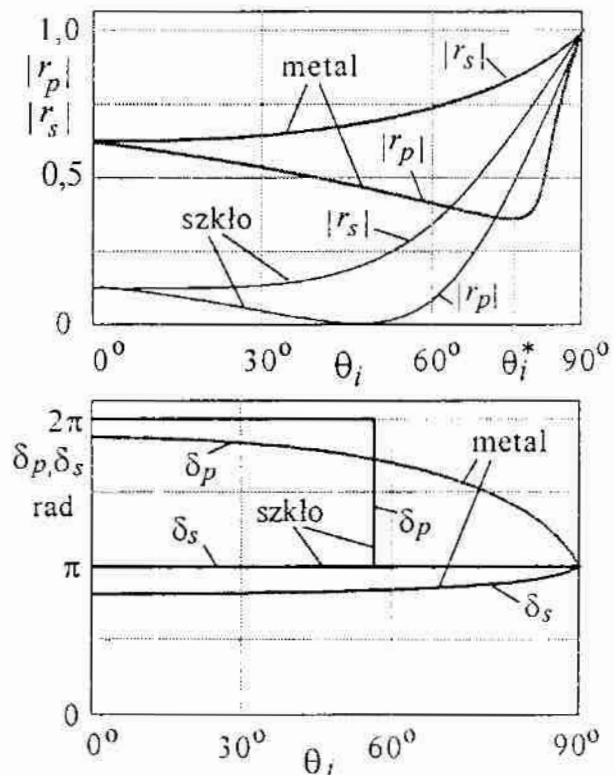
Rys. 17. Odbicie światła spolaryzowanego liniowo od powierzchni metalu

Fig. 17. Reflection of linearly polarized light by metal surface

Podstawy zastosowania metod elipsometrycznych w badaniach stanu powierzchni zostały opracowane w końcu XIX w. przez P. Drudego i Lorda Rayleigha. Metody te są szeroko stosowane do określania zespolonych współczynników załamania światła, grubości cienkich warstw i innych parametrów fizycznych charakteryzujących powierzchnię. Rozpatrzono je między innymi w pracach [11] i [230], stosując różne sposoby opisu światła spolaryzowanego. Najczęściej opis taki dokonywany jest za pomocą parametrów Stokesa [91], kuli Poincarégo [219] oraz siatki Wulfa [230]. Do opisu elementów optycznych, zmieniających stan polaryzacji światła, stosuje się algebrę macierzy, zwłaszcza macierze Jonesa [59] i Muellera [259].

Powierzchnie jednorodnie materiałowo, lecz różniące się ukształtowaniem nierówności, odbijają światło spolaryzowane w różny sposób. Wynika to między innymi stąd, że powierzchnie te różnią się lokalnymi kątami nachylenia zboczy nierówności, a zatem i lokalnymi kątami padania, w poszczególnych miejscach powierzchni. Jak wiadomo, wartości zespolonych amplitudowych współczynników odbicia oraz fazy, obu składowych fali odbitej, zależą od kąta padania. Pokazuje to rys. 18. Różne lokalne kąty nachylenia zboczy nierówności spowodują więc różne zmiany stanu polaryzacji światła odbitego, w poszczególnych punktach powierzchni. Zmieniają się także, zgodnie z podstawowym równaniem elipsometrii (4), lokalne kąty azymutalne  $\psi$  oraz lokalne retardancje  $\Delta$ . Podobny wniosek, chociaż otrzymany w nieco inny sposób, wynika z pracy I. Ohlídalá i F. Lukeša [244]. Korzystając z teorii Kirchhoffa, pokazali oni, że kąt azymutalny i retardancja światła odbitego zależą od wariancji pochodnej powierzchni.

P. M. Lonardo w pracy [180] wykazał, że kąt  $\xi$ , określający położenie dłuższej osi elipsy polaryzacji, liniowo maleje wraz ze wzrostem parametru  $R_a$  chropowatości powierzchni. Badania prowadzono na próbkach stalowych, których parametr  $R_a$  zawierał się w zakresie od 6 nm do 1100 nm. Stosowano promieniowanie o długości fali  $\lambda = 1200$  nm, padające na powierzchnię próbki pod głównym kątem padania  $\theta_i^* = 80^\circ$ , przy którym retardancja  $\Delta$  była równa  $\pi/2$  radiana.



Rys. 18. Amplitudowe współczynniki odbicia i faza światła jako funkcje kąta padania

Fig. 18. Amplitude reflection coefficients and phase of light as a functions of angle of incidence

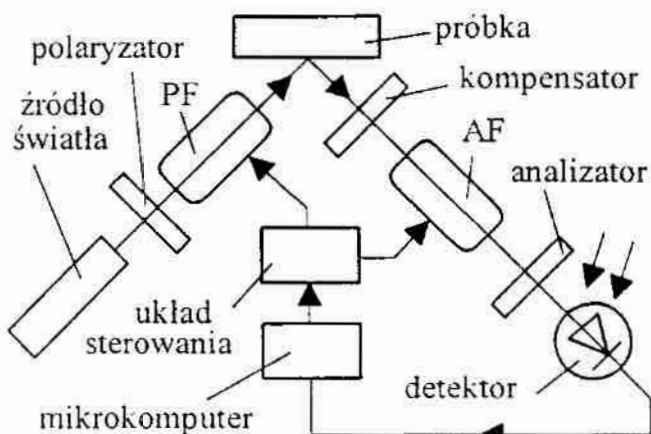


Kąt  $\xi$  wyznaczano na podstawie wartości  $\Delta$  oraz  $\psi$ , zmierzonych goniofotometrem, korzystając z równania (7a). Wartości kąta  $\xi$  zmieniały się w zakresie od  $26^\circ$  do  $10^\circ$ . Stwierdzono, że pomiar jest prosty i szybki oraz, że nierówności badanych próbek mieszczą się w zakresie pomiarowym tej metody.

Stosując podobną metodykę badań, w pracy [193] stwierdzono, że występuje silna korelacja między wartościami kąta  $\xi$  i średnim kwadratowym pochyleniem profilu powierzchni  $\Delta q$ , zwłaszcza wtedy, gdy kąt padania światła na powierzchnię jest głównym kątem padania. Badania przeprowadzono dla powierzchni stalowych polerowanych i szlifowanych.

W celu zwiększenia czułości pomiarów elipsometrycznych, Ju. A. Koncevoj i M. S. Finarev, w pracy [154], zaproponowali zastosowanie tzw. elipsometrii wielopromieniowej. Polega ona na wielokrotnym odbiciu spolaryzowanej liniowo wiązki światła od badanej próbki. Metoda ta jest szczególnie przydatna podczas pomiarów grubości cienkich warstw na powierzchniach metalowych i mikronierówności powierzchni szkła.

Elipsometria powierzchni chropowatych jest przedmiotem zainteresowania metrologii powierzchni, optyki i fizyki ciała stałego. Przykładem tego mogą być prace T. V. Vorburgera i K. C. Ludemy [337], S. Boscha [32] oraz wiele prac opublikowanych w ostatnich latach [242], [334], [82], [231], [100]. Mimo stosunkowo małego zakresu pomiarowego metod elipsometrycznych, nie przekraczającego kilku mikrometrów, znaczne zainteresowanie tymi metodami wynika z ich dużej czułości i dokładności [158]. Rozwój nowoczesnych technologii, zwłaszcza w optyce i mikroelektronice, stworzył możliwości wytwarzania powierzchni o bardzo małych nierównościach. Do oceny takich powierzchni potrzebne są odpowiednio czułe i dokładne metody pomiaru oraz przyrządy pomiarowe.



AF, PF – komórki Faradaya, spełniające rolę kompensatorów i modulatorów

Rys. 19. Schemat elipsometru automatycznego

Fig. 19. Schematic diagram of automated ellipsometer

Pomiary elipsometryczne nierówności powierzchni są coraz częściej dokonywane za pomocą uniwersalnych, seryjnie produkowanych elipsometrów. Rzadziej stosuje się w tym celu specjalnie budowaną aparaturę. W pracy [341] przeanalizowano działanie różnych elipsometrów oraz porównano ich parametry metrologiczne.

Do najbardziej dokładnych i szybko działających przyrządów elipsometrycznych należą elipsometry interferencyjne. Są one jednak dosyć drogie.



W badaniach nierówności powierzchni najczęściej wykorzystywane są samozerujące się, odbiciowe, zautomatyzowane elipsometry dynamiczne. Schemat konstrukcyjny takiego elipsometru pokazuje rys. 19. Coraz rzadziej natomiast stosowane są odbiciowe elipsometry statyczne, które wymagają ręcznego ustawiania elementów polaryzacyjnych, a także elipsometry fotometryczne, wrażliwe na niestabilne warunki pracy źródła światła.

W Polsce, prace w zakresie budowy aparatury elipsometrycznej prowadzone są od wielu lat w Politechnice Warszawskiej [41], [246]. W latach 80. XX w. Instytut Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych Politechniki Warszawskiej podjął małoseryjną produkcję elipsometrów statycznych oraz cyfrowych elipsometrów dynamicznych, służących między innymi do kontroli stanu powierzchni w procesach wytwarzania układów scalonych.

### 2.3. Metody mikroskopii elektronowej

Badania mikroobektów, prowadzane za pomocą układów optycznych, ograniczone są zdolnością rozdzielczą tych układów. Jest ona wprost proporcjonalna do długości fali światła i odwrotnie proporcjonalna do apertury numerycznej układu optycznego. Dążenie do uzyskania większej zdolności rozdzielczej aparatury badawczej spowodowało wzrost zainteresowania metodami mikroskopii elektronowej. Oprócz wielu innych zastosowań, metody te mogą być wykorzystane także do pomiarów mikronierówności powierzchni.

Podstawową ideą umożliwiającą powstanie mikroskopii elektronowej była teoria fal materii, sformułowana w 1924 r. przez L. V. de Broglie'a. Zgodnie z tą teorią mechaniki kwantowej, cząstce materii mającej pęd  $p_e$  odpowiada fala materii o długości  $\lambda_m$ , określonej stosunkiem  $h/p_e$ , przy czym  $h$  oznacza stałą Plancka, równą  $6,626176 \times 10^{-34}$  Js [29], [216]. Fale materii, nazywane także falami de Broglie'a, nie muszą być falami elektromagnetycznymi i mają charakter statystyczny. Ich natężenie jest równe kwadratowi modułu funkcji falowej. Dla elektronu przyspieszanego w polu elektrycznym o różnicy potencjałów  $\Delta U$ , wyrażonej w woltach, długość fali  $\lambda_m$  w nm jest dana jako:

$$\lambda_m = \frac{h}{\sqrt{2me\Delta U}} \approx \frac{1,226}{\sqrt{\Delta U}}, \quad (9)$$

gdzie  $m$  oznacza masę spoczynkową elektronu, równą około  $9,109543 \times 10^{-31}$  kg, zaś  $e$  to ładunek elektronu wynoszący  $1,6021892 \times 10^{-19}$  C. Jeżeli  $\Delta U = 10$  kV, to zgodnie z równaniem (9) długość fali  $\lambda_m \approx 0,012$  nm, tzn. jest ona około 50000 razy mniejsza od długości fali światła. Dlatego też zdolność rozdzielcza mikroskopów elektronowych jest o wiele lepsza niż mikroskopów optycznych.

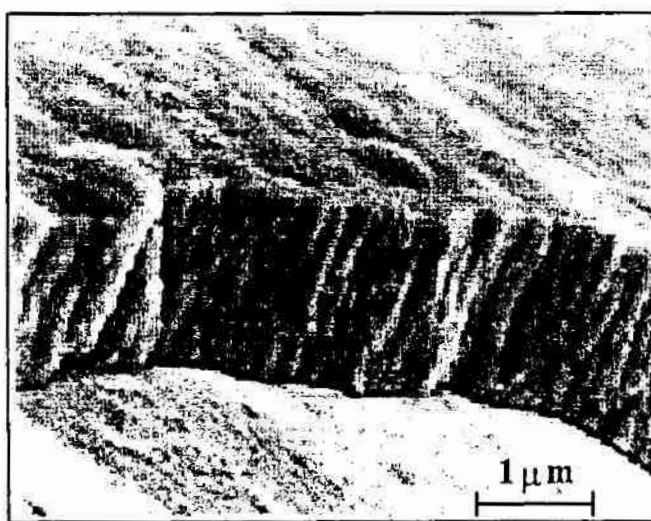
Pierwszy prototyp mikroskopu elektronowego był mikroskopem prześwietleniowym. Zbudowali go w 1931 r. w Berlinie E. Ruska i M. Knoll. W 1938 r. w zakładach Siemens'a powstała wersja użytkowa takiego mikroskopu. Prześwietleniowe (transmisyjne) mikroskopy elektronowe, oznaczane w literaturze anglojęzycznej symbolem TEM (*transmission electron microscope*) pozwalają uzyskać obraz wiązki elektronów, które przeszły przez badany preparat [351], [60]. Obraz ten jest tworzony za pomocą soczewek magnetycznych analogicznie jak obraz w mikroskopie optycznym. Elektrony emitowane są przez działło elektronowe termoemisyjne lub z emisją polową. Następnie są one formowane, za pomocą magnetycznego kondensora, w wiązkę padającą na preparat. Grubość preparatu w TEM nie przekracza na ogół 100 nm, gdyż przy większych grubościach preparat w znikomym stopniu przepuszcza elektrony. Natężenie wiązki elektronów, które przeszły przez preparat, zmodyfikowane jest proporcjonalnie do jego grubości. Ponadto wiązka elektronów jest przez preparat uginana. Magnetyczny obiektyw i układ projekcyjny tworzą powiększony obraz preparatu na ekranie fluorescencyjnym. Całość układu umieszczona jest w komorze próżniowej.

W celu obserwacji mikronierówności za pomocą TEM wykonywane są odpowiednio cienkie repliki powierzchni badanej próbki, które stanowią preparat umieszczany w komorze próżniowej mikroskopu. Konieczność wykonywania replik jest poważnym utrudnieniem, gdyż wymaga specjalnej aparatury oraz zajmuje sporo czasu, a co najważniejsze, może również prowadzić do uszkodzenia badanej powierzchni. Repliki sporządzane są z różnych materiałów, najczęściej z mieszaniny platyny i węgla [290]. Materiały te osadza się bezpośrednio na powierzchni badanej próbki lub też na powierzchni dodatkowej repliki, wcześniej wykonanej z odpowiedniego tworzywa. Następnie materiał próbki, lub dodatkowej repliki, jest usuwany przez rozpuszczanie. Pomiar nierówności powierzchni za pomocą TEM mogą być dokonywane na podstawie analizy densytometrycznej zarejestrowanych obrazów replik [270]. Innym sposobem badania profilu powierzchni jest obserwacja replik wykonanych na powierzchniach przekroju poprzecznego badanej próbki, tak jak pokazano to np. w pracy [365]. Rozdzielczość pionowa i pozioma, uzyskiwana przy pomiarach za pomocą TEM, wynosi około 2 nm, zaś zakres pomiarowy wysokości nierówności na ogół nie przekracza 100 nm.

Drugą grupą mikroskopów elektronowych często wykorzystywanych w badaniach powierzchni są elektrony odbiciowe, oznaczane w literaturze anglojęzycznej symbolem REM (*reflection electron microscope*). Spośród nich najszersze zastosowanie znalazł mikroskop skaningowy – SEM (*scanning electron microscope*). Jego prototyp zbudowany został w roku 1935 przez M. Knolla, zaś produkcję tego typu mikroskopów rozpoczęto w roku

1965 w brytyjskiej firmie Cambridge Scientific Instruments Ltd., a rok później w Japonii – w Japan Electron Optics Laboratory Ltd. Zasada działania elektronowych mikroskopów skaningowych polega na penetracji zogniskowaną wiązką elektronów powierzchni próbki, umieszczonej w komorze próżniowej, oraz synchronicznej detekcji sygnałów, uzyskanych z badanej powierzchni. Sygnały te mogą mieć różną postać. Najczęściej są one generowane przez elektrony wtórne i elektrony wstecznie rozproszone. Zogniskowana wiązka elektronów, o średnicy kilku lub kilkunastu nanometrów, jest przesuwana po powierzchni próbki za pomocą pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę skanującą. Przesuw wiązki elektronów dokonywany jest linia po linii, tak aby przeanalizować wybrany obszar powierzchni próbki. Zsynchronizowany on jest z generatorem podstawy czasu monitora TV, na którym widoczny jest sygnał otrzymany z detektora. Na ekranie monitora powstaje obraz, w którym każdemu punktowi ekranu odpowiada określony punkt powierzchni próbki.

Ocena nierówności powierzchni za pomocą skaningowych mikroskopów elektronowych jest dosyć złożona mimo tego, iż na ogół nie wymagają one wykonywania replik. Ma ona zastosowanie przede wszystkim w pracach badawczych. Na rys. 20 pokazano obraz warstwy azotku tytanu, naniesionej na powierzchnię stali, uzyskany za pomocą SEM. Obserwacja obrazów otrzymanych z mikroskopów elektronowych pozwala jakościowo ocenić postać i kształt mikronierówności powierzchni oraz oszacować ich wysokość. W badaniach ilościowych uwzględnia się fakt, że liczba wtórnych elektronów, emitowanych z poszczególnych punktów powierzchni, zależy od rodzaju materiału i lokalnego kąta padania. Dla ilościowej oceny nierówności powierzchni, wykonanych z jednorodnego materiału, pomocna może być analiza densytometryczna obrazu mikroskopowego. W niektórych rodzajach SEM wykorzystuje się w tym celu tzw. modulację Y. Dokładna ilościowa ocena mikronierówności powierzchni wymaga niekiedy stosowania pracobłonnych technik, takich np. jak stereografia i stereofotogrametria [343]. Polegają one na superpozycji i analizie dwóch obrazów powierzchni, uzyskanych przy różnych kątach ustawienia próbki. W nowoczesnych SEM podobnie analizuje się sygnały z dwóch detektorów elektronów wtórnych [312]. Wynikiem tej analizy są wieloprofilowe obrazy izometryczne i mapy warstwiczne badanej próbki.



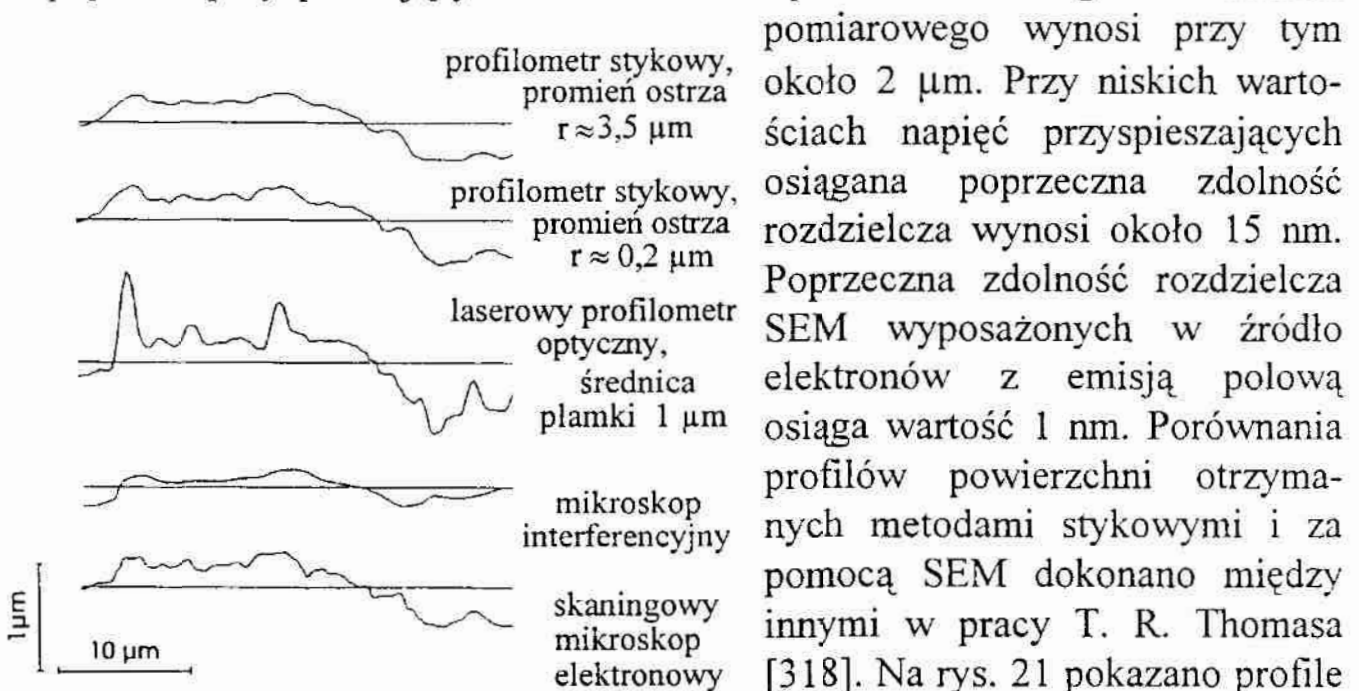
Rys. 20. Obraz z SEM: warstwa TiN na stali  
Fig. 20. SEM picture: TiN film on the steel



W Polsce prace w tym zakresie prowadzone są między innymi w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej [300]. Zastosowanie w SEM dwóch detektorów elektronów wtórnych jest niekiedy wspomagane dodatkowymi mikroukładami, np. w postaci miniaturowego indentera lub siatki, ułatwiający pomiary nierówności powierzchni [66], [149].

Pomiary nierówności powierzchni za pomocą SEM dokonywane są na ogół na próbkach lub replikach wykonanych z materiałów przewodzących prąd elektryczny. Przewodniki zapobiegają gromadzeniu się na powierzchni badanej ładunków elektrycznych, przekazywanych przez skanującą wiązkę elektronów, a ponadto gwarantują one uzyskanie dostatecznie silnej emisji elektronów wtórnych z badanej powierzchni. Ładunki elektryczne, które gromadzą się na badanych powierzchniach nie przewodzących prądu elektrycznego, mogą silnie zniekształcać obraz mikroskopowy. Powierzchnie takie pokrywa się więc cienkimi warstwami węgla, złota lub złota i palladu. Inne sposoby uniknięcia efektu ładunkowego to zmniejszenie napięć przyspieszających elektrony, jednokrotne skanowanie powierzchni lub stosowanie techniki stroboskopowej.

Zdolność rozdzielcza SEM zależy między innymi od rodzaju zastosowanego źródła elektronów. Dostyc często stosuje się emitery triodowe z termoemisją, w których źródłem elektronów jest pręt z borku lantanu ( $\text{LaB}_6$ ) lub włókno wolframowe. Mikroskopy skaningowe z tym rodzajem emitera osiągają zdolność rozdzielczą odpowiednio: około 2 nm w kierunku prostopadłym do powierzchni i około 4 nm w kierunku poprzecznym, przy napięciach przyspieszających do kilkudziesięciu kV. Górna granica zakresu



Rys. 21. Profile powierzchni otrzymane różnymi metodami pomiarowymi

Fig. 21. Surface profiles obtained by different measuring methods

miarowego wynosi przy tym około  $2 \mu\text{m}$ . Przy niskich wartościach napięć przyspieszających osiągana poprzeczna zdolność rozdzielcza wynosi około 15 nm. Poprzeczna zdolność rozdzielcza SEM wyposażonych w źródło elektronów z emisją połową osiąga wartość 1 nm. Porównania profilów powierzchni otrzymanych metodami stykowymi i za pomocą SEM dokonano między innymi w pracy T. R. Thomasa [318]. Na rys. 21 pokazano profile wzorca chropowatości powierzchni zmierzone różnymi metodami przez W. Hillmanna [118].



## 2.4. Mikroskopia z sondą skanującą

Idea skanowania powierzchni, wykorzystywana w skaningowych mikroskopach elektronowych, została także zaadaptowana do analizy topografii powierzchni innymi metodami. Zastosowano ją między innymi w optycznych skanujących mikroskopach konfokalnych [112], [353]. Najważniejszym impulsem w rozpowszechnieniu tej idei było zbudowanie w 1981 r., w IBM Zürich Research Laboratory, skaningowego mikroskopu tunelowego [26]. W roku 1986 G. Binnig i H. Rohrer otrzymali za to Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki. Połączenie techniki skanowania z różnorodnymi sposobami detekcji stanu powierzchni i wizualizacją sygnału pomiarowego na ekranie monitora doprowadziło do szybkiego rozwoju mikroskopii z sondą skanującą. Jest ona oznaczana w języku angielskim skrótem SPM (*scanning probe microscopy*) i obejmuje wiele różnych metod.

W metodach tych nad badaną powierzchnią przesuwana się sonda pomiarowa. Najczęściej jest nią metalowe ostrze o bardzo małym promieniu zaokrąglenia wierzchołka. W niektórych metodach zamiast ostrza stosowane jest bardzo cienkie włókno optyczne. Takie ostrze (lub włókno optyczne), położone jest w odległości kilku nanometrów od powierzchni. Jest ono detektorem zjawisk i oddziaływań fizycznych zachodzących w przestrzeni między ostrzem a powierzchnią badaną. Obrazowanie mierzonej właściwości dokonywane jest synchronicznie na ekranie mikrokomputera. Schematycznie pokazuje to rys. 22.

Dotychczas najszerzej stosowane są metody oparte na wykorzystaniu zjawiska tunelowego oraz metody mikroskopii sił atomowych. W pozostałych metodach wykorzystuje się oddziaływania magnetyczne (MFM – *magnetic force microscope*), elektrostatyczne (EFM – *electrostatic force microscope*), optyczne (NSOM lub SNOM – *near-field scanning optical microscope*) oraz



Rys. 22. Zasada działania mikroskopu z sondą skanującą  
 Fig. 22. Principle of operation of scanning probe microscope

akustyczne (NSAM – *near-field scanning acoustic microscope*), termiczne (SThM – *scanning thermal microscope*) i szereg innych [348], [336], [350]. Sygnał pomiarowy w tego rodzaju mikroskopach zależy od właściwości fizycznych powierzchni i jej odległości od sondy pomiarowej.

Cechą szczególną mikroskopii z sondą skanującą jest umiejscowienie sondy pomiarowej w niewielkiej odległości od powierzchni badanej oraz precyzyjne jej skanowanie wraz z synchroniczną detekcją sygnału pomiarowego. Proces skanowania realizowany jest na ogół za pomocą sterowanych komputerowo przetworników piezoelektrycznych. Skanowanie może być dokonywane dwoma sposobami. Pierwszy z nich polega na przemieszczaniu sondy pomiarowej, drugi zaś na przemieszczaniu stolika, na którym umieszczona jest badana próbka. Na ogół stosowany jest pierwszy sposób, co pozwala ograniczyć wpływ masy badanej próbki na proces skanowania. Akwizycja, i przetwarzanie sygnału pomiarowego dokonywane są za pomocą mikrokomputera.

### 2.4.1. Skaningowa mikroskopia tunelowa

Skaningowy mikroskop tunelowy STM (*scanning tunneling microscope*) wykorzystuje znane w mechanice kwantowej zjawisko tunelowe [2]. Zjawisko to obserwuje się podczas przechodzenia cząstek elementarnych przez barierę potencjału. Towarzyszy ono między innymi emisji polowej elektronów [122]. Po raz pierwszy efekt tunelowy w pomiarach nierówności powierzchni wykorzystali R. Young, J. Ward i F. Scire [360]. Zbudowali oni przyrząd pomiarowy o nazwie Topografiner, w którym emiter (ostrze o promieniu zaokrąglenia wierzchołka równym 10 nm) przemieszczał się w odległości około 20 nm od powierzchni próbki. W wyniku skanowania, uzyskiwano izometryczne obrazy powierzchni. Rejestracji sygnału pomiarowego dokonywano rejestratorem X-Y oraz oscyloskopem z pamięcią. Do układu emiter-próbka przykładano napięcie i umieszczano ten układ w komorze próżniowej. Powierzchnia badana musiała być przewodnikiem prądu elektrycznego. Uzyskano rozdzielczość 3 nm w kierunku prostopadłym do powierzchni i rozdzielczość poprzeczną około 400 nm. Układ pracował w reżimie emisji polowej, którą opisuje równanie Fowlera-Nordheima:

$$J = B_1 E^2 \exp\left(-\frac{B_2}{E}\right), \quad (10)$$

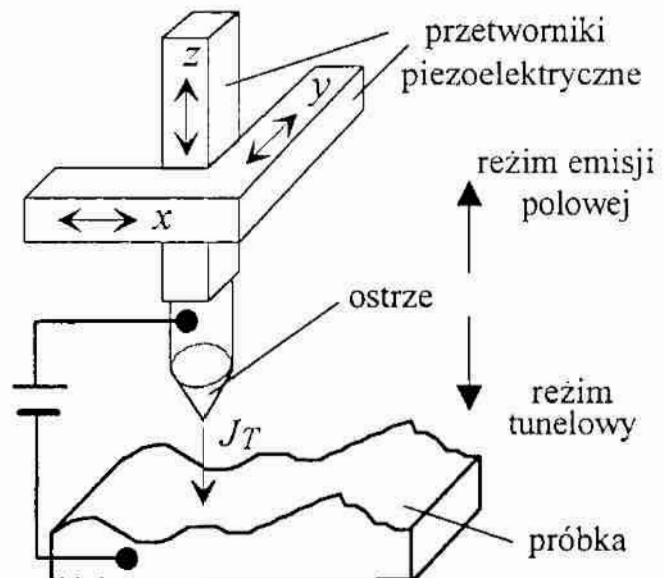
gdzie:  $J$  – gęstość prądu emisji polowej,  $E$  – natężenie pola elektrycznego,  $B_1$ ,  $B_2$  – współczynniki. Badano także pracę układu emiter-próbka przy odległościach mniejszych niż 3 nm. Wtedy układ pracował w reżimie tunelowym opisanym teorią Simmons'a.

Zastosowanie przez G. Binniga i H. Rohrera [26] bardzo ostrego emitera, przesuwanego za pomocą przetworników piezoelektrycznych, oraz praca układu w reżimie tunelowym pozwoliły uzyskać rozdzielczość poniżej 0,01 nm w kierunku prostopadłym do powierzchni i 0,2 nm w kierunku poprzecznym. Dzięki temu można było obserwować atomową strukturę monokryształu krzemu i innych materiałów. Prąd tunelowy wzrasta gwałtownie wraz ze zmniejszaniem się odległości między próbką a ostrzem. Wyraża go równanie:

$$J_T = A \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{2m[U(z) - W]} dz \right\}, \quad (11)$$

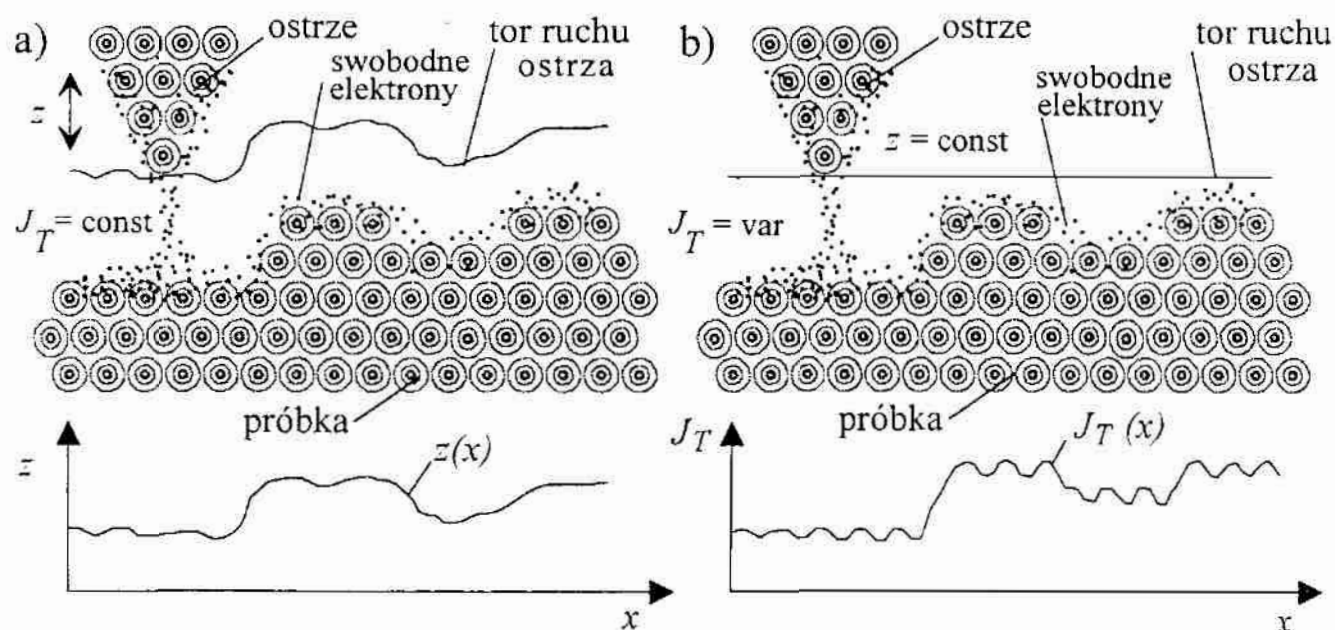
gdzie:  $J_T$  – gęstość prądu tunelowego,  $A$  – stała,  $h$  – stała Plancka,  $z_1, z_2$  – współrzędne początku i końca bariery potencjału,  $m$  – masa spoczynkowa elektronu,  $U(z)$  – bariera potencjału,  $W$  – energia elektronu. Schemat ideowy skaningowego mikroskopu tunelowego pokazano na rys. 23.

Istnieją dwa tryby pracy skaningowego mikroskopu tunelowego. W pierwszym z nich ostrze pozycjonowane jest podczas pomiaru w taki sposób, aby wartość prądu tunelowego była stała. Pozycjonowanie to dokonywane jest za pomocą przetwornika piezoelektrycznego, działającego w kierunku osi  $z$ , do którego przytwierdzone jest ostrze. Przetwornik piezoelektryczny sterowany jest prądem tunelowym w układzie sprzężenia zwrotnego. Przemieszczenia przetwornika odwzorowują nierówności powierzchni, co ilustruje rys. 24a. Ten sposób pracy pozwala uzyskać dosyć wygładzony sygnał pomiarowy, lecz jest on stosunkowo wolny. Stosuje się go do pomiarów powierzchni z nieregularnymi nierównościami, gdyż zmniejsza on ryzyko uszkodzenia ostrza, w przypadku kolizji z powierzchnią mierzoną, oraz ogranicza błędy odwzorowania nierówności powierzchni. Drugi tryb pracy STM polega na utrzymaniu ostrza podczas pomiaru na stałej wysokości. Topografia powierzchni próbki wyznaczana jest, w tym przypadku, na podstawie pomiaru wartości prądu tunelowego w kolejnych punktach badanej powierzchni. Ten sposób pomiaru, pokazany schematycznie na rys. 24b, jest szybszy. Stosuje się go do pomiarów powierzchni bardzo gładkich z regularną strukturą, np. powierzchni kryształów itp.



Rys. 23. Schemat mikroskopu tunelowego  
Fig. 23. Schematic diagram of the STM





Rys. 24. Zasada pracy mikroskopu tunelowego: a) ze stałą wartością prądu, b) ze stałą wysokością ostrza

Fig. 24. Principle of operation of STM: a) constant-current mode, b) constant-height mode

Początkowo pomiary za pomocą skaningowych mikroskopów tunelowych dokonywano w warunkach wysokiej próżni. Później pokazano, że pomiary takie mogą być prowadzone w otoczeniu powietrza, przy ciśnieniu atmosferycznym [98]. Producenci skaningowych mikroskopów tunelowych – tacy np. jak Park Scientific Instruments (USA), Burleigh Instruments (USA), Carl Zeiss (Niemcy) i inni – proponują mikroskopy pracujące w każdym z tych środowisk. W Polsce prace w zakresie budowy skaningowych mikroskopów tunelowych prowadzone są między innymi przez Uniwersytet Łódzki [152].

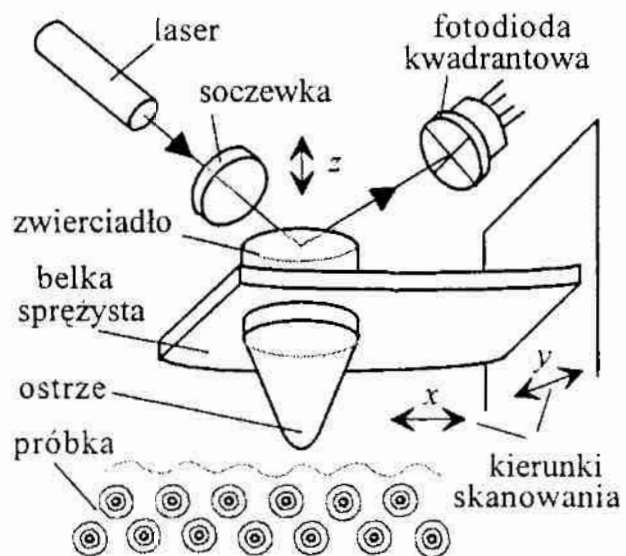
Zakres pomiarowy wysokości mierzonych nierówności za pomocą typowych skaningowych mikroskopów tunelowych wynosi około 1500 nm, przy rozdzielczości w kierunku osi  $z$  około 0,01 nm. Rozdzielczość poprzeczna w kierunkach  $x$  i  $y$  jest na ogół nie gorsza niż 0,1 nm. Zakres skanowania w kierunkach  $x$  i  $y$ , przy dokładnych pomiarach, nie przekracza 10  $\mu\text{m}$ . Skanowanie może być dokonywane za pomocą przemieszczeń ostrza lub stolika, na którym umieszczona jest próbka.

W ostatnich latach zbudowano także mikroskopy wykorzystujące zjawisko tunelowego przejścia fotonów przez barierę potencjału [110], [111]. Fotonowe skaningowe mikroskopy tunelowe, oparte na fotonowym zjawisku tunelowym, oznaczane symbolem PSTM (*photon-scanning tunneling microscope*), podobne są do skaningowych mikroskopów optycznych bliskiego pola (SNOM) [80]. Wymagają one wytworzenia na powierzchni próbki tzw. zanikającej fali świetlnej [105], której detekcję umożliwia cienkie włókno optyczne [117], [217]. Zaletą tych mikroskopów jest możliwość badania dielektryków, chociaż ich rozdzielczość jest nieco gorsza niż skaningowych mikroskopów tunelowych.

### 2.4.2. Mikroskopia sił atomowych

W mikroskopie sił atomowych AFM (*atomic force microscope*), który zbudowali G. Binnig, C. F. Quate i Ch. Gerber [25], wykorzystano zamiast efektu tunelowego oddziaływanie sił Van der Waalsa. Siły te występują między powierzchnią badaną a ostrzem skanującym, przesuwanym się w niewielkiej odległości od powierzchni [125]. Ostrze, wykonane np. z wolframu lub diamentu, przymocowane jest do miniaturowej belki. Belka odkształca się sprężysto w wyniku działania sił Van der Waalsa, które na ogół nie przekraczają kilkudziesięciu nanoniutonów. Siły te zależą od materiału ostrza oraz próbki, a także od odległości i środowiska między nimi. Środowiskiem tym, podobnie jak w przypadku skaningowych mikroskopów tunelowych, jest próżnia, powietrze lub elektrolit [101]. Odkształcenia belki mogą być mierzone różnymi sposobami: mikroskopem tunelowym, deflektometrem laserowym, układami optycznymi wykorzystującymi opisaną wcześniej metodę rozogniskowania, czujnikami interferencyjnymi, pojemnościowymi lub piezoelektrycznymi. Zasadę działania mikroskopu sił atomowych z deflektometrem laserowym pokazano na rys. 25. Mikroskop sił atomowych pozwala mierzyć nierówności powierzchni metali, półprzewodników i dielektryków na niewielkim obszarze powierzchni. Umożliwia on także badanie różnorodnych oddziaływań powierzchni w skali atomowej, w tym sił tarcia [215], [281], [282].

Mikroskop sił atomowych, podobnie jak mikroskop tunelowy, może pracować w dwóch podstawowych trybach. Pierwszy polega na zachowaniu stałej siły normalnej między ostrzem a powierzchnią mierzoną. W tym trybie pracy niezmiennie jest również odkształcenie belki, na której zamocowane jest ostrze. W takim przypadku wysokość nierówności ocenia się na podstawie wartości napięcia sterującego pracą przetwornika piezoelektrycznego, który utrzymuje ostrze i próbkę w stałej odległości. Drugi tryb pracy polega na zachowaniu stałej wysokości ostrza na osi  $z$ . Pomiar nierówności jest wtedy dokonywany na podstawie odkształcenia belki. Zagadnienia dynamiki mikroskopu sił atomowych oraz skaningowego mikroskopu tunelowego, a także problemy dotyczące wyboru trybu pracy obu mikroskopów rozpatrzył D. J. Whitehouse w artykule [347].



Rys. 25. Mikroskop sił atomowych z deflektometrem laserowym

Fig. 25. Atomic force microscope using laser deflecting system

Mikroskopy sił atomowych oraz skaningowe mikroskopy tunelowe wytwarzane są często w postaci jednego zintegrowanego przyrządu, gdyż układy skanowania oraz przetwarzania sygnału pomiarowego są podobne w obu mikroskopach. Rozwiązanie takie umożliwia badanie powierzchni jednym przyrządem, lecz różnymi metodami [6], [84]. W Polsce mikroskopy sił atomowych wytwarza się w Uniwersytecie Łódzkim, stosując rurkowe skanery firmy Staveley Sensors i deflektometry laserowe firmy Park Instruments [152].

Zakres pomiarowy wysokości mierzonych nierówności za pomocą typowych mikroskopów sił atomowych wynosi do około 1500 nm przy rozdzielczości w kierunku osi  $z$  około 0,05 nm. Rozdzielczość poprzeczna w kierunkach  $x$  i  $y$  jest na ogół nie gorsza niż 0,5 nm. Próbkę najczęściej są skanowane w polu o wymiarach nie przekraczających  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ . Typowa prędkość skanowania próbki wynosi kilkaset  $\mu\text{m/s}$ . Propozycję znormalizowanego protokołu pomiarowego, dla pomiarów nierówności powierzchni wykonanych za pomocą mikroskopu sił atomowych, przedstawili autorzy pracy [45]. Protokół ten, opracowany przez Danish Institute of Fundamental Metrology, przewiduje pomiar 20 parametrów nierówności powierzchni.

## 2.5. Metody elektryczne

Elektryczne metody pomiaru nierówności powierzchni oparte są na ocenie parametrów obwodu elektrycznego, którego jednym z elementów składowych jest badana powierzchnia. Metody te są stosowane niezbyt często. Mają one zastosowanie przede wszystkim w operacjach kontroli stanu powierzchni przedmiotów wykonanych z materiałów przewodzących [295]. Spośród nich najbardziej znana jest metoda pojemnościowa. Mniejsze znaczenie mają różne odmiany metody konduktometrycznej [236], oraz indukcyjnej [268].

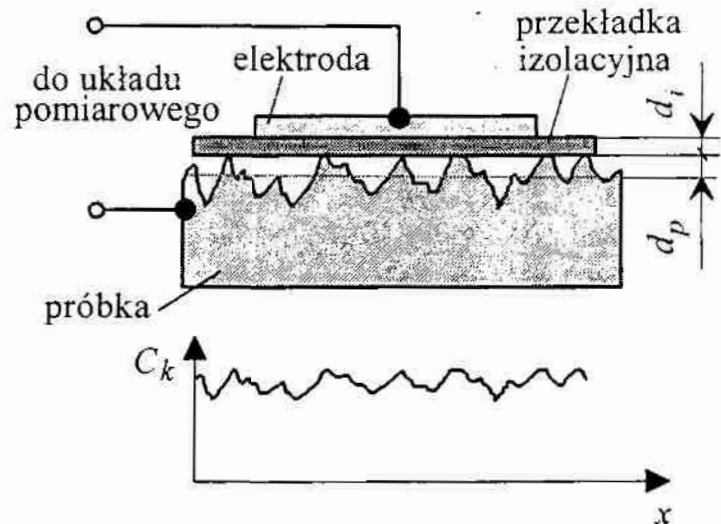
Według D. J. Whitehouse'a [348], idea pojemnościowego pomiaru nierówności powierzchni została zaproponowana w 1936 r. przez J. Perthena. Pomysł ten został zrealizowany wiele lat później [297]. Najprostszy wariant oceny nierówności powierzchni tą metodą polega na utworzeniu kondensatora, którego jedną elektrodę stanowi powierzchnia mierzonego przedmiotu, co pokazano na rys. 26. Druga elektroda umieszczona jest w pobliżu powierzchni mierzonej. Odległość obu elektrod zależy od wysokości nierówności w poszczególnych punktach powierzchni. Pojemność kondensatora określa równanie:

$$C_k = \frac{A_k}{\frac{d_i}{\epsilon_i} + \frac{d_p}{\epsilon_p}}, \quad (12)$$

gdzie:  $C_k$  – pojemność kondensatora,  $A_k$  – pole powierzchni czynnej elektrody,



$d_i$  – grubość warstwy izolatora,  $d_p$  – równoważna grubość warstwy powietrza,  $\epsilon_i$  – przenikalność elektryczna izolatora,  $\epsilon_p$  – przenikalność elektryczna powietrza. Na podstawie pomiaru pojemności  $C_k$  kondensatora oceniana jest równoważna grubość  $d_p$  warstwy powietrza zależna od chropowatości powierzchni próbki.



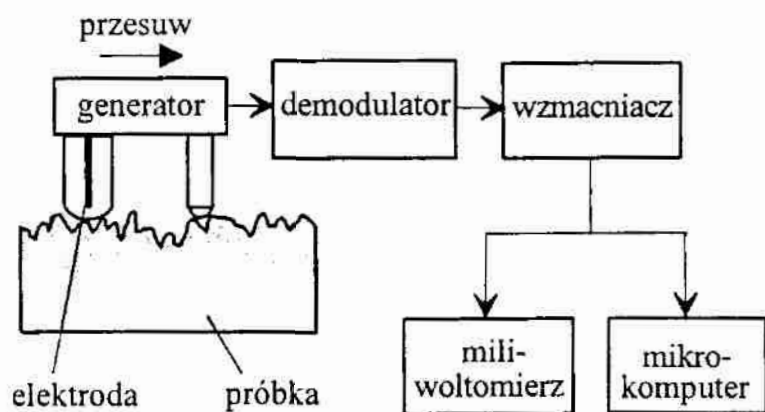
Rys.26. Zasada pomiaru nierówności powierzchni metodą pojemnościową

Fig. 26. Principle of measuring surface texture by capacitance method

Metody pojemnościowe są realizowane w różnych wariantach. Najczęściej stosuje się pomiar pojemności między powierzchnią przedmiotu i sztywną elektrodą (na ogół płaską), odizolowaną od powierzchni mierzonej. Innym rozwiązaniem jest zastosowanie elektrody elastycznej. Elektroda ta deformuje się po dociśnięciu do powierzchni mierzonej. W obu przypadkach pojemność kondensatora może być mierzona za pomocą mostka prądu zmiennego lub oceniana na podstawie parametrów sygnału otrzymywanego z generatora, którego parametry zależą od pojemności kondensatora utworzonego przez elektrodę i powierzchnię mierzoną. To ostatnie rozwiązanie zastosowano w pojemnościowym przyrządzie produkowanym przez amerykańską firmę Westinghouse [35], a także w układzie pomiarowym opisanym w pracy [293].

Kilkanaście lat temu J. L. Gabrin i J. Albrecht [96] zaproponowali inną metodę pojemnościową, polegającą na zastosowaniu cienkiej, płaskiej elektrody ustawionej prostopadle do powierzchni mierzonej i równoległej do śladów obróbki. Metoda ta, określana w języku angielskim terminem *fringe field capacitive method*, jest metodą profilometryczną. Schemat układu do pomiaru nierówności tą metodą pokazano na rys. 27.

Kondensator utworzony przez elektrodę i powierzchnię mierzoną ma bardzo małą powierzchnię czynną oraz niewielką pojemność, która wynosi około 1 pF. Podczas pomiaru elektroda przesuwa się wzdłuż powierzchni, a zmiany



Rys. 27. Schemat pomiaru metodą pojemnościową z elektrodą prostopadłą do powierzchni

Fig. 27. Schematic diagram of measuring by fringe field capacitive method

pojemności przetwarzane są, w generatorze wysokiej częstotliwości, na zmiany napięcia zależne od wysokości nierówności. Badania zmodyfikowanego wariantu tej metody są prowadzone od kilku lat w Instytucie Technologii Maszyn Politechniki Warszawskiej przez B. Nowickiego i A. Jarkiewicza [236], [130]. Modyfikacja polega na ustawieniu płaskiej elektrody prostopadle do śladów obróbki, co sprzyja uśrednieniu sygnału pomiarowego i wykorzystaniu tej metody w aktywnych pomiarach nierówności powierzchni.

Inny wariant metody pojemnościowej – z przetwarzaniem elektrycznego sygnału pomiarowego na sygnał optyczny, za pomocą warstwy ciekłych kryształów i matrycy CCD – zaproponowano w pracy [151].

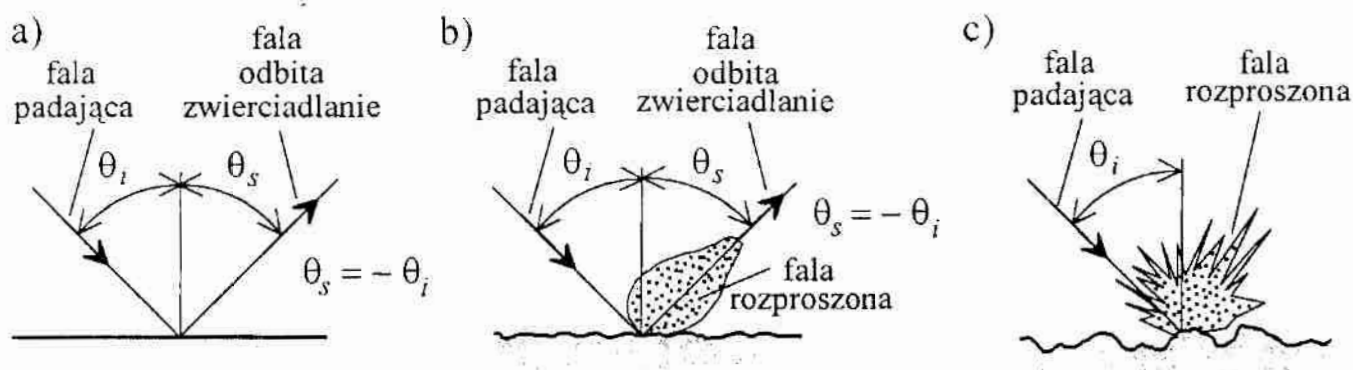
Zakres pomiaru nierówności powierzchni metodami elektrycznymi zawiera się od około 0,05  $\mu\text{m}$  do kilkudziesięciu mikrometrów i jest zależny od rodzaju metody i zastosowanego układu pomiarowego.

## 2.6. Metody rozpraszania światła

Metody oceny nierówności powierzchni wykorzystujące zjawisko rozpraszania światła, jak już wspomniano o tym wcześniej, należą do grupy metod optycznych analizy powierzchniowej [73], [228]. Można by je przedstawić w p. 2.2.2, jednakże z uwagi na tematykę niniejszej monografii postanowiono rozpatrzyć je w oddzielnym podrozdziale i uczynić to nieco szerzej niż w przypadku pozostałych metod oceny nierówności powierzchni.

Metody, które rozpatrzono w niniejszym rozdziale, umożliwiają dokonywanie oceny nierówności na podstawie zjawiska rozpraszania fal świetlnych oraz promieniowania podczerwonego i nadfioletowego, przez powierzchnię przedmiotu mierzonego. Jeżeli powierzchnia jest płaska i idealnie gładka to światło odbijane jest od niej zgodnie z prawem odbicia światła. Energia światła odbitego od tej powierzchni emitowana jest w jednym kierunku. Odbicie takie nazywa się odbiciem zwierciadlanym. Jeśli na powierzchni występują nierówności, których wymiary porównywalne są z długością fali światła, to część energii zostanie odbita zgodnie z prawem odbicia, część zaś ulegnie rozproszeniu w wielu kierunkach. W przypadku, gdy nierówności są znacznie większe od długości fali światła, cała energia światła odbitego ulega rozproszeniu. Odbicie takie nazywane jest odbiciem dyfuzyjnym. Na rys. 28 pokazano różnice w odbiciu światła od powierzchni gładkiej i powierzchni nierównych.

Jednym z powodów zainteresowania metodami rozpraszania światła jest ich wysoka czułość, pozwalająca mierzyć bardzo małe nierówności powierzchni, których wysokość wynosi od dziesiątych części nanometra do kilkuset nanometrów. Tak niewielkie nierówności powierzchni są trudne do zmierzenia.



Rys. 28. Odbicie światła od powierzchni: a) gładkiej, b) o niewielkiej chropowatości, c) bardzo chropowatej

Fig. 28. Reflection of the light from surface: a) smooth surface, b) slightly rough surface, c) very rough surface

Inną ważną zaletą metod rozpraszania światła jest możliwość wykorzystania ich do szybkiej kontroli nierówności powierzchni przedmiotów obrobionych mechanicznie, np. powierzchni szlifowanych, polerowanych, docieranych itp., wykonywanych w wydajnych, zautomatyzowanych procesach produkcyjnych. W tym przypadku mierzone nierówności mogą być nieco większe.

Niezależnie od zakresu mierzonych nierówności powierzchni ich ocena metodami rozpraszania światła dokonywana jest na ogół na podstawie pomiarów następujących wielkości:

- natężenia światła odbitego zwierciadlanie,
- natężenia światła rozproszonego w jednym lub w kilku kierunkach,
- całkowitego natężenia światła rozproszonego,
- rozkładu natężenia światła odbitego od powierzchni.

W literaturze polskiej nie ma jak dotychczas powszechnie przyjętego nazewnictwa, dotyczącego metod rozpraszania światła. Ostatnio pojawiają się próby stosowania terminu "skaterometria nierówności powierzchni" [49], [181] dla określenia wszystkich sposobów pomiaru nierówności opartych na wykorzystaniu zjawiska rozpraszania. Słowo "skaterometria" utworzono od angielskiego terminu *scattering* – rozpraszanie.

Metody wykorzystujące pomiar natężenia światła odbitego zwierciadlanie nazywane są często metodami reflektometrycznymi lub rzadziej odbiciowymi. Nazwy te obejmują również takie metody, w których – oprócz natężenia światła odbitego zwierciadlanie – mierzone jest także natężenie światła rozproszonego w jednym lub w kilku wybranych kierunkach. W tym znaczeniu, w dalszej części tej monografii, będzie stosowany termin "metody reflektometryczne". Trzeba odnotować, iż nazwa "metody reflektometryczne" stosowana jest niekiedy w literaturze w szerszym sensie i obejmuje wszystkie te metody rozpraszania, w których następuje odbicie światła od powierzchni badanej.



Metody oparte na pomiarze całkowitego natężenia światła rozproszonego nie doczekały się dotychczas powszechnie przyjętej nazwy w języku polskim. W literaturze anglojęzycznej nazywane są one *total integrated scattering* (lub *total integrated scatter*) i oznaczane są symbolem *TIS*. W niniejszej monografii nazywane one będą metodami integracyjnymi.

Natomiast metody, w których dokonywany jest pomiar kąтового rozkładu natężenia światła odbitego od powierzchni nazywane są niekiedy metodami goniofotometrycznymi. W języku angielskim metody te określa się jako *angle-resolved scattering* lub *differential scattering* i oznacza odpowiednio symbolami *ARS* oraz *DS*. Podobnie w języku rosyjskim, w odniesieniu do tych metod używa się terminu *дифференциальное рассеяние*. W niniejszej monografii metody te nazywane będą metodami różniczkowymi.

Niezależnie od podanych wyżej nazw różnych metod rozpraszania światła, w stosunku do metod, których podstawy teoretyczne oparte są na teorii dyfrakcji, używa się niekiedy w języku polskim nazwy metody dyfrakcyjne, analogicznie jak w języku angielskim określenia *diffraction method*.

Z punktu widzenia fizyki, w metodach rozpraszania światła nierówności powierzchni oceniane są na podstawie pomiarów natężenia światła – czyli kwadratu modułu zespolonej amplitudy fali świetlnej, odbitej w określonym kierunku – oraz na podstawie wartości kątów określających kierunki propagacji tej fali. Natężenie światła odbitego w danym kierunku zależy nie tylko od kąta padania, długości fali światła i nierówności powierzchni. Zależy ono także od natężenia światła padającego oraz od rodzaju i struktury materiału powierzchni. Aby uniknąć wpływu tych czynników na wyniki pomiarów nierówności powierzchni stosuje się często pomiary względne. Polegają one na wyznaczeniu stosunku dwóch tak dobranych wielkości, że stosunek ten zależy przede wszystkim od stanu nierówności badanej powierzchni.

### 2.6.1. Metody reflektometryczne

Pierwsze próby wykorzystania pomiarów natężenia światła odbitego do oceny nierówności powierzchni podjęto w Niemczech w latach 30. XX wieku. G. Schmaltz badał rozkład światła odbitego od powierzchni porównując z nim krzywą Gaussa [291]. B. Lange rozpoczął badania połysku powierzchni [164]. Z czasem opracowano obiektywne metody oceny połysku powierzchni przedmiotów wykonanych ze stopów metali, papieru, drewna, tworzyw sztucznych, itp., przy czym mierząc połysk nie zawsze dążono do ilościowej oceny nierówności powierzchni. W pracach J. Westberga [344], W. Königa [157], S. Lohmeyera [177] oraz D. J. Whitehouse'a, D. K. Bowena, V. C. Venkatesha, P. Lonardo i C. A. Browna [346] podano wiele definicji i metod oceny połysku.

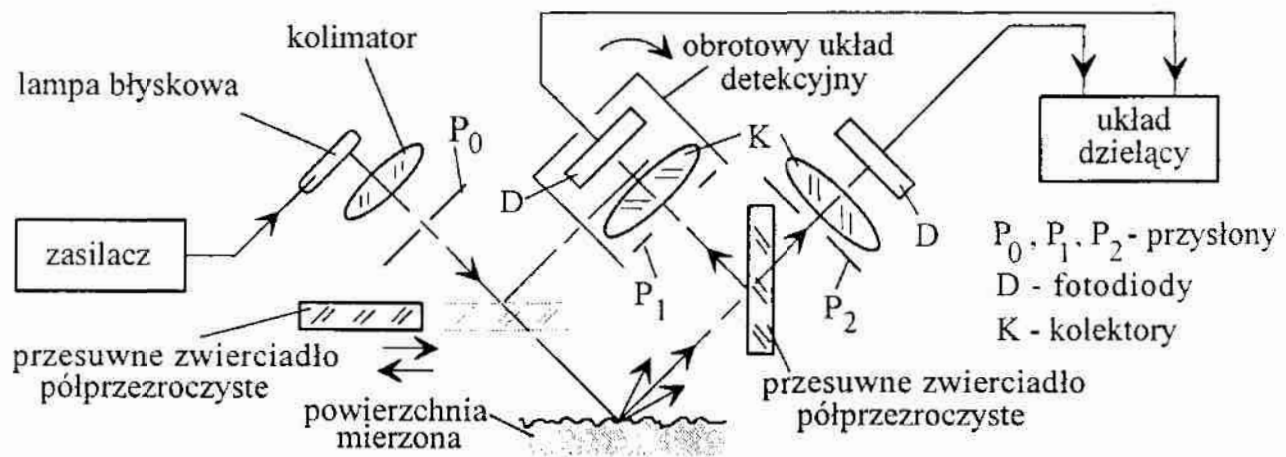
Opierając się na wcześniejszych pracach H. Schlötterera, W. König w pracy [157] wyróżnia dwie podstawowe grupy definicji połysku: grupę A oraz grupę B. Do grupy A należą te definicje połysku powierzchni, które określają go jako zdolność powierzchni do dawania wyraźnego, ostrego obrazu lustrzanego. Grupa B obejmuje te definicje, które wyrażają połysk powierzchni za pomocą natężenia światła odbitego zwierciadlanie i dyfuzyjnie. Większość przyrządów, służących do oceny nierówności na podstawie pomiarów połysku powierzchni, opiera swoje działanie na definicjach połysku należących do grupy B. Przyrządy te mierzą nierówności metodą reflektometryczną.

Seryjnie produkowane przyrządy – przeznaczone do oceny nierówności powierzchni i działające na zasadzie pomiaru połysku – zaczęły pojawiać się w latach 1960 – 1980. Na ogół przyrządy te działały jako komparatory, porównujące natężenie światła odbitego od powierzchni sprawdzanej i od powierzchni wzorcowej. Przykładem takiego urządzenia może być przyrząd o symbolu SG4ME, produkowany w końcu lat 60. XX w. przez amerykańską firmę Mechanical Technology Inc. [313]. Do oświetlenia powierzchni mierzonej i analizy światła odbitego zastosowano w nim wiązkę włókien optycznych. Jego zakres pomiarowy zawierał się od  $0,02 \mu\text{m}$  do  $0,4 \mu\text{m}$ . Inną zasadę działania, lecz podobny zakres pomiarowy parametru  $R_a$ , wynoszący od  $0,01 \mu\text{m}$  do około  $0,3 \mu\text{m}$ , miał dwuprzysłonowy połyskomierz Glanzmesser 8510-1, produkowany nieco później przez szwedzką firmę ABCE Johansson [81].

W Polsce prototypowe egzemplarze połyskomierzy, przeznaczonych do oceny nierówności powierzchni szlifowanych, docieranych, polerowanych itp., opracowano w latach 1970-1980 w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, w zespole S. Markowskiego, i w Wyższej Szkole Inżynierskiej w Koszalinie, w katedrze kierowanej przez T. Karpińskiego [24]. Światłowodowy czujnik stanu powierzchni obrabianych opracowano na Wydziale Mechaniki Precyzyjnej Politechniki Warszawskiej w zespole W. Oleksiuka [247].

Schemat połyskomierza PŁK-1, opracowanego w WSInż. w Koszalinie, pokazano na rys. 29. Przyrząd ten był między innymi stosowany w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN w badaniach kontaktu powierzchni chropowatych. Zasada działania tego urządzenia polega na wyznaczeniu stosunku natężenia światła odbitego zwierciadlanie do sumy natężeń światła odbitego zwierciadlanie i rozproszonego w niewielkim kącie bryłowym. Tak określony połysk jest skorelowany ze średnim kwadratowym pochyleniem profilu  $\Delta q$ . Dla wybranych sposobów obróbki powierzchni istnieje też korelacja połysku z parametrem  $R_a$ , w zakresie od  $0,01 \mu\text{m}$  do  $1,5 \mu\text{m}$ . Połyskomierz pozwala również mierzyć reflektancję zwierciadlaną badanej powierzchni.

Reflektancja zwierciadlana, czyli współczynnik odbicia zwierciadlanego, jest stosunkiem natężenia światła odbitego zwierciadlanie do natężenia światła



Rys. 29. Schemat połyskomierza PŁK-1

Fig. 29. Schematic diagram of the glossmeter PŁK-1

padającego na powierzchnię. Natomiast reflektancja całkowita jest stosunkiem natężenia światła odbitego od powierzchni zwierciadlanej i dyfuzyjnej, do natężenia światła padającego. Jest ona równa sumie reflektancji zwierciadlanej i dyfuzyjnej, albo też reflektancji zwierciadlanej powierzchni idealnie gładkiej.

Równoległe ze sposobami oceny nierówności na podstawie połysku rozwijano optyczne metody obrazowania i pomiaru rzeczywistej powierzchni styku i udziału nośnego. Niektóre z tych metod, opisane w pracach [43], [58], [238], polegają na wykorzystaniu lokalnych zakłóceń zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia w pryzmacie dociskanym do powierzchni nierównej.

W latach 60. XX w. – w rezultacie prac prowadzonych między innymi przez H. Daviesa [67], H. E. Bennetta i J. O. Porteusą [19], oraz P. Beckmanna [17], [15] – opracowano teorię, która określa zależność między odchyleniem standardowym wysokości nierówności a stosunkiem reflektancji zwierciadlanej i całkowitej. Zależność tę wyraża równanie:

$$\frac{R_s}{R_0} = \exp \left[ - \left( \frac{4\pi\sigma \cos\theta_i}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (13)$$

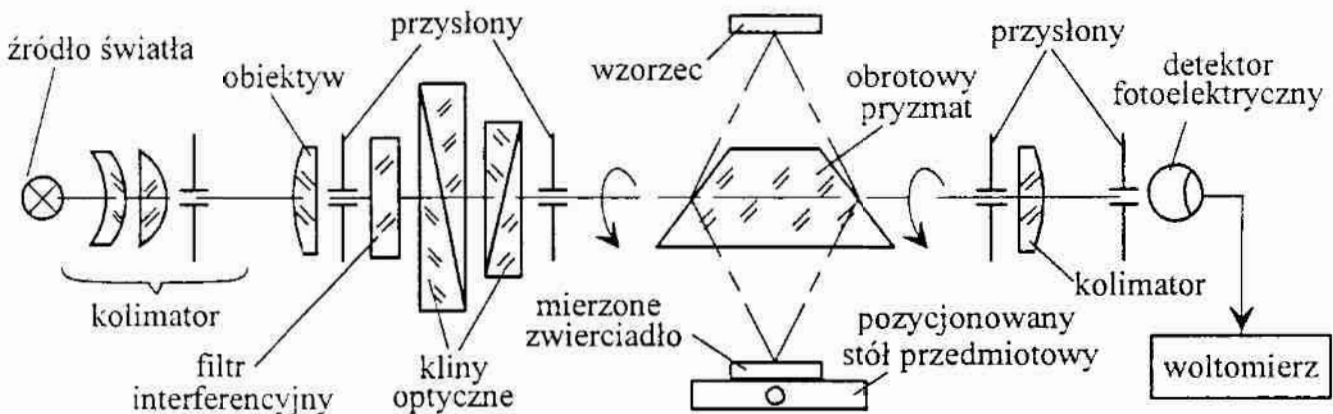
gdzie:  $R_s$  – reflektancja zwierciadlanej,  $R_0$  – reflektancja całkowita,  $\sigma$  – odchylenie standardowe wysokości nierówności,  $\theta_i$  – kąt padania,  $\lambda$  – długość fali światła. Równanie to otrzymano zakładając spełnienie poniższych warunków:

- odchylenie standardowe wysokości nierówności powierzchni jest znacznie mniejsze od długości fali światła ( $\sigma \ll \lambda$ ),
- odstępki nierówności  $S_i$  są znacznie większe od długości fali światła ( $S_i \gg \lambda$ ), jednak na tyle małe, że kierunki propagacji światła rozproszonego nie są zbyt bliskie kierunkowi odbicia zwierciadlanego,
- nierówności powierzchni opisuje stacjonarna i ergodyczna funkcją losową, zaś rozkład wysokości nierówności powierzchni jest rozkładem normalnym.



Ostatni z wymienionych warunków – przyjęty przez H. Daviesa [67], a dotyczący normalności rozkładu wysokości nierówności – nie jest konieczny, jak wykazali to E. L. Church, H. A. Jenkinson i J. M. Zavada w pracach [52], [53]. Niekiedy dodatkowo przyjmuje się założenie, że powierzchnia odbijająca ma nieskończenie wysoką przewodność elektryczną. Oznacza to, że powierzchnia taka nie pochłania światła padającego, odbijając je w całości.

Urządzenia do oceny nierówności powierzchni, oparte na pomiarze reflektancji zwierciadlanej i wykorzystaniu równania (13), przedstawiono między innymi w pracach K. A. Obradowicza i F. M. Soloducho [240], [303], oraz L. S. Cesneka, O. V. Sorokina i A. A. Zolotuchina [47]. Schemat reflektometru, opisanego w pracy [47], przeznaczonego do pomiaru chropowatości powierzchni zwierciadeł płaskich, pokazano na rys. 30. Za pomocą przyrządu wyznacza się reflektancję zwierciadlaną badanej powierzchni w odniesieniu do wzorca. Umożliwia to obrotowy pryzmat, ustawiany w dwóch przeciwległych położeniach. W pierwszym położeniu pryzmatu mierzy się natężenie światła odbitego zwierciadlanie od powierzchni badanego zwierciadła. Po obrocie pryzmatu o  $\pi$  radianów, mierzone jest natężenie światła odbitego zwierciadlanie od powierzchni wzorca. Na tej podstawie wyznacza się odchylenie standardowe chropowatości powierzchni, w wielu miejscach badanego zwierciadła. Przyrząd pozwala sporządzać wykresy obrazujące topografię powierzchni zwierciadeł o wymiarach do 500 mm.



Rys. 30. Schemat układu do pomiaru chropowatości powierzchni zwierciadeł płaskich  
Fig. 30. System for measuring surface roughness of flat mirrors

W pracach P. Beckmanna [17], [15] pokazano, że natężenie światła rozproszonego dyfuzyjnie przez powierzchnię o normalnym rozkładzie wysokości nierówności zależy również od długości korelacji oraz od pochodnej powierzchni. Badania doświadczalne przeprowadzone między innymi przez K. A. Obradowicza i F. M. Soloducho [240], [303] oraz A. Tykę [332] potwierdziły możliwość oceny długości korelacji powierzchni na podstawie reflektancji zwierciadlanej, mierzonej dla różnych kątów padania światła.

Mimo tego, że pomiary natężenia światła odbitego zwierciadlanie pozwalają ocenić odchylenie standardowe wysokości nierówności powierzchni w zakresie od około 5 nm do 300 nm, a także inne, dodatkowe parametry nierówności, metoda ta nie jest zbyt często stosowana. Powodem tego jest konieczność użycia podczas pomiarów powierzchni wzorcowych. Powierzchnie wzorcowe wymagają bardzo starannej obróbki i powinny charakteryzować się takimi samymi właściwościami fizycznymi jak powierzchnie badane. W wielu przypadkach uzyskanie takich powierzchni wzorcowych jest trudne.

### 2.6.2. Metody integracyjne

Z metodami reflektometrycznymi ściśle związane są metody integracyjne, w których podstawą oceny nierówności powierzchni jest pomiar reflektancji dyfuzyjnej [21], [309]. W celu wyznaczenia reflektancji dyfuzyjnej mierzy się sumaryczne (zintegrowane) natężenie światła rozproszonego we wszystkich kierunkach poza zwierciadlanym. Ponieważ reflektancja całkowita  $R_0$  jest sumą reflektancji zwierciadlanej  $R_s$  i reflektancji dyfuzyjnej  $R_d$ , to lewa strona zależności opisanej równaniem (13) może być przekształcona do postaci:

$$\frac{R_s}{R_0} = \frac{R_0 - R_d}{R_0} = 1 - \frac{R_d}{R_0} . \quad (14)$$

Stosunek reflektancji dyfuzyjnej do reflektancji całkowitej, oznaczany symbolem *TIS* (*total integrated scattering*), jest zatem równy:

$$TIS = \frac{R_d}{R_0} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{4\pi\sigma \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2 \right] . \quad (15)$$

Wykorzystując równanie (15) do oceny powierzchni o bardzo małych nierównościach stosuje się często dwa uproszczenia. Po pierwsze, dla takich powierzchni przyjmuje się, że:

$$TIS = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{4\pi\sigma \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2 \right] \approx \left( \frac{4\pi\sigma \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2 , \quad (16)$$

gdyż odchylenie standardowe  $\sigma$  wysokości nierówności powierzchni jest wielokrotnie mniejsze od długości fali światła  $\lambda$ . Wtedy wartość odchylenia standardowego wysokości nierówności określana jest na podstawie równania:

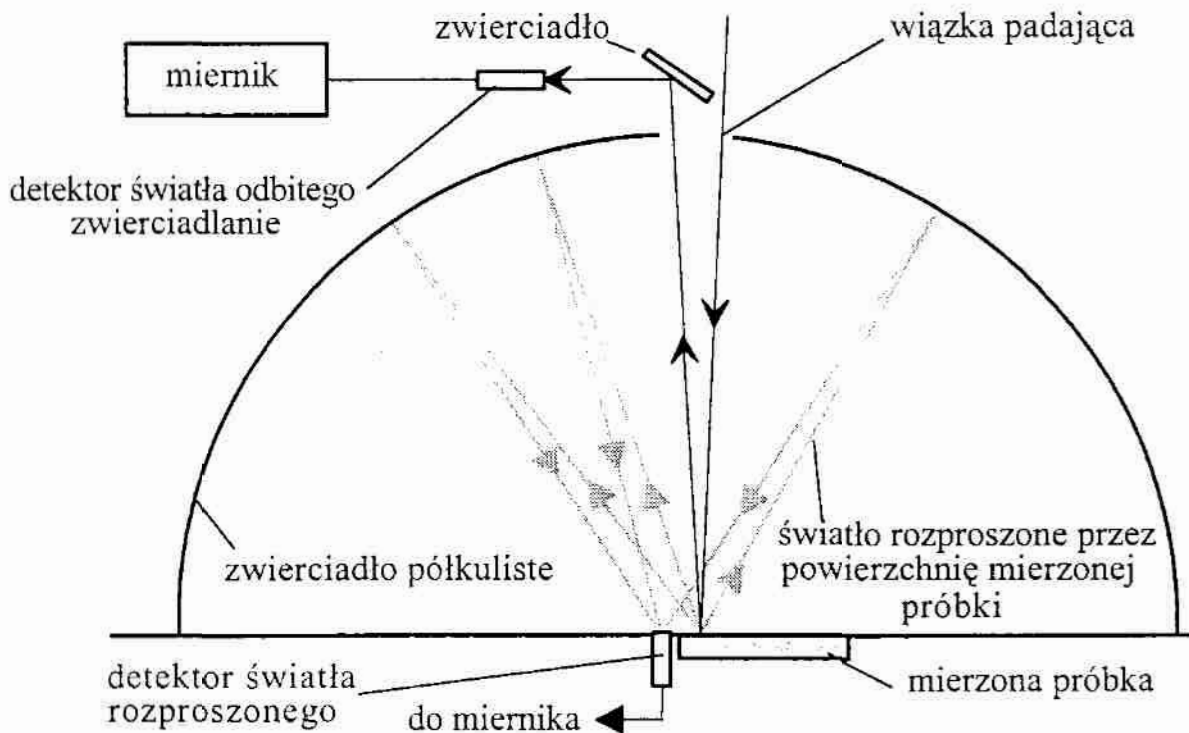
$$\sigma \approx \frac{\lambda}{4\pi \cos \theta_i} \sqrt{TIS} . \quad (17)$$

Po drugie, jeśli reflektancja dyfuzyjna  $R_d$  stanowi około 1% reflektancji całkowitej  $R_0$ , co np. ma miejsce w przypadku powierzchni optycznych, to *TIS*

można określić w przybliżeniu na podstawie pomiarów natężenia światła odbitego zwierciadlanie i dyfuzyjnie:

$$TIS = \frac{R_d}{R_0} = \frac{R_d}{R_s + R_d} \approx \frac{R_d}{R_s} \quad (18)$$

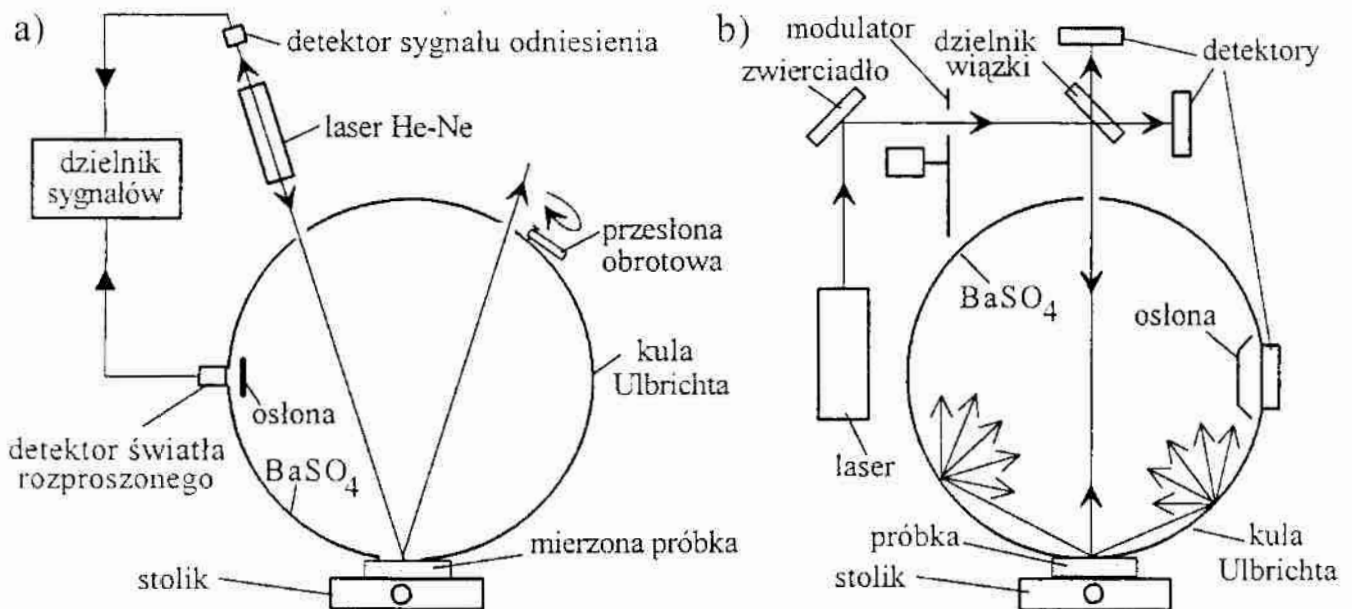
Najczęściej pomiary parametru  $TIS$  prowadzone są w układach pokazanych na rys. 31 i rys. 32. Jeden z nich wykorzystuje półkuliste zwierciadło wklęsłe, określane w literaturze anglojęzycznej terminem *Coblentz sphere*, pozwalające skupić całe promieniowanie rozproszone na powierzchni detektora fotoelektrycznego, umieszczonego w ognisku zwierciadła. Układ ten jest czuły na usytuowanie próbki i detektora fotoelektrycznego względem zwierciadła półkulistego.



Rys. 31. Układ do pomiaru parametru  $TIS$  z wklęsłym zwierciadłem półkulistym  
Fig. 31. System for measuring total integrated scattering with hemispherical mirror

W układach pokazanych na rys. 32, stosowana jest kula fotometryczna, nazywana również kulą całkującą lub kulą Ulbrichta. Wnętrze kuli pokryte jest materiałem rozpraszającym. Na ogół stosuje się w tym celu siarczan baru ( $BaSO_4$ ), tlenek magnezu ( $MgO$ ) lub różne odmiany sproszkowanego policzterofluoroetylenu, takie jak teflon, spectralon, halon [42]. Detektor umieszczony wewnątrz kuli pozwala wyznaczyć wartość proporcjonalną do całkowitego natężenia światła rozproszonego. Zaletą takiego rozwiązania jest to, że wynik pomiaru w niewielkim stopniu zależy od pozycji detektora fotoelektrycznego. Układy pokazane na rys. 32 różnią się sposobem oświetlenia próbki i sposobem detekcji światła odbitego zwierciadlanie. Kula Ulbrichta w układzie z rys. 32a ma dodatkowy otwór, który można zasłaniać obrotową przesłoną.





Rys. 32. Układy do pomiaru parametru TIS z kulą Ulbrichta: a) z ukośnym oświetleniem próbki, b) z prostopadłym oświetleniem próbki

Fig. 32. Systems for measuring total integrated scattering with Ulbricht sphere: a) with tilt illumination of sample, b) with perpendicular illumination of sample

Pomiarów dokonuje się przy zamkniętej i otwartej przesłonie. Pierwszy pomiar pozwala wyznaczyć reflektancję dyfuzyjną, a drugi – całkowitą. W układzie pokazanym na rys. 32b światło odbite zwierciadlanie i dyfuzyjnie mierzone jest różnymi detektorami, co wymaga starannego ich doboru i wzorcowania.

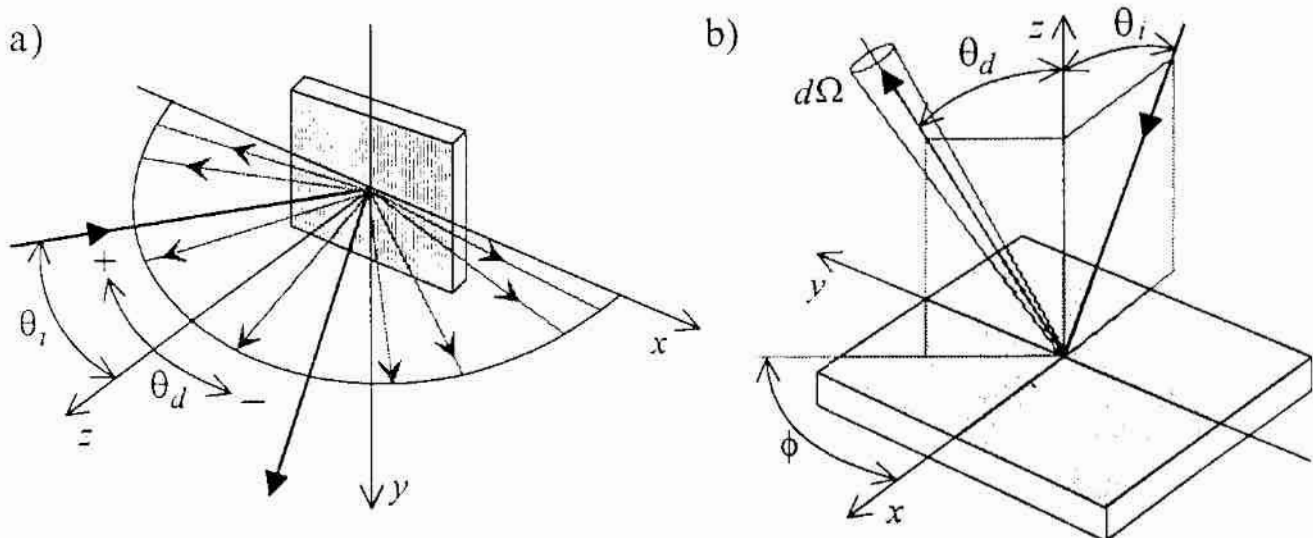
Pomiary nierówności metodami integracyjnymi dokonywane są często w wielu miejscach badanej powierzchni. W tym celu mierzona próbka umieszczana jest na przesuwym stoliku, pozwalającym dokonywać pomiarów w kolejnych miejscach. Szerszy opis metod integracyjnych, ich analizę, a także wyniki badań uzyskane za pomocą tych metod, przedstawiono między innymi w pracach J. M. Bennett i L. Mattssona [21] oraz J. C. Stovera [309]. Badania prowadzone w Polsce opisano w pracach [48], [228], [139], [140].

Pomiary całkowitego natężenia światła rozproszonego umożliwiają ocenę odchylenia standardowego nierówności powierzchni w zakresie od 0,1 nm do około 35 nm. Poszerzenie zakresu pomiarowego w stronę większych nierówności powierzchni wymaga zastosowania promieniowania o większej długości fali. Amerykańska organizacja ASTM (*American Society for Testing and Materials*) ustaliła sposób kontroli chropowatości powierzchni zwierciadeł metalowych metodą TIS [68], [69], [10]. Sposób ten polega na wykorzystaniu światła lasera He-Ne, o długości fali  $\lambda = 632.8$  nm, zwierciadła półkulistego, pokazanego na rys. 31, oraz odpowiednich wzorców rozpraszających światło dyfuzyjnie. Wzorce takie opracowano w NIST (*National Institute of Standards and Technology*), w USA. Warunki stawiane wzorcem dla promieniowania podczerwonego przedstawił L. M. Hanssen w pracy [114].

### 2.6.3. Metody różniczkowe

Oddzielną grupę metod rozpraszania światła stanowią metody różniczkowe. Ich cechą szczególną jest to, iż oceny nierówności powierzchni tymi metodami dokonuje się na podstawie pomiarów kąowego rozkładu natężenia światła rozproszonego [204]. Rozkład ten, przy odpowiednim oświetleniu niektórych powierzchni, można mierzyć w wybranej płaszczyźnie, np. w płaszczyźnie padania, co pokazano na rys. 33a. W tym przypadku natężenie światła rozproszonego będzie funkcją jednej zmiennej, której rolę spełnia na ogół kąt rozproszenia  $\theta_d$ . Graficzny obraz tej funkcji nazywa się indykatryszą rozproszenia. Jak już o tym wspomniano, metody pomiaru nierówności powierzchni oparte na wyznaczaniu rozkładu natężenia światła rozproszonego, oznaczane w języku angielskim symbolem ARS (*angle-resolved scattering*) lub DS (*differential scattering*), w języku polskim nazywane są metodami goniofotometrycznymi lub – jak w niniejszej monografii – metodami różniczkowymi. Dają one pełniejszą informację o zjawisku rozpraszania światła przez powierzchnię i o samej powierzchni, w porównaniu z metodami opartymi na pomiarze kilku pojedynczych wartości natężenia światła rozproszonego lub odbitego zwierciadlanie.

Rozkład natężenia światła rozproszonego można też wyznaczać w przestrzeni. W tym przypadku, dla danego kąta padania  $\theta_i$ , będzie on funkcją dwóch zmiennych: biegunowego kąta rozproszenia  $\theta_d$  i azymutalnego kąta rozproszenia  $\phi$  – co ilustruje rys. 33b. Funkcja ta, opisująca przestrzenny rozkład natężenia światła rozproszonego, oznaczana jest często symbolami *BRDF* (*bidirectional reflectance distribution function*) lub *BSDF* (*bidirectional scatter distribution function*). W pracy [232] F. E. Nicodemus zdefiniował ją



Rys. 33. Geometria określająca kątowy rozkład natężenia światła rozproszonego: a) w płaszczyźnie padania, b) w przestrzeni

Fig. 33. Geometry for determine of the angular distribution of scattered light: a) in incident plane, b) in three dimensional space

jako stosunek luminancji energetycznej, w określonym kierunku rozproszenia, do mocy promienistej padającej na jednostkę powierzchni. Luminancję energetyczną  $L_e$ , w określonym kierunku rozproszenia, wyznacza się wewnątrz elementarnego kąta bryłowego  $d\Omega$ . Funkcję  $BRDF$  wyraża zależność:

$$BRDF = \frac{L_e}{P_i/S_0} = \frac{dP/d\Omega}{P_i \cos \theta_d} = \frac{16 \pi^2}{\lambda^4} \cos(\theta_i) \cos(\theta_d) Q S(f_x, f_y), \quad (19)$$

przy czym

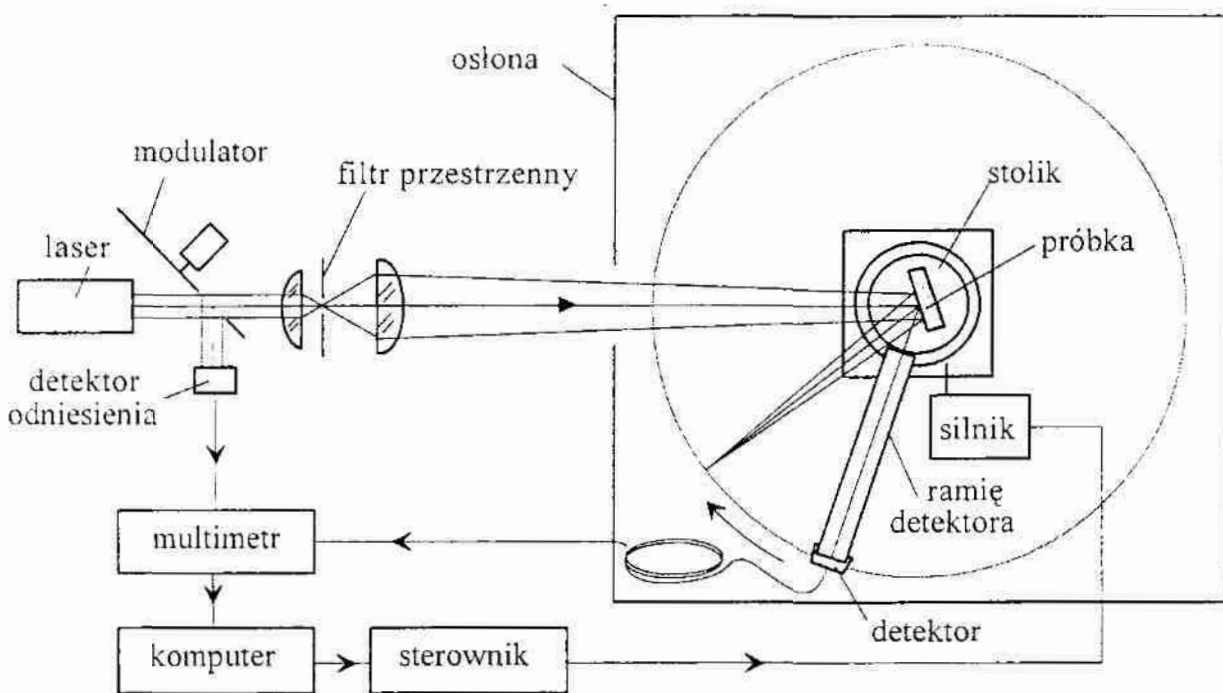
$$L_e = \frac{dP}{S_0 d\Omega \cos \theta_d}, \quad (20)$$

gdzie:  $L_e$  – luminancja energetyczna powierzchni oświetlonej, w określonym kierunku rozproszenia,  $S_0$  – pole powierzchni oświetlonej,  $dP$  – moc promienista rozproszona wewnątrz elementarnego kąta bryłowego,  $d\Omega$  – elementarny kąt bryłowy,  $P_i$  – moc promienista padająca na powierzchnię,  $\lambda$  – długość fali światła,  $\theta_i$  – kąt padania,  $\theta_d$  – kąt rozproszenia,  $Q$  – bezwymiarowy czynnik, zależny od azymutalnego kąta rozproszenia  $\phi$ , uwzględniający także stan polaryzacji światła padającego i optyczne właściwości powierzchni odbijającej,  $S(f_x, f_y)$  – dwuwymiarowa funkcja gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni odbijającej,  $f_x, f_y$  – częstości przestrzenne nierówności powierzchni.

Zależność (19) – jak pokazano w pracach E. L. Churcha, H. A. Jenkinsona i J. M. Zavady [52], [53], J. M. Elsona i J. M. Bennett [83], J. C. Stovera [309] oraz J. M. Bennett i L. Mattssona [21] – może być zapisana w różny sposób. Końcowa część wyrażenia (19) wynika z wektorowej teorii rozpraszania fal na powierzchniach nierównych, nazywanej także wektorową teorią zaburzeń Rayleigha-Rice'a [309]. Wyrażenie to jest podstawą do oceny ważnej charakterystyki – gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni  $S(f_x, f_y)$ . Może być ono stosowane do oceny powierzchni, których wysokości nierówności są znacznie mniejsze od długości fali światła. W pomiarach rozkładu natężenia światła odbitego od takich powierzchni, stosowane są układy pomiarowe o szerokim zakresie dynamicznym, na ogół nie mniejszym niż 120 dB, oraz precyzyjne układy mierzące kąt rozproszenia.

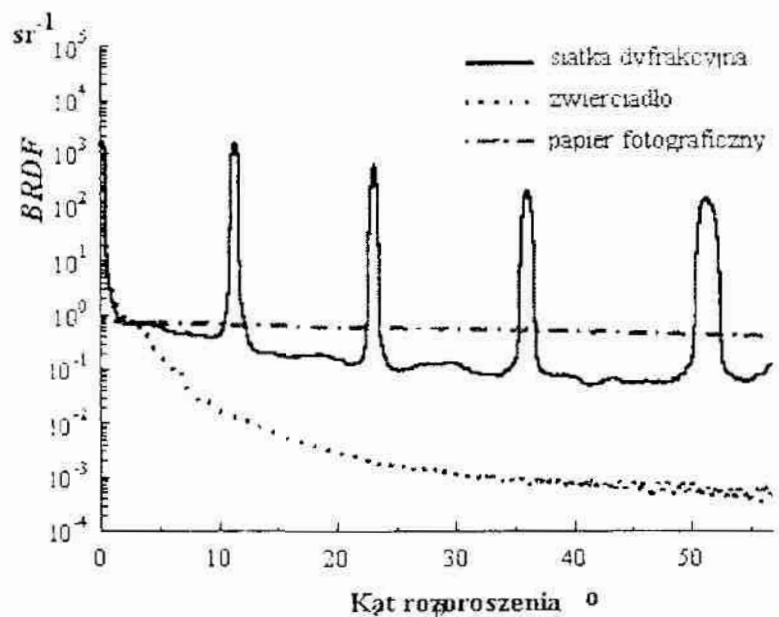
Na rys. 34 pokazano schemat układu przeznaczonego do pomiarów rozkładu natężenia światła rozproszonego w wybranej płaszczyźnie. Nieco bardziej skomplikowane układy stosowane są do wyznaczania rozkładu przestrzennego, opisanego funkcją  $BDRF$ . Mimo, iż  $BRDF$  jest funkcją dwóch zmiennych, najczęściej przedstawia się ją w postaci funkcji zależnej tylko od biegunowego kąta rozproszenia  $\theta_d$ , dla ustalonych wartości azymutalnego kąta rozproszenia  $\phi$ . Przykładem urządzeń wyznaczających funkcję  $BRDF$  są skomputeryzowane skaterometry, produkowane przez amerykańską firmę TMA Technologies, Inc. (*Toomay Mathis and Associates Technologies*), oznaczone





Rys. 34. Układu do pomiarów kąowego rozkładu natężenia światła rozproszonego  
Fig. 34. A system for measuring of the angular distribution of the scattered light

symbolami TMA TASC i TMA CASI (*Complete Angle Scatter Instrument*). Są to nowoczesne, wielofunkcyjne systemy, przeznaczone między innymi do pomiaru odchylenia standardowego i gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni [280]. Pomiar natężenia światła i funkcji  $BRDF$  dokonywane są w tych systemach dzięki skanowaniu przestrzeni, w którą skierowane zostało światło odbite. Skanowanie realizowane jest najczęściej za pomocą obrotu lub przesuwania detektora fotoelektrycznego. Podczas skanowania mierzone są kąty w kolejnych położeniach detektora fotoelektrycznego oraz natężenie światła rozproszonego w danym kierunku. Na rys. 35 pokazano trzy indykatory rozproszenia światła lasera He-Ne, zmierzone systemem, zbudowanym w laboratoriach Florida State University, który opisano w pracy [331]. Funkcja  $BRDF$  mierzona była w płaszczyźnie padania światła. Wartości funkcji  $BRDF$  wyrażone są w  $\text{sr}^{-1}$ , czyli w jednostkach, które są odwrotnością jednostki kąta bryłowego – steradiana.

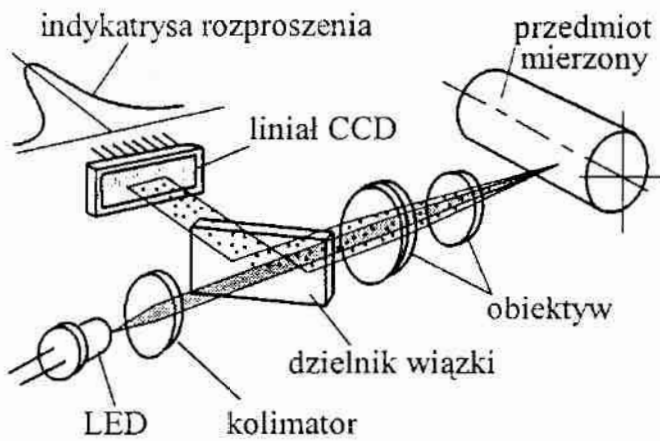


Rys. 35. Indykatory rozproszenia światła  
Fig. 35. Angular distributions of scattered light

Opisane dotychczas metody różniczkowe przeznaczone są do oceny bardzo małych nierówności powierzchni. Stosuje się je w procesach kontroli powierzchni elementów optycznych [339], krzemowych podłoży układów scalonych itp. Zaletami tych metod są przede wszystkim bezstykowość, wysoka czułość oraz krótki czas pomiaru. Zakres wysokości nierówności mierzonych tymi metodami, z wykorzystaniem promieniowania widzialnego, zawiera się – dla średniego kwadratowego odchylenia wysokości nierówności powierzchni  $\sigma$  – od 0,1 nm do 10 nm. Jeżeli stosowane jest promieniowanie podczerwone, o długości fali  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ , zakres ten wynosi od 2 nm do około 200 nm i może być zwiększony [27]. W USA opracowano normę, określającą procedurę i warunki pomiarów nierówności powierzchni metodami różniczkowymi [129], [9].

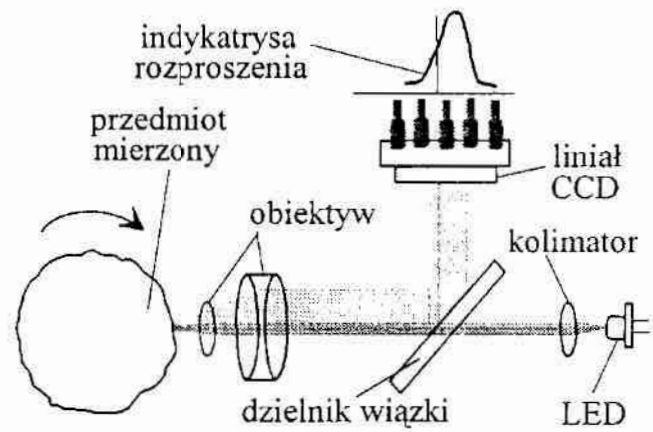
Idea metod różniczkowych – polegająca na ocenie nierówności powierzchni na podstawie pomiaru i analizy kąтового rozkładu natężenia światła rozproszonego – wykorzystana została także do pomiarów powierzchni o większych nierównościach. Ten szczególny rodzaj metod różniczkowych nie jest oparty na falowym modelu światła. Opiera się on na przybliżeniu promieniowym oraz na zasadach optyki geometrycznej. W tym przypadku, nierówna powierzchnia przedmiotu jest traktowana jako zbiór odpowiednio zorientowanych, płaskich miniaturowych zwierciadeł. Taki model powierzchni określany jest w języku angielskim terminem *mirror facet model* [39]. Indykatrysa rozproszenia może być interpretowana, w tym modelu, jako wykres proporcjonalny do gęstości prawdopodobieństwa kątów nachylenia mikrozwierciadeł tworzących powierzchnię [144], [200]. Nierówności powierzchni ocenia się na podstawie wybranych parametrów rozkładu natężenia światła rozproszonego, takich jak szerokość połówkowa indyktrysy rozproszenia, wariancja kątów rozproszenia itp. [153]. Rozkład natężenia światła rozproszonego wyznaczany jest na ogół za pomocą detektorów fotoelektrycznych ze sprzężeniem ładunkowym, czyli liniałów lub matrycowych kamer CCD, połączonych z komputerem [211], [186], [340]. Zwiększa to szybkość pomiaru i nie wymaga ruchu detektora względem powierzchni mierzonej. Takie metody znajdują zastosowanie w pomiarach aktywnych nierówności powierzchni części maszyn, np. w procesach szlifowania, polerowania itp. Głównym zadaniem tych metod jest szybkie stwierdzenie, czy powierzchnia została prawidłowo obrobiona. Często kontrola dokonywana jest podczas ruchu przedmiotu, w czasie obróbki lub tuż po jej zakończeniu. Zakres wysokości nierówności mierzonych tymi metodami wynosi od 10 nm do około 1000 nm.

Ostatnie z opisanych metod różniczkowych szerzej przedstawiono między innymi w pracach R. Brodmanna, O. Gerstorfera i G. Thurna [37], [38], [39]. Na podstawie badań przeprowadzonych przez tych autorów, niemiecka firma Rodenstock opracowała dwa systemy pomiarowe, oznaczone symbolami



Rys. 36. Schemat głowicy optycznej systemów RM 400 i RM 500

Fig. 36. Schematic diagram of the optical head used in both systems RM 400 and RM 500



Rys. 37. Pomiar kształtu i falistości za pomocą systemu RM 500

Fig. 37. Measuring of the form and waviness by system RM 500

RM 400 i RM 500, przeznaczone do kontroli nierówności powierzchni. Schemat głowicy optycznej stosowanej w obu systemach, produkowanych przez firmę Rodenstock, pokazano na rys. 36. Zawiera ona diodę elektroluminescencyjną, oznaczoną symbolem LED (*light emitting diode*), kolimator, dzielnik wiązki, obiektyw i liniowy detektor CCD. Na podstawie rozkładu światła rozproszonego, system RM 400 wyznacza parametr oznaczany symbolem  $S_N$ , będący unormowaną wariancją kątów rozproszenia. Jest on proporcjonalny do kwadratu średniego kwadratowego pochylenia profilu  $\Delta q$ :

$$\Delta q = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 dx}, \quad (21)$$

gdzie  $l$  oznacza długość odcinka elementarnego profilu powierzchni, zaś stosunek  $dz$  do  $dx$  jest pochodną profilu. Dla danego sposobu obróbki powierzchni, wartości  $\Delta q$  mogą być skorelowane z wartościami parametru chropowatości  $R_a$ . Parametr  $S_N$  wyznaczany jest zgodnie z równaniem:

$$S_N = C_N \sum_{i=1}^n (i - \bar{i})^2 p_i, \quad (22)$$

przy czym

$$\bar{i} = \sum_{i=1}^n i p_i, \quad (23)$$

oraz

$$p_i = \frac{I_i}{I_c}, \quad (24)$$

zaś

$$I_c = \sum_{i=1}^n I_i, \quad (25)$$



gdzie:  $C_N$  – stała normująca,  $i$  – numer kolejnego elementu liniału CCD,  $n$  – ogólna liczba elementów liniału CCD,  $\bar{i}$  – wartość oczekiwana kąowego rozkładu natężenia światła rozproszonego, odpowiadająca wartości średniej arytmetycznej kątów rozproszenia,  $p_i$  – unormowana wartość natężenia światła zmierzonego  $i$ -tym elementem liniału CCD,  $I_i$  – natężenie światła zmierzone  $i$ -tym elementem liniału CCD,  $I_c$  – suma natężeń zmierzonych poszczególnymi elementami liniału CCD, równa całkowitemu natężeniu światła rozproszonego, zmierzonemu liniałem CCD. Stała  $C_N$  dobrana jest w taki sposób, że teoretycznie wartość  $S_N$  zawiera się w zakresie od 0 do 100. W systemie RM 400, z uwagi na skończoną szerokość wiązki światła i przyjęty system wskazań, wartość  $S_N$  może zmieniać się od 4,0 do 99,9. Na podstawie zmierzonej wartości  $S_N$  oceniana jest wartość parametru  $\Delta q$ , a dla danego sposobu obróbki powierzchni można także oceniać wartości innych parametrów nierówności, np. średniego arytmetycznego odchylenia profilu chropowatości  $R_a$ . Zakres pomiaru parametru  $R_a$  systemem RM 400 wynosi od 0,005  $\mu\text{m}$  do 2  $\mu\text{m}$ .

System RM 500 spełnia podobne funkcje jak system RM 400. Dodatkowo umożliwia on wyznaczanie zarysu kształtu i falistości powierzchni. Możliwe jest to dzięki pomiarom średniego lokalnego kąta rozproszenia, w kolejnych miejscach badanej powierzchni. W tym przypadku powierzchnia przedmiotu mierzonego i głowica optyczna muszą przemieszczać się względem siebie z niewielką, stałą prędkością. Wysokość profilu  $z(x_k)$ , odwzorowującego kształt i falistość powierzchni w wybranym punkcie  $x_k = k \, dx$ , otrzymywana jest przez sumowanie kolejnych  $k$  wartości pochodnej profilu  $dz(x_k)/dx$ , z zależności:

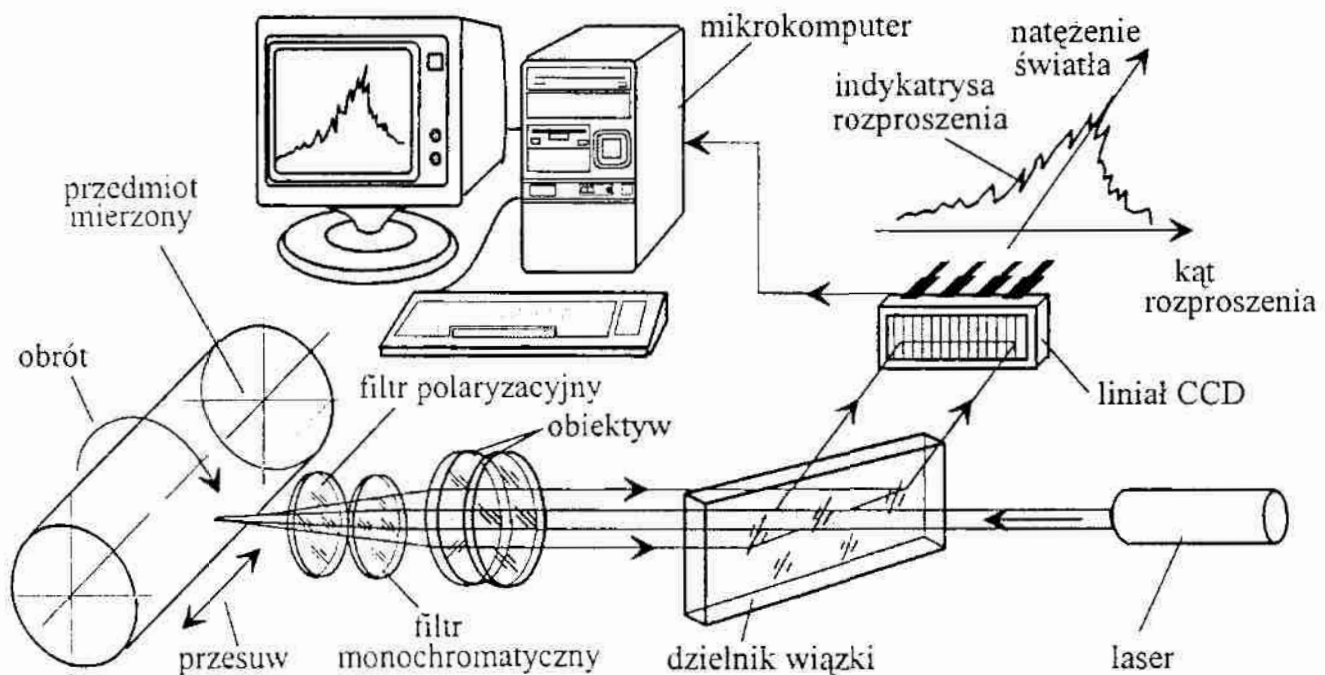
$$z(x_k) = \sum_{i=0}^k \frac{dz(x_i)}{dx} . \quad (26)$$

Pochodna profilu kształtu i falistości powierzchni, w danym punkcie, obliczana jest jako wartość tangensa połowy średniego lokalnego kąta rozproszenia. W tym celu, na podstawie zarejestrowanej indykatrysy rozproszenia wyznaczany jest parametr określony równaniem (23). Następnie, uwzględniając geometrię układu optycznego, obliczany jest średni lokalny kąt rozproszenia.

Profil kształtu i falistości powierzchni można wyznaczać dla powierzchni nominalnie płaskich oraz dla powierzchni obrotowych. Pomiar taki jest pomiarem względnym, gdyż wartości rzędnych w kolejnych punktach profilu są odnoszone do punktu początkowego, którego wartość rzędnej jest nieznaną. Przyjmuje się ją zwykle jako równą zero. Niezależnie od tego wyznaczony profil może być normowany względem wartości średniej lub przetwarzany w inny sposób. Na rys. 37 zilustrowano zasadę pomiaru kształtu i falistości powierzchni, w przekroju poprzecznym wałka, za pomocą systemu RM 500.

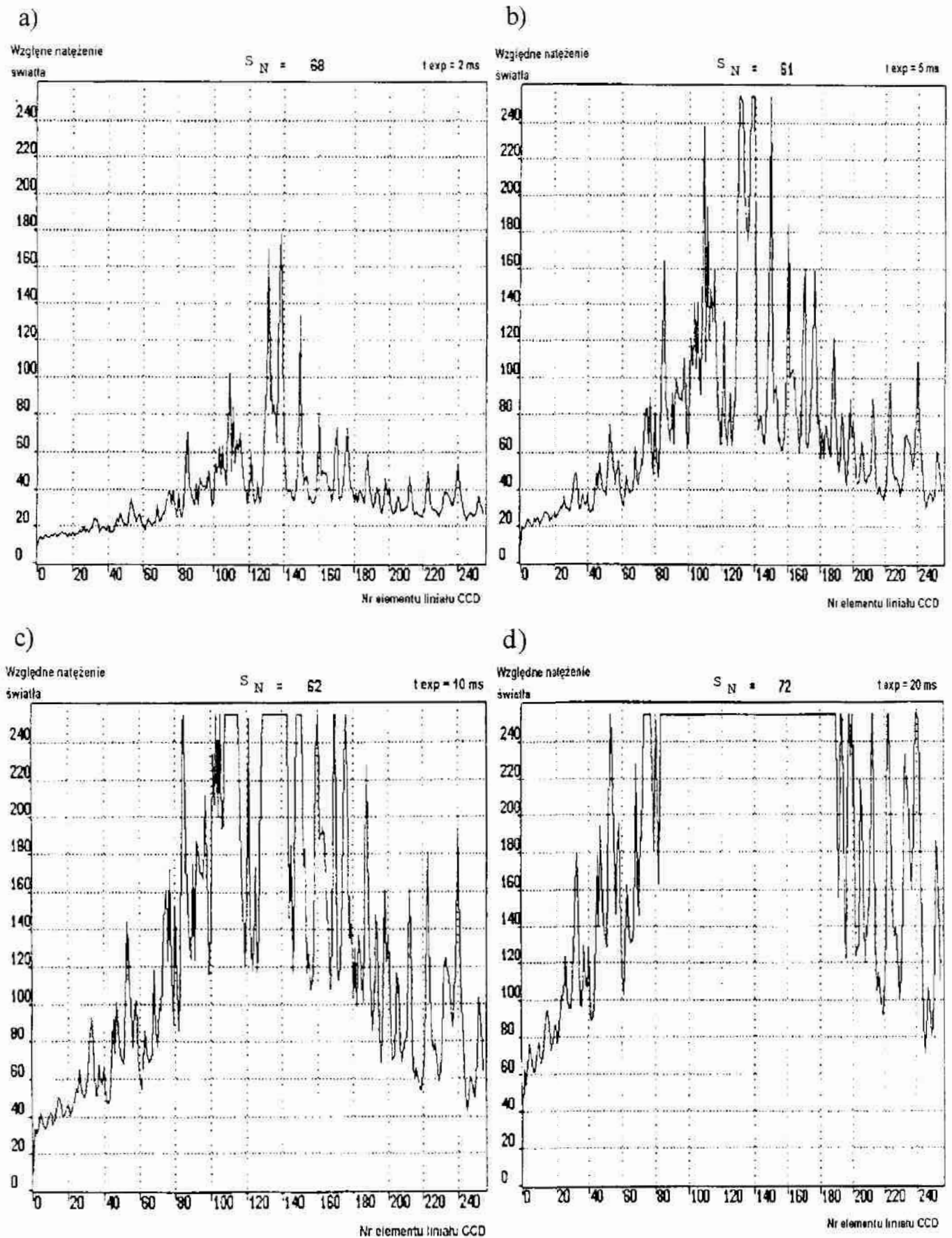
W pracy [359] K. Yanagi, K. Minaki i A. Toyama przedstawili model urządzenia o podobnym zastosowaniu, z matrycową kamerą CCD zawierającą  $384 \times 491$  elementów światłoczułych. Badania, przeprowadzone na użytkowych wzorcach chropowatości powierzchni brytyjskiej firmy Rubert Co. Ltd., potwierdziły przydatność opracowanego systemu. Badano powierzchnie polerowane i docierane, których parametr  $R_a$  nie przekraczał  $0,2 \mu\text{m}$ .

W Katedrze Inżynierii Produkcji Politechniki Koszalińskiej od wielu lat prowadzi się badania nad automatyzacją kontroli nierówności powierzchni [138], [137]. W ich wyniku opracowano system przeznaczony głównie do kontroli powierzchni będących w ruchu. Zawiera on głowicę optyczną oraz komputer, spełniając podobne funkcje jak systemy RM 400 i RM 500 firmy Rodenstock. Opis tego systemu zawarto w pracach [184], [202], [145]. Jego schemat pokazano na rys. 38. System ten służy do oceny chropowatości powierzchni oraz do pomiaru kształtu i falistości powierzchni [136], [205]. Czulość systemu jest regulowana dwojako: przez obrót filtra polaryzacyjnego oraz przez zmianę czasu ekspozycji liniału CCD. Na rys. 39 pokazano indykatory rozproszenia, uzyskane z powierzchni szlifowanej (stal 45) dla różnych czasów ekspozycji. Widać, że dokonanie kilku pomiarów, przy różnych czasach ekspozycji, zwiększa zakres dynamiczny systemu, wynoszący nominalnie około 50 dB. Na rys. 40 i 41 pokazano natomiast indykatory rozproszenia uzyskane w warunkach statycznych – głowica optyczna i mierzona powierzchnia są wtedy nieruchome – oraz w czasie ruchu powierzchni.



Rys. 38. Schemat systemu pomiarowego przeznaczonego do oceny nierówności powierzchni przedmiotów będących w ruchu

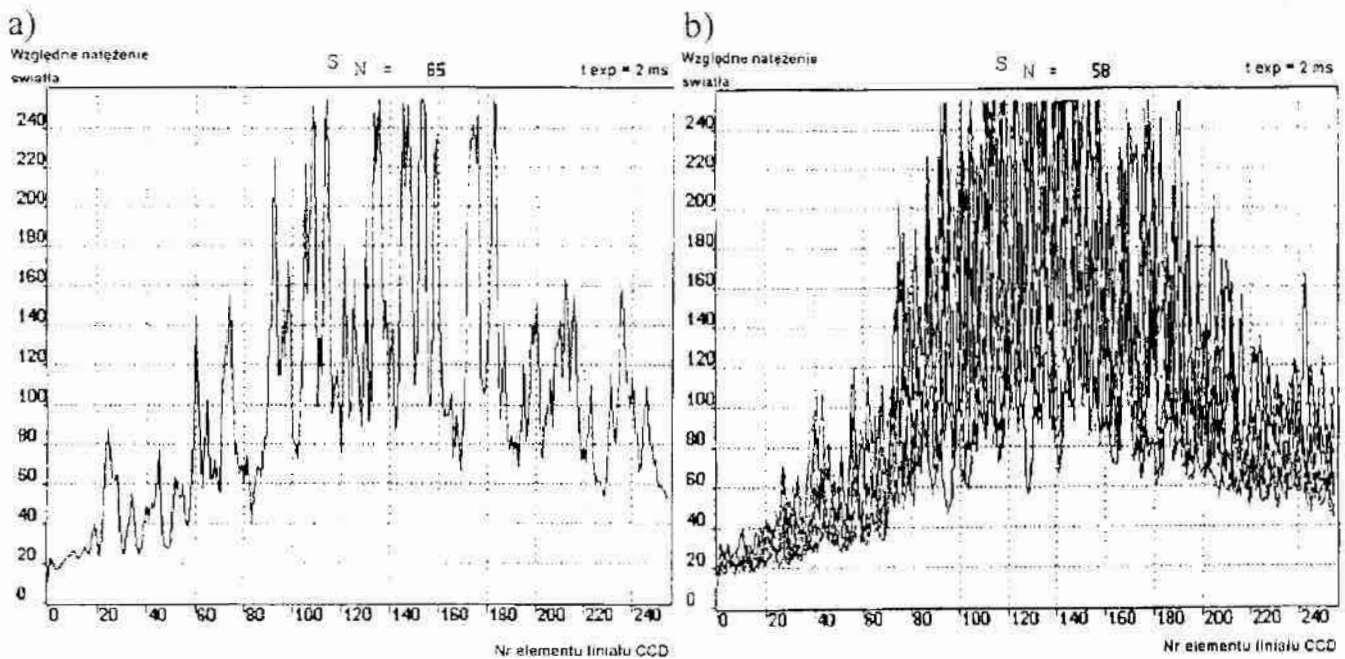
Fig. 38. Schematic diagram of the measuring system for evaluation of surface irregularities while moving surface



Rys. 39. Indykatrysy rozproszenia uzyskane przy różnych czasach ekspozycji linii CCD: a)  $t_{exp} = 2$  ms, b)  $t_{exp} = 5$  ms, c)  $t_{exp} = 10$  ms, d)  $t_{exp} = 20$  ms

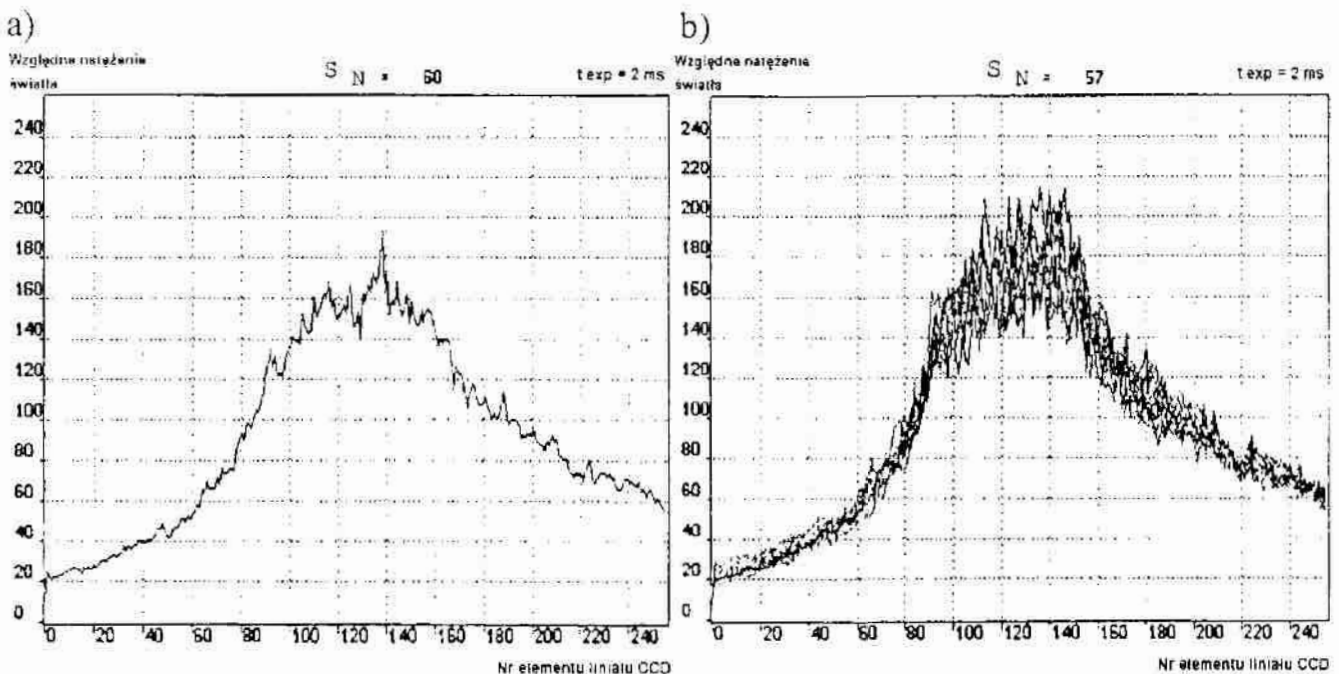
Fig. 39. Angular distributions of the scattered light for different exposure times of CCD array: a)  $t_{exp} = 2$  ms, b)  $t_{exp} = 5$  ms, c)  $t_{exp} = 10$  ms, d)  $t_{exp} = 20$  ms





Rys. 40. Indykatrysy rozproszenia uzyskane w warunkach statycznych dla szlifowanej powierzchni obwodowej wałka ( $R_a = 0,4 \mu\text{m}$ ), wykonanego ze stali 40H: a) indykatrysa rozproszenia otrzymana z pojedynczego pomiaru, b) indykatrysy rozproszenia otrzymane w wybranym przekroju z dziesięciu różnych miejsc

Fig. 40. Angular distributions of the scattered light obtained from ground steel (40 H) shaft for stationary conditions, ( $R_a = 0,4 \mu\text{m}$ ): a) angular distribution of the scattered light obtained from single place; b) angular distributions of the scattered light obtained from ten different places in one cross-section



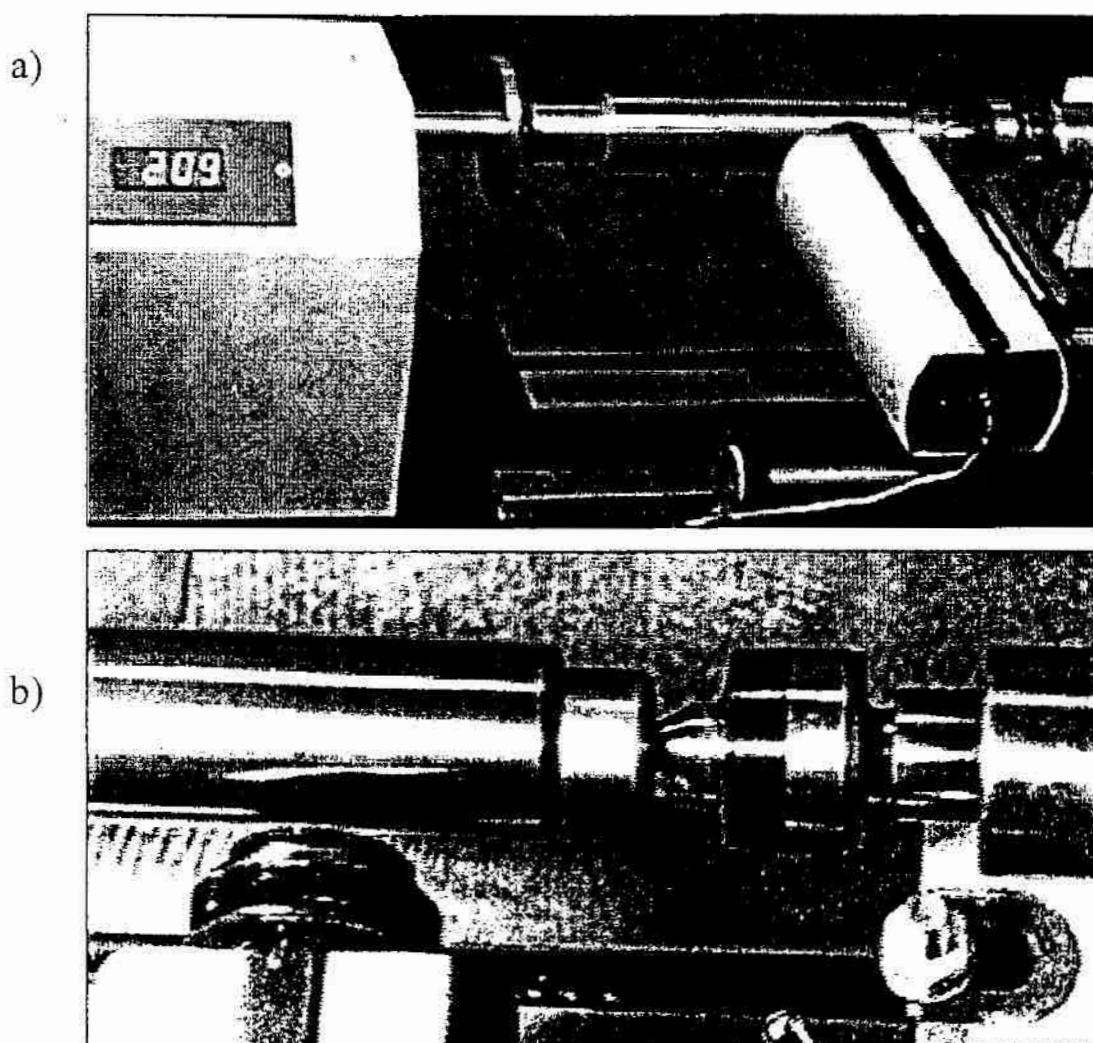
Rys. 41. Indykatrysy rozproszenia, podobne jak na rys. 40, uzyskane podczas obrotu wałka (prędkość liniowa powierzchni 300 mm/s): a) indykatrysa rozproszenia otrzymana z jednego pomiaru, b) indykatrysy otrzymane z dziesięciu pomiarów

Fig. 41. Angular distributions of the scattered light, alike Fig. 40, obtained while revolution of shaft (circumference speed 300 mm/s): a) angular distribution of the scattered light obtained from single measurement; b) angular distributions of the scattered light obtained from ten measurements in one cross-section

Z rys. 40 wynika, że duże zmiany sygnału pomiarowego występują wtedy, gdy przedmiot i system pomiarowy znajdują się w spoczynku. Powodem tego są szумы koherentne, wynikające z zastosowania, w opracowanym systemie pomiarowym, laserowego źródła światła. Powstają one na skutek zjawiska plamkowania. Jeśli przedmiot zaczyna się poruszać, zmiany sygnału pomiarowego są mniejsze, co widać na rys. 41. Dzieje się tak w rezultacie uśredniania wielu obrazów plamkowych, w czasie ekspozycji detektora.

W systemie pomiarowym zbudowanym w Politechnice Koszalińskiej, podobnie jak w systemie RM 400 firmy Rodenstock, ocena chropowatości badanej powierzchni dokonywana jest na podstawie parametru  $S_N$ , określonego równaniem (22). Parametr ten, dla danego sposobu obróbki powierzchni, może być skorelowany z parametrem  $R_a$  [201], [135]. Urządzenie umożliwia ocenę chropowatości powierzchni, w zakresie parametru  $R_a$  od  $0,01\mu\text{m}$  do  $1\mu\text{m}$ .

System może być stosowany także do wyznaczania zarysu kształtu i faliściwości powierzchni. W tym trybie pracy, podobnie jak w systemie RM 500 firmy

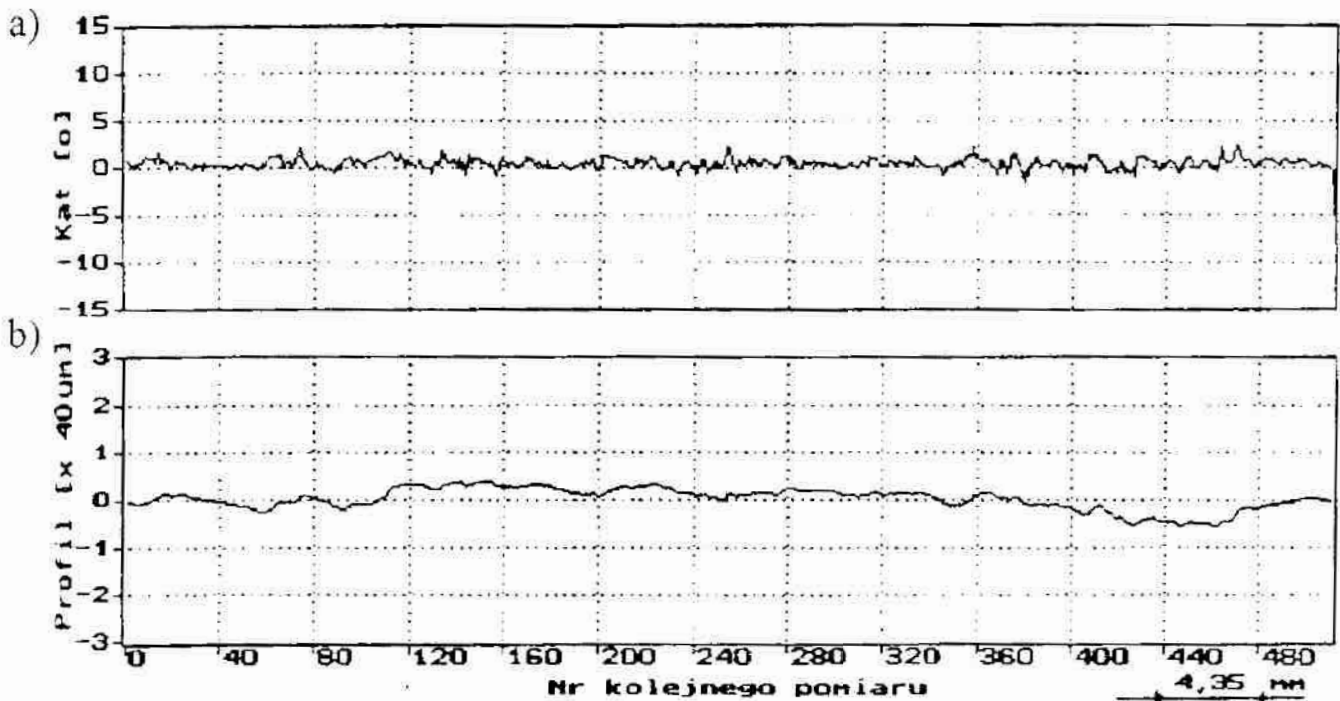


Rys. 42. Ustawienie głowicy optycznej systemu pomiarowego względem mierzonego wałka: a) widok ogólny, b) zbliżenie

Fig. 42. Arrangement of optical head of measuring system relative to measured shaft: a) general view, b) near view

Rodenstock, głowica optyczna i powierzchnia mierzona przemieszczają się względem siebie ze stałą, niewielką prędkością. Zarys badanej powierzchni wyznaczany jest wg równania (26). Pochodna profilu, występująca z prawej strony tego równania, obliczana jest na podstawie pomiarów średniego lokalnego kąta rozproszenia. Widok głowicy optycznej systemu pomiarowego i jej usytuowanie względem przedmiotu mierzonego pokazuje rys. 42.

Podczas pomiarów kształtu tworzącej wałka, wałek ten – pokazany schematycznie na rys. 38 – jest nieruchomy. Natomiast głowica optyczna systemu pomiarowego przesuwa się równoległe do osi wałka, z niewielką, stałą prędkością. Wartości średniego lokalnego kąta rozproszenia, zmierzone wzdłuż badanego wałka, oraz wyznaczony na tej podstawie zarys kształtu tworzącej wałka w wybranym przekroju pokazano przykładowo na rys. 43.

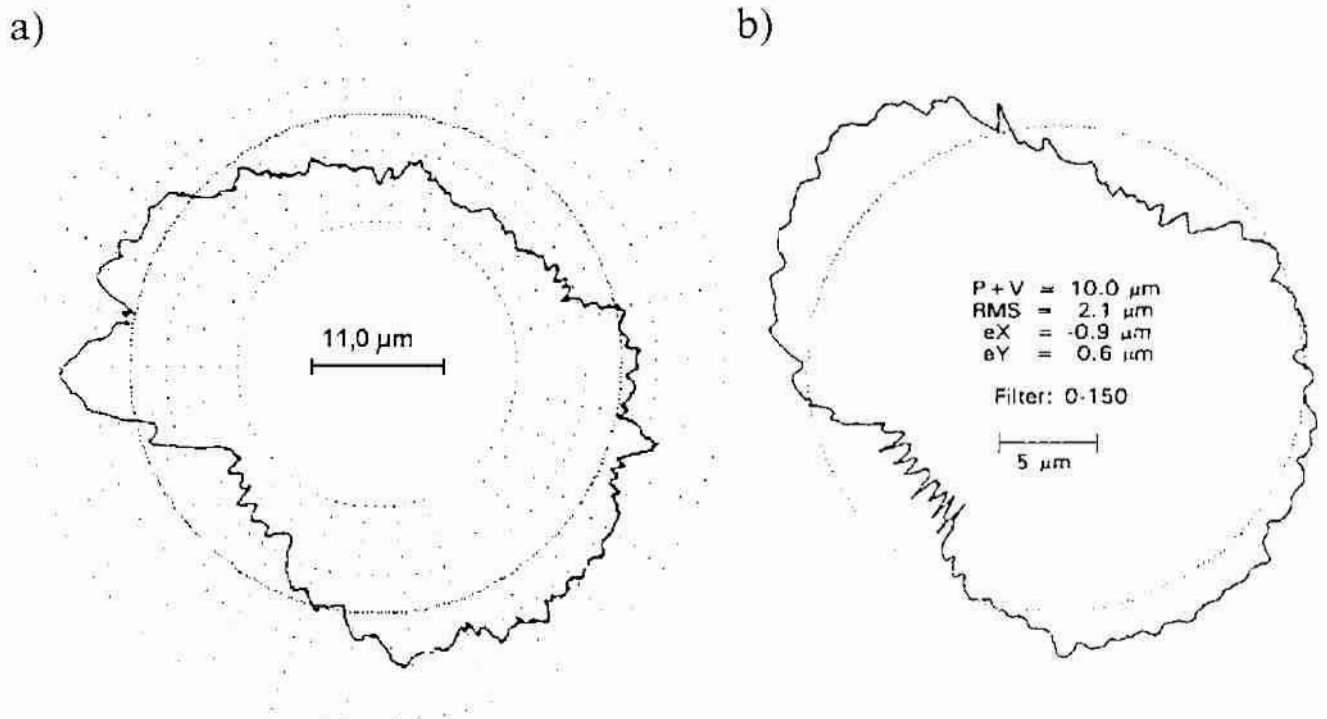


Rys. 43. Wyniki pomiarów tworzącej wałka: a) wykres średniego lokalnego kąta rozproszenia, wyznaczony wzdłuż tworzącej wałka, b) profil kształtu tworzącej wałka

Fig. 43. Results measurements of shaft generatrix: a) plot of average local scattering angles, measured along shaft, b) form profile obtained by this method

Podobnie można wyznaczyć zarys wałka w wybranym przekroju prostopadłym do osi. Podczas takiego pomiaru głowica optyczna systemu pomiarowego jest nieruchoma, natomiast wałek, pokazany na rys. 38, wolno obraca się, zachowując stałą prędkość. Na rys. 44a pokazano przykładowy zarys, otrzymany podczas pomiaru okrągłości opracowanym systemem, zaś na rys. 44b wyniki uzyskane przyrządem stykowym PIK-1A – opracowanym i wykonanym w Instytucie Metrologii i Systemów Pomiarowych Politechniki Warszawskiej – którego opis zawarto w pracy [107].





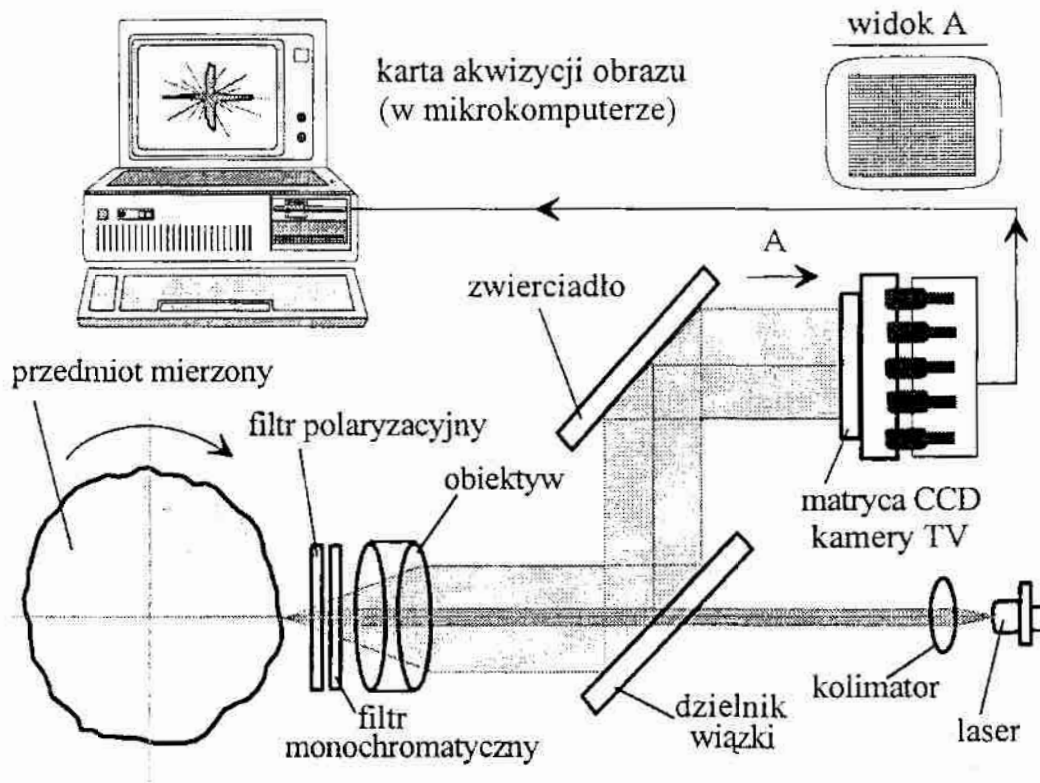
Rys. 44. Wyniki pomiarów okrągłości: a) wyniki otrzymane za pomocą bezstykowego, optycznego systemu pomiarowego, b) wyniki otrzymane za pomocą stykowego systemu pomiarowego PIK-1A

Fig. 44. Results of roundness measurements: a) results obtained by contactless optical system, b) results obtained by contact PIK-1A system

Porównując oba wykresy pokazane na rys. 44 można zauważyć ich podobieństwo mimo tego, że pomiary zostały dokonane w różnych – chociaż położonych blisko siebie – przekrojach badanego wałka. Na rys. 44a widoczne jest pewne wygładzenie zarysu. Przyczyną tego jest dosyć duża średnica plamki laserowej na powierzchni badanego przedmiotu, wynosząca 1mm. Nie pozwala to odwzorować zbyt drobnych szczegółów kształtu badanej powierzchni. W wyniku badań stwierdzono, że system pozwala mierzyć odchyłki okrągłości powierzchni obrotowych jeżeli są one większe od  $2 \mu\text{m}$ . Wynika to z małej liczby (256) elementów światłoczułych użytego liniału CCD i stosunkowo dużej wartości elementarnego kąta rozproszenia odpowiadającego jednemu elementowi. Górna granica zakresu pomiarowego zbudowanego systemu, w przypadku oceny profilu kształtu i falistości powierzchni, wynosi  $500 \mu\text{m}$ . Jak widać proponowana metoda może stanowić w niektórych przypadkach alternatywę dla stykowych metod pomiaru zarysów okrągłości [3].

W celu zbadania możliwości zastosowania do detekcji światła rozproszonego matrycowych kamer CCD, doraźnie zmontowano stanowisko, którego schemat pokazano na rys. 45. Zawierało ono podobne elementy jak głowica optyczna stosowana standardowo w opracowanym systemie, z tą różnicą, że w miejsce liniału CCD zamontowano matrycową kamerę TV, sprzężoną z mikrokomputerem za pomocą karty akwizycji obrazu.

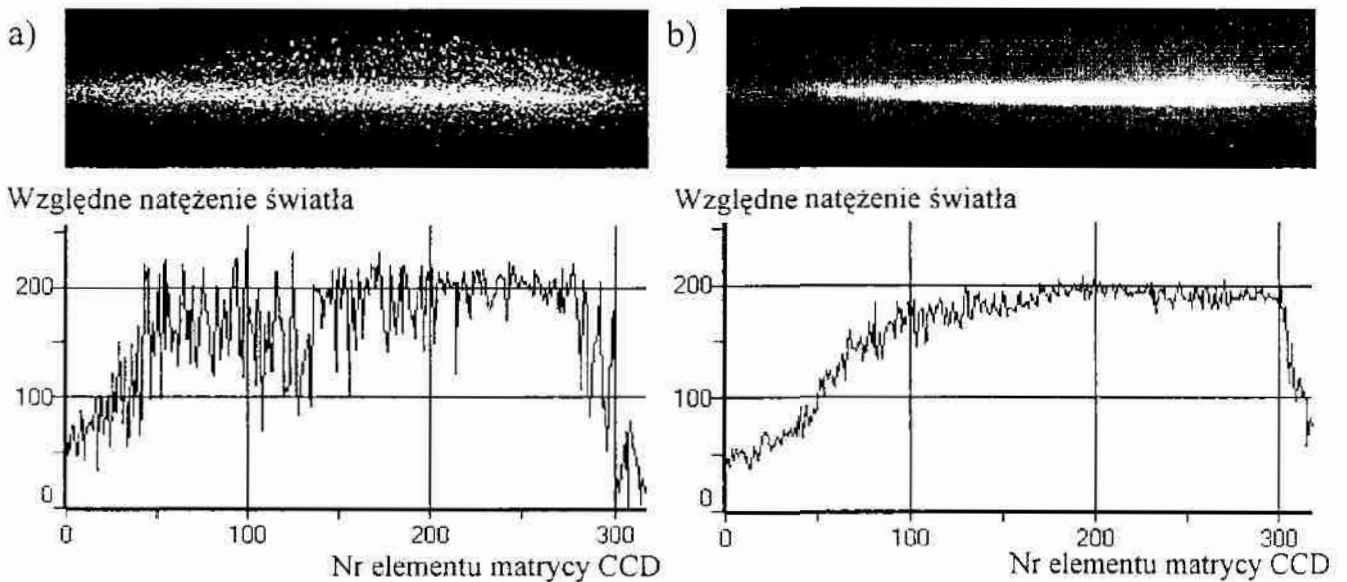
W stanowisku tym zastosowano monochromatyczną kamerę TV typu 3713, firmy COHU (USA). Kamera TV wyposażona jest w matrycowy układ CCD o wymiarach powierzchni światłoczułej  $7,84 \text{ mm} \times 6,40 \text{ mm}$ . Liczba elementów światłoczułych matrycy CCD równa jest  $510 \times 492$ , przy czym wymiar pojedynczego elementu wynosi  $12,7 \mu\text{m} \times 9,8 \mu\text{m}$ . Odstęp między sąsiednimi elementami wynosi około  $3 \mu\text{m}$ . Próg pobudliwości kamery zależy od wzmocnienia i zastosowanych filtrów optycznych. Może on zmieniać się od  $0,03 \text{ lx}$  do  $3 \text{ lx}$ . Stosunek sygnału do szumu kamery jest nie gorszy niż  $50 \text{ dB}$ .



Rys. 45. Schemat stanowiska z kamerą CCD zawierającą układ matrycowy  
Fig. 45. Schematic diagram of the experimental set-up with a CCD matrix

Za pomocą stanowiska badano przestrzenne rozkłady natężenia światła rozproszonego przez powierzchnie płaskie i walcowe [189]. Badania przeprowadzono w warunkach statycznych oraz podczas ruchu powierzchni. Badania potwierdziły, że ruch powierzchni powoduje uśrednienie rozkładu natężenia światła rozproszonego. Przykładowe, dwuwymiarowe rozkłady natężenia światła rozproszonego pokazano na rys. 46.

Oryginalny przyrząd, przeznaczony do oceny nierówności powierzchni na podstawie światła rozproszonego, zbudowano w Instytucie Optyki Stosowanej (IOS) w Warszawie. Jest nim skaterometr-skateroskop służący do pomiaru i obserwacji przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego [48], [49]. Przyrząd ten, opracowany pod kierunkiem M. Pluty w ramach projektu badawczego finansowanego przez Komitet Badań Naukowych, wykonano głównie z myślą o ocenie gładkich powierzchni optycznych.

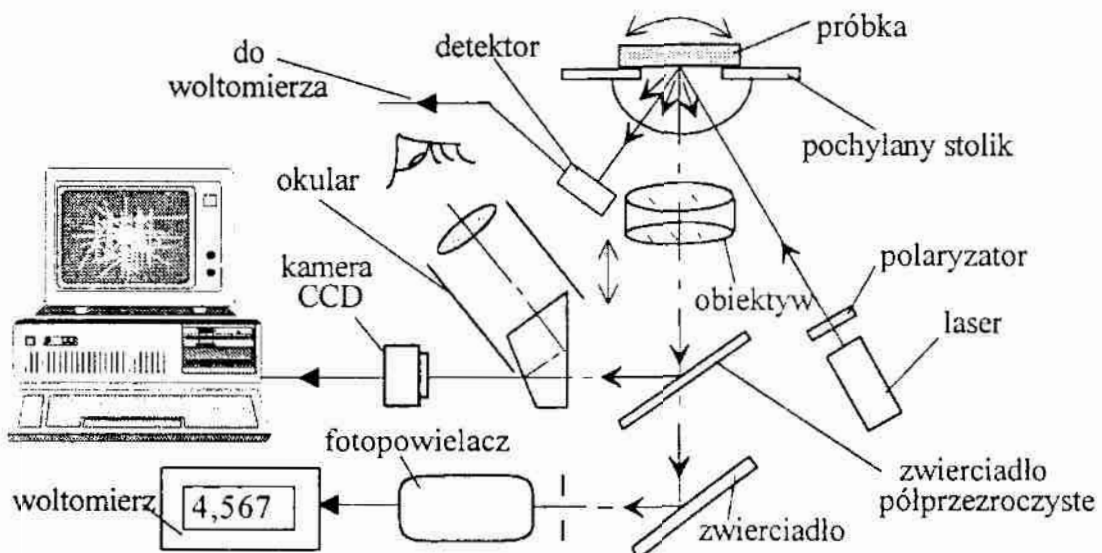


Rys. 46. Dwuwymiarowe rozkłady natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię stalowego, szlifowanego wałka i jednowymiarowe indykatory rozproszenia: a) otrzymane dla wałka w spoczynku, b) otrzymane podczas obrotu wałka

Fig. 46. Bidirectional distributions of the scattered light obtained from ground steel shaft and one-dimensional plots of the intensity of scattered light: a) for stationary conditions, b) while revolution of shaft

Badania zmodyfikowanej wersji tego przyrządu, opracowanego przez W. Chabrosa z IOS dla potrzeb Katedry Inżynierii Produkcji Politechniki Koszalińskiej pokazały, że przyrząd ten może także służyć do oceny powierzchni części maszyn [139]. Schemat przyrządu pokazano na rys. 47.

W pracy [335] opisano przyrząd Lasercheck, opracowany w firmie Optical Dimension L. L. C. (USA), przeznaczony do aktywnych pomiarów nierówności powierzchni obrabianych w zakresie parametru  $R_a$  od 5 nm do 500 nm. Kąt padania światła na powierzchnię wynosi  $75^\circ$ . Światło rozproszone mierzone jest liniałem detektorów fotoelektrycznych oraz dwoma oddzielnymi detektorami.



Rys. 47. Schemat skaterometru-skateroskopu

Fig. 47. Schematic diagram of the scatterometer-scatteroscope



#### 2.6.4. Metody wykorzystujące optyczne przekształcenie Fouriera

Specyficzną grupę metod oceny nierówności powierzchni na podstawie kąтового rozkładu natężenia światła rozproszonego stanowią metody oparte na wykorzystaniu optycznego przekształcenia Fouriera. Metody te niekiedy zalicza się do metod dyfrakcyjnych [348], [238], gdyż u ich podstaw leży zjawisko dyfrakcji fal świetlnych na nierównościach powierzchni. W teorii odwzorowania optycznego i w teorii dyfrakcji znaczącą rolę odgrywają przekształcenia całkowite, a zwłaszcza przekształcenie Fouriera [218], [249], [104], [132]. Podstawy teoretyczne tego przekształcenia, szeroko stosowanego w wielu dziedzinach nauki i techniki [33], wynikają z teorii szeregów trygonometrycznych. Przekształcenie Fouriera dwuwymiarowych sygnałów optycznych może być realizowane za pomocą stosunkowo prostych układów, takich np. jak soczewki. Pozwala ono na częstotliwościową analizę sygnałów w liniowych i przestrzennie niezmienniczych układach optycznych [249], [104], [46], [128].

Rozpatrywane poniżej metody oceny nierówności powierzchni, wykorzystujące optyczne przekształcenie Fouriera, podobnie jak metody różniczkowe, umożliwiają wyznaczenie funkcji gęstości widmowej mocy, a niekiedy także funkcji autokorelacji nierówności powierzchni [208]. Główna idea tych metod polega na oświetleniu powierzchni – lub jej przezroczystej repliki – falą płaską światła spójnego, o stałej amplitudzie, i zarejestrowaniu obrazu dyfrakcyjnego w obszarze Fraunhofera. Jeśli refleksyjność całkowita powierzchni jest we wszystkich jej punktach jednakowa, to nierówności powierzchni powodują jedynie modulację fazową fali padającej. Fala świetlna, zmodulowana fazowo przez nierówności powierzchni, może być traktowana jako superpozycja fal płaskich o odpowiednich kierunkach propagacji. Zbiór takich fal nazywany jest widmem kątowym fal płaskich [104]. Jeżeli głębokość modulacji fazowej jest niewielka – a ma to miejsce wówczas, gdy wysokość nierówności powierzchni jest znacznie mniejsza od długości fali światła – to widmo kątowe fal płaskich daje w obszarze Fraunhofera obraz proporcjonalny do funkcji gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni.

W metodach oceny nierówności powierzchni wykorzystujących optyczne przekształcenie Fouriera pomiarów, rejestracji i analizy natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym dokonuje się – w odróżnieniu od wielu metod różniczkowych – tylko w niewielkim zakresie kątów rozproszenia. Do pomiarów rozkładu natężenia światła w polu dyfrakcyjnym stosowane są często wieloelementowe, liniowe lub matrycowe detektory fotoelektryczne CCD. Pozwala to uniknąć mechanicznego skanowania pola dyfrakcyjnego ruchomym detektorem fotoelektrycznym, co ma miejsce w niektórych metodach różniczkowych.

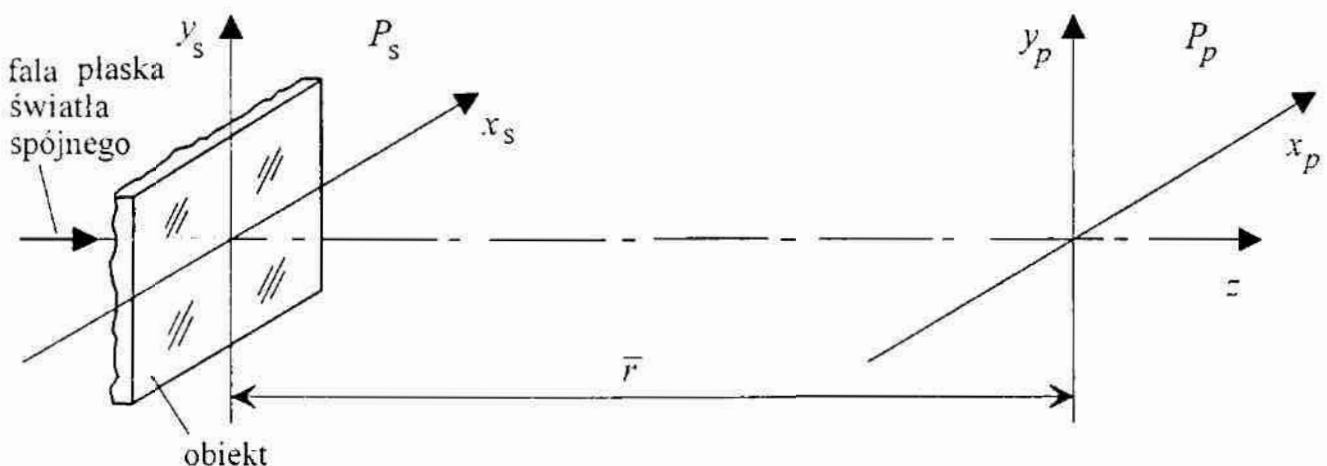
Idea pomiarów nierówności powierzchni z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera zrodziła się kilka lat po wynalezieniu lasera. Analiza zjawiska dyfrakcji światła spójnego, ugiętego na obiektach amplitudowo-fazowych doprowadziła do spostrzeżenia, że zjawisko to może być opisane za pomocą teorii przekształcenia Fouriera. Analizę dyfrakcji światła w obszarach Fresnela i Fraunhofera, oraz stosowane przy tym przybliżenia, przedstawiono między innymi w pracach [30], [104], [258], [103], [132]. W pracy [104] pokazano, że w obszarze Fraunhofera, którego odległość  $\bar{r}$  od płaszczyzny obiektu musi spełniać warunek:

$$\bar{r} \gg \frac{k(x_s^2 + y_s^2)_{\max}}{2}, \quad (27)$$

gdzie  $k = 2\pi/\lambda$  oznacza liczbę falową, zespolona amplituda fali świetlnej jest proporcjonalna do dwuwymiarowej transformaty Fouriera zespolonej amplitudy światła, w płaszczyźnie  $P_s$  położonej bezpośrednio za obiektem uginającym. Zależność tę – w przypadku prostopadłego padania światła spójnego na obiekt uginający, co pokazano na rys. 48 – wyraża równanie:

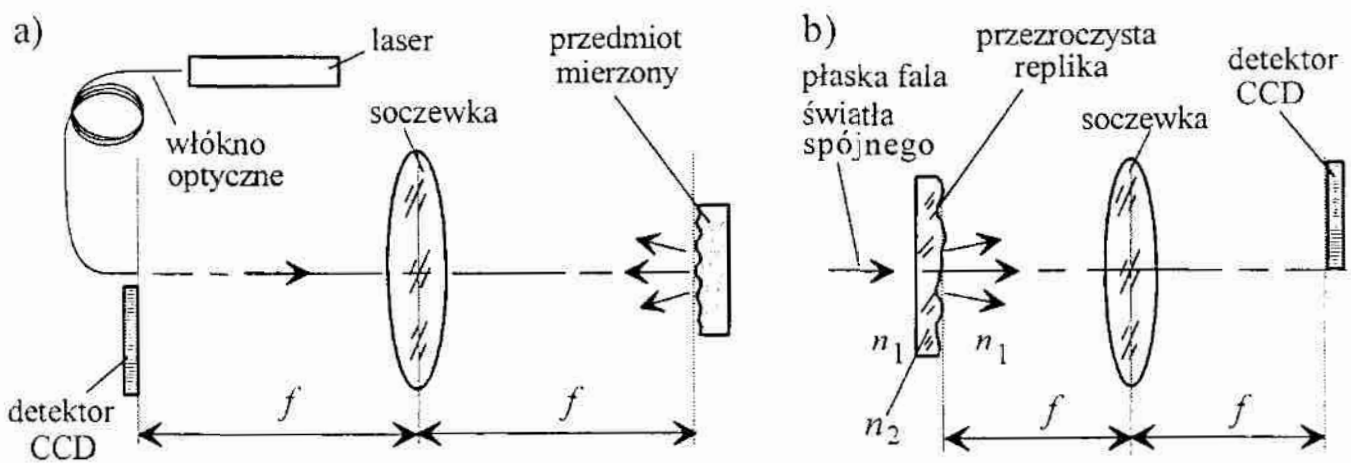
$$E(x_p, y_p) = \frac{\exp\left[i\frac{k}{2\bar{r}}(x_p^2 + y_p^2)\right]}{i\lambda\bar{r} \exp(-jk\bar{r})} \iint_{-\infty}^{+\infty} E(x_s, y_s) \exp\left[-i\frac{k}{\bar{r}}(x_p x_s + y_p y_s)\right] dx_s dy_s, \quad (28)$$

gdzie:  $E(x_p, y_p)$  – zespolona amplituda światła w płaszczyźnie  $P_p$ ,  $i$  – jednostka urojona,  $k$  – liczba falowa,  $\bar{r}$  – odległość płaszczyzny  $P_p$  od płaszczyzny  $P_s$ ,  $x_p, y_p$  – współrzędne prostokątne w płaszczyźnie  $P_p$ ,  $\lambda$  – długość fali światła,  $E(x_s, y_s)$  – zespolona amplituda światła w płaszczyźnie  $P_s$ ,  $x_s, y_s$  – współrzędne prostokątne w płaszczyźnie  $P_s$ .



Rys. 48. Prostopadłe padanie płaskiej fali światła na obiekt uginający  
Fig. 48. Normal incidence of the plane light wave on the object

Bezsoczewkowy układ, pokazany na rys. 48, jest rzadko stosowany do oceny nierówności powierzchni metodami optycznego przekształcenia Fouriera z uwagi na to, że spełnienie warunku (27) wymaga, aby płaszczyzna obiektu  $P_s$  i płaszczyzna analizy pola dyfrakcyjnego  $P_p$  były oddalone od siebie nawet o kilkadziesiąt metrów. W celu zmniejszenia gabarytów stosuje się specjalne soczewki, których płaszczyzny ogniskowe, odpowiadające płaszczyznom  $P_s$  i  $P_p$ , są oddalone od siebie o kilkadziesiąt centymetrów. W układach tych rolę obiektu uginającego światło może spełniać nierówna powierzchnia przedmiotu lub przezroczysta replika powierzchni, odwzorowująca nierówności. Na rys. 49 pokazano przykładowe schematy takich układów.



Rys. 49. Układy przeznaczone do realizacji optycznego przekształcenia Fouriera: a) układ działający w świetle odbitym, b) układ z przezroczystą repliką działający w świetle przechodzącym

Fig. 49. Two optical Fourier transform systems: a) light reflection system, b) light transmission system with transparent replica

Jeżeli obiekt, oświetlony spójną falą płaską o jednostkowej amplitudzie, jest umieszczony w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki o równych ogniskowych, to zespoloną amplitudę światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki określa równanie:

$$E(x_p, y_p) = \frac{1}{i\lambda f} \mathfrak{F}[E(x_s, y_s)], \quad (29)$$

zaś natężenie światła wynosi odpowiednio

$$I(x_p, y_p) = \frac{1}{(\lambda f)^2} |\mathfrak{F}[E(x_s, y_s)]|^2, \quad (30)$$

gdzie:  $E(x_p, y_p)$  – zespolona amplituda światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki,  $i$  – jednostka urojona,  $f$  – długość ogniskowej soczewki,



$\lambda$  – długość fali światła,  $x_p, y_p$  – współrzędne prostokątne w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki,  $\mathfrak{F}[\ ]$  – symbol oznaczający operację przekształcenia Fouriera,  $E(x_s, y_s)$  – zespolona amplituda światła w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki,  $x_s, y_s$  – współrzędne prostokątne w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki,  $I(x_p, y_p)$  – natężenie światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki.

Z równania (30) wynika, że natężenie światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki jest proporcjonalne do gęstości widmowej mocy zespolonej amplitudy światła w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej. Jeżeli zatem zespoloną amplitudę światła zmodulowanego przez obiekt uczynić proporcjonalną do funkcji  $z = f(x_s, y_s)$ , opisującej nierówności powierzchni, to pomiar natężenia światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki pozwoli na wyznaczenie ważnej charakterystyki – gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni. Wskazano na to w pracach [277], [4], [321], [322].

Jeśli światło odbija się od powierzchni, tak jak pokazuje to rys. 49a, to pomijając występujący przy tym skok fazy, zmiany fazy fali światła są równe:

$$\Delta\varphi(x_s, y_s) = \frac{4\pi}{\lambda} f(x_s, y_s), \quad (31)$$

gdzie:  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$  – funkcja opisująca zmiany fazy fali światła,  $\lambda$  – długość fali światła,  $z = f(x_s, y_s)$  – funkcja opisująca nierówności powierzchni. Zakłada się przy tym jednorodność powierzchni odbijającej. Znaczy to, iż amplitudowy współczynnik odbicia ma stałą wartość we wszystkich punktach powierzchni. Odbicie światła od takiej powierzchni powoduje tylko fazową modulację fali świetlnej, nie modulując jej amplitudy. Zespolona amplituda światła  $E(x_s, y_s)$ , występująca w równaniach (28), (29) i (30), określona w płaszczyźnie przedmiotu oświetlonego falą o jednostkowej amplitudzie, jest zatem równa:

$$E(x_s, y_s) = \rho_A \exp [i\Delta\varphi(x_s, y_s)], \quad (32)$$

przy czym

$$\rho_A = \rho_A(x_s, y_s) = \text{const}, \quad (33)$$

gdzie:  $E(x_s, y_s)$  – zespolona amplituda fali światła w płaszczyźnie przedmiotu,  $\rho_A$  – amplitudowy współczynnik odbicia światła,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$  – funkcja opisująca zmiany fazy fali świetlnej wywołane nierównościami powierzchni.

Zmiany fazy fali świetlnej, jak wynika z równania (31), są proporcjonalne do funkcji  $z = f(x_s, y_s)$ , opisującej nierówności powierzchni. Jednakże równanie (32) pokazuje, że zespolona amplituda  $E(x_s, y_s)$  zmienia się nieproporcjonalnie do zmian fazy fali świetlnej. Z metrologicznego punktu widzenia jest to niekorzystne, gdyż utrudnia uzyskanie jednoznacznej relacji między zespoloną amplitudą  $E(x_s, y_s)$  i funkcją  $z = f(x_s, y_s)$ , opisującą nierówności powierzchni. Problem ten nasila się wraz ze wzrostem zakresu zmian wysokości nierówności.

Innymi słowy z równania (32) wynika, że w ogólnym przypadku zespolona amplituda światła  $E(x_s, y_s)$  nie jest proporcjonalna do wysokości nierówności badanej powierzchni  $z = f(x_s, y_s)$ . Jest to prostą konsekwencją tego, że odbicie światła od powierzchni nierównej, wprowadza modulację fazową fali odbitej. Brak proporcjonalności zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  do wysokości nierówności  $z = f(x_s, y_s)$  stawia pod znakiem zapytania możliwość pomiarów nierówności z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera. Warto jednak zauważyć, iż w sytuacji gdy zakres zmian wysokości nierówności powierzchni jest bardzo mały w porównaniu z długością fali światła, zależność między wysokością nierówności powierzchni  $z = f(x_s, y_s)$  a zespoloną amplitudą światła  $E(x_s, y_s)$  można uznać w przybliżeniu za liniową. W tym przypadku pomiary nierówności powierzchni z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera mają pełne uzasadnienie.

Znacznie gorsza sytuacja powstaje wtedy, gdy zakres zmian wysokości nierówności powierzchni jest duży w porównaniu z długością fali światła. Wtedy zależność między wysokością nierówności  $z = f(x_s, y_s)$  a zespoloną amplitudą światła  $E(x_s, y_s)$  jest silnie nieliniowa i może być niejednoznaczna. Aby uniknąć takiej sytuacji stosowane są dwa sposoby opisane w pracy [191]:

- ograniczenie zakresu modulacji fazowej fali świetlnej,
- zastąpienie modulacji fazowej fali świetlnej modulacją amplitudową.

Najprostszą metodą ograniczenia zakresu modulacji fazowej fali świetlnej jest oświetlanie mierzonej powierzchni falą o większej długości, np. z zakresu promieniowania podczerwonego [323]. Długość fali światła  $\lambda$  powinna znacznie przekraczać zakres zmian wysokości nierówności, opisanych funkcją  $z = f(x_s, y_s)$ . Inną metodą ograniczenia zakresu modulacji fazowej fali świetlnej jest zastosowanie podczas pomiarów przezroczystej repliki [4], odwzorowującej nierówności powierzchni, tak jak pokazano to na rys. 49b. W metodzie tej ograniczenie zakresu modulacji fazowej uzyskuje się w rezultacie tego, że różnica dróg optycznych, wprowadzana przez nierówną replikę, pokonywana jest przez falę świetlną jednokrotnie. Na dodatkowe ograniczenie zakresu modulacji fazowej pozwala odpowiedni dobór współczynników załamania materiału repliki i otoczenia.

Zmiany fazy fali świetlnej, wprowadzane przez przezroczystą, nierówną replikę powierzchni, w punktach o współrzędnych  $x_s, y_s$ , określa równanie:

$$\Delta\varphi_r(x_s, y_s) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2) f_r(x_s, y_s), \quad (34)$$

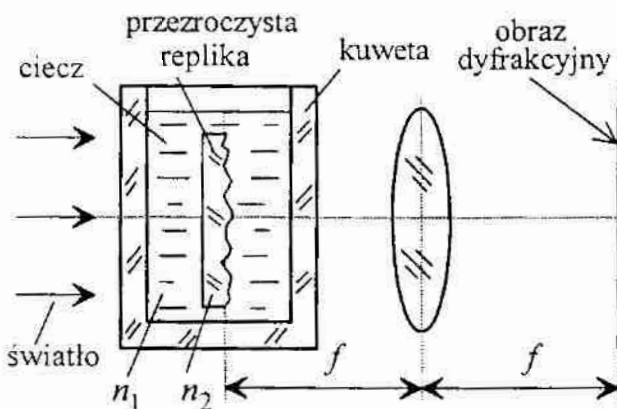
gdzie:  $\Delta\varphi_r(x_s, y_s)$  – funkcja opisująca zmiany fazy fali światła spowodowane przez nierówną replikę,  $\lambda$  – długość fali światła,  $n_1$  – współczynnik załamania światła ośrodka otaczającego replikę,  $n_2$  – współczynnik załamania światła materiału repliki,  $f_r(x_s, y_s)$  – funkcja opisująca nierówności odwzorowane przez

replikę. Oświetlając przezroczystą replikę falą o jednostkowej amplitudzie, otrzymamy zespoloną amplitudę światła  $E(x_s, y_s)$ , w płaszczyźnie położonej bezpośrednio za repliką, w postaci:

$$E(x_s, y_s) = \exp [i\Delta\varphi_r(x_s, y_s)], \quad (35)$$

gdzie:  $i$  – jednostka urojona,  $\Delta\varphi_r(x_s, y_s)$  – zmiany fazy fali świetlnej wywołane nierównościami repliki.

Pierwszy współczynnik stojący z prawej strony równania (34) wynosi  $2\pi/\lambda$ . Podobny współczynnik występujący w równaniu (31) jest dwukrotnie większy. Powodem różnych wartości tych współczynników jest fakt, że w przypadku użycia przezroczystej repliki światło przechodzi przez nią, pokonując tylko raz różnicę dróg optycznych, wprowadzaną przez replikę. Natomiast w przypadku odbicia od nieprzezroczystej powierzchni przedmiotu, fala świetlna dwukrotnie przebywa różnicę dróg optycznych, wprowadzaną przez nierówną powierzchnię przedmiotu. Z równania (34) wynika ponadto, że zmiany fazy fali światła



Rys. 50. Replika powierzchni umieszczona w kuwecie z cieczą

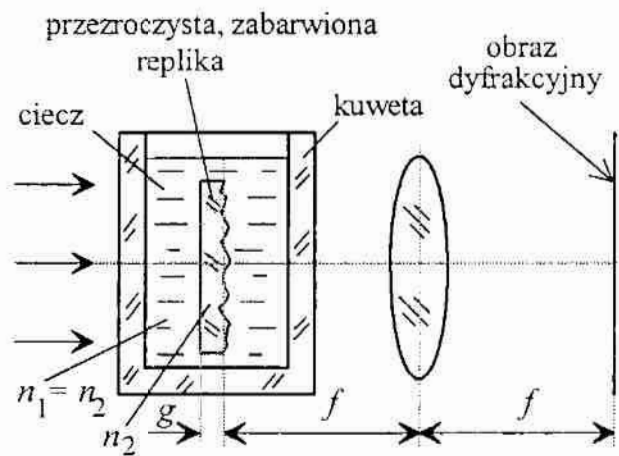
Fig. 50. Surface replica placed in the cell with liquid

przechodzącego przez replikę są zależne od różnicy współczynników załamania światła ośrodka otaczającego replikę i materiału repliki. Dzięki temu, pożądany zakres zmian fazy uzyskuje się wybierając prawidłowo materiał repliki. W tym celu można, także umieszczać replikę powierzchni w specjalnej, przezroczystej kuwecie napełnionej cieczą o odpowiednio dobranym współczynniku załamania światła, tak jak pokazano to na rys. 50. Kuweta musi być wykonana z przezroczystego i jednorodnego optycznie materiału, zaś powierzchnie jej ścianek powinny być płaskie i równoległe względem siebie. Jeśli współczynniki załamania światła materiału repliki i cieczy wypełniającej kuwete zostaną odpowiednio dobrane, to dla danego zakresu zmian nierówności powierzchni można uzyskać dowolnie mały zakres zmian fazy fali świetlnej.

Przedstawione dotychczas sposoby uzyskania proporcjonalności zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  do funkcji  $z = f(x_s, y_s)$ , opisującej nierówności powierzchni, sprowadzają się do ograniczenia zakresu modulacji fazowej fali świetlnej. Innym sposobem zmierzającym do tego celu jest zastąpienie modulacji fazowej fali świetlnej modulacją amplitudową. Można to osiągnąć wykorzystując przezroczystą replikę powierzchni nierównej, która pochłania światło, proporcjonalnie do wysokości odwzorowanych nierówności.



Taką replikę można wykonać np. z zabarwionego tworzywa [277]. Jest ona umieszczana w przezroczystej kuwecie, podobnej do pokazanej na rys. 50. Kuwetę tę, jak już o tym wspomniano, wykonuje się z przezroczystego i jednorodnego optycznie materiału. Powierzchnie jej ścianek powinny być płaskie i równoległe względem siebie. Kuwetę napełnia się przezroczystą, bezbarwną cieczą, której współczynnik załamania światła jest równy współczynnikowi załamania światła materiału repliki (rys. 51). Dzięki równości współczynników załamania cieczy i materiału repliki niwelowana jest modulacja fazowa. Modulacja amplitudowa wprowadzana jest w wyniku tego, że następuje pochłanianie energii fali świetlnej przez zabarwiony materiał repliki. Płaska fala świetlna po przejściu przez replikę umieszczoną w takiej kuwecie nie jest już zmodulowana fazowo lecz amplitudowo.



Rys. 51. Zabarwiona replika powierzchni umieszczona w kuwecie z cieczą  
Fig. 51. Surface coloured replica placed in the cell with liquid

Zespolona amplituda  $E(x_s, y_s)$  w płaszczyźnie położonej bezpośrednio za barwioną repliką, oświetloną falą o jednostkowej amplitudzie, jest równa:

$$E(x_s, y_s) = \exp \left\{ \frac{-\alpha_r [g + f_r(x_s, y_s)]}{2} \right\} \exp(i\varphi), \quad (36)$$

gdzie:  $E(x_s, y_s)$  – zespolona amplituda fali świetlnej w płaszczyźnie położonej bezpośrednio za barwioną repliką,  $\alpha_r$  – natężeniowy współczynnik absorpcji światła materiału repliki, wynikający z prawa Lamberta-Bouguera,  $g$  – średnia grubość repliki,  $f_r(x_s, y_s)$  – funkcja opisująca nierówności repliki,  $i$  – jednostka urojona,  $\varphi$  – faza fali świetlnej (stała w rozpatrywanej płaszczyźnie).

Pierwszy czynnik wykładniczy, występujący z prawej strony równania (36), może być przekształcony i aproksymowany funkcją liniową, obejmującą tylko dwa pierwsze wyrazy rozwinięcia funkcji wykładniczej w szereg nieskończony:

$$\exp \left\{ \frac{-\alpha_r [g + f_r(x_s, y_s)]}{2} \right\} \approx C_s \left( 1 - \frac{\alpha_r f_r(x_s, y_s)}{2} \right), \quad (37)$$

przy czym symbol  $C_s$  oznacza stały czynnik równy:

$$C_s = \exp \left( \frac{-\alpha_r g}{2} \right), \quad (38)$$

zaś pozostałe oznaczenia są takie same jak w równaniu (36). Z uwzględnieniem

zastosowanego przybliżenia równanie (36) przyjmie postać:

$$E(x_s, y_s) \approx C_s \left( 1 - \frac{\alpha_r f_r(x_s, y_s)}{2} \right) \exp(i\varphi), \quad (39)$$

w której przyjęto takie same oznaczenia jak w równaniach (36) i (37).

Stosowanie replik odwzorowujących powierzchnię komplikuje proces pomiaru nierówności. Po pierwsze, przygotowanie repliki pochłania sporo czasu, co w efekcie czyni pomiar dosyć długotrwałym. Po drugie, replika nie jest w stanie idealnie odwzorować nierówności badanej powierzchni, co zmniejsza dokładność pomiarów. Po trzecie, replika powierzchni oraz kuweta, w której ewentualnie umieszcza się replikę podczas pomiarów, same mogą być źródłem błędów pomiarów. Błędy te wywołane są przede wszystkim przez niepłaskość i dodatkowe, nie będące przedmiotem pomiarów, nierówności obu powierzchni repliki. Ponadto źródłem błędów mogą być niejednorodność materiału repliki, niejednorodność materiału kuwety, oraz nierówności powierzchni ścianek kuwety. Jednakże, mimo tych niedogodności, w przypadku gdy pomiarom podlegają powierzchnie trudnodostępne, np. powierzchnie otworów itp., wykonanie repliki może znacznie ułatwić przeprowadzenie pomiarów nierówności powierzchni.

Oprócz bezstykowości pomiarów, najważniejszymi zaletami pomiarów nierówności powierzchni z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera są: wysoka czułość metody oraz nieznaczny wpływ ruchu powierzchni mierzonej na położenie i parametry obrazu dyfrakcyjnego. Pierwsza z tych zalet uwidacznia się zwłaszcza w pomiarach horyzontalnych cech powierzchni.

Niech fala świetlna o długości  $\lambda$  podlega optycznemu przekształceniu Fouriera – w układzie soczewkowym o równych ogniskowych – po uprzednim przejściu przez replikę powierzchni nierównej, opisanej funkcją:

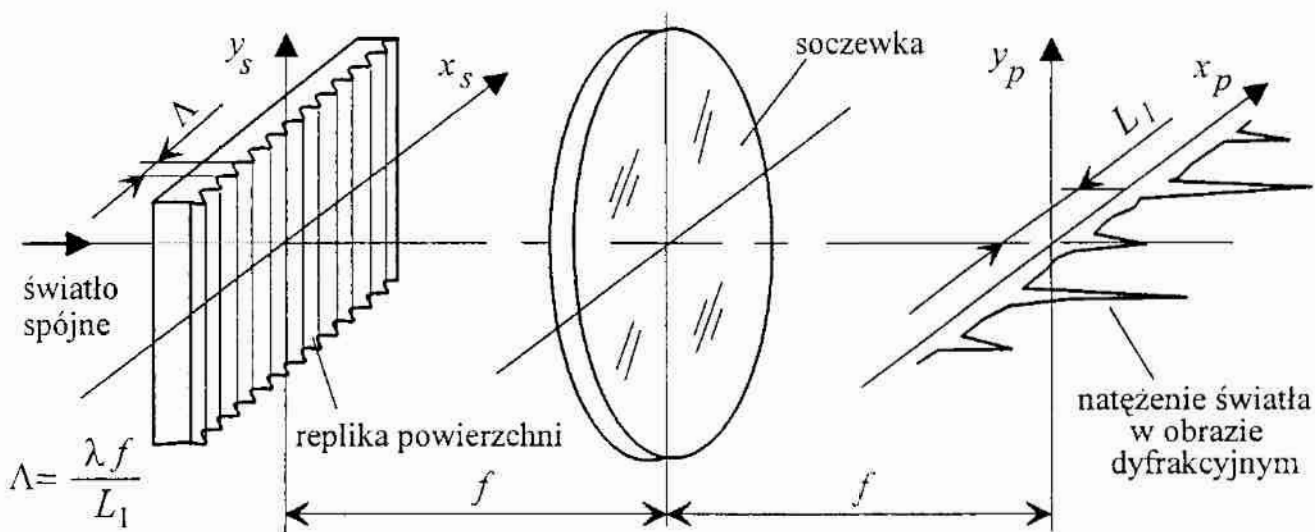
$$z = f(x_s, y_s) = a \sin \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x_s + \frac{\pi}{2} \right), \quad (40)$$

gdzie:  $a$  – amplituda nierówności,  $\Lambda$  – przestrzenna długość fali nierówności powierzchni, przy czym  $\Lambda \gg \lambda$ . W rozkładzie natężenia światła w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki wystąpią maksima dyfrakcyjne, których odległość  $L_q$  od początku układu współrzędnych  $0x_p y_p$ , będzie równa:

$$L_q = \frac{\lambda f}{\Lambda} q, \quad (41)$$

gdzie:  $L_q$  – odległość maksimum dyfrakcyjnego rzędu  $q$  od początku układu współrzędnych, w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej soczewki,  $\lambda$  – długość fali światła,  $f$  – ogniskowa soczewki,  $q$  – rząd dyfrakcyjny ( $q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ).

Z równania (41) wynika, że na podstawie pomiaru odległości  $L_q$  w obrazie dyfrakcyjnym, można wyznaczyć przestrzenną długość fali  $\Lambda$  nierówności powierzchni. Pokazuje to rys. 52. Zmniejszanie przestrzennej długości fali  $\Lambda$  nierówności powierzchni – zgodnie z twierdzeniem o podobieństwie [33], dotyczącym przekształcenia Fouriera – będzie powodować wzrost kątów ugięcia oraz odległości  $L_q$  w obrazie dyfrakcyjnym. Z punktu widzenia metrologii jest to sytuacja dosyć niezwykła. Świadczy ona bowiem o tym, że nierówności powierzchni z mniejszymi długościami fali  $\Lambda$  będą mogły być zmierzone dokładniej. Problem ten bardziej szczegółowo rozpatrzono w dalszej części niniejszej monografii.



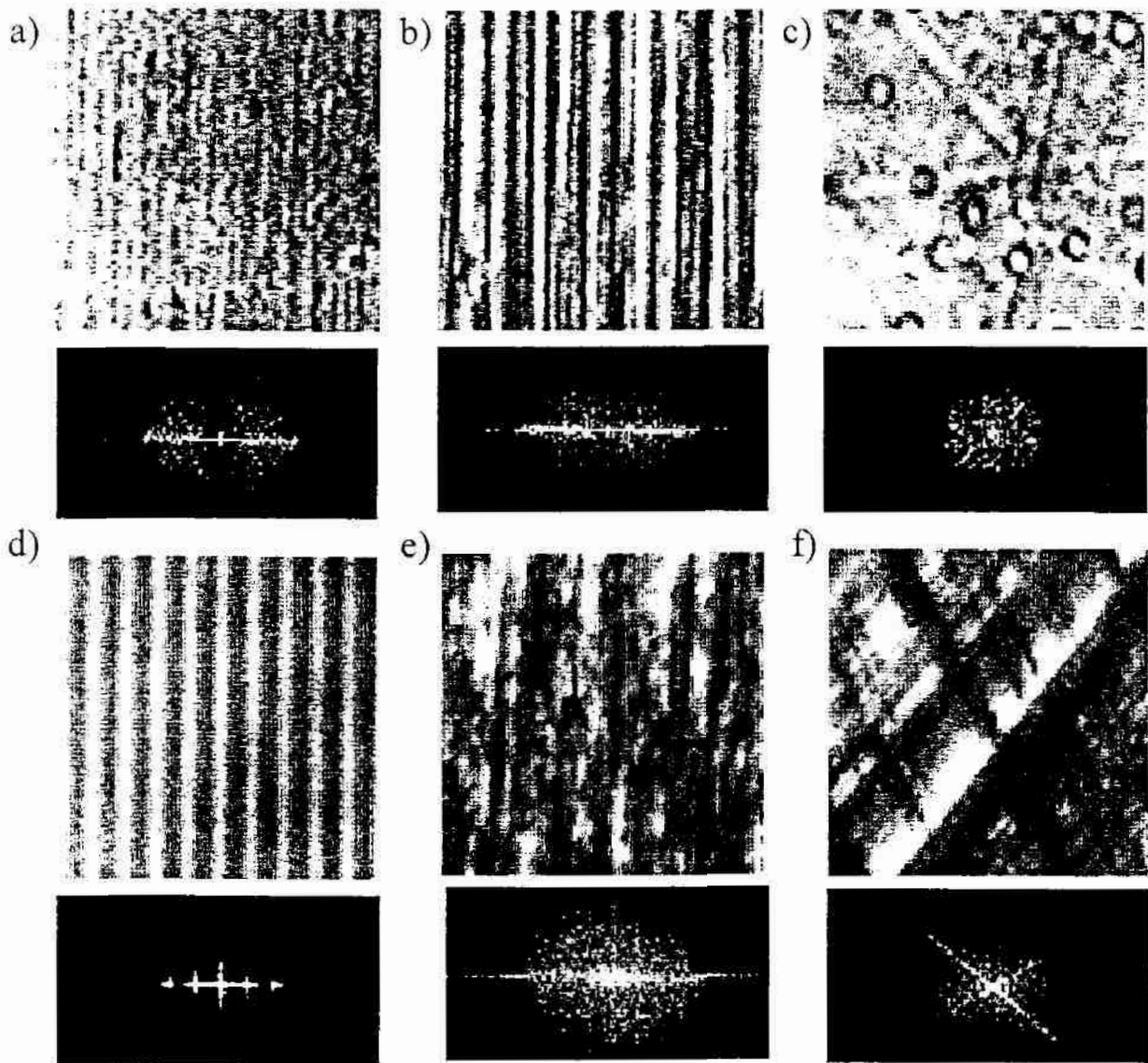
Rys. 52. Odzworowanie przestrzennej długości fali nierówności powierzchni w obrazie dyfrakcyjnym

Fig. 52. Imaging of surface spatial wavelength in diffraction pattern

Jak już o tym wspomniano, inną ważną zaletą pomiarów nierówności powierzchni, z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera, jest nieznaczny wpływ ruchu powierzchni mierzonej na postać i położenie obrazu dyfrakcyjnego. Ruch powierzchni mierzonej w płaszczyźnie  $0x_s y_s$  praktycznie nie wpływa na położenie obrazu dyfrakcyjnego w płaszczyźnie  $0x_p y_p$ . Jest to szczególnie korzystne wtedy, gdy optyczne przekształcenie Fouriera stosowane jest do szybkiej oceny nierówności podczas ruchu powierzchni, np. w procesie jej wytwarzania. W procesach obróbki powierzchni często jednak pojawiają się czynniki mogące zakłócać pomiary optyczne. Należą do nich wióry, ciecze chłodząco-smarujące, pyły, ścierniwo itp. Wpływ tych czynników na przebieg pomiaru powinien być eliminowany lub ograniczany.

W Katedrze Technologii Maszyn i Automatykacji Wydziału Mechanicznego Politechniki Gdańskiej od wielu lat prowadzone są badania dotyczące analizy widmowej nierówności powierzchni. W pracach A. Konczakowskiego [155], realizowanych także z W. Przybylskim [156] i M. Feldem [86], oraz w pracy





Rys. 53. Obrazy mikroskopowe i kwadraty modułów ich transformat Fouriera, uzyskane dla powierzchni: a) docieranej, b) dogładzanej foliami ściernymi, c) polerowanej, d) docieranej, z okresowymi rowkami, e) szlifowanej, f) gładzonej

Fig. 53. Microscopic images of machining surfaces and their power spectra obtained for different surfaces: a) lapped, b) microfinished, c) polished, d) lapped, with periodical grooves, e) ground, f) honed

A. Boryczki i M. Felda [31] wykazano, że analiza widmowa nierówności powierzchni może być wykorzystywana do diagnostyki obrabiarek, nadzorowania stanu narzędzi skrawających i monitorowania procesu obróbki. Przez M. Zielińskiego prowadzone były także badania nad możliwością zastosowania do oceny nierówności powierzchni optycznego przekształcenia Fouriera [366].

Metody różniczkowe i metody wykorzystujące optyczne przekształcenie Fouriera mają jeszcze jedną, dodatkową zaletę. Pozwalają one określić, na podstawie obrazu dyfrakcyjnego, kierunkowość struktury geometrycznej powierzchni, na co wskazał E. L. Church w pracy [54]. W tym celu poddaje się analizie obraz dyfrakcyjny, otrzymany w wyniku rozproszenia światła przez

powierzchnię nierówną. Podobny efekt uzyskuje się analizując kwadrat modułu transformaty Fouriera mikroskopowego obrazu powierzchni.

Określenie kierunkowości struktury geometrycznej powierzchni ma duże znaczenie w zautomatyzowanych systemach produkcyjnych. W systemach tych stosuje się różnorodne układy, zwłaszcza optyczne, służące do rozpoznawania i identyfikacji położenia powierzchni przedmiotów na podstawie transformat Fouriera ich obrazów powierzchni lub obrazów dyfrakcyjnych [148]. Na rys. 53 pokazano mikroskopowe obrazy powierzchni obrobionych różnymi metodami oraz kwadraty modułów transformat Fouriera tych obrazów, otrzymane za pomocą systemu opisanego w pracy [194]. Z rys. 53 wynika, że transformaty Fouriera obrazów powierzchni o wyraźnie ukierunkowanych śladach obróbki zawierają składowe położone ortogonalnie, względem tych śladów. Okresowe nierówności powodują pojawienie się wyraźnych ekstremów w transformatach Fouriera mikroskopowych obrazów powierzchni i w obrazach dyfrakcyjnych.

W przypadku powierzchni bardzo gładkich analiza obrazów dyfrakcyjnych umożliwia badanie mikroskopijnych defektów powierzchni. Układ pomiarowy wykorzystujący optyczne przekształcenie Fouriera, pozwalający wykrywać oraz mierzyć takie defekty i zanieczyszczenia powierzchni podłoży krzemowych układów scalonych, przedstawiono w pracach [224], [225].

## 2.7. Podsumowanie

Na podstawie przedstawionego przeglądu literatury można stwierdzić, że istnieje wiele metod pomiaru nierówności powierzchni. Ciągłe trwają intensywne badania istniejących i poszukiwania nowych metod pomiarowych. Powodem tych poszukiwań jest dążenie do opracowania dokładniejszych, szybszych oraz tańszych sposobów oceny nierówności powierzchni, mogących znaleźć zastosowanie w produkcji oraz w laboratoriach badawczych. Pojawiające się nowe technologie, stwarzają zapotrzebowanie na specyficzne techniki pomiaru nierówności. Dla przykładu, szybko rozwijająca się produkcja komputerów, elementów mikroelektroniki, mechatroniki, zintegrowanej optyki i rozwój nanotechnologii wymagają metod pozwalających mierzyć w krótkim czasie nierówności powierzchni o wysokościach mniejszych od 10 nm, a nawet od 1 nm. Z kolei postępująca automatyzacja produkcji zwiększa rolę aktywnych pomiarów nierówności powierzchni w procesach produkcyjnych.

Od wielu lat dominującą rolę w ocenie nierówności powierzchni, zwłaszcza w przemyśle, odgrywają stykowe pomiary profilometryczne. Mają one swoją ugruntowaną pozycję w metrologii powierzchni. Ich zastosowanie w pomiarach powierzchni bardzo gładkich coraz częściej napotyka jednak na szereg ograniczeń. Dlatego też w ostatnich latach obserwuje się rozwój nowych metod

pomiarowych, takich jak skaningowa mikroskopia tunelowa oraz mikroskopia sił atomowych, które są stosowane między innymi w badaniach powierzchni dysków magnetycznych i optycznych. Metody te dobrze sprawdzają się podczas pomiarów nierówności powierzchni jednorodnych materiałowo. Należy wszakże pamiętać o tym, że mikroskopy z sondą skanującą nie zawsze w pełni odwzorowują nierówności powierzchni. Podczas pomiaru powierzchni niejednorodnych, sygnał pomiarowy generowany przez te mikroskopy zależy także od lokalnych właściwości fizycznych badanej powierzchni.

W poszukiwaniu szybkich i dokładnych metod pomiaru nierówności powierzchni dużo uwagi poświęca się pomiarom optycznym. Dotyczy to zwłaszcza metod interferencyjnych i metod rozpraszania światła. Zjawisko interferencji światła – stanowiące podstawę obszernej grupy optycznych metod pomiaru nierówności – zostało gruntownie zbadane doświadczalnie i przeanalizowane od strony teoretycznej. Dzięki temu, a także dzięki rozwojowi mikroskopii optycznej, jest ono szeroko wykorzystywane w praktyce pomiarowej, obejmującej również pomiary nierówności powierzchni. Niestety nie można tego powiedzieć o zjawisku rozpraszania światła. Co prawda opracowane zostały matematyczne modele zjawiska rozpraszania światła, lecz są to modele albo bardzo skomplikowane, które trudno zaadaptować do zastosowań praktycznych, albo na tyle przybliżone, że opisują rozpraszanie światła w dużym uproszczeniu. Metody pomiaru nierówności, które rozpatrzono w p. 2.6, opierają się najczęściej na znacznie uproszczonych modelach zjawiska rozpraszania światła. Wyjątek stanowią tu niektóre metody różniczkowe i metody oparte na optycznym przekształceniu Fouriera.

Wielką zaletą optycznych pomiarów nierówności powierzchni, w tym także opartych na wykorzystaniu zjawiska rozpraszania światła, jest bezstykowy sposób pomiaru. Umożliwia on nieinwazyjną, nieniszczącą ocenę powierzchni. Jest to ważne w przypadku powierzchni, które są mało odporne na zanieczyszczenia, podatne na odkształcenia i wrażliwe na różnorodne inne oddziaływania fizyczne, bądź chemiczne, pojawiające się podczas styku z inną powierzchnią. W pomiarach nierówności metodami rozpraszania światła korzystne jest również to, iż pomiarem objęty jest pewien obszar powierzchni przedmiotu mierzonego, a nie pojedynczy profil. Pozwala to bowiem ocenić przestrzenne właściwości i ukształtowanie nierówności powierzchni.

Pomiary nierówności metodami rozpraszania światła mają także inne zalety, takie jak możliwość oceny powierzchni podczas ruchu przedmiotu mierzonego oraz krótki czas pomiaru. Sprzyja to zastosowaniu metod rozpraszania światła w pomiarach aktywnych nierówności, a także w kontroli i nadzorowaniu procesów obróbki powierzchni. Pewnym ograniczeniem omawianych metod w takich zastosowaniach jest ich wrażliwość na zakłócenia, w postaci pyłów i innych



zanieczyszczeń występujących w strefie obróbki. Wymagane jest wtedy np. oczyszczenie powierzchni mierzonej i stworzenie takich warunków pomiaru, które wyeliminują lub ograniczą wpływ czynników zakłócających. Podstawowe rodzaje metod oceny nierówności wykorzystujących zjawisko rozpraszania światła zestawiono w tabelicy 1.

Z przeprowadzonego przeglądu literatury wynika, że pomiary nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła opierają się często na uproszczonych modelach tego zjawiska. W literaturze brak jest wnikliwej analizy teoretycznej zjawiska rozpraszania przez powierzchnie nierówne, w aspekcie jego zastosowania w pomiarach nierówności powierzchni. Istniejące modele teoretyczne odnoszą się na ogół do tzw. zadania prostego, które polega na określeniu jak rozproszy się światło na danej powierzchni nierównej. Modele te mają wiele ograniczeń i na ich podstawie trudno jest określić przestrzenną postać rozkładu natężenia światła rozproszonego. Przy rozwiązywaniu zadania prostego ważnym zagadnieniem jest wybór właściwego modelu teoretycznego opisującego rozpraszanie światła. Wybór taki dokonywany jest w zależności od rodzaju i zakresu wysokości nierówności powierzchni oraz od sposobu jej oświetlenia. Dodatkowe komplikacje wynikają z faktu pojawiania się podczas odbicia światła od powierzchni nierównej tzw. samozacienień powierzchni i odbić wielokrotnych. Dlatego też, w dalszych badaniach niezbędne jest przeanalizowanie teoretycznych modeli rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne oraz możliwości wykorzystania tego zjawiska w metrologii powierzchni. Analiza zjawiska rozpraszania światła powinna uwzględniać przy tym wpływ samozacienień powierzchni i odbić wielokrotnych na pole rozproszone. Konieczne jest także zaproponowanie prostego modelu teoretycznego, który pozwoli przewidzieć ogólną postać rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnie rzeczywiste. Wyniki studiów, analiz i badań własnych autora, poświęconych tym zagadnieniom, przedstawiono w rozdziale 3.

Racjonalne stosowanie metod rozpraszania światła w pomiarach nierówności powierzchni, oprócz analizy zadania prostego, wymaga rozwiązania bardziej złożonego problemu – tzw. zadania odwrotnego. Polega ono na wyznaczeniu charakterystyk nierówności powierzchni na podstawie pomiarów rozkładu natężenia światła rozproszonego. Zadanie to sprowadza się zatem do odzyskania, ze zmierzonych wartości natężenia światła rozproszonego, informacji o fazie fali świetlnej i wysokości nierówności w kolejnych punktach powierzchni. W ogólnym przypadku nie zostało ono dotychczas rozwiązane. Podstawową trudnością w rozwiązaniu zadania odwrotnego jest to, że relacje między wielkościami charakteryzującymi rozkład natężenia światła rozproszonego a funkcją opisującą nierówności są często złożone i niejednoznaczne. Jeden z wariantów zadania odwrotnego bardziej szczegółowo rozpatrzono w rozdziale 4.

**Tablica 1.** Metody rozpraszania światła przeznaczone do oceny nierówności powierzchni  
**Table 1.** Light-scattering methods for evaluation of the surface roughness

Grupa metod	Model propagacji światła	Wielkości mierzone charakteryzujące światło odbite	Oceniane parametry i funkcje nierówności powierzchni	Zakres pomiarowy, nm	Uwagi
Metody reflektometryczne	falowy	reflektancja zwierciadlana	$\sigma, R_q, \tau_0$	5–35 <sup>1)</sup> 10–300 <sup>2)</sup>	na ogół wymagają stosowania wzorców
Metody integracyjne (TIS)	falowy	reflektancja dyfuzyjna	$\sigma, R_q$	0,1–35 <sup>1)</sup> 10–600 <sup>2)</sup>	znormalizowane w USA
Metody różniczkowe (ARS)	falowy	BRDF lub rozkład natężenia światła rozproszonego	$\sigma, R_q, S(f_x, f_y), S_m$ <sup>3)</sup>	0,1–10 <sup>1)</sup> 2–200 <sup>2)</sup>	głównie do kontroli powierzchni optycznych; znormalizowane w USA
	geometryczny	rozkład natężenia światła rozproszonego, $S_N$	$\sigma, \Delta q, p(\gamma), R_q, R_a$	10–1000 <sup>1)</sup>	do kontroli części maszyn, także podczas ich ruchu
Metody optycznego przekształcenia Fouriera	falowy	rozkład natężenia światła rozproszonego lub BRDF	$\sigma, R_q, S(f_x, f_y), S_m$ <sup>3)</sup>	1–100 <sup>1)</sup>	podobnie jak metody ARS pozwalają oceniać kierunkowość struktury

Oznaczenia: BRDF – funkcja określona równaniem (19),  $S_N$  – unormowana wariancja kątów rozproszenia, określona równaniem (22),  $R_q, R_a, \Delta q, S_m$  – parametry chropowatości wg PN-87/M-04256/02,  $\sigma$  – średnie kwadratowe odchylenie wysokości nierówności powierzchni,  $\tau_0$  – długość korelacji powierzchni,  $S(f_x, f_y)$  – gęstość widmowa mocy nierówności powierzchni,  $p(\gamma)$  – gęstość prawdopodobieństwa kątów nachylenia zboczy nierówności.

<sup>1)</sup> Zakres pomiaru parametru  $\sigma$  dla światła o długości fali  $\lambda = 0,632 \mu\text{m}$ .  
<sup>2)</sup> Zakres pomiaru parametru  $\sigma$  dla promieniowania podczerwonego o długości fali  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ .  
<sup>3)</sup> Parametr  $S_m$  można wyznaczać tymi metodami tylko dla powierzchni okresowych.

### 3. ANALIZA PODSTAW TEORETYCZNYCH ROZPRASZANIA ŚWIATŁA PRZEZ POWIERZCHNIE NIERÓWNE

Rozpraszanie światła jest zjawiskiem towarzyszącym propagacji światła w ośrodkach materialnych. Przejawia się ono w takim oddziaływaniu materii ośrodka i fali świetlnej, które powoduje, że część energii światła wysyłana jest w innych kierunkach niż kierunek propagacji fali pierwotnej. Na gruncie falowej teorii światła, oddziaływanie to wyjaśniane jest najczęściej pochłanianiem energii fali pierwotnej przez nieobojętne elektrycznie cząstki ośrodka materialnego, np. elektrony. Proces absorpcji energii fali świetlnej wywołuje wymuszone drgania cząstek, co prowadzi do generowania i reemisji przez te cząstki fal wtórnych. Częstotliwość wymuszonych drgań cząstek i częstotliwość fal wtórnych są równe częstotliwości pierwotnej fali świetlnej. Fale wtórne są falami sferycznymi. Jeśli ośrodek materialny jest optycznie jednorodny i izotropowy to w wyniku interferencji spójnych fal wtórnych powstaje jedynie fala świetlna, której kierunek propagacji jest zgodny z kierunkiem fali pierwotnej. W tym przypadku światło nie jest rozpraszane. Wszelkie niejednorodności optyczne ośrodka materialnego powodują, że fale wtórne nie są spójne. W rezultacie ośrodek materialny rozprasza światło w różnych kierunkach.

Idea interferencji fal wtórnych wyjaśnia zjawisko rozpraszania światła w ośrodku materialnym. Podobna myśl legła u podstaw teorii Fresnela, tłumaczącej prostoliniowe rozchodzenie się światła. Zgodnie z tą teorią naruszenie jednorodności ośrodka wywołuje zjawiska dyfrakcyjne. Dlatego teoria dyfrakcji jest podstawowym narzędziem optyki, stosowanym w analizie rozpraszania światła przez ośrodki niejednorodne, w tym przez nierówności powierzchni.

Kwantowa teoria światła objaśnia zjawisko rozpraszania światła zderzeniami fotonów z cząstkami materii. W wyniku tych zderzeń fotony i cząstki materii często zachowują swą pierwotną energię. Zderzenia takie nazywane są zderzeniami sprężystymi. Jeśli w ośrodku materialnym istnieją niejednorodności optyczne, to zderzenia sprężyste zmieniają kierunek propagacji niektórych fotonów. Prowadzi to do rozproszenia światła, przy czym częstość światła rozproszonego nie ulega zmianie. Takie rozpraszanie światła nazywane jest rozpraszaniem sprężystym. Rozpraszanie niesprężyste powstaje wtedy, gdy foton – podczas zderzenia z cząstką – utraci lub uzyska dodatkową energię. Zmiana energii fotonu powoduje zmianę częstości światła rozproszonego. Przykładem niesprężystego rozpraszania światła może być molekularne rozpraszanie Brillouina i rozpraszanie Ramana [163], [147]. Ten rodzaj rozpraszania światła nie jest rozpatrywany w niniejszej monografii.



### 3.1. Analiza rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne

Jak już o tym wspomniano, rozpraszanie światła zachodzi wtedy, gdy na swej drodze napotyka ono na niejednorodności ośrodka optycznego. W wyniku tego zmieniają się lokalnie kierunki propagacji światła. Niejednorodności ośrodka często występują w jego wnętrzu lub na granicy rozdzielającej dwa ośrodki optyczne. Wewnętrzna niejednorodność ośrodka może być spowodowana np. wtrąceniami oraz fluktuacjami gęstości i anizotropii materiału. Światło rozpraszając się napotyka niekiedy granicę rozdziału dwóch różnych, lecz wewnętrznie jednorodnych, ośrodków optycznych. Jeśli granica ta jest nierówna, to światło ulega na niej rozproszeniu, podobnie jak w ośrodku niejednorodnym. Stwierdzono, że zjawisko rozpraszania światła na granicy dwóch ośrodków optycznych ujawnia się tym wyraźniej im bardziej nierówna jest ta granica. Można zatem wykorzystać to zjawisko do pomiarów nierówności powierzchni.

Analiza zjawiska rozpraszania światła przez powierzchnie chropowate dokonywana jest najczęściej metodami optyki fizycznej. Światło rozpatrywane jest wtedy jako fala elektromagnetyczna, która odbijając się od powierzchni nierównej zostaje zmodulowana fazowo i amplitudowo. Zmienia się także stan polaryzacji tej fali. W wielu pracach ignoruje się stan polaryzacji światła rozproszonego, analizując jedynie skalarną amplitudę pola elektrycznego.

Niekiedy, w celu dalszego uproszczenia analizy, falowy model rozpraszania światła zastępowany bywa modelem promieniowym. Otrzymuje się go zakładając, że długość fali światła dąży do zera. Powierzchnia nierówna traktowana jest wtedy jak zbiór miniaturowych zwierciadeł, od których światło odbija się zgodnie z prawem odbicia. Model ten, chętnie używany w praktyce [39], [200], stosowany jest do powierzchni o dużych nierównościach. W języku angielskim określa się go terminem *mirror facet model*. Wspomniano o tym w p. 2.6.3. Jego przydatność do wnikliwego opisu zjawiska rozpraszania światła jest niewielka. Podobny sposób modelowania nierówności powierzchni losowych zaproponował P. Beckmann w pracy [17], stosując teorię łańcuchów Markowa.

#### 3.1.1. Kryterium Rayleigha

Jednym z podstawowych problemów w analizie rozpraszania światła jest określenie warunków, dla których odbicie światła zmienia się z odbicia zwierciadlanego w odbicie dyfuzyjne. Niezależnie od tego, że warunki takie nie mogą być ściśle określone, ważne jest rozpatrzenie tego zagadnienia po to, aby ustalić jakie czynniki wpływają na rozpraszanie światła przez powierzchnię.

O tym w jaki sposób zostanie odbite światło od powierzchni decyduje nie tylko jej chropowatość, ale także długość fali światła oraz kąt padania światła

na powierzchnię. Pierwsze rozważania jakościowe dotyczące rozpraszania fal akustycznych przeprowadził Lord Rayleigh [243]. Zostały one następnie uogólnione na przypadek odbicia fal elektromagnetycznych [17].

Niech płaska fala światła o długości  $\lambda$ , pada pod kątem  $\theta_i$  na powierzchnię nierówną (rys. 54). Różnica drogi optycznej  $\Delta r$  między falą odbitą w punkcie B i falą odbitą w punkcie A wynosi:

$$\Delta r = (x_2 - x_1) (\sin \theta_d + \sin \theta_i) + (z_1 - z_2) (\cos \theta_i + \cos \theta_d), \quad (42)$$

gdzie  $z_1$  i  $z_2$  są wysokościami nierówności w punktach o współrzędnych  $x_1$  i  $x_2$ , zaś  $\theta_i$  i  $\theta_d$  oznaczają odpowiednio kąt padania i kąt rozproszenia. Znaki kątów pokazano na rys. 54. W przypadku gdy  $\theta_d = -\theta_i$  otrzymamy:

$$\Delta r = 2\Delta z \cos \theta_i, \quad (43)$$

gdzie  $\Delta z = z_1 - z_2$  jest różnicą wysokości nierówności  $z_1$  i  $z_2$ . Zatem różnica faz  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  między obiema częściami fali równa jest :

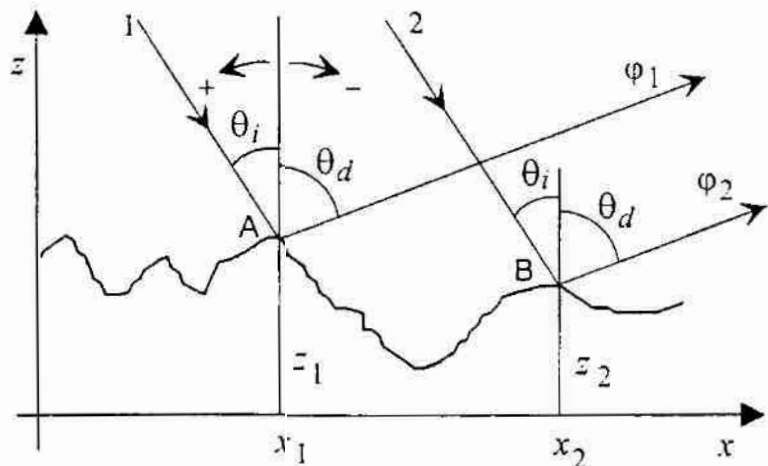
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = 2k\Delta z \cos \theta_i, \quad (44)$$

przy czym symbol  $k = 2\pi/\lambda$ , oznacza liczbę falową.

Jeżeli różnica faz  $\Delta\varphi$  wynosi zero, to odbicie fali od powierzchni nierównej jest odbiciem zwierciadlanym. Jeśli natomiast różnica faz  $|\Delta\varphi| = \pi$  radianów, to obie części fali odbitej są w przeciwnej fazie. W wyniku interferencji nastąpi zatem wygaszenie światła propagującego w kierunku odbicia zwierciadlanego. W tym przypadku, zgodnie z zasadą zachowania energii, światło odbite od powierzchni musi propagować w innych kierunkach niż kierunek odbicia zwierciadlanego. Energia światła odbitego od powierzchni ulega rozproszeniu w różnych kierunkach. Rayleigh przyjął, że powierzchnie wprowadzające bezwzględną różnicę faz  $|\Delta\varphi| < \pi/2$  rad będą zaliczane do powierzchni gładkich. Po nałożeniu tego warunku na prawą stronę wyrażenia (44) otrzymuje się tzw. kryterium Rayleigha:

$$\Delta z_{\max} < \frac{\lambda}{8 \cos \theta_i}. \quad (45)$$

Określa ono jaka jest największa, dopuszczalna wg tego kryterium, wysokość nierówności  $\Delta z_{\max}$  powierzchni gładkiej. Oczywiście kryterium to jest umowne i niedoskonałe.



Rys. 54. Odbicie fali od powierzchni nierównej  
Fig. 54. Reflection of the wave from rough surface

Jednakże ważną zaletą tego kryterium jest jego prostota oraz to, że określone jest ono za pomocą trzech łatwych do zmierzenia parametrów geometrycznych.

### 3.1.2. Dyfrakcyjny model rozpraszania światła

Optyka fizyczna traktuje światło jako fale elektromagnetyczne. Do matematycznego opisu takich fal wykorzystuje się wektorowe równania Maxwella [30], [258]. Pozwala to uwzględnić elektryczne i magnetyczne właściwości światła oraz jego polaryzację. W celu uproszczenia analizy rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne analizuje się tylko zachowanie pola elektrycznego fal świetlnych. Często także pomija się polaryzacyjne właściwości tych fal. Rozpatruje się wtedy światło niespolaryzowane, albo przyjmuje się, że jest ono spolaryzowane liniowo, ograniczając analizę do jednej składowej wektora pola elektrycznego. Te założenia pozwalają traktować światło jako falę skalarną [30].

Przyjmując w dalszych rozważaniach powyższe założenia, dokonano analizy dyfrakcji płaskiej fali świetlnej na powierzchni nierównej. Celem tej analizy jest określenie rozkładu zespolonej amplitudy lub natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię nierówną, w obszarze Fraunhofera.

#### 3.1.2.1. Teoria Kirchhoffa

Często wykorzystywanym podejściem do analizy rozpraszania fal na powierzchniach nierównych jest stosowanie teorii dyfrakcji Kirchhoffa. Teoria ta, opracowana przez G. R. Kirchhoffa do analizy dyfrakcji światła na otworach wykonanych w płaskich, nieprzezroczystych ekranach, została następnie zaadaptowana do analizy pola dyfrakcyjnego fali odbitej od powierzchni chropowatych [34], [17], [14]. Zastosowanie teorii Kirchhoffa opiera się na założeniu, że fala odbija się w każdym punkcie powierzchni tak samo jak odbijała by się od nieskończonej płaszczyzny stycznej w danym punkcie. Dlatego niekiedy ten sposób analizy rozpraszania fali przez nierówności powierzchni nazywany jest w literaturze teorią Kirchhoffa, metodą Kirchhoffa lub metodą płaszczyzny stycznej [14], [243]. Jest on stosowany do analizy rozpraszania fal na stosunkowo dużych nierównościach, o wysokości większej od długości fali światła. W metodzie tej lokalne promienie krzywizny  $\rho$  w poszczególnych punktach powierzchni muszą spełniać warunek:

$$\frac{1}{\sqrt[3]{k\rho}} \ll \cos \theta_i, \quad (46)$$

gdzie  $k$  oznacza liczbę falową, a  $\theta_i$  kąt padania światła na powierzchnię. Aby warunek (46) był spełniony, lokalne promienie krzywizny powinny być znacznie większe od długości fali światła  $\lambda$ .



Niech na jednorodną powierzchnię nierówną  $z = f(x, y)$ , której płaszczyzna średnia pokrywa się z płaszczyzną  $z = 0$  kartezjańskiego układu współrzędnych, pada monochromatyczna fala płaska o długości  $\lambda$ . Załóżmy wstępnie, że kąt padania  $\theta_i = 0$ . Wiadomo, że w każdym punkcie – o współrzędnych danych wektorem  $\mathbf{r}$  – zespolona amplituda  $E(\mathbf{r})$  monochromatycznej fali świetlnej, propagującej w ośrodku jednorodnym i izotropowym, spełnia równanie falowe Helmholtza, [30], [311], [104], [102]:

$$\nabla^2 E(\mathbf{r}) + k^2 E(\mathbf{r}) = 0, \quad (47)$$

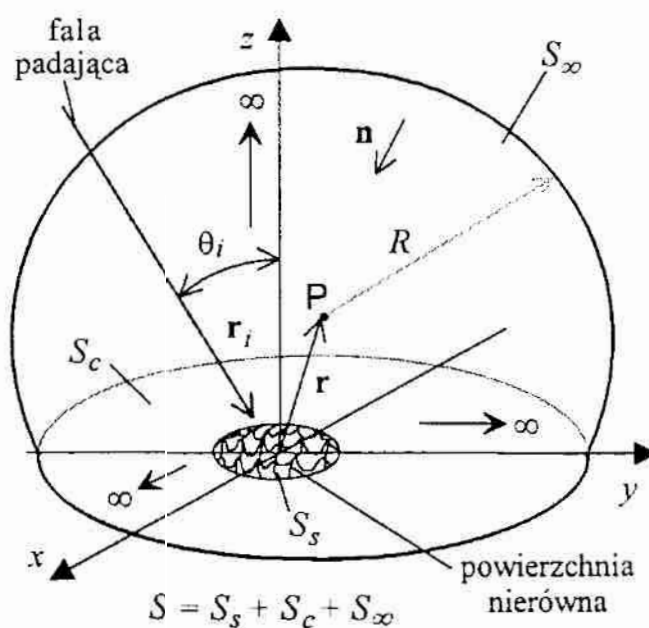
gdzie symbol  $\nabla^2$  oznacza operator Laplace'a, zaś  $k = 2\pi/\lambda$  jest liczbą falową. Równanie to jest spełnione także przez zespoloną amplitudę  $E(\mathbf{r}_s)$  fali padającej, we wszystkich punktach powierzchni określonych wektorem  $\mathbf{r}_s$ . Jeśli znana jest zespolona amplituda  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$  innej fali, spełniająca równanie Helmholtza, to korzystając z wzoru Greena i stosując do obu fal równanie (47), otrzymuje się równanie (48), nazywane twierdzeniem całkowym Helmholtza-Kirchhoffa:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[ E(\mathbf{r}_s) \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)}{\partial n} - G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) \frac{\partial E(\mathbf{r}_s)}{\partial n} \right] dS, \quad (48)$$

gdzie:  $E(\mathbf{r})$  – zespolona amplituda fali świetlnej w punkcie obserwacji P, którego położenie określa wektor  $\mathbf{r}$ ,  $E(\mathbf{r}_s)$  – zespolona amplituda fali światła na powierzchni  $S$ , w punktach określonym wektorem  $\mathbf{r}_s$ ,  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$  – funkcja Greena,  $S$  – powierzchnia całkowania złożona z powierzchni nierównej  $S_s$ , z części  $S_c$  płaszczyzny  $Oxy$  oraz z części kuli  $S_\infty$  o środku w punkcie P i promieniu  $R \rightarrow \infty$ ; ( $S = S_s + S_c + S_\infty$ ). Pochodne cząstkowe w równaniu (48) brane są względem normalnej  $\mathbf{n}$ , skierowanej do wnętrza powierzchni (rys. 55). Funkcja Greena ma postać:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}, \quad (49)$$

gdzie  $k$  jest liczbą falową,  $i$  – jednostką urojoną, natomiast  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$  oznacza długość wektora oddzielającego dwa punkty, z których jeden ma położenie określone wektorem  $\mathbf{r}$ , zaś drugi znajduje się na powierzchni  $S$ .



Rys. 55. Powierzchnia całkowania w równaniu (48)

Fig. 55. Surface of integration in equation (48)

Funkcja ta opisuje falę kulistą, o amplitudzie równej jedności, emitowaną z punktu P, którego położenie określa wektor  $\mathbf{r}$ .

Jeżeli zespolona amplituda  $E(\mathbf{r}_s)$  fali świetlnej spełnia dwa warunki Sommerfelda, tzn. warunek skończoności:

$$\lim_{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s| \rightarrow \infty} E(\mathbf{r}_s) = 0, \quad (50)$$

oraz warunek wypromieniowania:

$$\lim_{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s| \rightarrow \infty} \left[ \frac{\partial E(\mathbf{r}_s)}{\partial n} - ikE(\mathbf{r}_s) \right] |\mathbf{r}-\mathbf{r}_s| = 0, \quad (51)$$

to całkowanie po powierzchni  $S$  w równaniu (48) można zastąpić całkowaniem po powierzchni  $S_s + S_c$ , gdyż całka po powierzchni  $S_x$  jest równa zeru [104].

Rozwiązanie równań (47) i (48) wymaga wybrania odpowiednich warunków brzegowych. W metodzie Kirchhoffa przyjmuje się, że na powierzchni  $S_c$  spełnione są dwa warunki brzegowe, warunek Dirichleta:

$$E(\mathbf{r}_s) = 0 \quad (52)$$

oraz warunek Neumanna

$$\frac{\partial E(\mathbf{r}_s)}{\partial n} = 0, \quad (53)$$

które łącznie nazywane są warunkami brzegowymi Kirchhoffa. Przyjmując warunki brzegowe Kirchhoffa, powierzchnię całkowania w równaniu (48) można ograniczyć do  $S_s$ , w wyniku czego otrzymuje się następującą zależność:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_s} \left[ (\mathbf{r}_s) \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)}{\partial n} - G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) \frac{\partial E(\mathbf{r}_s)}{\partial n} \right] dS. \quad (54)$$

Ściśle rzecz biorąc jednoczesne przyjęcie warunków brzegowych (52) i (53) jest niedopuszczalne, gdyż prowadzi do wniosku, że pole świetlne zanika także na całej powierzchni  $S_s$ , co jest sprzeczne z realnie istniejącą sytuacją. Problem ten rozpatrzono szczegółowo w pracy [311]. Mimo tej sprzeczności teoria Kirchhoffa w wielu przypadkach daje wyniki zgodne z doświadczeniem.

Jak wykazano między innymi w pracach [104] i [309], przyjęcie w równaniu (54) funkcji Greena o postaci (49) i założenie, iż długość wektora  $\mathbf{r}$  jest znacznie większa od długości fali światła, prowadzi do otrzymania znanego wzoru dyfrakcyjnego Fresnela-Kirchhoffa. Zakłada się przy tym, iż fala padająca jest falą kulistą. Jeżeli przyjąć, że na powierzchnię, z kierunku określonego wektorem  $\mathbf{r}_i$ , pada fala płaska o amplitudzie  $A$ , to zamiast wzoru Fresnela-Kirchhoffa uzyskuje się zależność:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{S_s} E(\mathbf{r}_s) \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|} dS, \quad (55)$$

gdzie  $E(\mathbf{r}_s)$  jest zespoloną amplitudą światła na powierzchni nierównej, której współczynnik odbicia jest równy jedności w każdym punkcie powierzchni:

$$E(\mathbf{r}_s) = A \exp(ik|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s|) \frac{\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_s) - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s)}{2}. \quad (56)$$

Czynnik  $[\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_s) - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s)]/2$ , występujący w wyrażeniu (56), nazywany jest współczynnikiem nachylenia. Jeżeli odległość punktu obserwacji P od powierzchni jest znacznie większa niż wymiary oświetlonego obszaru powierzchni, to – przy prostopadłym padaniu fali płaskiej na powierzchnię o niewielkim nachyleniu zboczy nierówności – można przyjąć, że współczynnik nachylenia jest bliski jedności. Stosowane jest przy tym tzw. przybliżenie przyosiowe. Polega ono na lokalizacji punktu obserwacji P w pobliżu kierunku odbicia zwierciadlanego. Przy prostopadłym padaniu na powierzchnię fali płaskiej, przybliżenie przyosiowe oznacza, że obserwacji światła rozproszonego dokonuje się w niewielkim obszarze pewnej płaszczyzny  $z = \bar{r}$ , w pobliżu punktu przecięcia tej płaszczyzny z osią  $0z$ . W takim przypadku – dla trzech wyrażen:  $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$ ,  $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_s)$  oraz  $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s)$ , które występują w równaniach (55) i (56) – stosuje się następujące równości przybliżone:

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|} \approx \frac{1}{\bar{r}}, \quad (57)$$

$$\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \approx -\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s) \approx 1, \quad (58)$$

gdzie  $\bar{r}$  jest stałą odległością płaszczyzny  $z = 0$  od równoległej do niej płaszczyzny obserwacji, w której zlokalizowany jest punkt P. Przybliżenia (57) i (58) przyjmowane są dla wszystkich rozpatrywanych punktów powierzchni oraz punktów, w których analizowane jest pole dyfrakcyjne. Zależności (57) nie można niestety zastosować w odniesieniu do długości  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$ , która występuje w szybko zmieniającym się czynniku fazowym równania (55).

Zgodnie z pracami [104], [309], [102], długość  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$ , zawarta w wykładniku wyrażenia podcałkowego w równaniu (55), jest najczęściej określana z wykorzystaniem przybliżenia Fresnela:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| \approx \bar{r} + \frac{x_p^2}{2\bar{r}} + \frac{y_p^2}{2\bar{r}} - \frac{x_s x_p}{\bar{r}} - \frac{y_s y_p}{\bar{r}} + \frac{x_s^2}{2\bar{r}} + \frac{y_s^2}{2\bar{r}}, \quad (59)$$

lub przybliżenia Fraunhofera:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| \approx \bar{r} + \frac{x_p^2}{2\bar{r}} + \frac{y_p^2}{2\bar{r}} - \frac{x_s x_p}{\bar{r}} - \frac{y_s y_p}{\bar{r}}, \quad (60)$$



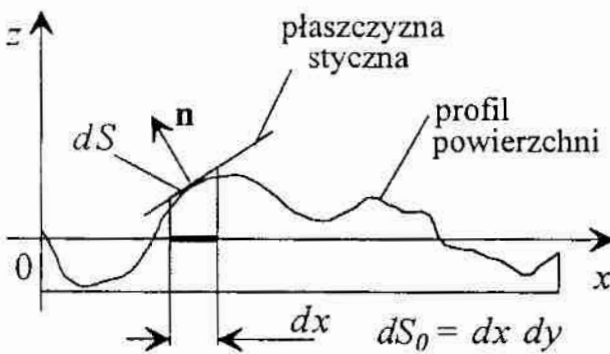
gdzie:  $\bar{r}$  – odległość płaszczyzny obserwacji od płaszczyzny  $z=0$ ,  $x_p, y_p$  – współrzędne punktu P w płaszczyźnie obserwacji,  $x_s, y_s$  – współrzędne punktu na powierzchni nierównej. Podstawiając (60) do (55) i uwzględniając przybliżenie (57), po dokonaniu przekształceń, otrzymuje się:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{\exp\left[ik\bar{r} + \frac{ik}{2\bar{r}}(x_p^2 + y_p^2)\right]}{i\lambda\bar{r}} \iint_{S_s} E(\mathbf{r}_s) \exp\left[\frac{-ik}{\bar{r}}(x_s x_p + y_s y_p)\right] dS. \quad (61)$$

Wyrażenie (61) jest podobne do równania (28), ale zespolone amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  i  $E(\mathbf{r}_s)$  występujące w obu równaniach są nieco inne. Podobieństwo obu równań można zauważyć uwzględniając, że wektor  $\mathbf{r}$  określa położenie punktu P o współrzędnych  $x_p, y_p, \bar{r}$ , zaś wektor  $\mathbf{r}_s$  wyznacza punkt na powierzchni nierównej. Główna różnica między nimi polega na tym, że w równaniu (28) powierzchnia całkowania jest płaszczyzną, natomiast w równaniu (61) jest to powierzchnia nierówna  $S_s$ . Przejście od całkowania po powierzchni  $S_s$  do całkowania po jej rzucie  $S_0$  na płaszczyznę  $z=0$  następuje zgodnie z zależnością:

$$dx dy = dS_0 = \frac{n_z}{|\mathbf{n}|} d(S_s) = \frac{n_z}{|\mathbf{n}|} dS, \quad (62)$$

gdzie  $n_z$  jest długością rzutu jednostkowego wektora  $\mathbf{n}$ , prostopadłego do powierzchni nierównej, na oś  $0z$  układu współrzędnych  $0xyz$ . Dla wybranego profilu ilustruje to rys. 56. Ograniczenie obszaru całkowania w równaniu (61)



Rys. 56. Zmiana powierzchni całkowania  
Fig. 56. Change of integration surface

do powierzchni  $S_s$  jest mniej istotne, gdyż funkcja  $E(\mathbf{r}_s)$ , jak wynika to z warunków brzegowych Kirchhoffa, jest na powierzchni  $S_c$  równa zero. Można więc obszar całkowania w tym równaniu rozciągnąć od  $-\infty$  do  $+\infty$ .

W metodzie Kirchhoffa zakłada się, że powierzchnia rozpraszająca jest powierzchnią gładką [14], [243]. Założenie to pozwala wyrażać zespoloną amplitudę światła  $E(\mathbf{r}_s)$  w dowolnym punkcie powierzchni w postaci sumy amplitud fali padającej na powierzchnię oraz fali odbitej od płaszczyzny stycznej w danym punkcie. Wyrażenia dla zespolonej amplitudy światła i jej pochodnej mają postać:

$$E(\mathbf{r}_s) = [1 + \rho_A(\mathbf{r}_s)]E_i(\mathbf{r}_s), \quad (63)$$

$$\frac{\partial E(\mathbf{r}_s)}{\partial n} = [1 - \rho_A(\mathbf{r}_s)] \frac{\partial E_i(\mathbf{r}_s)}{\partial n}, \quad (64)$$

gdzie  $E_i(\mathbf{r}_s)$  oznacza zespoloną amplitudę światła padającego na powierzchnię, zaś  $\rho_{\perp}(\mathbf{r}_s)$  jest amplitudowym współczynnikiem odbicia. Współczynnik ten zależy od lokalnego kąta padania światła  $\theta'_i$  i optycznych właściwości materiału powierzchni. W ogólnym przypadku jest on wielkością zespoloną, przy czym dla fal wektorowych można go wyznaczyć, dla obu składowych wektora natężenia pola elektrycznego, stosując wzory Fresnela [17]. Takie określenie zespolonej amplitudy światła na powierzchni nierównej jest podobne do sposobu stosowanego w teorii dyfrakcji Kirchhoffa, podczas analizy dyfrakcji światła na otworach wykonanych w płaskich, nieprzezroczystych ekranach.

Odbicie światła w każdym punkcie powierzchni rozpatrywane jest w metodzie Kirchhoffa tak jak odbicie od nieskończonej płaszczyzny stycznej w tym punkcie, co pokazuje rys. 57. Postępowanie takie jest poprawne pod warunkiem, że na płaszczyźnie stycznej da się określić obszar, którego wymiary liniowe są znacznie większe od długości fali światła  $\lambda$ , zaś odległość poszczególnych punktów tego obszaru od powierzchni nierównej jest niewielka. Warunki te wyrażają dwie nierówności:

$$AB \gg \frac{\lambda}{2\pi \cos \theta'_i}, \quad (65)$$

$$BC \ll \frac{\lambda \cos \theta'_i}{2\pi}, \quad (66)$$

gdzie:  $\lambda$  – długość fali światła,  $\theta'_i$  – lokalny kąt padania, zaś długości odcinków AB i BC pokazano na rys. 57. Przyjmując, że spełniona jest zależność:

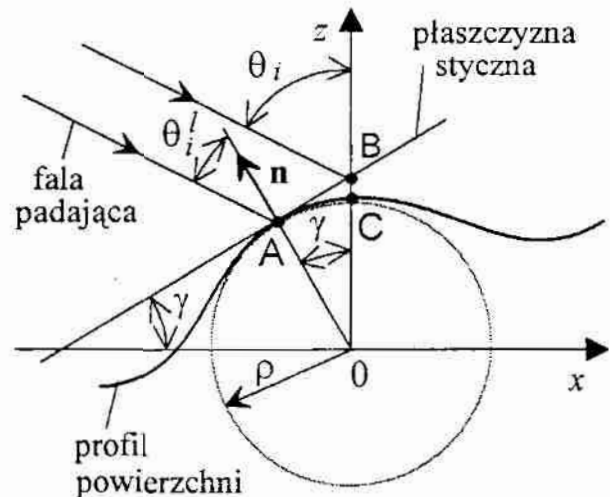
$$BC \approx AB \gamma \approx \frac{(AB)^2}{\rho}, \quad (67)$$

co ma miejsce wtedy, gdy pokazany na rys. 57 kąt  $\gamma$  jest niewielki, po podstawieniu (67) do (66) i uwzględnieniu nierówności (65) otrzymuje się:

$$k\rho \cos^3 \theta'_i \gg 1, \quad (68)$$

gdzie  $k = 2\pi/\lambda$  jest liczbą falową,  $\rho$  oznacza promień krzywizny powierzchni w danym punkcie, zaś  $\theta'_i$  jest lokalnym kątem padania.

Warunek (68) określony jest dla lokalnego kąta padania  $\theta'_i$ . Jeśli powierzchnia nierówna charakteryzuje się niewielkimi wartościami kątów nachylenia zboczy nierówności  $\gamma$ , to lokalny kąt padania światła  $\theta'_i$ , w wyrażeniu (68), zastępuje się ogólnym kątem padania  $\theta_i$ . Wtedy warunek (68) można przekształcić do postaci określonej wcześniej zależnością (46).



Rys. 57. Konstrukcja płaszczyzny stycznej

Fig. 57. Construction of tangent plane

Jak pokazano w pracach [17], [14] i [243], ogólne wyrażenia dla zespolonej amplitudy światła rozproszonego przez powierzchnię nierówną w metodzie Kirchhoffa uzyskuje się przez podstawienie do równania (54) zależności (49), (63) i (64). Postać tych wyrażeń zależy od wybranego układu odniesienia oraz od przyjętych założeń i zastosowanych aproksymacji. Jeśli założy się, że funkcja  $z = f(x, y)$  i jej pierwsza pochodna są stacjonarnymi funkcjami losowymi z normalnym rozkładem rzędnych, to w szczególności można wykazać, iż w obszarze Fraunhofera stosunek statystycznie uśrednionej zespolonej amplitudy światła odbitego zwierciadlanie, do zespolonej amplitudy światła odbitego od płaszczyzny  $z = 0$ , jest proporcjonalny do funkcji charakterystycznej nierówności powierzchni:

$$\frac{\bar{E}_s}{E_0} = \exp\left(-2k^2\sigma^2\cos^2\theta_i\right), \quad (69)$$

gdzie:  $\bar{E}_s$  – uśredniona zespolona amplituda światła odbitego od powierzchni nierównej w kierunku zwierciadlanym,  $E_0$  – zespolona amplituda światła odbitego od płaszczyzny  $z = 0$ ,  $\sigma$  – odchylenie standardowe wysokości nierówności powierzchni,  $k$  – liczba falowa,  $\theta_i$  – kąt padania. Z zależności (69) wynika zależność (13), będąca podstawą reflektometrycznych i integracyjnych metod oceny nierówności powierzchni. Uwzględnić przy tym należy, że natężenie światła jest uśrednionym w czasie kwadratem modułu zespolonej amplitudy światła.

W pracy [14] w podobny sposób zastosowano metodę Kirchhoffa do analizy rozpraszania światła przez duże losowe nierówności powierzchni, znacznie większe od długości fali światła. Wykazano tam, że przestrzenny rozkład natężenia światła rozproszonego jest proporcjonalny do dwuwymiarowej funkcji gęstości prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni:

$$I(\theta_d, \phi, \theta_i) = |E(\theta_d, \phi, \theta_i)|^2 \sim (2\pi)^2 S_0 p(z'), \quad (70)$$

gdzie:  $I(\theta_d, \phi, \theta_i)$  – natężenie światła rozproszonego przez powierzchnię w kierunku określonym kątami  $\theta_d$  i  $\phi$  przy padaniu światła na powierzchnię pod kątem  $\theta_i$ ,  $E(\theta_d, \phi, \theta_i)$  – zespolona amplituda światła rozproszonego w tym samym kierunku,  $\theta_d$  – biegunowy kąt rozproszenia,  $\phi$  – azymutalny kąt rozproszenia,  $\theta_i$  – kąt padania,  $S_0$  – pole rzutu oświetlonego obszaru powierzchni na płaszczyznę  $z = 0$ ,  $p(z')$  – funkcja określająca gęstość prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni. Zależność katowego rozkładu natężenia światła rozproszonego od pochodnej powierzchni potwierdzają wyniki badań powierzchni obrobionych, zamieszczone między innymi w pracach [144], [123], [200], [320].



### 3.1.2.2. Teoria zaburzeń

Równanie falowe Helmholtza (47) jest równaniem liniowym. Pozwala to wykorzystać zasadę superpozycji i przedstawić dowolne rozwiązanie tego równania w postaci sumy monochromatycznych fal płaskich o różnych amplitudach, fazach i kierunkach propagacji [102]. Jeżeli znany jest kształt nierówności i właściwości fizyczne powierzchni rozpraszającej, oświetlonej falą płaską, to można poszukiwać rozwiązania równania (47) w postaci kątownego widma fal płaskich, spełniającego warunki graniczne na powierzchni. Taką teorię rozpraszania fal skalarnych, padających prostopadle na powierzchnię o zarysie sinusoidalnym, opracował Lord Rayleigh. Jej dyskusję przeprowadził P. Beckmann w pracy [17]. Teoria ta, rozwinięta potem przez S. O. Rice'a [279] dla powierzchni losowych, nazywana jest teorią zaburzeń (ang. *perturbation theory*), teorią Rayleigha lub teorią Rayleigha-Rice'a. Wektorową teorię zaburzeń zastosowali między innymi E. L. Church, H. A. Jenkinson i J. M. Zavada do analizy rozpraszania światła na powierzchniach optycznych [53], [55].

Istota teorii zaburzeń polega na poszukiwaniu fali rozproszonej w postaci takiej sumy fal płaskich, która spełnia warunki graniczne na powierzchni. Według tej teorii, nierówności zaburzają falę odbitą od gładkiej powierzchni. W ogólnym przypadku pole fali rozproszonej jest tworzone przez nieskończoną sumę fal płaskich. Suma ta jest szybko zbieżna tylko wtedy, gdy nierówności powierzchni są małe w porównaniu z długością fali światła  $\lambda$ . Teoria zaburzeń wymaga aby funkcja  $z = f(x, y)$ , opisująca powierzchnię nierówną, spełniała następujące warunki:

$$\frac{2\pi}{\lambda} |f(x, y)| \cos \theta_i \ll 1, \quad (71)$$

$$|\nabla f(x, y)| \ll 1, \quad (72)$$

gdzie symbol  $\nabla$  (nabla) oznacza operator różniczkowy pierwszego rzędu, zaś  $\theta_i$  jest kątem padania światła na powierzchnię.

Najważniejsza idea teorii zaburzeń polega na rozwinięciu zespolonej amplitudy fali świetlnej  $E(\mathbf{r}_s)$ , na powierzchni rozpraszającej, w szereg Taylora:

$$E(\mathbf{r}_s) = E(\mathbf{r}_0) + f(x, y) \frac{\partial E(\mathbf{r}_0)}{\partial z} + \frac{f^2(x, y)}{2!} \frac{\partial^2 E(\mathbf{r}_0)}{\partial z^2} + \dots, \quad (73)$$

gdzie  $\mathbf{r}_s$  i  $\mathbf{r}_0$  są wektorami określającymi odpowiednio położenie punktów na powierzchni rozpraszającej  $z = f(x, y)$  oraz na płaszczyźnie  $z = 0$ , będącej jednocześnie płaszczyzną średnią powierzchni nierównej. Najczęściej stosuje się przybliżenie wykorzystujące dwa pierwsze składniki tego szeregu, stojące

z prawej strony równania (73). Otrzymuje się wtedy:

$$E(\mathbf{r}_s) \approx E(\mathbf{r}_0) + f(x, y) \frac{\partial E(\mathbf{r}_0)}{\partial z}. \quad (74)$$

Teoria zaburzeń wykorzystująca przybliżenie (74) nazywana jest, wg [243], teorią zaburzeń pierwszego rzędu. Teoria zaburzeń drugiego rzędu jest nieco bardziej skomplikowana i wyraża zespoloną amplitudę fali świetlnej na powierzchni nierównej, za pomocą trzech pierwszych składników występujących z prawej strony wyrażenia (73).

Aby uniknąć sprzeczności teorii Kirchhoffa, w metodzie zaburzeń przyjmuje się tylko jeden z warunków brzegowych Kirchhoffa (warunek Dirichleta lub warunek Neumanna) i dokonuje się odpowiedniego wyboru funkcji Greena. Jeśli zastosuje się przybliżenie (74), to warunek brzegowy Dirichleta (52) można zapisać w postaci:

$$E(\mathbf{r}_s) \approx E(\mathbf{r}_0) + f(x, y) \frac{\partial E(\mathbf{r}_0)}{\partial z} = 0. \quad (75)$$

Funkcja Greena dobierana jest tak, że albo sama funkcja  $G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ , albo jej pochodna  $\partial G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)/\partial n$  są równe zeru na płaszczyźnie  $z = 0$ . Przyjmując warunek brzegowy Dirichleta (75), funkcję Greena określa się najczęściej w postaci:

$$G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} - \frac{\exp(ik|\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_0|}, \quad (76)$$

gdzie  $G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  jest funkcją Greena, alternatywną do funkcji danej wzorem (49), zaś  $\mathbf{r}^*$  jest wektorem wyznaczającym położenie punktu  $P^*$ , będącego odbiciem zwierciadlanym punktu  $P$  względem płaszczyzny  $z = 0$ . Wektorowi  $\mathbf{r}$ , określającemu punkt  $P$  o współrzędnych  $x, y, z$ , odpowiada wektor  $\mathbf{r}^*$ , określający punkt  $P^*$  o współrzędnych  $x, y, -z$ . Funkcja Greena wyrażona równaniem (76) jest algebraiczną sumą dwóch fal kulistych wyemitowanych w przeciwnych fazach z dwóch punktów: z punktu  $P$ , określonego wektorem  $\mathbf{r}$ , oraz z punktu  $P^*$ , określonego wektorem  $\mathbf{r}^*$ . Przy wyborze warunku brzegowego Neumanna alternatywna funkcja Greena jest sumą dwóch składników, występujących z prawej strony równania (76). Funkcja ta opisuje dwie fale kuliste, o zgodnych fazach, wyemitowane z tych samych punktów co poprzednio, czyli z  $P$  i  $P^*$ .

Zależność określającą zespoloną amplitudę światła rozproszonego przez powierzchnię, w wybranym punkcie  $P$ , otrzymuje się w wyniku podstawienia zespolonej amplitudy światła na płaszczyźnie  $z = 0$  do wzoru (48), który wyraża całkowite twierdzenia Helmholtza-Kirchhoffa. Zgodnie z teorią zaburzeń

pierwszego rzędu, zespolona amplituda światła rozproszonego na płaszczyźnie  $z = 0$  jest równa sumie dwóch składników:

$$E(\mathbf{r}_0) \approx E_0(\mathbf{r}_0) + E_1(\mathbf{r}_0), \quad (77)$$

zaś składnik zerowego rzędu  $E_0(\mathbf{r}_0)$ , nazywany polem koherentnym, jest równy:

$$E_0(\mathbf{r}_0) = -\rho_A E_i(\mathbf{r}_0), \quad (78)$$

gdzie:  $\rho_A$  – amplitudowy współczynnik odbicia,  $E_i(\mathbf{r}_0)$  – zespolona amplituda światła padającego w płaszczyźnie  $z = 0$ . Składnik zerowego rzędu  $E_0(\mathbf{r}_0)$ , dany wyrażeniem (78), jest rozwiązaniem problemu rozpraszania światła przez idealnie gładką płaszczyznę dla warunku brzegowego Dirichleta. Natomiast składnik pierwszego rzędu  $E_1(\mathbf{r}_0)$ , występujący w równaniu (77) – nazywany polem niekoherentnym lub dyfuzyjnym – zaburza pole w płaszczyźnie  $z = 0$ . Uwzględniając zależności (63), (64) i (75), może on być określony następująco:

$$E_1(\mathbf{r}_0) = f(x, y) \left[ \rho_A \frac{\partial E_i(\mathbf{r}_0)}{\partial z} - \frac{\partial E_i(\mathbf{r}_0)}{\partial z} \right], \quad (79)$$

gdzie  $f(x, y)$  jest funkcją opisującą nierówności powierzchni.

Zgodnie z powyższym można przyjąć, że zespolona amplituda światła w punkcie P, określonym wektorem  $\mathbf{r}$ , jest sumą zespolonej amplitudy światła odbitego od idealnie gładkiej płaszczyzny  $z = 0$  oraz zespolonej amplitudy światła zaburzonego przez nierówności powierzchni. Korzystając z równań (48) i (79) tę ostatnią można wyznaczyć w postaci:

$$E_1(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_0} \left\{ f(x, y) \left[ \rho_A \frac{\partial E_i(\mathbf{r}_0)}{\partial z} - \frac{\partial E_i(\mathbf{r}_0)}{\partial z} \right] \right\} \frac{\partial G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial z} dS_0, \quad (80)$$

gdzie:  $f(x, y)$  – funkcja opisująca nierówności powierzchni,  $\rho_A$  – amplitudowy współczynnik odbicia,  $E_i(\mathbf{r}_0)$  – zespolona amplituda światła padającego w płaszczyźnie  $z = 0$ ,  $G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  – alternatywna funkcja Greena,  $S_0$  – pole rzutu oświetlonego obszaru powierzchni na płaszczyznę  $z = 0$ . W równaniach (79) i (80), w odróżnieniu od równań (64) i (48), pochodne cząstkowe mogą być brane po współrzędnej  $z$ , gdyż dla płaszczyzny  $z = 0$ , kierunek i zwrot wektora normalnej  $\mathbf{n}$  pokrywają się z kierunkiem i zwrotem osi  $0z$ .

Uśrednione w czasie natężenie światła rozproszonego  $I_1(\mathbf{r})$  w punkcie P, wg teorii zaburzeń pierwszego rzędu, jest iloczynem zespolonej amplitudy światła, wyrażonej równaniem (80), oraz amplitudy z nią sprzężonej:

$$\langle I_1(\mathbf{r}) \rangle = E_1(\mathbf{r}) E_1^*(\mathbf{r}), \quad (81)$$

gdzie  $E_1^*(\mathbf{r})$  jest zespoloną amplitudą światła, sprzężoną z amplitudą  $E_1(\mathbf{r})$ , zaś



nawiasy  $\langle \rangle$  oznaczają uśrednienie w czasie. Jak wynika z pracy J. A. Ogilvy [243] natężenie światła rozproszonego  $I_1(\mathbf{r})$  określone jest wyrażeniem:

$$\langle I_1(\mathbf{r}) \rangle = \frac{16\pi^2 S_0 \cos^2(\theta_i) \cos^2(\theta_d)}{|\mathbf{r}|^2 \lambda^4} S(f_x, f_y), \quad (82)$$

przy czym

$$f_x = \frac{\sin(\theta_d) \cos \phi - \sin \theta_i}{\lambda} \quad (83)$$

oraz

$$f_y = \frac{\sin(\theta_d) \sin \phi}{\lambda}, \quad (84)$$

gdzie:  $\langle I_1(\mathbf{r}) \rangle$  – uśrednione w czasie względne natężenie światła rozproszonego w punkcie P, określonym wektorem  $\mathbf{r}$ , opisujące pole niekoherentne,  $S_0$  – pole rzutu oświetlonego obszaru powierzchni na płaszczyznę  $z = 0$ ,  $\theta_i$  – kąt padania,  $\theta_d$  – kąt rozproszenia,  $\lambda$  – długość fali światła,  $S(f_x, f_y)$  – dwuwymiarowa funkcja gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni,  $f_x, f_y$  – częstotliwości przestrzenne nierówności powierzchni,  $\phi$  – azymutalny kąt rozproszenia. Dla ścisłości należy zaznaczyć, że azymutalny kąt rozproszenia  $\phi$ , wyznaczany w płaszczyźnie  $Oxy$ , przyjmuje wartości dodatnie gdy odmierzany jest od dodatniej części osi  $Ox$  w kierunku dodatniej części osi  $Oy$ .

Łatwo zauważyć podobieństwo równania (82) do wzoru (19). Podstawowa różnica między tymi wyrażeniami polega na występowaniu we wzorze (19) bezwymiarowego czynnika polaryzacyjnego  $Q$ . Wynika to stąd, że wzór (19) otrzymano korzystając z wektorowej teorii zaburzeń, zaś zależność (82) z teorii skalarnej.

Dotychczasowe rozważania przeprowadzono przyjmując, że zespolona amplituda światła na powierzchni nierównej spełnia warunek brzegowy Dirichleta (52). Założenie, iż na powierzchni nierównej pole świetlne spełnia zamiast warunku Dirichleta warunek brzegowy Neumanna (53), pozwala przeprowadzić podobną analizę [243]. Mimo tego, iż jest ona nieco bardziej skomplikowana, jej wynikiem jest zależność podobna do równania (82).

Przedstawiona teoria zaburzeń mimo wielu zalet ma istotny niedostatek. Nie spełnia ona zasady zachowania energii. Wynika to z tego, że składowa koherentna pola rozproszonego, dana wyrażeniem (78), nie zależy od nierówności powierzchni, podczas gdy pole dyfuzyjne jest od nierówności powierzchni zależne, co wynika z równania (79). Dlatego też, jak zaznaczono to na początku p. 3.1.2.2, stosowanie teorii zaburzeń może być uzasadnione jedynie dla powierzchni, których gradient wysokości nierówności jest niewielki, zaś sama wysokość nierówności jest mała w porównaniu z długością fali światła.

### 3.1.2.3. Rozpraszanie światła na powierzchniach okresowych

Ujmując rzecz historycznie, rozpraszanie światła na powierzchniach okresowych było rozpatrywane wcześniej niż rozpraszanie na powierzchniach nieokresowych. Stało się tak zapewne ze względu na to, że analiza rozpraszania światła na powierzchniach okresowych jest prostsza niż na powierzchniach nieokresowych. Nie wymaga ona bowiem zastosowania skomplikowanych metod rachunku prawdopodobieństwa i statystyki matematycznej. Dogodnym sposobem analizy rozpraszania światła, szczególnie przez powierzchnie okresowe, jest teoria dyfrakcji światła.

Jak już o tym wspomniano, analiza rozpraszania fal przez powierzchnie nierówne dokonana została po raz pierwszy przez Lorda Rayleigha. Rozpatrywał on rozpraszanie fal akustycznych padających prostopadle na powierzchnię sinusoidalną. Metoda zastosowana przez Rayleigha oparta była na podobnych założeniach jak teoria zaburzeń. Została ona następnie rozwinięta, tak by można ją było stosować do rozpraszania fal elektromagnetycznych. Dokonano także uogólnienia tej metody w taki sposób, aby obejmowała ona przypadek powierzchni nieokresowych i przypadek nieprostopadłego padania fali na powierzchnię nierówną. Do badania rozpraszania fal przez powierzchnie okresowe stosowano także metodę Kirchhoffa [34]. Ogólne rozwiązanie otrzymane tą metodą daje się łatwo adaptować dla powierzchni okresowych.

Mimo tego, że w praktyce powierzchnie z okresowymi nierównościami są spotykane znacznie rzadziej niż powierzchnie z nierównościami nieokresowymi lub losowymi, analiza rozpraszania światła przez powierzchnie okresowe jest ważna zarówno z teoretycznego jak i z praktycznego punktu widzenia. Znaczenie powierzchni okresowych w teorii rozpraszania światła wynika z tego, że analiza rozpraszania światła na niektórych prostych powierzchniach okresowych pozwala przewidzieć rezultaty rozpraszania na powierzchniach o bardziej skomplikowanej geometrii nierówności. Jak wiadomo powierzchnie okresowe o profilach sinusoidalnym i cosinusoidalnym są powierzchniami szczególnymi z tego względu, że dowolną powierzchnię nierówną, korzystając z szeregu Fouriera lub całki Fouriera, można traktować jako superpozycję zbioru ortogonalnych funkcji harmonicznnych, z których każda ma odpowiednią amplitudę, przestrzenną długość fali i fazę. Zatem wyniki analizy rozpraszania światła przez powierzchnie o profilu sinusoidalnym mogą być uogólnione, dzięki zasadzie superpozycji, na powierzchnie o bardziej złożonym kształcie nierówności. Analiza dyfrakcji światła przez struktury i powierzchnie okresowe ma również duże znaczenie praktyczne, zwłaszcza w tych dziedzinach, gdzie stosowane są np. odbiciowe, fazowe siatki dyfrakcyjne, hologramy, wzorce inkrementalne [248] itp.

Przykładem powierzchni okresowej, niezależnej od  $y$ , dla której zachodzi równość  $z = f(x + \Lambda) = f(x)$ , może być fazowa, odbiciowa siatka dyfrakcyjna:

$$z = f(x, y) = a \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x + \alpha\right), \quad (85)$$

gdzie  $a$  jest amplitudą,  $\alpha$  fazą nierówności, zaś wielkość  $\Lambda$  nazywana jest stałą siatki dyfrakcyjnej, okresem lub przestrzenną długością fali sinusoidalnej. Niech płaska fala światła, o długości  $\lambda$ , pada pod kątem  $\theta_i$  na powierzchnię okresową  $z = f(x)$ , np. opisaną wzorem (85), a płaszczyzną padania niech będzie płaszczyzna  $0xz$ . Kątowe położenie maksimum dyfrakcyjnych określa równanie:

$$\sin \theta_q = -\sin \theta_i + q \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{dla } q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (86)$$

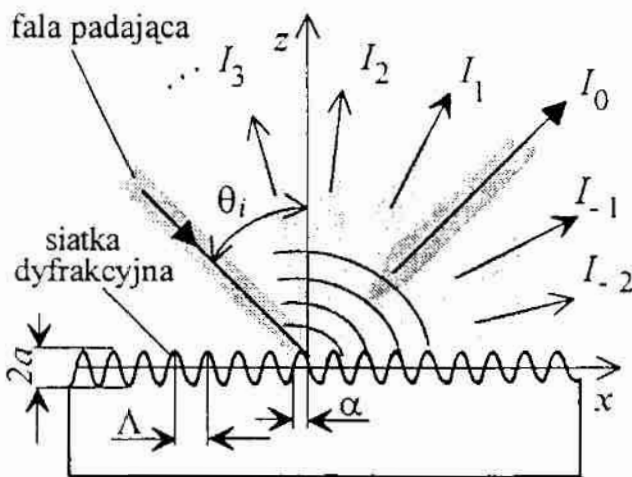
gdzie  $\theta_q$  oznacza kąt ugięcia światła, odpowiadający danemu maksimum, zaś liczba  $q$  nazywana jest rzędem interferencji lub rzędem dyfrakcyjnym.

Równanie (86) nosi nazwę równania siatki dyfrakcyjnej. Otrzymuje się je z zależności (42), stosując ją do funkcji okresowej. Rozpatruje się przy tym dwa punkty powierzchni o jednakowych wartościach współrzędnej  $z$ , oddalone od siebie o  $\Lambda$ . Dla takich punktów różnice współrzędnych wynoszą odpowiednio:  $z_1 - z_2 = 0$  i  $x_2 - x_1 = \Lambda$ . Zgodnie z równaniem (42) różnica drogi optycznej  $\Delta r$ , wyznaczona dla fal odbitych od powierzchni w tych punktach, jest równa:

$$\Delta r = \Lambda(\sin \theta_d + \sin \theta_i), \quad (87)$$

gdzie symbolami  $\theta_d$  i  $\theta_i$  oznaczono odpowiednio kąt rozproszenia i kąt padania, zaś  $\Lambda$  oznacza stałą siatki dyfrakcyjnej. Maksima dyfrakcyjne powstaną wtedy, gdy różnica faz, wynikająca z różnicy drogi optycznej, będzie równa całkowitej wielokrotności  $2\pi$  rad. Oznacza to konieczność spełnienia warunku:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Lambda(\sin \theta_d + \sin \theta_i) = 2\pi q. \quad (88)$$



Rys. 58. Dyfrakcja na siatce sinusoidalnej  
Fig. 58. Diffraction from a sinusoidal grating

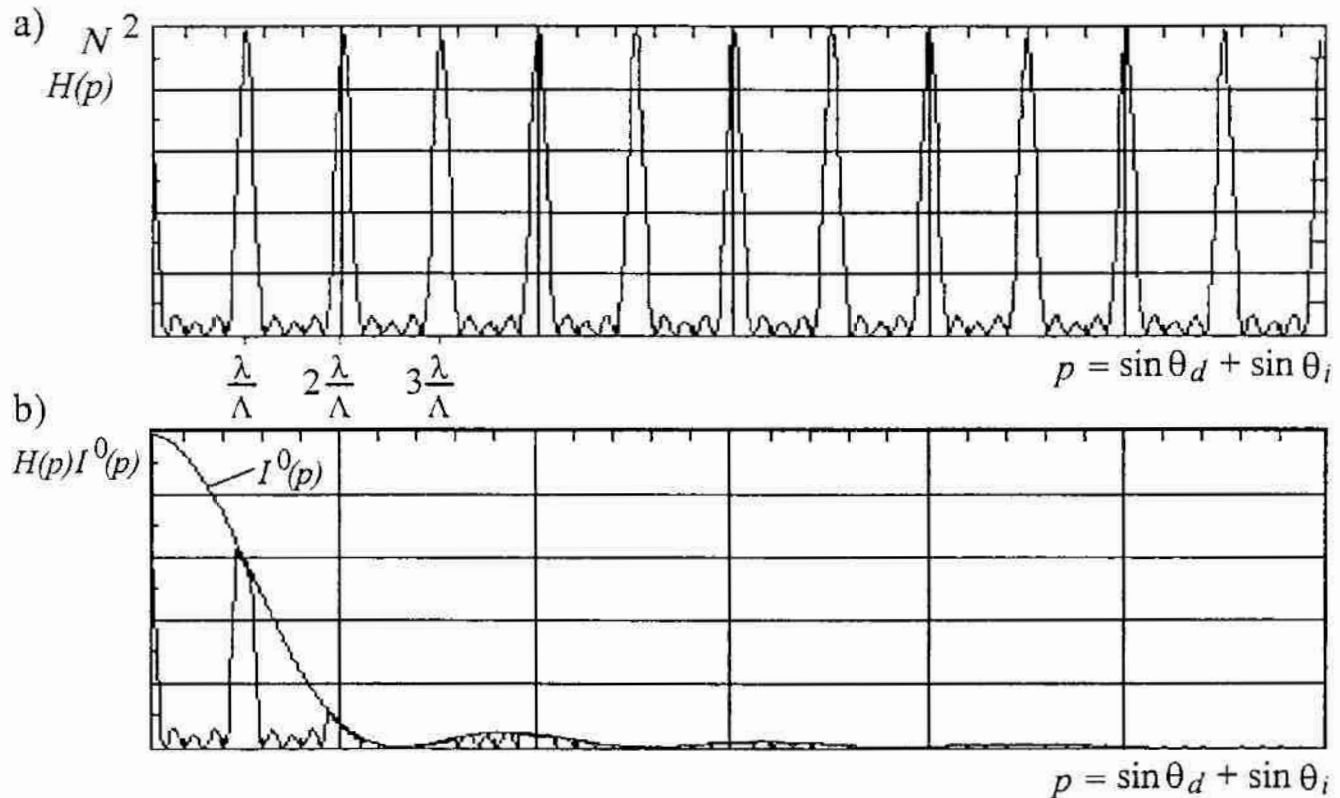
Po przekształceniu warunku (88) oraz po przyjęciu, iż  $\theta_d = \theta_q$ , otrzymuje się równanie (86). Kątowe położenie maksimum dyfrakcyjnych pokazano schematycznie na rys. 58.

W pracy [30] rozpatrzono dyfrakcję płaskiej fali światła monochromatycznego na siatce dyfrakcyjnej, zawierającej  $N$  okresowych nierówności o dowolnym profilu. Natężenie światła ugiętego przez taką siatkę, w wybranym kierunku, jest iloczynem dwóch funkcji:



funkcji interferencyjnej  $H(p)$  i funkcji intensywności  $I^0(p)$ . Funkcja interferencyjna  $H(p)$  jest funkcją okresową. Dla siatki odbiciowej zależy ona od sumy algebraicznej sinusów kąta rozproszenia  $\theta_d$  i kąta padania  $\theta_i$ , którą oznaczono na rys. 59 symbolem  $p$ . Znaki kątów  $\theta_d$  i  $\theta_i$  podano na rys. 54. Funkcja interferencyjna, pokazana na rys. 59a, zawiera wyraźne maksima, których natężenie jest równe  $N^2$ , przy czym  $N$  jest liczbą okresów siatki w oświetlonym obszarze. Maksima te występują wtedy, gdy spełniony jest warunek (88). Funkcja intensywności  $I^0(p)$  zależy od współczynnika odbicia światła i profilu powierzchni pojedynczej nierówności, bowiem fala świetlna odbijana w poszczególnych punktach powierzchni doznaje zmian amplitudy i fazy. Funkcja ta jest proporcjonalna do kwadratu modułu transformaty Fouriera funkcji odbicia, określonej w [30]. Mnożenie funkcji interferencyjnej  $H(p)$  przez funkcję intensywności  $I^0(p)$  powoduje zmianę natężenia kolejnych maksimów interferencyjnych, co przykładowo pokazano na rys. 59b. Rozkład natężenia światła ugiętego przez powierzchnię okresową jest rezultatem modulacji amplitudowej funkcji interferencyjnej  $H(p)$  przez funkcję intensywności  $I^0(p)$ .

Korzystając z teorii Kirchhoffa, w pracach [17], [309], [104] pokazano, że przy odbiciu płaskiej fali światła, której amplituda równa się jedności, od powierzchni fazowej sinusoidalnej siatki dyfrakcyjnej, względne natężenie



Rys. 59. Wykresy funkcji określających natężenie światła odbitego od powierzchni okresowej: a) funkcja interferencyjna, b) funkcja intensywności i natężenie światła odbitego

Fig. 59. Plots of interference function and intensity function for periodical surface: a) interference function b) intensity function and intensity of reflected light

światła  $I(\mathbf{r})$  w punkcie P określonym wektorem  $\mathbf{r}$ , jest proporcjonalne do sumy kwadratów funkcji Bessela pierwszego rodzaju rzędu  $q$ :

$$I(\mathbf{r}) \sim \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} \left[ J_q \left( \frac{\Delta\varphi_{\max}}{2} \right) \right]^2, \quad (89)$$

przy czym

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda} a (\cos \theta_i + \cos \theta_d), \quad (90)$$

gdzie:  $J_q(\ )$  – funkcja Bessela pierwszego rodzaju rzędu  $q$ ,  $\Delta\varphi_{\max}$  – maksymalna różnica faz fali świetlnej, wprowadzana przez siatkę dyfrakcyjną,  $\lambda$  – długość fali światła,  $a$  – amplituda sinusoidalnej siatki dyfrakcyjnej,  $\theta_i$  – kąt padania,  $\theta_d$  – kąt rozproszenia. Przy prostopadłym padaniu płaskiej fali światła na powierzchnię, w sytuacji gdy amplituda sinusoidalnej siatki dyfrakcyjnej  $a$  jest znacznie mniejsza od długości fali światła  $\lambda$ , maksymalne względne natężenie światła  $I(\theta_q)$  w  $q$ -tym rzędzie dyfrakcyjnym, jest w przybliżeniu równe funkcji Bessela pierwszego rodzaju rzędu  $q$ :

$$I(\theta_q) \approx \left[ J_q \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \right) \right]^2. \quad (91)$$

Zakłada się przy tym, że kąty rozproszenia  $\theta_d = \theta_q$ , określające położenie kolejnych maksimum dyfrakcyjnych, są bliskie zeru. Dla większych wartości amplitudy  $a$  siatki sinusoidalnej wyznaczenie natężenia światła w  $q$ -tym maksimum dyfrakcyjnym staje się bardziej skomplikowane, gdyż wymaga sumowania funkcji Bessela odpowiadających kolejnym rzędom dyfrakcyjnym [104]. W przypadku, gdy nierówności powierzchni opisane są inną funkcją okresową niż funkcja dana równaniem (85), pole dyfrakcyjne można wyznaczyć jako superpozycję fal ugiętych na sinusoidalnych i cosinusoidalnych siatkach dyfrakcyjnych, stanowiących rozwinięcie powierzchni nierównej w szereg Fouriera.

Do podobnych wniosków prowadzi analiza odbicia światła od powierzchni okresowych z wykorzystaniem teorii Rayleigha, przedstawiona w pracach [17], [243], [309]. Jeśli fala płaska pada na powierzchnię sinusoidalną, daną równaniem (85), której amplituda  $a$  jest znacznie mniejsza od długości fali  $\lambda$ , zaś faza  $\alpha = \pi/2$ , to dla światła ugiętego w rzędzie  $q$  otrzymuje się zależność:

$$J_l \left( \frac{2\pi}{\lambda} a \cos \theta_i \right) = \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} (-i)^q \sqrt{I(\theta_q)} J_{q+l} \left( \frac{2\pi}{\lambda} a \cos \theta_q \right), \quad (92)$$

gdzie:  $J_m(\ )$  – funkcja Bessela pierwszego rodzaju rzędu  $m$ ;  $q, l$  – liczby całkowite,  $i$  – jednostka urojona,  $I(\theta_q)$  – maksymalne względne natężenie światła w  $q$ -tym rzędzie dyfrakcji,  $\theta_i$  – kąt padania,  $\theta_q$  – kąt ugięcia dla  $q$ -tego rzędu.

Równanie (92) wynika z rozwinięcia w szereg Fouriera dwóch funkcji, które opisują falę padającą na powierzchnię i falę rozproszoną oraz z porównania odpowiednich współczynników Fouriera w obu rozwinięciach. Szereg z prawej strony równania (92) jest szybko zbieżny jeżeli  $2\pi a \ll \lambda$ . W takim przypadku można go ograniczyć do kilku składników. Pozwala to utworzyć układ równań liniowych, z którego następnie wyznacza się względne natężenia światła  $I(\theta_q)$  w kilku rzędach dyfrakcyjnych. Przedstawiona metoda analizy rozpraszania światła przez powierzchnie okresowe nazywana jest niekiedy metodą Rayleigha-Fouriera. Metodę tę A. Wirgin porównał z innymi sposobami analizy [355]. Odbicie fal elektromagnetycznych od powierzchni okresowych rozpatrzono także w pracy [17], analizując to zjawisko kilkoma sposobami.

W pracy [309], korzystając z wektorowej teorii zaburzeń, wyprowadzono równania określające względne natężenia światła  $I(\theta_{\pm 1})$  w maksimach dyfrakcyjnych  $\pm 1$  rzędu, przy odbiciu od sinusoidalnej siatki dyfrakcyjnej fali płaskiej. Analizy dokonano dla dwóch składowych światła spolaryzowanego: składowej położonej w płaszczyźnie padania oraz składowej leżącej w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania. Przy niewielkich kątach padania  $\theta_i$  – dla siatki, której amplituda  $a$  jest mała w porównaniu z długością fali światła  $\lambda$  – oba równania przyjmują wspólną postać:

$$I(\theta_{\pm 1}) \approx \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \cos \theta_i \right)^2. \quad (93)$$

Teoria zaburzeń i teoria Kirchhoffa dają podobne rezultaty, w przypadku gdy amplituda nierówności jest mała w porównaniu z długością fali światła. Świadczy o tym porównanie zależności (91) i (93), jeśli uwzględni się, iż w równaniu (91) przyjęto  $\theta_i = 0$  oraz, że dla małych wartości argumentu funkcje Bessela pierwszego rodzaju  $J_{\pm 1}(\cdot)$  aproksymuje się zależnościami :

$$J_1(2ka) \approx \frac{2ka}{2}, \quad (94)$$

$$J_{-1}(2ka) \approx -\frac{2ka}{2}, \quad (95)$$

gdzie  $k = 2\pi/\lambda$  jest liczbą falową. Zaletą teorii zaburzeń jest to, że nie nakłada ona ograniczeń na przestrzenną długość fali nierówności powierzchni  $\Lambda$ , podczas gdy teoria Kirchhoffa wymaga aby  $\Lambda \gg \lambda$ . Teoria zaburzeń może być jednak stosowana jedynie do nierówności o małych wysokościach. Natomiast teorię Kirchhoffa można stosować dla dowolnych wysokości nierówności. W tym przypadku ograniczenia nakładane są na przestrzenną długość fali lub na promienie krzywizny nierówności powierzchni. W pracach [243] i [309] porównano obie omawiane teorie z punktu widzenia ich dokładności.



### 3.1.2.4. Analiza dyfrakcji światła w pomiarach nierówności powierzchni

Mimo prostoty dyfrakcyjnego modelu rozpraszania światła przez powierzchnie okresowe, jego wykorzystanie do oceny powierzchni rzeczywistych nie jest łatwe i wymaga niekiedy zastosowania specjalnych technik, takich np. jak sieci neuronowe [179]. W podstawowej postaci można go zastosować do oceny parametrów nierówności powierzchni jedynie w kilku prostych przypadkach. Ma to miejsce np. wtedy, gdy powierzchnia opisana jest funkcją daną równaniem (85). W ogólnym przypadku powierzchni okresowych, z równania (86) otrzymuje się tylko wyrażenie dla przestrzennej długości fali  $\Lambda$ :

$$\Lambda = \frac{\lambda q}{(\sin \theta_q + \sin \theta_i)}, \quad (96)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali światła,  $q$  rzędem dyfrakcyjnym, zaś  $\theta_q$  i  $\theta_i$  oznaczają kolejno kąt padania i kąt rozproszenia, odpowiadający  $q$ -temu maksimum dyfrakcyjnemu. Znając kąt padania  $\theta_i$  oraz długość fali światła  $\lambda$ , można na podstawie równania (96) i pomiarów kąta rozproszenia  $\theta_q$  w wybranym maksimum dyfrakcyjnym, wyznaczyć przestrzenną długość fali  $\Lambda$  nierówności okresowych.

Równanie (96) ma związek z równaniem (41), które otrzymano analizując optyczne przekształcenie Fouriera przy założeniu, że kąt padania  $\theta_i$  jest równy zeru. Jeśli rozpatrując równanie (96) przyjmie się podobne założenie i uwzględni, iż dla małych wartości kątów rozproszenia spełnione są równości:

$$\sin \theta_q = \frac{\lambda q}{\Lambda} \approx \theta_q, \quad (97)$$

$$\operatorname{tg} \theta_q = \frac{L_q}{f} \approx \theta_q, \quad (98)$$

gdzie  $\theta_q$  jest kątem rozproszenia określającym położenie  $q$ -tego maksimum dyfrakcyjnego, zaś  $L_q$  jest odległością tego maksimum – mierzoną w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu o długości ogniskowej  $f$  – od osi optycznej, to równania (96) i (41) stają się tożsame. Równanie (96), przy powyższych założeniach przyjmuje postać:

$$\Lambda \approx \frac{\lambda q}{\theta_q}. \quad (99)$$

Zastosowanie do równania (99) prawa sumowania błędów oraz zasady najniekorzystniejszego przypadku, pozwala otrzymać następujące wyrażenie dla błędu bezwzględnego  $\Delta\Lambda$  przestrzennej długości fali  $\Lambda$ :

$$\Delta\Lambda \approx \pm \left( \left| \frac{\Lambda}{\lambda} \Delta\lambda \right| + \left| -\frac{\Lambda^2}{\lambda q} \Delta\theta_q \right| \right), \quad (100)$$

gdzie:  $\Delta\Lambda$  – błąd bezwzględny pomiaru przestrzennej długości fali  $\Lambda$ ,  $\Lambda$  – przestrzenna długość fali nierówności powierzchni,  $\lambda$  – długość fali światła,  $\Delta\lambda$  – błąd wyznaczenia długości fali światła,  $q$  – rząd dyfrakcyjny,  $\Delta\theta_q$  – błąd pomiaru kąta rozproszenia  $\theta_q$ , odpowiadającego  $q$ -temu maksimum dyfrakcyjnemu. Błąd względny pomiaru przestrzennej długości fali wynosi:

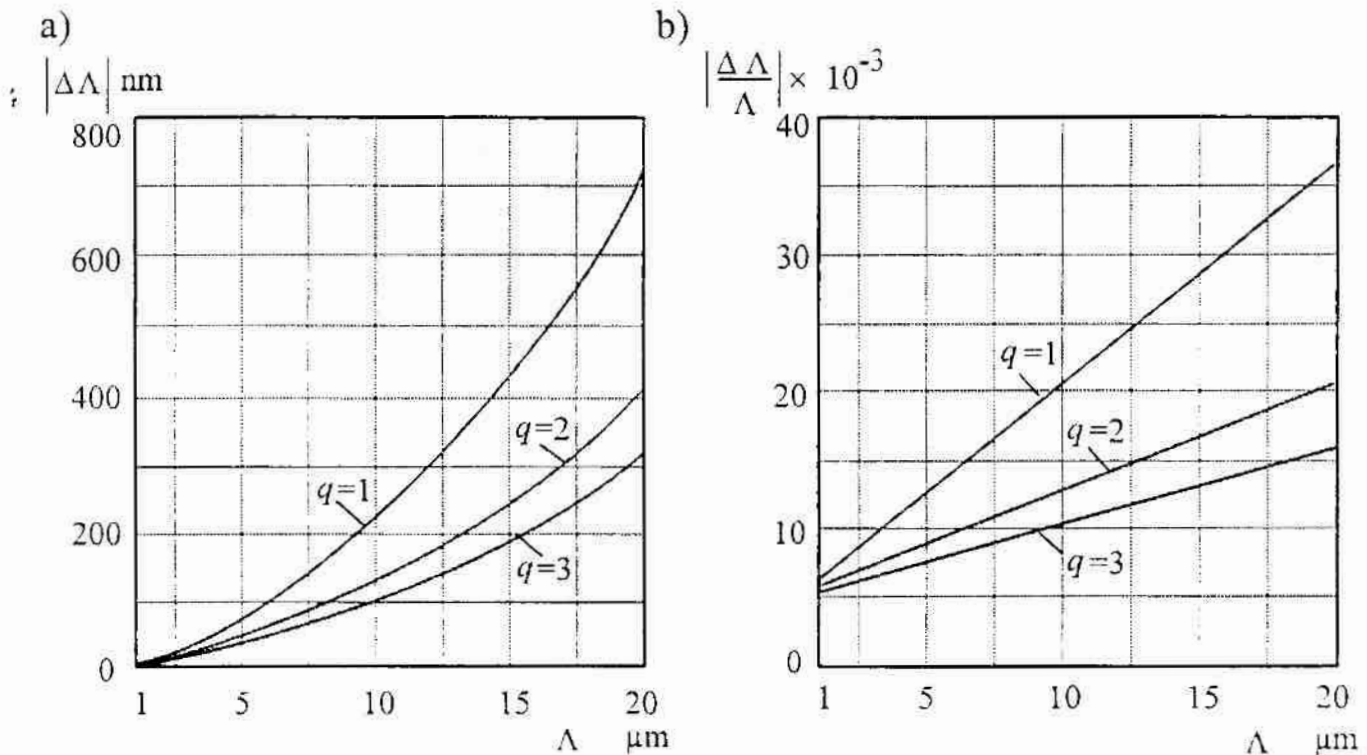
$$\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \approx \pm \left( \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| + \left| -\frac{\Lambda}{\lambda q} \Delta\theta_q \right| \right), \quad (101)$$

przy czym w równaniach (100) i (101) zastosowano takie same oznaczenia.

Na rys. 60 pokazano wykresy bezwzględnego błędu pomiaru  $\Delta\Lambda$  oraz względnego błędu pomiaru  $\Delta\Lambda/\Lambda$ , w zależności od wartości przestrzennej długości fali  $\Lambda$ , dla trzech pierwszych rzędów dyfrakcyjnych. Wykresy te sporządzono na podstawie równań (101) oraz (102), przy następujących założeniach:

- błąd względny długości fali światła  $\Delta\lambda/\lambda$  nie przekracza wartości  $\pm 0,005$ ,
- długość fali światła  $\lambda$  wynosi 632,8 nm,
- błąd bezwzględny pomiaru kąta rozproszenia  $\Delta\theta_q$  nie przekracza  $\pm 0,001$  rad.

Z rys. 60 wynika, że wartości błędów  $\Delta\Lambda$  i  $\Delta\Lambda/\Lambda$  rosną wraz ze wzrostem przestrzennej długości fali  $\Lambda$ . Oznacza to, że wykorzystując zjawisko dyfrakcji światła można dokładniej mierzyć nierówności, z krótszymi przestrzennymi



Rys. 60. Wykresy błędów pomiaru przestrzennej długości fali  $\Lambda$ : a) wykresy modułu błędu bezwzględnego  $\Delta\Lambda$ , b) wykresy modułu błędu względnego  $\Delta\Lambda/\Lambda$

Fig. 60. Plots of measurement errors of spatial wavelength: a) plots of modules of absolute errors  $\Delta\Lambda$ , b) plots of modules of relative errors  $\Delta\Lambda/\Lambda$

długościami fali. Z punktu widzenia pomiarów mikronierówności powierzchni jest to sytuacja szczególnie korzystna. Pomiarów kąta rozproszenia  $\theta_q$  lepiej jest dokonywać w wyższych rzędach dyfrakcyjnych, gdyż wtedy błędy pomiaru przestrzennej długości fali  $\Lambda$  będą mniejsze.

W przypadku powierzchni sinusoidalnej, dyfrakcyjny model rozpraszania światła umożliwia także wyznaczenie amplitudy nierówności powierzchni. Dokonuje się tego na podstawie pomiaru względnego natężenia światła w jednym z maksimów dyfrakcyjnych  $\pm 1$  rzędu. W tym celu można skorzystać z zależności (93), która po przekształceniu przyjmuje postać:

$$a \approx \frac{\lambda}{2\pi \cos \theta_i} \sqrt{I(\theta_{\pm 1})}, \quad (102)$$

przy czym zastosowano tu takie same oznaczenia jak poprzednio. Obie zależności (102) oraz (93) są spełnione przy założeniu, iż amplituda  $a$  powierzchni sinusoidalnej jest znacznie mniejsza od długości fali światła  $\lambda$ . Jeśli pominąć światło ugięte w wyższe rzędy dyfrakcyjne i uwzględnić, że między odchyleniem standardowym  $\sigma$  wysokości nierówności powierzchni sinusoidalnej i jej amplitudą  $a$  zachodzi związek:

$$a = \sqrt{2} \sigma, \quad (103)$$

to łatwo zauważyć, że równanie (102) jest zgodne z zależnością (17), gdyż przy tych założeniach parametr  $TIS = I(\theta_{+1}) + I(\theta_{-1}) = 2 I(\theta_{\pm 1})$ .

W przypadku powierzchni nieokresowych, których wysokość nierówności jest mała w porównaniu z długością fali światła, odchylenie standardowe  $\sigma$  może być wyznaczane na podstawie pomiarów stosunku refleksyjności zwierciadlanej i refleksyjności całkowitej lub stosunku refleksyjności dyfuzyjnej i refleksyjności całkowitej. Wykorzystuje się przy tym zależności (13) i (17). Obie te zależności wynikają z równania (69) otrzymanego w ramach teorii Kirchhoffa. Dla powierzchni, których nierówności są małe w porównaniu z długością fali światła  $\lambda$ , istnieje możliwość wyznaczania funkcji gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni. W tym celu dokonuje się pomiarów rozkładu natężenia światła rozproszonego i stosuje zależności (19) lub (28). Równanie (19) wynika z zależności (82), którą otrzymuje się z teorii zaburzeń. Natomiast podstawą równania (28) jest teoria Kirchhoffa i otrzymana w jej ramach zależność (61).

Jeżeli wysokość nierówności jest większa od długości fali światła  $\lambda$  lub z nią porównywalna, to na podstawie rozkładu natężenia światła rozproszonego można oszacować statystyczne właściwości pochodnej powierzchni. Dotyczy to głównie odchylenia standardowego oraz gęstości prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni. Podstawę takich pomiarów, opisanych w p. 2.6.3, stanowi teoria Kirchhoffa oraz wynikające z tej teorii równanie (70).



W pomiarach nierówności powierzchni opartych na zjawisku dyfrakcji światła niekiedy należy uwzględnić to, że oświetlony obszar powierzchni jest ograniczony. Dyfrakcja fali świetlnej zachodzi bowiem nie tylko na nierównościach powierzchni, ale także na elementach układu optycznego ograniczających ten obszar. Teoretyczne uwzględnienie dodatkowych efektów dyfrakcyjnych, zwłaszcza w przypadku dyfrakcji Fraunhofera, nie nastręcza większych trudności, ponieważ są one znane jako winietowanie i szeroko opisane w literaturze, np. [30], [102], [104]. Na ogół oświetlony obszar powierzchni ma kształt kołowy lub prostokątny. W praktyce pomiarowej jest pożądane, aby wymiary tego obszaru były duże w porównaniu z długością fali światła, gdyż wtedy wpływ dodatkowych efektów dyfrakcyjnych jest znikomy. Wskazane jest także, aby ilość elementów układu optycznego, które mogą wprowadzać dodatkowe, niepożądane efekty dyfrakcyjne, była jak najmniejsza.

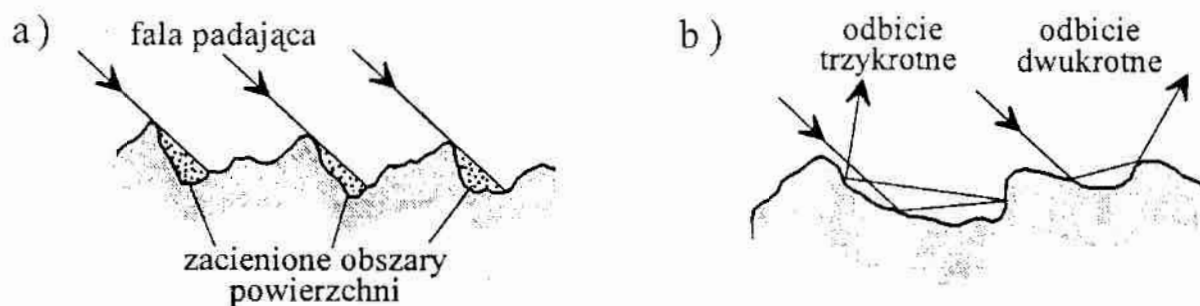
Analizując efekty dyfrakcyjne w układach pomiarowych przeznaczonych do oceny nierówności powierzchni, przyjmuje się na ogół, iż powierzchnia oświetlana jest światłem spójnym o znanym przestrzennym rozkładzie fazy. Wykorzystanie do tego celu światła spójnego wynika najczęściej ze świadomości, iż przy odbiciu od powierzchni nierównej fala świetlna jest przede wszystkim modulowana fazowo. Zastosowanie światła spójnego gwarantuje zatem, że informacja o fazie fali świetlnej nie zostanie utracona, chociaż odzyskanie i zinterpretowanie tej informacji może nie być łatwe. W pewnych sytuacjach zastosowanie światła spójnego okazuje się jednak niepożądane, z uwagi na niekorzystne efekty, takie np. jak szумы koherentne, powstające w wyniku zjawiska plamkowania.

W przypadku stosowania do oświetlenia powierzchni mierzonej światła niespójnego, szczegółowa informacja zawarta w fazie odbitej fali świetlnej jest najczęściej bezpowrotnie tracona, ponieważ w procesie detekcji światła następuje proces uśrednienia fazy. Światło niespójne może być jednak stosowane wtedy, gdy przedmiotem zainteresowania jest uśredniona informacja o nierównościach powierzchni mierzonej. W takiej sytuacji analiza zjawiska dyfrakcji powinna uwzględniać fakt stosowania oświetlenia niespójnego.

W dotychczasowych rozważaniach milcząco przyjmowano założenie, że padająca na powierzchnię nierówną fala świetlna dociera bez przeszkód do wszystkich punktów powierzchni. Ponadto zakładano też, że fala odbita od powierzchni również bez przeszkód dociera do punktu obserwacji. Jednakże w rzeczywistości powyższe założenia nie zawsze udaje się spełnić, bowiem odbiciu światła od powierzchni nierównej mogą towarzyszyć różnorodne zjawiska, takie np. jak samozacienienia powierzchni oraz odbicia wielokrotne. Zjawiska te trudno jest uwzględnić w przedstawionym modelu dyfrakcyjnym. Ich analiza zostanie dokonana w dalszej części tego rozdziału.

### 3.2. Analiza zjawisk towarzyszących rozpraszaniu światła przez powierzchnie nierówne

Niekiedy, zwłaszcza przy dużych kątach padania światła na powierzchnię nierówną, ukształtowanie nierówności powierzchni może sprzyjać pojawianiu się pewnych dodatkowych zjawisk towarzyszących rozpraszaniu światła. Do zjawisk tych należą tak zwane samozacienienia powierzchni oraz odbicia wielokrotne. Samozacienienia, czyli zacienienia niektórych obszarów powierzchni przez nierówności, występują przy dużym gradiencie funkcji opisującej powierzchnię, szczególnie wtedy gdy kąty padania światła na powierzchnię są duże. Te same czynniki, tzn. mocno rozwinięta powierzchnia i duże wartości kąta padania, sprzyjają powstawaniu odbić wielokrotnych. Istotę zjawisk samozacienienia powierzchni i odbić wielokrotnych ilustruje rys. 61.



Rys. 61. Zjawiska towarzyszące rozpraszaniu światła: a) samozacienienia powierzchni, b) odbicia wielokrotne

Fig. 61. Attendant phenomena in light scattering: a) surface self-shadowing, b) multiple reflections

#### 3.2.1. Samozacienienia powierzchni

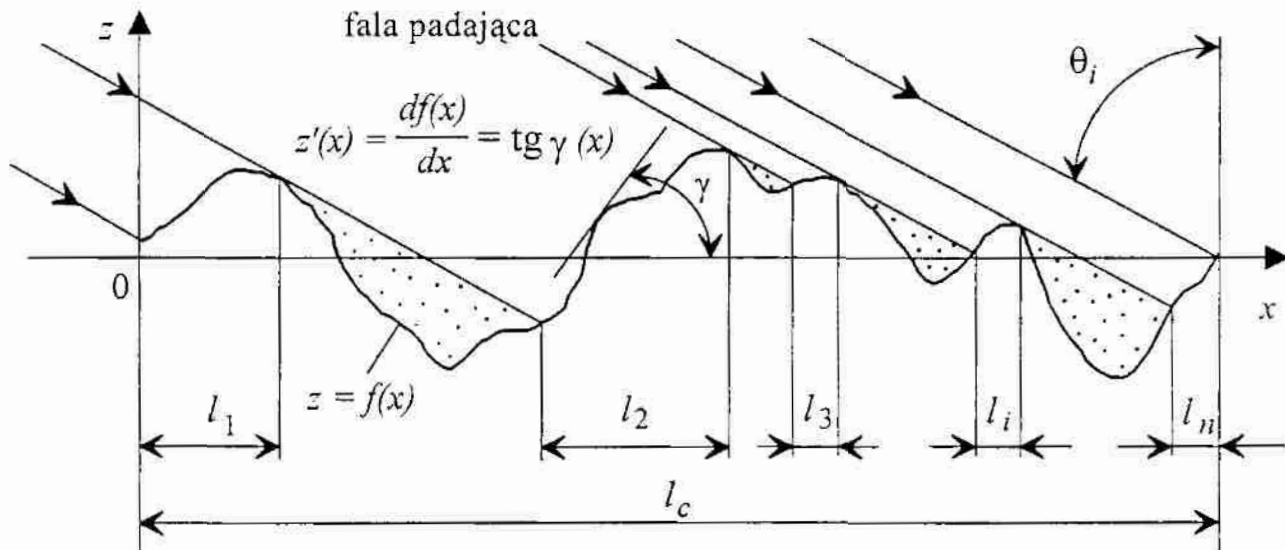
Teorie opisujące rozpraszanie światła przez powierzchnie nierówne zakładają na ogół, że padająca na powierzchnię fala oświetla bezpośrednio każdy punkt powierzchni. Jednakże założenie to nie zawsze jest spełnione. Jeśli na powierzchnię nierówną  $z = f(x)$ , pod kątem  $\theta_i$  w płaszczyźnie  $0xz$ , pada płaska fala światła, to – w przybliżeniu promieniowym – samozacienienia powierzchni wystąpią wtedy, gdy dla któregośkolwiek z punktów należących do oświetlanego obszaru powierzchni spełniona będzie odpowiednia z poniższych nierówności:

$$-\frac{df(x)}{dx} > \text{ctg } \theta_i, \quad (104a)$$

$$\frac{df(x)}{dx} > \text{ctg } \theta_i. \quad (104b)$$

Nierówność (104a) jest warunkiem wystąpienia samozacienień w sytuacji,

którą przedstawiono na rys. 62. Jeśli zwrot osi  $0x$ , układu współrzędnych  $0xy$  pokazanego na rys. 62, zostanie zmieniony na przeciwny, to wystąpienie samozacienień powierzchni określa nierówność (104b). Spełnienie odpowiedniego z warunków (104) oznacza, że na powierzchni istnieją takie punkty, które będą zacienione przez inne fragmenty powierzchni.



Rys. 62. Wyznaczanie oświetlonego obszaru powierzchni przy samozacienieniach

Fig. 62. Determine of lighting area of self-shadowing surface

To czy dany punkt powierzchni będzie bezpośrednio oświetlony przez falę padającą, czy też nie, zależy nie tylko od kąta padania światła, ale także od wysokości nierówności i kątów nachylenia stycznych do powierzchni. Dla powierzchni zdeterminowanych, np. powierzchni okresowych, określenie wielkości obszarów oświetlonych oraz odpowiadających im długości poszczególnych odcinków  $l_i$ , pokazanych na rys. 62, nie nastęrcza większych trudności. W przypadku powierzchni opisanych stacjonarnymi i ergodycznymi funkcjami losowymi można obliczyć prawdopodobieństwo oświetlenia danego punktu powierzchni, niezależnie od współrzędnej  $z$  tego punktu i kąta  $\gamma$  nachylenia stycznej w tym punkcie. Prawdopodobieństwo  $P(\theta_i)$  tego, że dany punkt powierzchni będzie oświetlony falą płaską, padającą pod kątem  $\theta_i$ , określone jest wg [14] następującym równaniem:

$$P(\theta_i) = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} l_i}{l_c} = S(\theta_i, z') \int_{-\infty}^{\infty} p(z') dz', \quad (105)$$

gdzie:  $l_i$  – długości rzutów oświetlonych obszarów powierzchni  $f(x)$  na oś  $0x$ ,  $l_c$  – całkowita długość powierzchni oświetlonej wzdłuż osi  $0x$ ,  $S(\theta_i, z')$  – funkcja zacienienia powierzchni,  $z'(x)$  – pochodna powierzchni wzdłuż osi  $0x$ ,  $p(z')$  – gęstość prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni w kierunku  $x$ .



Funkcja zacienienia  $S(\theta_i, z')$ , występująca w równaniu (105), może być interpretowana jako prawdopodobieństwo tego, że fala płaska, padająca na powierzchnię pod kątem  $\theta_i$ , oświetla bezpośrednio dany punkt powierzchni, w którym kąt nachylenia stycznej wynosi  $\gamma$  – bez względu na wartość rzędnej  $z$  w tym punkcie i wartości pochodnych wyższych rzędów. Funkcja ta zależy od kąta padania  $\theta_i$  oraz od wartości pochodnej  $df(x)/dx = z'(x) = \tan \gamma$ .

Idea wykorzystania funkcji zacienienia oparta jest na założeniu, że średnie natężenie światła  $\bar{I}_{sh}$ , otrzymane w wyniku rozproszenia i towarzyszących mu samozacienień, równe jest iloczynowi funkcji zacienienia i średniego natężenia światła rozproszonego  $\bar{I}$ , wyznaczonego bez uwzględnienia zacienień [243]:

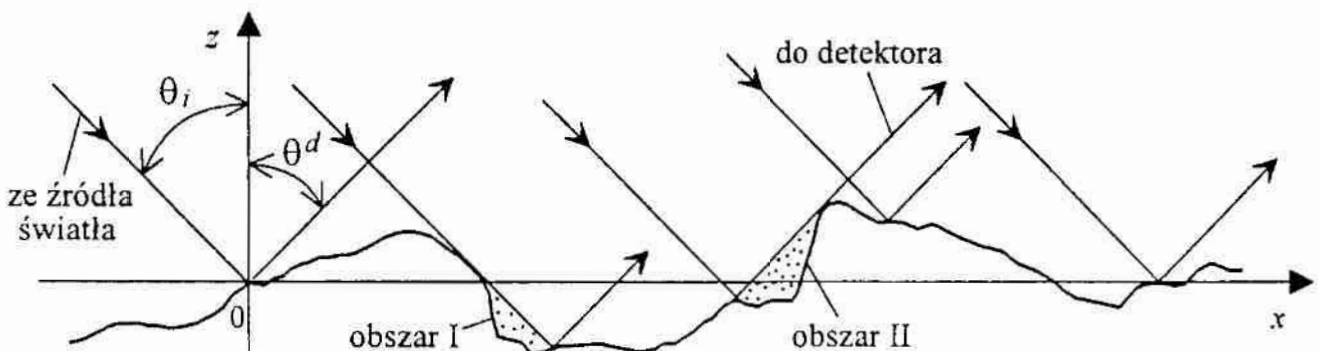
$$\bar{I}_{sh} \approx \bar{I} S(\theta_i, z'), \quad (106)$$

przy czym

$$0 \leq S(\theta_i, z') \leq 1. \quad (107)$$

Równanie (106) jest równaniem przybliżonym, gdyż zakłada całkowitą statystyczną niezależność średniego natężenia światła rozproszonego  $\bar{I}$  oraz funkcji zacienienia  $S(\theta_i, z')$ . Założenie to nie zawsze jest spełnione. Jednakże wyznaczając średnie natężenie światła rozproszonego metodą Kirchhoffa, przyjmuje się, iż jest ono niezależne od pochodnej powierzchni, co pozwala uznać równanie (106), w tym przypadku, za wystarczająco dokładne [14].

Funkcja zacienienia może mieć bardziej ogólny charakter, jeżeli uwzględni się fakt, że samozacienienia powierzchni dotyczą nie tylko światła padającego na powierzchnię ale także światła odbitego od niej. Nierówności powierzchni mogą zacieniać inne obszary powierzchni zarówno w odniesieniu do źródła światła, jak i w stosunku do punktu lub kierunku obserwacji, czy też miejsca, w którym umieszczono detektor światła rozproszonego. Oba rodzaje samozacienień powierzchni pokazuje rys. 63. Obszar I jest zacieniony w taki sposób, że nie dociera do niego bezpośrednio fala świetlna padająca na powierzchnię pod kątem  $\theta_i$ . Obszar II jest oświetlony falą padającą, lecz światło



Rys. 63. Wyznaczanie samozacienień powierzchni względem źródła światła i detektora  
Fig. 63. Ascertain of surface self-shadowing concerning of light source and receiver

odbite od powierzchni w tym obszarze nie dociera bezpośrednio do detektora, jeśli detektor jest umieszczony pod kątem detekcji równym  $\theta^d$  lub większym. Obszar ten jest więc zacieniony w stosunku do detektora.

Analiza samozacienień powierzchni – czy to w stosunku do źródła światła, czy też w stosunku do detektora – prowadzona jest w podobny sposób. Funkcję zacienienia  $S(\theta_i, z')$  względem źródła światła, wyraża się w postaci:

$$S(\theta_i, z') = \lim_{\tau \rightarrow \infty} PP(\theta_i, z, z', \tau), \quad (108)$$

gdzie  $P(\theta_i, z, z', \tau)$  jest prawdopodobieństwem tego, że linia prosta, wyprowadzona pod kątem  $\theta_i$  z dowolnego punktu powierzchni o rzędnej  $z$  i pochodnej  $z'$ , nie przetnie się z powierzchnią w odległości  $\tau$ , mierzonej wzdłuż osi  $Ox$  od tego punktu (rys. 64). Prawdopodobieństwo  $P(\theta_i, z, z', \tau)$  spełnia równanie:

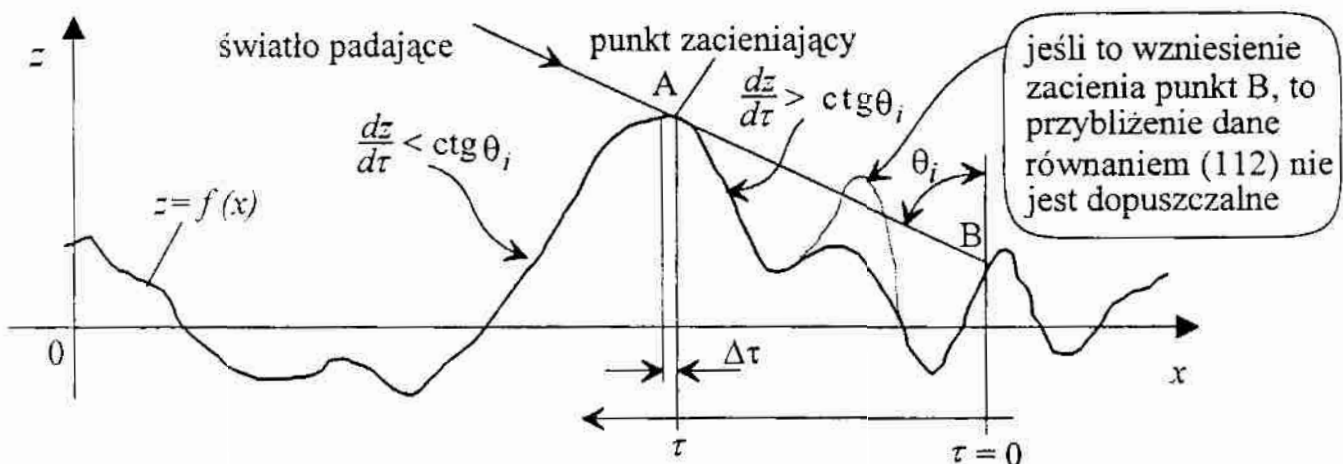
$$P(\theta_i, z, z', \tau + \Delta\tau) = P(\theta_i, z, z', \tau) [1 - p(\theta_i, z, z', \tau) \Delta\tau], \quad (109)$$

gdzie  $p(\theta_i, z, z', \tau)$  oznacza warunkową gęstość prawdopodobieństwa przecięć linii prostej – wyprowadzonej pod kątem  $\theta_i$  z dowolnego punktu powierzchni o rzędnej  $z$  i pochodnej  $z'$  – z powierzchnią w przedziale od  $\tau$  do  $\tau + \Delta\tau$ , pod warunkiem iż w przedziale od 0 do  $\tau$  takie przecięcia nie nastąpią. Zastępując  $\Delta\tau$  nieskończenie małymi przedziałami  $d\tau$  uzyskuje się równanie różniczkowe:

$$\frac{dP(\theta_i, z, z', \tau)}{d\tau} = -P(\theta_i, z, z', \tau) p(\theta_i, z, z', \tau), \quad (110)$$

którego rozwiązanie, po uwzględnieniu zależności (108), pozwala wyznaczyć funkcję zacienienia  $S(\theta_i, z')$  w postaci:

$$S(\theta_i, z') = P(\theta_i, z, z', 0) \exp \left[ - \int_0^{\infty} p(\theta_i, z, z', \tau) d\tau \right]. \quad (111)$$



Rys. 64. Schemat pokazujący przybliżony sposób wyznaczania funkcji zacienienia

Fig. 64. Scheme for approximating a surface self-shadowing function

Czynnik  $P(\theta_i, z, z', 0)$  występujący z prawej strony równania (111) uwzględnia samozacienienia powierzchni wynikające ze spełnienia nierówności (104). Jest on zależny od różnicy cotangensa kąta padania  $\theta_i$  i pochodnej powierzchni  $z'$ . W poszczególnych punktach powierzchni przyjmuje on wartość 0, gdy odpowiednia z nierówności (104) jest spełniona, oraz wartość 1 w przeciwnym przypadku. Czynniki wykładniczy stojący z prawej strony równania (111) określa prawdopodobieństwo zacienienia danego punktu powierzchni, z rzędną  $z$  i pochodną  $z'$ , przez inne fragmenty powierzchni. Równanie (111) jest rozwiązaniem równania różniczkowego (110), w granicy gdy  $\tau \rightarrow \infty$ . Można go wykorzystać do wyznaczenia wartości funkcji zacienienia, jeśli znana jest warunkowa gęstość prawdopodobieństwa  $p(\theta_i, z, z', \tau)$ .

Warunkową gęstość prawdopodobieństwa  $p(\theta_i, z, z', \tau)$  można wyznaczać metodami, opisanymi w pracach [16], [14], [243]. Najczęściej stosowane jest tu przybliżenie zaproponowane przez P. Beckmanna w pracy [16]. Przybliżenie to polega na zastąpieniu gęstości  $p(\theta_i, z, z', \tau)$  – określającej prawdopodobieństwo przecięć linii prostej, wyprowadzonej pod kątem  $\theta_i$  z dowolnego punktu powierzchni o rzędnej  $z$  i pochodnej  $z'$ , z powierzchnią w przedziale od  $\tau$  do  $\tau + \Delta\tau$ , pod warunkiem iż w przedziale od 0 do  $\tau$  takie przecięcia nie nastąpią – inną, łatwiejszą do wyznaczenia, funkcją  $p_A(\theta_i, z, z', \tau)$ . Ilustruje to równanie:

$$p(\theta_i, z, z', \tau) \approx p_A(\theta_i, z, z', \tau), \quad (112)$$

gdzie  $p_A(\theta_i, z, z', \tau)$  oznacza warunkową gęstość prawdopodobieństwa przecięć linii prostej, wyprowadzonej pod kątem  $\theta_i$  z dowolnego punktu powierzchni o rzędnej  $z$  i pochodnej  $z'$ , z powierzchnią w przedziale od  $\tau$  do  $\tau + \Delta\tau$ , jeśli pochodna  $dz/dt > \text{ctg } \theta_i$ . Stosowanie takiej aproksymacji jest ograniczone do małych kątów padania. Przy większych kątach padania wzrasta prawdopodobieństwo dwukrotnego zacienienia danego punktu powierzchni, co pokazano na rys. 64. Wtedy stosowanie przybliżenia (112) nie jest możliwe.

W pracy F. G. Bassa i I. M. Fuksa [14] oraz w pracy J. A. Ogilvy [243] opisano sposoby wyznaczania funkcji zacienienia i pokazano jej wykresy. Do wyznaczania tej funkcji wykorzystuje się teorię przewyższeń [324], [56]. Teoria ta, nazywana też teorią skoków pozabarierych [241], określa relacje występujące między funkcją losową, np. funkcją  $f(x)$  opisującą powierzchnię nierówną, a pewną zdeterminowaną funkcją  $\varphi(x)$ , którą może być np. prosta łącząca punkt zacieniający i punkt zacieniany. Przewyższeniem funkcji losowej  $f(x)$  nazywane jest przekroczenie przez tę funkcję wartości  $\varphi(x)$ . Jeżeli przekroczenie następuje w taki sposób, że w punkcie przecięcia się obu funkcji  $df(x)/dx > d\varphi(x)/dx$ , to przewyższenie jest dodatnie. Jeśli natomiast w punkcie przecięcia obu funkcji  $df(x)/dx < d\varphi(x)/dx$ , to przewyższenie jest ujemne.



Stosując teorię przewyższeń do wyznaczania funkcji zacienienia, uwzględniającej zarówno samozacienienia powierzchni w stosunku do źródła światła jak i w stosunku do detektora światła rozproszonego, F. G. Bass oraz I. M. Fuks otrzymali w pracy [14] następującą zależność:

$$S(\theta_i, \theta^d, z') = \frac{1}{1 + L(a) + L(b)}, \quad (113)$$

przy czym parametry  $a$  i  $b$  dane są równaniami:

$$a_i = \frac{\text{ctg } \theta_i}{\sigma_{z'}}, \quad (114)$$

$$b_d = \frac{\text{ctg } \theta^d}{\sigma_{z'}}, \quad (115)$$

zaś funkcje  $L(a_i)$  i  $L(b_d)$  wynoszą odpowiednio:

$$L(a_i) = \text{tg } \theta_i \int_{\text{ctg } \theta_i}^{\infty} (z' - \text{ctg } \theta_i) p(z') dz', \quad (116)$$

$$L(b_d) = \text{tg } \theta^d \int_{\text{ctg } \theta^d}^{\infty} (z' - \text{ctg } \theta^d) p(z') dz', \quad (117)$$

gdzie  $\sigma_{z'}$  jest odchyleniem standardowym pochodnej powierzchni  $z' = df(x)/dx$ , zaś  $p(z')$  oznacza gęstość prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni.

Jak wynika z przytoczonych powyżej równań, funkcja zacienienia powierzchni  $S(\theta_i, \theta^d, z')$ , przy danych kątach padania  $\theta_i$  i detekcji  $\theta^d$ , zależy tylko od statystycznych właściwości pochodnej powierzchni  $z'(x)$ , wyrażonych odchyleniem standardowym  $\sigma_{z'}$  i gęstością prawdopodobieństwa  $p(z')$ . Również średnie natężenie światła  $\bar{I}_{sh}$ , otrzymane w rezultacie rozproszenia światła i towarzyszących mu zacienień, zgodnie z równaniem (106), zależy jedynie od gęstości prawdopodobieństwa pochodnej powierzchni. Podobny wniosek można sformułować w odniesieniu do rozkładu natężenia światła rozproszonego. Powyższe rozważania są oczywiście prawidłowe w przybliżeniu optyki geometrycznej, tzn. wtedy gdy długość fali światła  $\lambda$  jest znacznie mniejsza od wymiarów charakteryzujących nierówności powierzchni.

Analizując równanie (111) przyjmowano, że czynnik  $P(\theta_i, z, z', 0)$  – występujący z prawej strony tego równania – może być równy 0 lub 1, w zależności od tego czy dany punkt powierzchni jest oświetlony, czy zacieniony. Takie założenie jest równoważne istnieniu ostrej granicy między oświetlonymi i zacienionymi obszarami powierzchni. W rzeczywistości, na skutek dyfrakcji światła, w otoczeniu punktu zacieniającego i zacienianego powstaną strefy

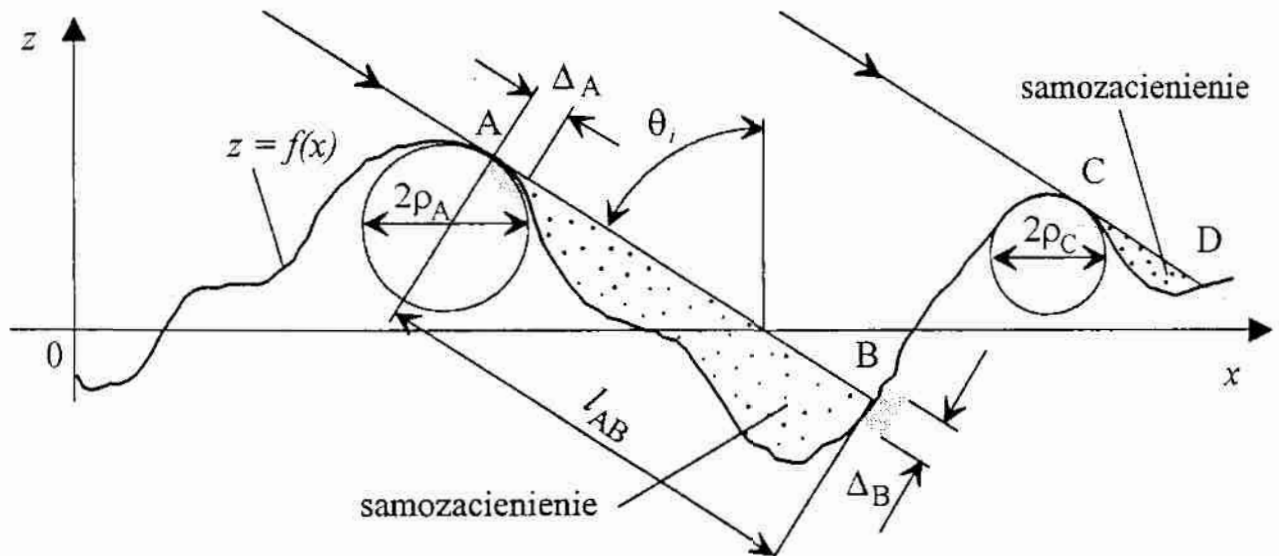
półcienia, które na rys. 65 w pobliżu punktów A, B, C i D zaznaczono szarym odcieniem. Szerokości tych stref  $\Delta_A$  i  $\Delta_B$ , w okolicy punktów zacięniającego A i zacięnianego B, można w przybliżeniu wyznaczyć rozpatrując dyfrakcję fali płaskiej na kuli, o promieniu równym promieniowi krzywizny powierzchni w punkcie zacięniającym, oraz określając wymiar pierwszej strefy Fresnela w punkcie zacięnianym. Prowadzi to do uzyskania następujących zależności:

$$\Delta_A \approx \sqrt[3]{\lambda \rho_A^2}, \quad (118)$$

$$\Delta_B \approx \sqrt{\lambda l_{AB}}, \quad (119)$$

gdzie:  $\lambda$  – długość fali światła,  $\rho_A$  – promień krzywizny w punkcie zacięniającym,  $l_{AB}$  – odległość między punktem zacięniającym i zacięnianym.

Nietrudno zauważyć, że zastąpienie stref półcienia ostrą granicą między oświetlonymi i zacięnionymi obszarami powierzchni nie wpłynie w istotny sposób na wyniki analizy, jeżeli szerokości stref półcienia  $\Delta_A$  i  $\Delta_B$  będą małe w porównaniu z wymiarami oświetlonych i zacięnionych obszarów powierzchni.



Rys. 65. Powstawanie samozacienień powierzchni i stref półcienia

Fig. 65. Arisen of surface self-shadowing and semi-shadowed regions

W metodzie Kirchhoffa promienie krzywizny powierzchni muszą spełniać nierówność (46). Dla powierzchni losowych nierówność ta, po uproszczeniach i zastąpieniu odwrotności promienia  $\rho$  krzywizną, przyjmuje postać daną w [14]:

$$\sqrt[3]{\frac{\lambda z'(x)}{\tau_0}} \ll \sqrt{1 + [z'(x)]^2}. \quad (120)$$

Po dalszych uproszczeniach i przyjęciu, iż  $z'(x) = \sigma_{z'}$  – tak jak uczyniono to w [243] i [348] – uzyskuje się:

$$\frac{\lambda}{\tau_0} \ll \frac{1}{\sigma_{z'}} (1 + \sigma_{z'}^2)^{\frac{3}{2}}, \quad (121)$$

gdzie:  $\lambda$  – długość fali światła,  $\tau_0$  – długość korelacji powierzchni, wyznaczona wzdłuż osi  $Ox$ ,  $z'(x)$  – pochodna powierzchni  $df(x)/dx$ ,  $\sigma_z$  – odchylenie standardowe pochodnej powierzchni  $z'(x)$ .

Jak wynika z nierówności (121), stosunek długości fali światła  $\lambda$  do długości korelacji powierzchni  $\tau_0$  jest miarą określającą możliwość zastosowania metody Kirchhoffa do analizy rozpraszania światła przez losowe powierzchnie nierówne. Spełnienie warunku (121) jest lepsze wtedy, gdy długość fali światła  $\lambda$  dąży do zera. W takiej sytuacji, w zgodzie z zależnościami (118) i (119), szerokości stref półcienia  $\Delta_A$  i  $\Delta_B$  także dążą do zera. Zatem dla małych długości fali światła  $\lambda$  szerokości tych stref będą pomijalnie małe.

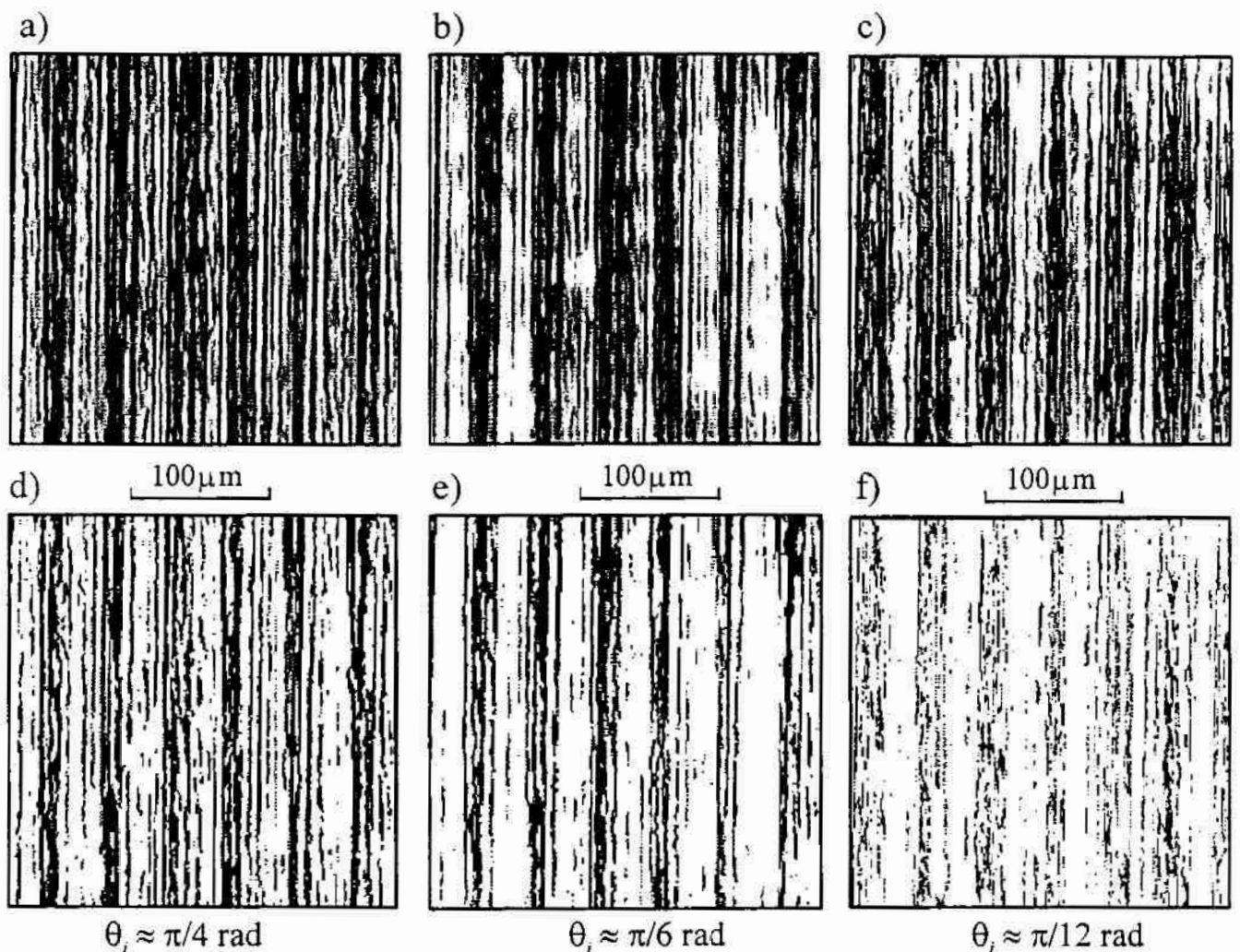
Odchylenie standardowe pochodnej powierzchni  $\sigma_z$  precyzyjnie obrabionych części maszyn zawiera się na ogół w granicach od 0,0002 do 0,3, zaś długość korelacji powierzchni  $\tau_0$  mieści się w przedziale od 0,1  $\mu\text{m}$  do 100  $\mu\text{m}$ . Wynika to między innymi z prac [144], [238], [348], [203]. Takie powierzchnie w większości spełniają nierówność (121).

Problem samozacienień powierzchni był dotychczas rozpatrywany jedynie dla powierzchni dwuwymiarowych  $z = f(x)$ . Uogólnienie tych rozważań dla powierzchni trójwymiarowych  $z = f(x, y)$  jest trudniejsze. Wymaga ono analizy odpowiednich przekrojów powierzchni, zależnych od kierunku oświetlenia, w tym również właściwej składowej trójwymiarowej funkcji określającej pochodną powierzchni  $z' = \nabla f(x, y)$ .

W procesie pomiaru nierówności, samozacienienia powierzchni są przeważnie traktowane jako zjawisko niepożądane, zakłócające i tak już skomplikowany proces rozpraszania światła. Dlatego najczęściej dąży się do eliminacji lub przynajmniej ograniczenia samozacienień powierzchni, zmniejszając wartość kąta padania światła  $\theta_i$  na powierzchnię rozpraszającą. Jeśli nie jest to możliwe, uwzględnia się wpływ samozacienień powierzchni na pole rozproszone, wykorzystując w tym celu funkcję zacienienia  $S(\theta_i, \theta_d, z')$ . Należy jednak pamiętać o tym, że wartości funkcji zacienienia mają istotne znaczenie przy dużych kątach padania  $\theta_i$ , przy których, zgodnie z nierównością (46), stosowanie teorii Kirchhoffa jest ograniczone.

Funkcja zacienienia może być traktowana jako miara pewnej właściwości powierzchni. Właściwości, która umożliwia – przy odpowiednim oświetleniu i sposobie obserwacji – tworzenie charakterystycznego, zacienionego obrazu powierzchni. Obraz ten zależy od sposobu i kierunku oświetlenia powierzchni, a także od metody obserwacji światła odbitego. Analiza obrazu powierzchni tworzącej samozacienienia jest w wielu przypadkach bardzo pożyteczna. Na jej podstawie można ocenić niektóre charakterystyczne cechy nierówności powierzchni i wyznaczyć ich pewne parametry geometryczne. Badając zacienienia powierzchni, korzystnie jest zmieniać nie tylko kąt padania światła





Rys. 66. Obrazy powierzchni toczonej, oświetlonej pod różnymi kątami padania a), b), c) oraz te same obrazy po dokonaniu binaryzacji d), e), f): kąt padania  $\theta_i \approx \pi/4$  rad dla a) i d); kąt  $\theta_i \approx \pi/6$  rad dla b) i e); kąt  $\theta_i \approx \pi/12$  rad dla c) i f)

Fig. 66. Images of turned surface for different incident angles a), b), c) and the same images after thresholding d), e), f): angle of incidence  $\theta_i \approx \pi/4$  rad for a) and d); angle  $\theta_i \approx \pi/6$  rad for b) and e); angle  $\theta_i \approx \pi/12$  rad for c) and f)

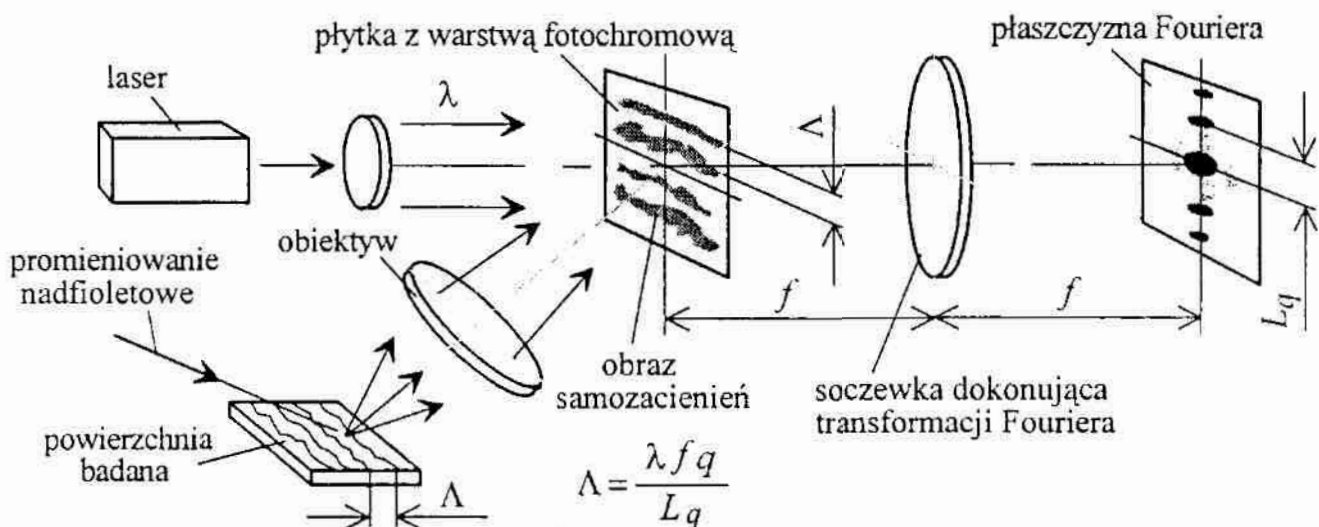
$\theta_i$ , ale także położenie powierzchni względem kierunku oświetlenia. Widoczne jest tu pewne podobieństwo z metodą ciemnego pola – niezwykle użytecznym i powszechnie stosowanym sposobem obserwacji w mikroskopii optycznej.

Na rys. 66 pokazano zarejestrowane obrazy powierzchni toczonej z widocznymi samozacienieniami. Powierzchnię wykonaną ze stali 45, oświetlano pod różnymi kątami. Obrazy otrzymano za pomocą skaterometru-skateroskopu opisanego w p. 2.6.3. Jego schemat pokazano na rys. 47. Przyrząd wyposażony był w mikrokomputerowy system rejestracji i analizy obrazu, opisany w pracy [195]. Podczas rejestracji obrazów, powierzchnie były przesuwane z niewielką prędkością, w celu tłumienia szumów koherentnych. Następnie, aby lepiej uwi-  
docznić samozacienienia, obrazy poddano binaryzacji. Próg filtra binarnego ustalono na poziomie 38 % wartości maksymalnej natężenia światła w obrazie.

Po dokonaniu binaryzacji wyznaczono procentowy udział powierzchni zacienionych w obrazach binarnych. Dla obrazów pokazanych na rys. 66d, 66e i 66f wynosił on odpowiednio: 39,2 % , 29,7 % oraz 16,2 %.

Jeśli powierzchnia oświetlana jest pod kątem padania  $\theta$ , zmieniającym się od 0 do  $\pi/2$  rad, przy kącie obserwacji  $\theta^d = 0$  rad, to w miarę zwiększania kąta padania widoczny jest wzrost zacienionych obszarów powierzchni, aż od jej pełnego zacienienia. D. J. Whitehouse wskazuje w [348], że otrzymane w ten sposób obrazy samozacienień mogą służyć do ujawnienia śladów obróbki oraz oszacowania dominującej, przestrzennej długości fali nierówności powierzchni, proporcjonalnej do średniego wymiaru obszarów zacienionych. W pracy [364] użyto tej metody, w wersji mikroskopowej, do pomiaru parametrów chropowatości wewnętrznej powierzchni dyszy wtryskiwacza o średnicy 0,2 mm i długości 0,7 mm. Metoda ta umożliwia także ocenę rozkładu rzędnych, funkcji autokorelacji i gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni.

Inny sposób praktycznego spożytkowania samozacienień w pomiarach nierówności powierzchni przedstawiono w pracy [348]. Polega on na wykorzystaniu samozacienień powierzchni, powstających w ultrafiolecie, w połączeniu z techniką optycznego przekształcenia Fouriera, opisaną w p. 2.6.4 niniejszej monografii. Powierzchnia badana oświetlana jest promieniowaniem nadfioletowym. Pada ono na powierzchnię pod dużym kątem. Obraz samozacienień powierzchni rzutowany jest za pomocą obiektywu na warstwę fotochromową naniesioną na przezroczystej płytce. Jak pokazano na rys. 67, płytka ta, oświetlana dodatkowo wiązką światła laserowego, umieszczona jest w układzie realizującym optyczne przekształcenie Fouriera. W płaszczyźnie Fouriera analizowane są częstotliwości przestrzenne sygnału optycznego. Pozwala to ocenić częstotliwości przestrzenne i odstęp nierówności badanej powierzchni.



Rys. 67. Układ służący do analizy widmowej nierówności powierzchni, za pomocą samozacienień powstających w ultrafiolecie

Fig. 67. System for spectral analysis of surface roughness by self-shadowing in UV radiation

### 3.2.2. Odbicia wielokrotne

Analiza zjawiska rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne dokonywana jest na ogół przy założeniu, że padająca na powierzchnię fala świetlna, odbija się od powierzchni tylko raz. Zjawisko odbicia światła od powierzchni płaskiej jest w tym sensie aktem jednorazowym. Fala świetlna po odbiciu się od powierzchni propaguje w przestrzeni otaczającej powierzchnię. Nie ma powtórnego oddziaływania powierzchni i odbitej fali świetlnej. Jeżeli na powierzchni pojawią się niewielkie nierówności, zaś kąt padania fali nie będzie zbyt duży, to można przyjąć, że nierówna powierzchnia odbijająca światło – podobnie jak wspomniana poprzednio powierzchnia płaska – nie wpływa ponownie na falę odbitą. Sytuacja zmieni się, jeżeli nierówności powierzchni oraz kąty padania światła na powierzchnię będą większe. Mogą wtedy zachodzić odbicia wielokrotne. Odbicia te dotyczą tylko niektórych fragmentów frontu fali padającej na powierzchnię.

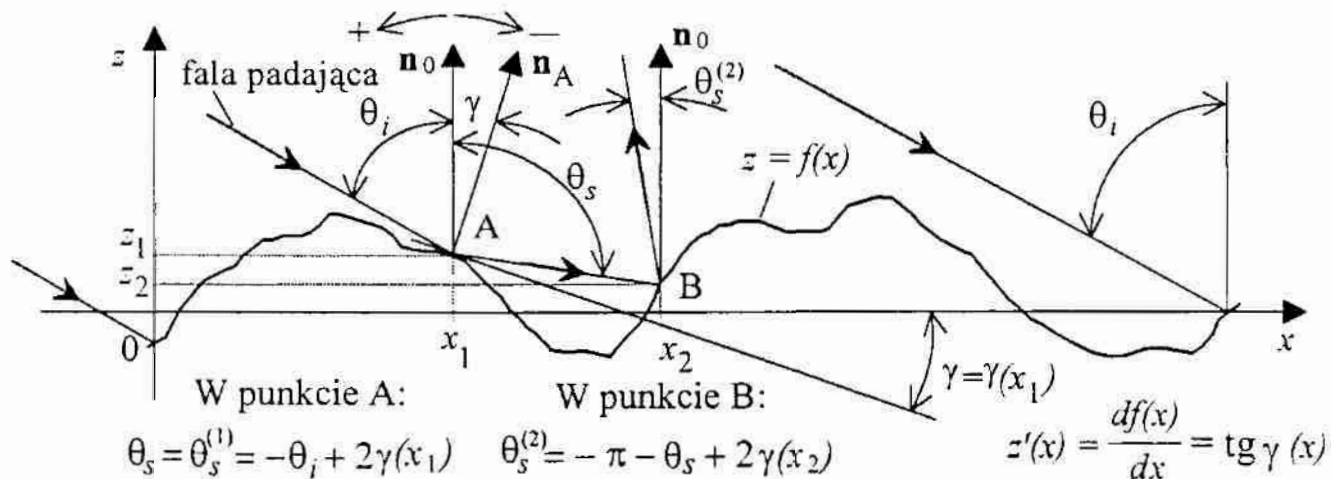
Niech na powierzchnię nierówną  $z = f(x)$ , pod kątem  $\theta_i$  w płaszczyźnie  $0xz$ , pada płaska fala światła. Rozważmy, w przybliżeniu promieniowym, odbicie tej fali w dowolnie wybranym punkcie powierzchni o współrzędnych  $x_1, z_1$  (rys. 68). Odbicia wielokrotne wystąpią wtedy, gdy poniższy układ równań:

$$\left. \begin{aligned} z &= -x \operatorname{ctg} \theta_s + z_1 + x_1 \operatorname{ctg} \theta_s, \\ z &= f(x), \end{aligned} \right\} \quad (122)$$

gdzie

$$\theta_s = -\theta_i + 2\gamma(x_1), \quad (123)$$

będzie miał, oprócz punktu  $x_1, z_1$ , co najmniej jedno takie dodatkowe rozwiązanie  $x_2, z_2$ , które wystąpi dla argumentu  $x_2 > x_1$  przy  $\theta_s < 0$ , albo dla argumentu  $x_2 < x_1$  przy  $\theta_s > 0$ . W równaniach (122) i (123) przyjęto następujące oznaczenia:  $\theta_i$  – kąt padania światła na powierzchnię,  $x_1, z_1$  – współrzędne punktu



Rys. 68. Schemat odbicia wielokrotnego od powierzchni nierównej  
Fig. 68. Schematic of multiple scattering at a rough surface



powierzchni, w którym rozpatrywane jest odbicie światła,  $\theta_s$  – kąt odbicia światła w rozpatrywanym punkcie powierzchni,  $\gamma(x_1)$  – kąt nachylenia stycznej do powierzchni w punkcie odbicia,  $z = f(x)$  – funkcja opisująca powierzchnię.

Po stwierdzeniu, że dla danego fragmentu frontu fali świetlnej nastąpiło dwukrotne odbicie od powierzchni, trzeba rozpatrzyć w podobny sposób, czy nie nastąpią kolejne odbicia – najpierw trzecie, potem czwarte, a w ogólnym przypadku  $n$ -te. Kąt padania  $\theta_i^{(n)}$ , w każdym kolejnym punkcie odbicia, zależy od kąta odbicia  $\theta_s^{(n-1)}$  w punkcie poprzednim. Bezwzględna wartość kąta  $\theta_i^{(n)}$ , w odróżnieniu od kąta  $\theta_s$ , może przekraczać  $\pi/2$ . Kąt  $\theta_i^{(n)}$  dany jest równaniami:

$$\theta_i^{(n)} = \pi + \theta_s^{(n-1)}, \quad \text{jeśli } \theta_s^{(n-1)} < 0 \quad \text{dla } n = 2, 3, 4, \dots, \quad (124)$$

$$\theta_i^{(n)} = -\pi + \theta_s^{(n-1)}, \quad \text{jeśli } \theta_s^{(n-1)} > 0 \quad \text{dla } n = 2, 3, 4, \dots, \quad (125)$$

gdzie:  $\theta_i^{(n)}$  – kąt padania światła w punkcie  $n$ -tego odbicia,  $\theta_s^{(n-1)}$  – kąt odbicia światła w punkcie  $n-1$ ,  $n$  – kolejny numer punktu, w którym zachodzą odbicia wielokrotne. Kąty  $\theta_i$ ,  $\theta_i^{(n)}$ ,  $\theta_s$  i  $\theta_s^{(n-1)}$  – jak pokazuje rys. 68 – wyznacza się względem normalnej  $\mathbf{n}_0$  do płaszczyzny  $z = 0$ . Kąt jest dodatni, gdy wyznaczany jest od normalnej  $\mathbf{n}_0$  odwrotnie do ruchu wskazówek zegara. Kąt odmierzony od normalnej  $\mathbf{n}_0$  zgodnie z ruchem wskazówek zegara jest ujemny.

Warunkiem odbicia światła w kolejnym punkcie powierzchni, o współrzędnych  $x_n$ ,  $z_n$ , jest istnienie co najmniej jednego dodatkowego rozwiązania układu równań (126):

$$\left. \begin{aligned} z &= -x \operatorname{ctg} \theta_s^{(n)} + z_n + x_n \operatorname{ctg} \theta_s^{(n)}, \\ z &= f(x), \end{aligned} \right\} \quad (126)$$

przy czym

$$\theta_s^{(n)} = -\theta_i^{(n)} + 2\gamma(x_n) \quad \text{dla } n = 2, 3, 4, \dots, \quad (127)$$

spełniającego podobne postulaty co rozwiązanie układu (122). To dodatkowe rozwiązanie powinno zatem występować dla argumentu  $x_{n+1} > x_n$  przy  $\theta_s^{(n)} < 0$ , albo dla  $x_{n+1} < x_n$  przy  $\theta_s^{(n)} > 0$ , gdzie  $\theta_s^{(n)}$  jest kątem odbicia w punkcie  $n$ .

W celu ilościowego określenia wymiarów obszarów powierzchni sprzyjających odbiciom wielokrotnym, należy rozwiązywać układ równań (122) kolejno we wszystkich punktach powierzchni. Następnie procedura ta powinna być stosowana rekurencyjnie, z wykorzystaniem układu równań (126), dla kolejnych punktów, w których nastąpiły odbicia wielokrotne. Jak widać analiza odbić wielokrotnych jest zadaniem trudnym z kilku powodów. Po pierwsze, nieznana jest na ogół funkcja  $z = f(x)$ , opisująca powierzchnię. Po drugie, nieznane są wartości kątów odbicia w kolejnych punktach powierzchni. Po trzecie, liczba rozpatrywanych punktów powierzchni może być bardzo duża.

Niezależnie od tego, że analiza odbić wielokrotnych jest zadaniem trudnym, warto jest zwrócić uwagę na pewną charakterystyczną cechę tego zjawiska. Rozpatrując nominalnie płaską powierzchnię nierówną  $z=f(x)$ , łatwo zauważyć, że odbicia wielokrotne na pewno pojawią się wtedy, gdy w rozpatrywanym punkcie powierzchni kąty odbicia światła  $\theta_s$  lub  $\theta_s^{(n)}$  będą spełniać odpowiedni z poniższych warunków:

$$|\theta_s| > \frac{\pi}{2}, \quad |\theta_s^{(n)}| > \frac{\pi}{2}. \quad (128)$$

Odbicia wielokrotne mogą pojawić się także przy mniejszych wartościach kątów  $\theta_s$  i  $\theta_s^{(n)}$ , ale nie jest to pewne. Ze wzoru (123), zmodyfikowanego dla dowolnego punktu powierzchni, i z pierwszej nierówności (128) otrzymuje się:

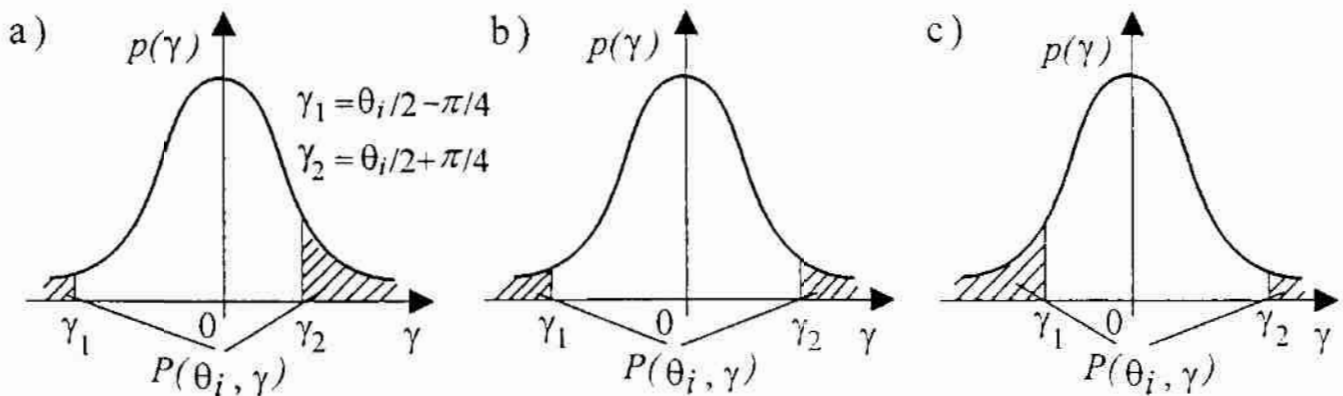
$$|-\theta_i + 2\gamma(x)| > \frac{\pi}{2}. \quad (129)$$

Spełnienie nierówności (129) – przez kąt padania  $\theta_i$  oraz przez kąt nachylenia stycznej  $\gamma(x)$  w danym punkcie powierzchni – daje pewność, że fala odbita w tym punkcie jeszcze co najmniej raz odbije się od powierzchni.

Dla powierzchni opisanej stacjonarną i ergodyczną funkcją losową, o danej gęstości prawdopodobieństwa kątów nachylenia zboczy nierówności  $p(\gamma)$ , prawdopodobieństwo wystąpienia odbić wielokrotnych  $P(\theta_i, \gamma)$ , wynikające ze spełnienia nierówności (129), określone jest równaniem:

$$P(\theta_i, \gamma) = P\left(|-\theta_i + 2\gamma(x)| > \frac{\pi}{2}\right) = 1 - \int_{\theta_i/2 - \pi/4}^{\theta_i/2 + \pi/4} p(\gamma) d\gamma. \quad (130)$$

Na rys. 69 pokazano graficzną interpretację równania (130) dla różnych kątów padania światła na powierzchnię, której rozkład kątów nachylenia stycznej do powierzchni jest zbliżony do normalnego. Widać, iż dla takich powierzchni kąt padania  $\theta_i$  równy zero, najbardziej sprzyja uniknięciu odbić wielokrotnych.

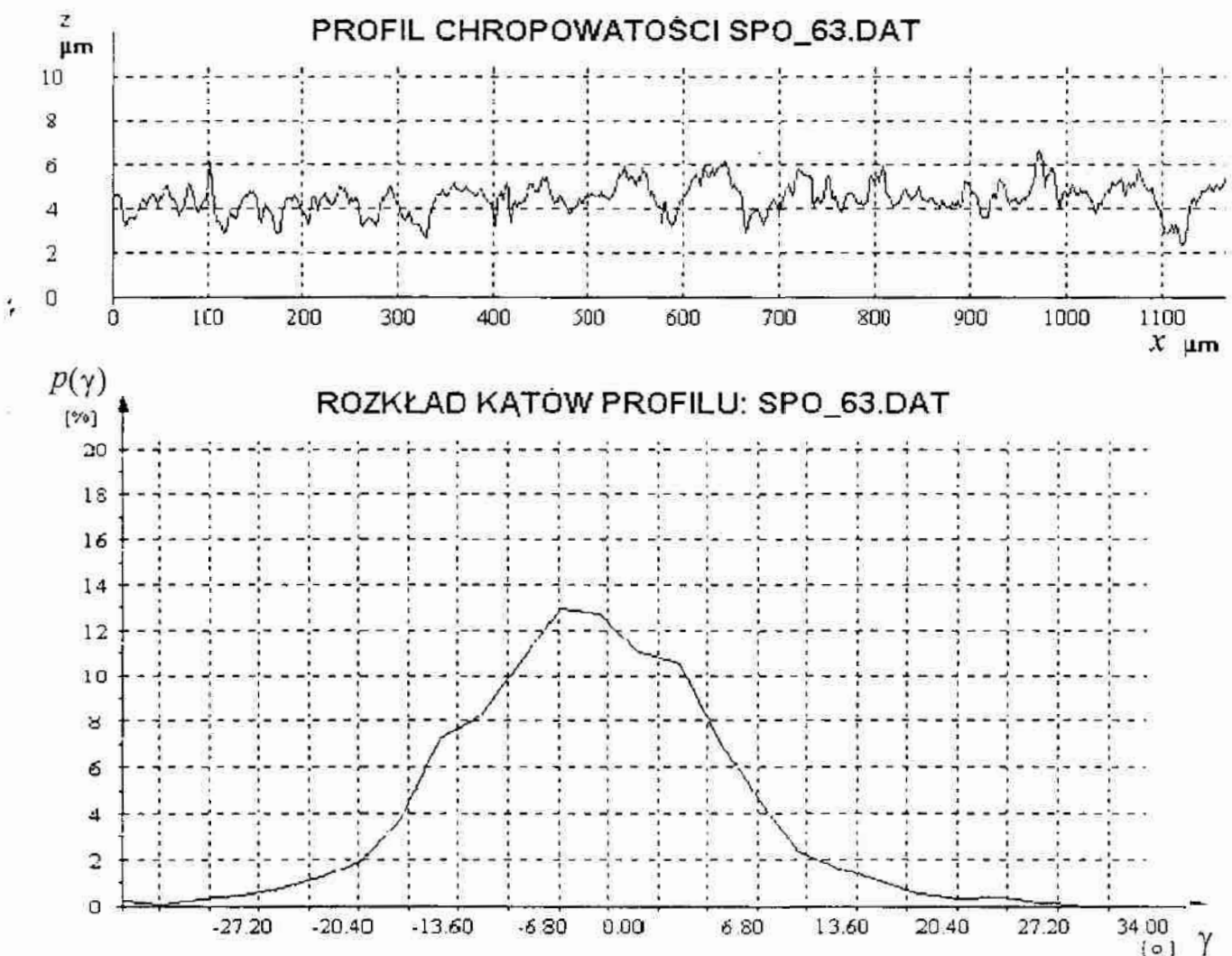


Rys. 69. Geometryczna interpretacja prawdopodobieństwa odbić wielokrotnych: a)  $\theta_i < 0$ , b)  $\theta_i = 0$ , c)  $\theta_i > 0$

Fig. 69. Probability of multiple reflections – geometrical interpretation: a)  $\theta_i < 0$ , b)  $\theta_i = 0$ , c)  $\theta_i > 0$

Jak już o tym wspomniano w p. 3.2.1, odchylenie standardowe pochodnej powierzchni  $\sigma_z$ , precyzyjnie obrabianych części maszyn zawiera się na ogół w granicach od 0,0002 do 0,3. Jeśli zmiany pochodnej powierzchni nie przekraczają  $\pm 3\sigma_z$ , to zakresy odpowiadających im kątów nachylenia  $\gamma$  wynoszą odpowiednio:  $\pm 0,0006$  rad dla  $\sigma_z = 0,0002$  i  $\pm 0,73$  rad dla  $\sigma_z = 0,3$ . Oznacza to, że dla mniej precyzyjnie obrobionych powierzchni, równanie (130) może być przydatne do wstępnego oszacowania prawdopodobieństwa wystąpienia odbić wielokrotnych. Szczególnie wtedy, gdy kąty padania światła na powierzchnię są różne od zera.

Na rys. 70 pokazano przykładowy profil powierzchni szlifowanej i wykres rozkładu  $p(\gamma)$  kątów nachylenia zboczy nierówności tego profilu, wyznaczone stykową metodą profilometryczną. Jest to powierzchnia o stosunkowo szerokim zakresie kątów  $\gamma$ . Z wykresu  $p(\gamma)$  wynika, że dla tej powierzchni prawdopodobieństwo odbić wielokrotnych, określone równaniem (130), będzie bardzo małe, jeśli wartość bezwzględna kąta padania nie przekroczy  $\pi/6$  rad ( $30^\circ$ ).



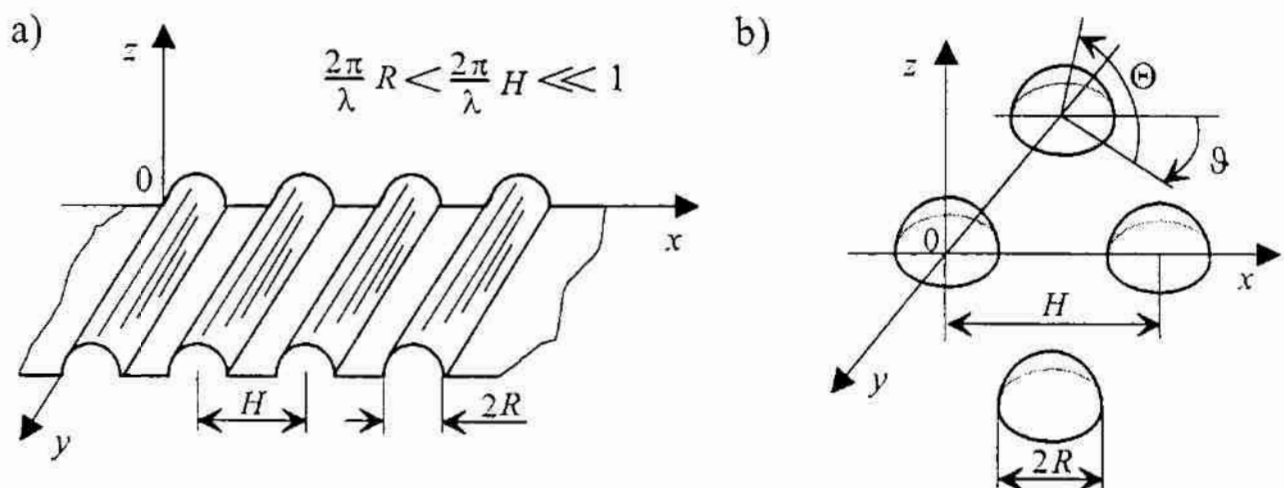
Rys. 70. Profil  $z(x)$  i rozkład kątów nachylenia  $p(\gamma)$  powierzchni szlifowanej

Fig. 70. Profile  $z(x)$  and slope distribution  $p(\gamma)$  for ground surface

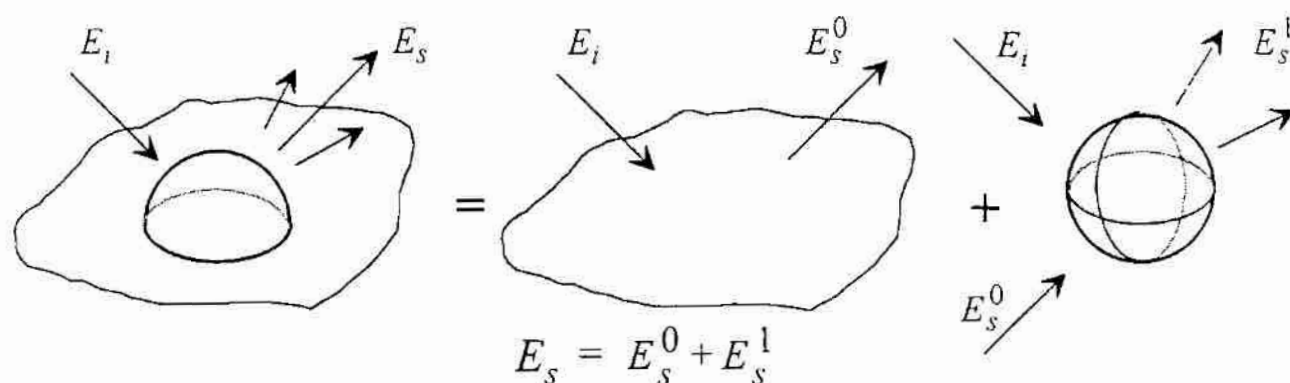


Mimo wielu wysiłków, dotychczas nie opracowano dokładnych i zadowalających, z praktycznego punktu widzenia, metod analizy odbić wielokrotnych. Zarówno teoria Kirchhoffa, jak i teoria zaburzeń pierwszego rzędu, pomijają zagadnienie odbić wielokrotnych. Jedną z koncepcji zmierzających do rozwiązania tego problemu polega na tym, aby rozpatrywać rozpraszanie lub dyfrakcję światła na powierzchni płaskiej, na której, według określonej zasady, rozmieszczone są zbiory pojedynczych, identycznych nierówności o zdefiniowanym kształcie [294], [243]. Nierówności te mają małe wymiary, w porównaniu z długością fali światła, i mogą być wklęsłe lub wypukłe. Najczęściej przyjmowany jest półcylindryczny lub półkulisty, wypukły kształt pojedynczych nierówności. Pokazuje to rys. 71. Analiza odbić wielokrotnych dla takiego, uproszczonego modelu powierzchni wymaga najpierw ustalenia w jaki sposób światło rozpraszane jest przez pojedynczą nierówność. Najczęściej pole rozproszone przez pojedynczy element wyznaczone jest jako suma pola uzyskanego w wyniku odbicia od idealnej powierzchni i pola rozproszonego przez pojedynczą kulę lub walec (rys. 72). Kolejne etapy analizy to przyjęcie modelu przestrzennego rozmieszczenia nierówności i dokonanie superpozycji fal odbitych, z uwzględnieniem oddziaływania sąsiednich nierówności.

W pracy [348], przyjęto, że z każdym kulistym elementem rozpraszającym związany jest lokalny układ współrzędnych sferycznych. Pole rozproszone przez pojedynczy element kulisty ma symetrię osiową, to znaczy nie zależy od kąta  $\vartheta$ , określonego dla każdego elementu w płaszczyźnie  $Oxy$ . Pole to, przedstawiono w postaci nieskończonej sumy iloczynów ortogonalnych wielomianów Legendre'a i sferycznych funkcji Hankela. Kolejne wielomiany Legendre'a reprezentują składowe harmoniczne pola rozproszonego. Każda składowa spełnia warunki graniczne na powierzchni. Zakładając odpowiednie rozmieszczenie elementów rozpraszających na płaszczyźnie i dokonując superpozycji pól



Rys. 71. Modele rozmieszczenia zbioru nierówności: a) walcowych, b) sferycznych  
 Fig. 71. Models of arrangement of unit scatterers: a) cylindrical, b) spherical



Rys. 72. Sposób stosowany w obliczaniu pola rozproszonego przez jeden element półkulisty  
Fig. 72. Method used in calculating the field from single hemispherical scatterer

rozproszonych przez wszystkie elementy, w [348] otrzymano równanie pozwalające, dzięki metodzie iteracyjnej, ocenić pole rozproszone z uwzględnieniem odbić wielokrotnych. Mimo dużej dokładności obliczeń uzyskiwanej w metodach iteracyjnych, o przydatności tego sposobu analizy odbić wielokrotnych decyduje stopień zgodności przyjętego modelu nierówności z rzeczywistością.

Znane są także inne metody analizy, pozwalające uwzględniać odbicia wielokrotne w zagadnieniach związanych z rozpraszaniem fal elektromagnetycznych przez powierzchnie nierówne. Najbardziej dokładne, ale jednocześnie skomplikowane i trudne w praktycznych zastosowaniach, są metody wykorzystujące równania całkowe Fredholma drugiego rodzaju. W Polsce problematyka zastosowania metod matematycznych, w tym równań całkowych, do analizy rozpraszania światła, zwłaszcza przez ciecze i gazy, rozwijana jest w Instytucie Metrologii Elektrycznej Politechniki Wrocławskiej przez J. Mroczkę i jego współpracowników [226], [63], [64], [357], [358], [28], [227]. Oddzielną grupę metod analizy rozpraszania światła na nierównościach powierzchni, z uwzględnieniem odbić wielokrotnych, stanowią metody rachunku wariacyjnego. Są to niestety też metody złożone i mało przydatne w zastosowaniach technicznych. W pracy J. A. Ogilvy [243] przedstawiono różne sposoby rozwiązywania równań całkowych Fredholma i opisano podstawowe rodzaje metod wariacyjnych.

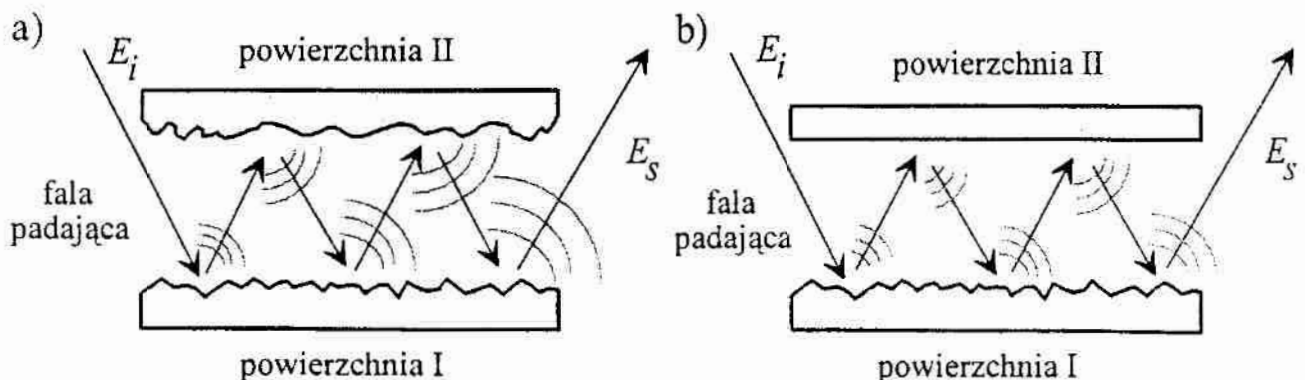
Odbicia wielokrotne, podobnie jak samozacienienia powierzchni, są często niepożądane. Ma to miejsce np. wtedy, gdy zjawisko rozpraszania światła jest wykorzystywane do oceny nierówności powierzchni. Nierówności są w wielu przypadkach oceniane pośrednio, np. na podstawie pomiarów przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię. Odbicia wielokrotne sprzyjają rozpraszaniu światła w szerszym zakresie kątów, co w rezultacie może prowadzić do błędnej oceny nierówności powierzchni.

Rozpatrując tę sytuację na gruncie optyki falowej można stwierdzić, że powierzchnia nierówna, na której zachodzą odbicia wielokrotne, wprowadza znacznie głębszą przestrzenną modulację fazową fali świetlnej, niż powierzchnia, od

której fala odbija się tylko raz. Modulacja fazowa, powodowana odbiciami wielokrotnymi, jest trudna do przewidzenia i oszacowania. Rezultatem odbić wielokrotnych jest także przestrzenna modulacja amplitudowa fali świetlnej, gdyż reflektancja całkowita powierzchni rzeczywistych jest mniejsza od jedności. Dlatego każde kolejne odbicie od powierzchni powoduje zmniejszenie amplitudy i natężenia światła odbitego. Jeżeli reflektancja całkowita  $R_0$  jest stała na całym oświetlonym obszarze powierzchni, to natężenie fali odbitej  $n$ -krotnie, jest proporcjonalne do  $R_0^n$ . Głębokość modulacji amplitudowej wzrasta, jeśli maleje reflektancja  $R_0$  i rośnie liczba odbić  $n$ . Modulacja amplitudowa i modulacja fazowa, wywołane odbiciami wielokrotnymi, dotyczą tylko niektórych, na ogół trudnych do zlokalizowania, fragmentów czoła fali świetlnej.

Jak wynika z powyższego, liczne odbicia wielokrotne – w rezultacie wprowadzenia dodatkowej modulacji fazowej i amplitudowej fali odbitej – stanowią przeszkodę w skorelowaniu rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię z parametrami nierówności, które na niej występują. Może to stawiać pod znakiem zapytania przydatność metod oceny nierówności powierzchni, opartych na wykorzystaniu zjawiska rozpraszania światła. Na szczęście, jak pokazano wcześniej, prawdopodobieństwo wystąpienia odbić wielokrotnych, dla większości precyzyjnie obrobionych powierzchni, jest niewielkie, zwłaszcza przy kątach padania bliskich zeru.

Dotychczas rozważany był problem odbić wielokrotnych. Polega on na tym, że światło padające na powierzchnię odbija się od niej więcej niż jeden raz. Pomiędzy kolejnymi odbiciami światło propaguje swobodnie w przestrzeni otaczającej powierzchnię. Niekiedy zachodzi taka sytuacja, w której światło odbite od powierzchni nierównej zostanie na nią skierowane ponownie, na skutek odbicia od innej powierzchni. Tę sytuację – pokazaną schematycznie na rys. 73 – nazywa się rozpraszaniem wielokrotnym fali świetlnej przez powierzchnię nierówną. Rozpraszanie wielokrotne, nawet na małych nierównościach, powoduje duże zaburzenia amplitudy i fazy pola wynikowego.



Rys. 73. Rozpraszanie wielokrotne w wyniku odbicia od powierzchni: a) nierównej, b) gładkiej

Fig. 73. Multiple scattering due to reflection from: a) rough surface, b) flat surface

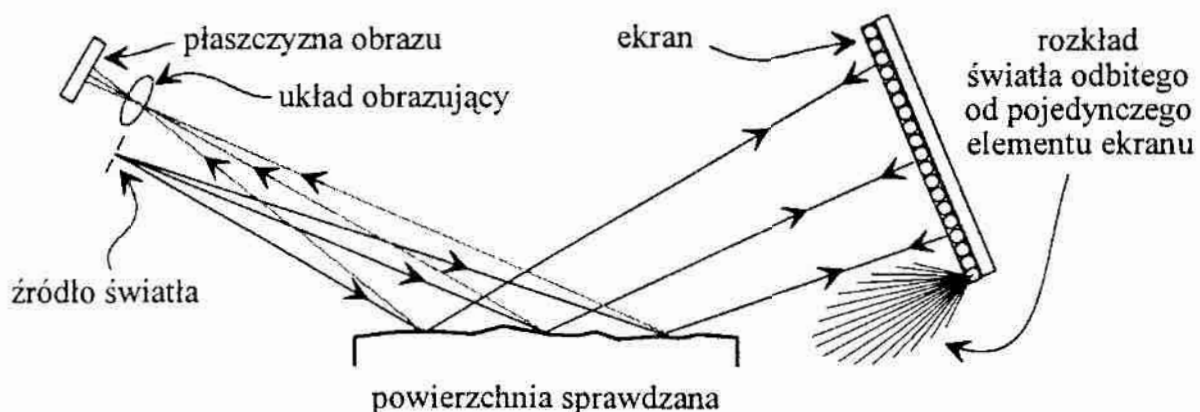


Są one skutkiem kumulowania się zaburzeń fali świetlnej spowodowanych kolejnymi aktami rozpraszania. Zaburzenia te będą większe wtedy, gdy liczba aktów rozpraszania będzie wzrastać oraz wtedy, gdy większe będą nierówności dodatkowej powierzchni odbijającej. Rozpraszanie wielokrotne pojawia się np. przy przejściu światła przez cienkie warstwy, na co wskazano w pracy [245].

W pracy [14] przedstawiono złożoną teorię, umożliwiającą przybliżone obliczanie pola wynikowego fali świetlnej, które powstaje na skutek wielokrotnego rozpraszania przez powierzchnie o niewielkich nierównościach. Teoria ta oparta jest na wykorzystaniu metody funkcji Greena, opracowanej wcześniej dla potrzeb elektrodynamiki kwantowej i kwantowej teorii pola [93]. Główna idea tej teorii polega na tym, że zaburzenie fali świetlnej spowodowane nierównościami zawarte jest nie w samym równaniu falowym Helmholtza, lecz w warunkach granicznych tego równania. Mimo przydatności tej teorii w analizie zjawiska rozpraszania światła, dotychczas nie znalazła ona zastosowania w pomiarach nierówności powierzchni.

Rozpraszanie wielokrotne, podobnie jak odbicia wielokrotne, jest na ogół zjawiskiem niepożądanym w pomiarach nierówności metodami rozpraszania światła, gdyż komplikuje dodatkowo i tak już złożoną sytuację. Niekiedy jednak może ono być pożyteczne. Jeśli np. oceniamy nierówności bardzo gładkiej powierzchni, to jednokrotne rozpraszanie światła na tej powierzchni może powodować na tyle małe zaburzenia fali odbitej, że ich detekcja będzie bardzo trudna. Rozpraszanie wielokrotne spowoduje natomiast korzystny wzrost sygnału pomiarowego, proporcjonalny do liczby aktów rozpraszania.

Interesującym przykładem pożytecznej roli jaką może niekiedy w pomiarach powierzchni spełniać rozpraszanie wielokrotne jest system D Sight, opracowany w kanadyjskiej firmie Diffracto Ltd. Został on opisany w pracach [265], [276] i znalazł zastosowanie w kontroli powierzchni elementów karoserii samochodowych, poszycia samolotów, płyt wykonanych ze szkła oraz z tworzyw sztucznych itp. Schemat i zasadę działania tego systemu pokazuje rys. 74.



Rys. 74. Schemat sytemu D Sight

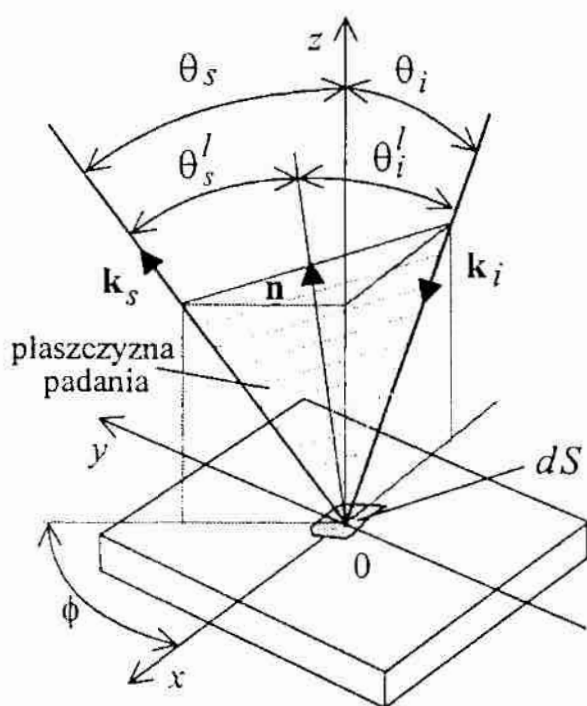
Fig. 74. Configuration of D Sight system

Zasada działania systemu polega na oświetleniu sprawdzanej powierzchni falą sferyczną, emitowaną z punktowego źródła światła. Fala ta, po rozproszeniu przez powierzchnię, pada na specjalny ekran odbijający. Ekran ma powierzchnię złożoną z dużej liczby szklanych kuleczek o średnicy około 60  $\mu\text{m}$ . Tylna powierzchnia każdej kulki pokryta jest warstwą srebra. Kulki te spełniają rolę miniaturowych zwierciadeł zwrotnych, zapewniających wysoką refleksyjność ekranu. Światło powracające od ekranu ponownie pada na powierzchnię sprawdzaną, odbija się od niej, a następnie jest kierowane do obrazującego układu detekcyjnego, umieszczonego nieco powyżej źródła światła. Otrzymany obraz uwidacznia jasne i ciemne miejsca, odpowiadające wklęsłym i wypukłym obszarom powierzchni.

System D Sight służy do wykrywania wad i odchyłek kształtu na powierzchniach o znacznych wymiarach. W pracach [362], [363] pokazano, że podobne układy można zastosować do pomiarów niewielkich powierzchni.

### 3.3. Przestrzenna postać rozkładu światła rozproszonego

Przestrzenny rozkład natężenia światła rozproszonego przez powierzchnie nierówne zależy od wielu czynników. Na jego postać wpływają wymiary oraz ukształtowanie nierówności, a także nominalny kształt powierzchni i sposób jej oświetlenia. Przybliżony przestrzenny kształt tego rozkładu można określić wykorzystując prosty, geometryczny model rozpraszania światła [182].



Rys. 75. Odbicie zwierciadlane światła od elementu powierzchni  $dS$

Fig. 75. Specular reflection of light from surface element  $dS$

Niech płaska fala światła pada na zwierciadlane odbijający element  $dS$  powierzchni  $z = f(x, y)$ . Jednostkowy wektor normalnej  $\mathbf{n}$  jest prostopadły do elementu  $dS$ . Wektory falowe fali padającej  $\mathbf{k}_i$  i fali odbitej  $\mathbf{k}_s$  oraz wektor normalnej  $\mathbf{n}$  leżą w jednej płaszczyźnie, nazywanej płaszczyzną padania, co pokazuje rys. 75. Długości rzutów  $n_x$ ,  $n_y$  oraz  $n_z$  wektora normalnej  $\mathbf{n}$  na osie kartezjańskiego układu współrzędnych  $0xyz$ , określone są zależnościami:

$$n_x = -n_z \operatorname{tg} \gamma_x, \quad (131)$$

$$n_y = -n_z \operatorname{tg} \gamma_y, \quad (132)$$

$$n_z = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_x + \operatorname{tg}^2 \gamma_y}}, \quad (133)$$

gdzie  $\gamma_x$  i  $\gamma_y$  są kątami między osiami  $Ox$  i  $Oy$  a stycznymi do linii przecięcia powierzchni w punkcie odbicia. Styczne te rozpatrywane są w przekrojach powierzchni płaszczyznami równoległymi do płaszczyzn  $Oxz$  i  $Oyz$ . Kąty nachylenia stycznych do powierzchni  $z = f(x, y)$  nie przekraczają zakresu od  $-\pi/2$  do  $\pi/2$  radiana. Można je wyznaczyć na podstawie pochodnych cząstkowych pierwszego rzędu funkcji  $z = f(x, y)$ , korzystając z równań:

$$\gamma_x = \arctg \frac{\partial f(x, y)}{\partial x}, \quad (134)$$

$$\gamma_y = \arctg \frac{\partial f(x, y)}{\partial y}. \quad (135)$$

Wartości kątów  $\gamma_x$  i  $\gamma_y$  zależą od nominalnego kształtu powierzchni (wyróżnić tu można np. powierzchnie nominalnie płaskie, walcowe, stożkowe, sferyczne) oraz od ukształtowania i wymiarów mikronierówności.

Ten uproszczony model odbicia światła od zwierciadlanych elementów  $dS$  tworzących powierzchnię  $z = f(x, y)$ , pozwala w przybliżeniu określić przestrzenny kształt rozkładu natężenia światła rozproszonego. Na ogół, w tym celu rozpatruje się położenie w przestrzeni zbioru wektorów falowych – określonych dla fal elementarnych, tworzących falę padającą i falę odbitą – tak jak uczyniono to w pracy [320]. Analiza taka, w zależności od przyjętego modelu nierówności, może mieć charakter deterministyczny lub statystyczny.

Rozpatrzmy przestrzenne położenie wektorów falowych fali padającej  $\mathbf{k}_i$  oraz fali odbitej  $\mathbf{k}_s$  dla elementu powierzchni  $dS$ . Wartości bezwzględne wektorów falowych fali padającej  $\mathbf{k}_i$  i fali odbitej  $\mathbf{k}_s$  są jednakowe i wynoszą :

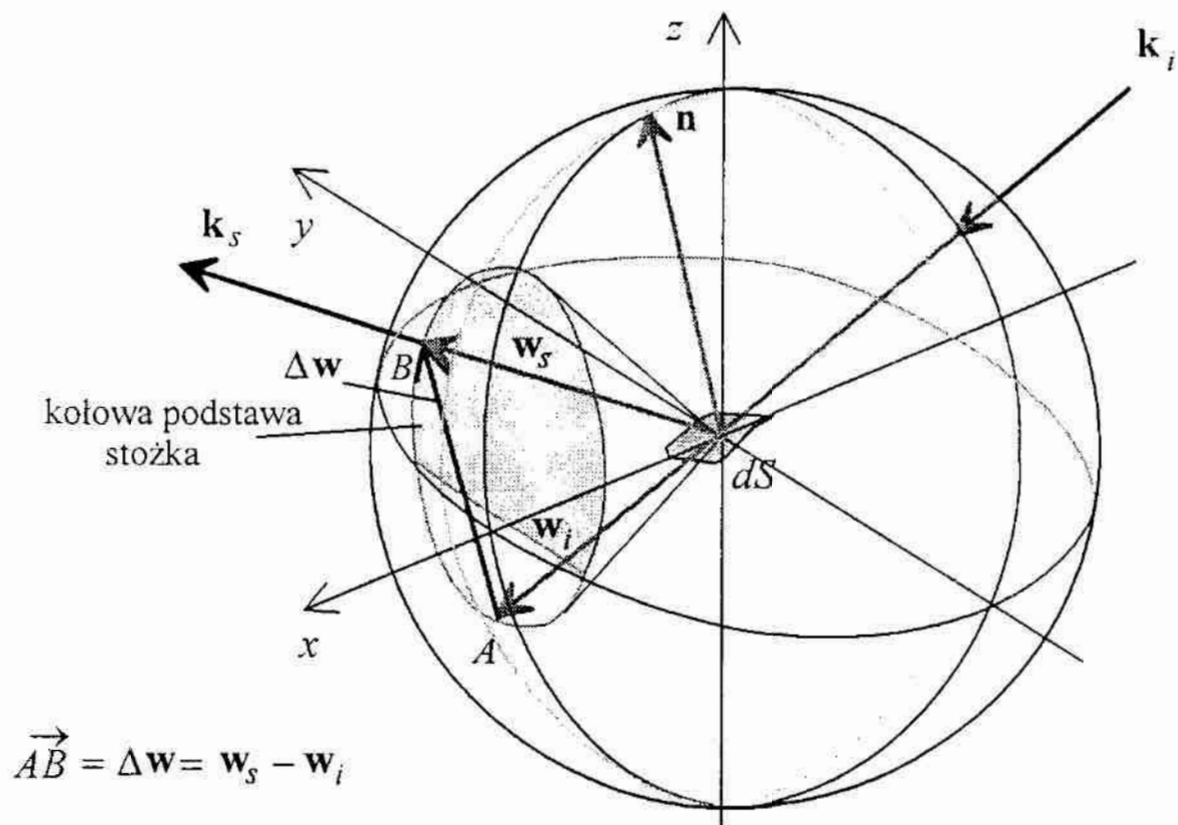
$$|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s| = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (136)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali światła. Wersory kierunków wyznaczonych przez wektory falowe  $\mathbf{k}_i$  i  $\mathbf{k}_s$  spełniają równanie:

$$|\mathbf{w}_i \times \mathbf{n}| = |\mathbf{w}_s \times \mathbf{n}| = \sin \theta_i' = -\sin \theta_s', \quad (137)$$

gdzie symbolem  $\mathbf{w}_i$  oznaczono wersor kierunku padania, zaś symbolem  $\mathbf{w}_s$  wersor kierunku odbicia, przy czym  $\theta_i'$  jest lokalnym kątem padania na element powierzchni  $dS$ , zaś  $\theta_s'$  jest lokalnym kątem odbicia od tego elementu. Oba te kąty mierzone są w płaszczyźnie padania względem normalnej do elementu powierzchni  $dS$ . Długości wektora normalnej  $\mathbf{n}$  i wersorów  $\mathbf{w}_i$  oraz  $\mathbf{w}_s$  są równe jedności. Początek każdego z wymienionych wektorów jednostkowych można przesunąć do początku układu współrzędnych  $Oxyz$ , który pokrywa się z punktem odbicia światła od elementu  $dS$ . Wtedy koniec wektora  $\mathbf{n}$  oraz końce wersorów  $\mathbf{w}_i$  oraz  $\mathbf{w}_s$  wyznaczą powierzchnię kuli o promieniu jednostkowym,





Rys. 76. Sfera do analizy geometrii rozproszenia

Fig. 76. Spherical surface for scattering geometry analysis

co pokazuje rys. 76. Punkt o współrzędnych  $x = y = z = 0$  jest środkiem kuli.

Kierunek światła odbitego, określony wektorem  $\mathbf{k}_s$  lub wersorem  $\mathbf{w}_s$ , zależy od kierunku światła padającego, określonego z kolei wektorem  $\mathbf{k}_i$  lub wersorem  $\mathbf{w}_i$ , oraz od kierunku normalnej  $\mathbf{n}$ . Zależność tę wyraża związek:

$$\mathbf{w}_s = \mathbf{w}_i + \Delta\mathbf{w}, \quad (138)$$

przy czym

$$\Delta\mathbf{w} = -2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}_i) \mathbf{n} = \left[ -2|\mathbf{n}||\mathbf{w}_i|\cos(\pi - \theta_i^n) \right] \mathbf{n}, \quad (139)$$

zaś

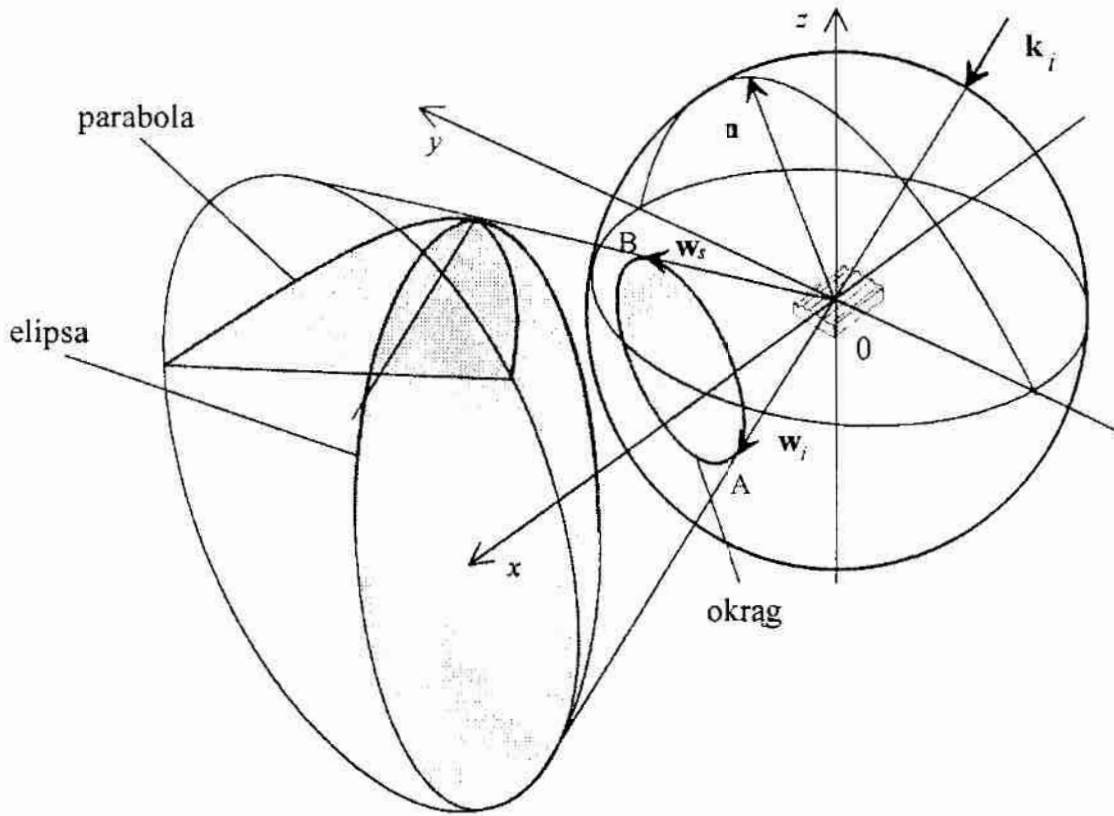
$$|\Delta\mathbf{w}| = 2\cos\theta_i^n. \quad (140)$$

Wektor  $\Delta\mathbf{w}$  jest równoległy do wektora  $\mathbf{n}$ . Jest on różnicą wersorów  $\mathbf{w}_s$  oraz  $\mathbf{w}_i$ . Długość wektora  $\Delta\mathbf{w}$  jest równa podwojonej, ujemnej wartości iloczynu skalarnego wektora  $\mathbf{n}$  i wersora  $\mathbf{w}_i$ . Z uwagi na to, że długości wektora  $\mathbf{n}$  oraz wersora  $\mathbf{w}_i$  są równe jedności, długość wektora  $\Delta\mathbf{w}$  jest podwojoną wartością cosinusa lokalnego kąta padania  $\theta_i^n$ . Początek wektora  $\Delta\mathbf{w}$  jest położony na powierzchni kuli w punkcie A, który jest jednocześnie końcem wersora  $\mathbf{w}_i$ . Koniec wektora  $\Delta\mathbf{w}$  jest także końcem wersora  $\mathbf{w}_s$ . Jest on położony na powierzchni kuli w punkcie B. Zbiór punktów B na powierzchni kuli, wyznaczonych dla wszystkich elementów  $dS$  tworzących powierzchnię  $z=f(x,y)$ , określa przestrzenną postać rozkładu natężenia światła rozproszonego.

Położenie normalnej  $\mathbf{n}$  do elementu powierzchni  $dS$ , względem układu  $0xy$ , określone jest za pomocą kątów  $\gamma_x$  i  $\gamma_y$ . Na początek rozważmy sytuację, w której element  $dS$  zmienia swoje położenie w taki sposób, że kąt  $\gamma_y$  – w kolejnych położeniach elementu  $dS$  – przyjmuje różne wartości, natomiast kąt  $\gamma_x$  jest stały. Ma to miejsce np. wtedy, gdy element  $dS$  będzie obracany wokół osi  $0y$ . Zmiana kąta  $\gamma_y$  – przy zachowaniu stałej wartości kąta  $\gamma_x$  – spowoduje, że wektor  $\mathbf{w}_s$  zakreśli powierzchnię stożkową. Koniec wektora  $\Delta\mathbf{w}$  będzie wyznaczał punkty położone na okręgu koła, co pokazuje rys. 76. Linia okręgu może być traktowana jako kierująca powierzchni stożkowej. Ciągła zmiana kąta  $\gamma_y$  w zakresie od  $-\pi/2$  do  $\pi/2$  radiana prowadzi do zakreślenia przez wektor  $\mathbf{w}_s$  pełnej bocznej powierzchni stożka. W przypadku ogólnym jest to stożek ukośny o podstawie kołowej, przy czym płaszczyzna podstawy stożka oraz płaszczyzna wyznaczona przez obracającą się normalną  $\mathbf{n}$  są płaszczyznami równoległymi względem siebie. Jeżeli wektor  $\mathbf{w}_l$  leży w płaszczyźnie  $0xz$ , utworzony stożek jest stożkiem obrotowym, zaś jego podstawa jest prostopadła do płaszczyzny  $0xz$  i nachylona pod kątem  $\gamma_x$  do osi  $0z$  układu współrzędnych.

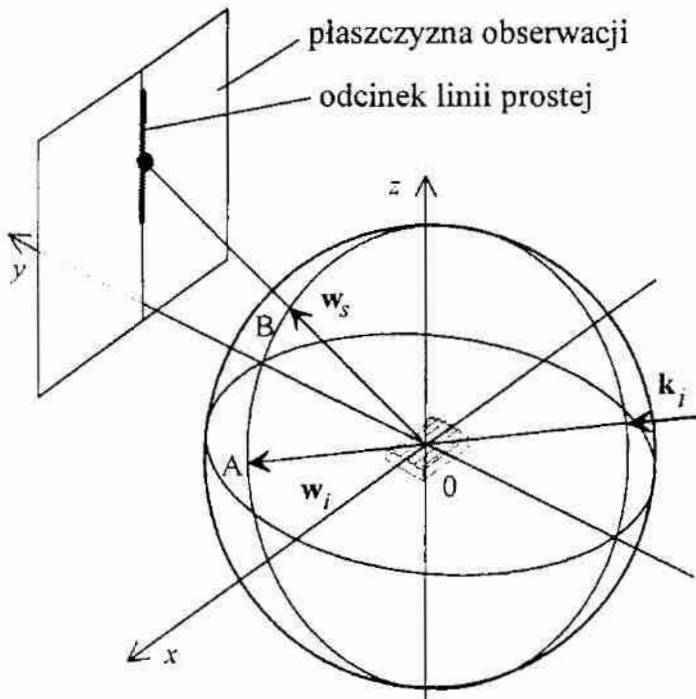
Rozpatrzmy teraz rozkład natężenia światła rozproszonego przez nominalnie płaską powierzchnię  $z = f(y)$ , której nierówności mają kształt rowków równoległych do osi  $0x$ . Powierzchnia taka składa się z wielu elementów  $dS$  o jednakowych, zerowych wartościach kąta  $\gamma_x$  lecz różnych wartościach kąta  $\gamma_y$ . Można więc zastosować do niej poprzednio przedstawione rozumowanie. Przestrzenny kształt rozkładu natężenia światła rozproszonego najczęściej analizowany jest w pewnej płaszczyźnie, nazywanej płaszczyzną obserwacji. W ogólnym przypadku, kształt rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = f(y)$  ma postać fragmentu krzywej stożkowej, tak jak pokazano to na rys. 77. Rodzaj tej krzywej zależy od kierunku wektora falowego  $\mathbf{k}_l$  fali padającej, a także od położenia płaszczyzny obserwacji względem stożka zakreślonego przez wektor  $\mathbf{w}_s$ . Najczęściej krzywą tą jest elipsa, okrąg lub parabola. W przypadku szczególnym, gdy wektor falowy  $\mathbf{k}_l$  leży w płaszczyźnie  $0yz$ , rozkład natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = f(y)$  jest położony na odcinku prostej, będącej linią przecięcia płaszczyzny  $0yz$  i płaszczyzny obserwacji, co pokazano na rys. 78. Wektor  $\Delta\mathbf{w}$  leży wtedy w płaszczyźnie  $0yz$  niezależnie od wartości kątów  $\gamma_y$ .

To, że rozkład natężenia światła rozproszonego jest tylko fragmentem krzywej stożkowej, wynika na ogół z ograniczonego zakresu zmiany kąta  $\gamma_y$  dla powierzchni rzeczywistych. Ale nawet wtedy, gdy kąt  $\gamma_y$  zmienia się w zakresie od  $-\pi/2$  do  $\pi/2$  radiana, rozkład ten dla powierzchni nieprzezroczystych, nie może być obserwowany w tych punktach płaszczyzny obserwacji, w których współrzędna  $z$  jest ujemna. Powodem tego są odbicia wielokrotne pojawiające się wówczas, gdy wartość bezwzględna kąta odbicia  $\theta$ , przekroczy  $\pi/2$  radiana.



Rys. 77. Kształt rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = f(y)$ , w zależności od orientacji płaszczyzny obserwacji

Fig. 77. Form of scattered light distribution obtained from  $z = f(y)$  surface depending to position of observation plane



Rys. 78. Rozkład światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = f(y)$ , gdy wektor falowy  $\mathbf{k}_i$  leży w płaszczyźnie  $0yz$

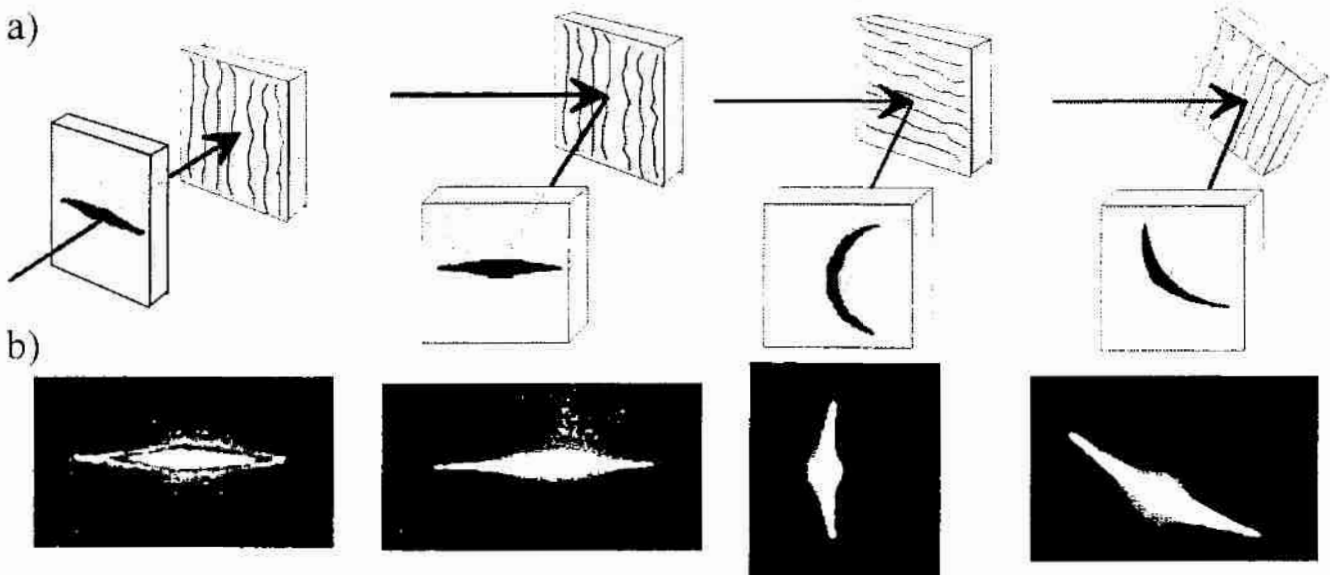
Fig. 78. Distribution of scattered light from  $z = f(y)$  surface in case, if wavevector  $\mathbf{k}_i$  is in  $(y,z)$  plane

Analiza postaci przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego upraszcza się jeszcze bardziej, gdy światło pada na powierzchnię  $z = f(y)$  pod kątem  $\theta_i$  równym zero. W takiej sytuacji wyrażenie (140) przyjmuje postać:

$$|\Delta \mathbf{w}| = 2 \cos \theta_i' = 2(\cos \gamma_y)(\cos \theta_i) = 2 \cos \gamma_y. \quad (141)$$

Wektor  $\Delta \mathbf{w}$ , przy dowolnym kącie  $\gamma_y$ , ma początek w punkcie, którego współrzędne wynoszą odpowiednio:  $x = y = 0, z = -1$ , przy czym tego wektora koniec leży na powierzchni kuli, pokazanej na rys. 76–78, w płaszczyźnie  $0yz$ .

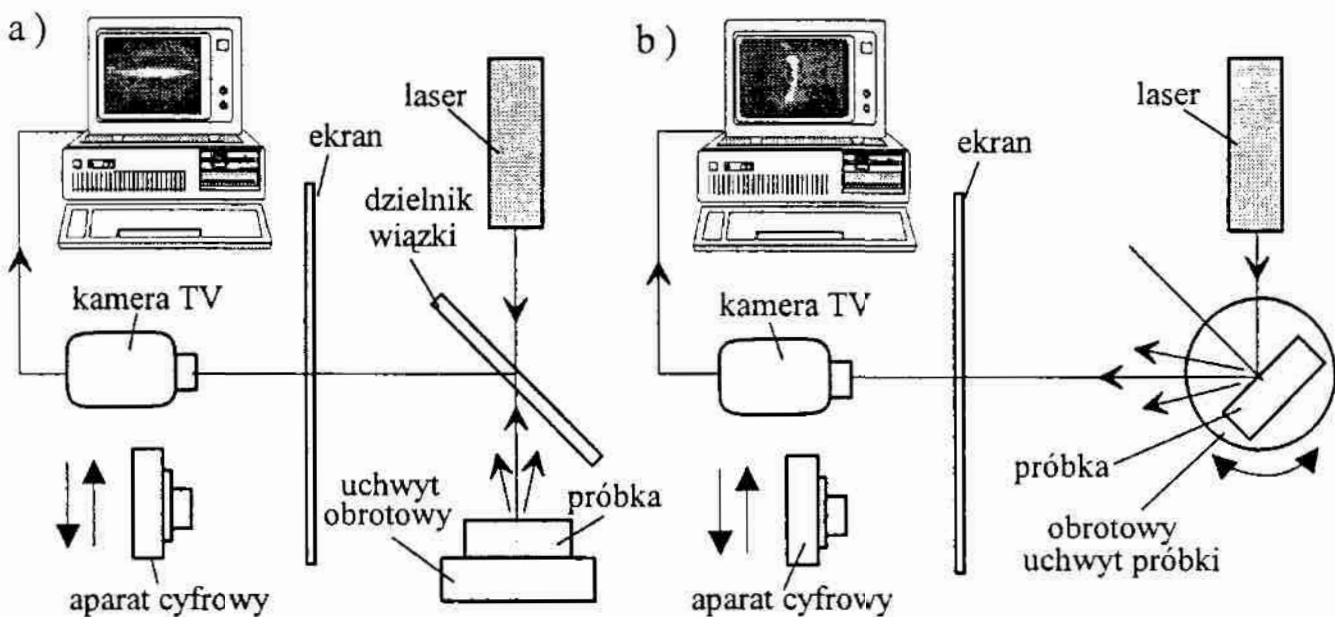




Rys. 79. Badanie postaci rozkładu natężenia światła rozproszonego: a) ustawienia powierzchni względem fali padającej, b) otrzymane rozkłady natężenia światła

Fig. 79. Investigation of form of scattered light distribution: a) positions of surface relative to incident wave, b) received distributions of scattered light

W celu zilustrowania powyższych rozważań wynikami badań doświadczalnych, na rys. 79 pokazano przykładowe rozkłady natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię szlifowaną ( $R_a = 0,63 \mu\text{m}$ ), przy różnych ustawieniach badanej powierzchni względem fali padającej. Badania przeprowadzono za pomocą stanowiska, którego dwa warianty pokazano schematycznie na rys. 80. Umożliwiało ono prostopadłe i ukośne oświetlenie powierzchni badanej próbki oraz cyfrową rejestrację rozkładu natężenia światła



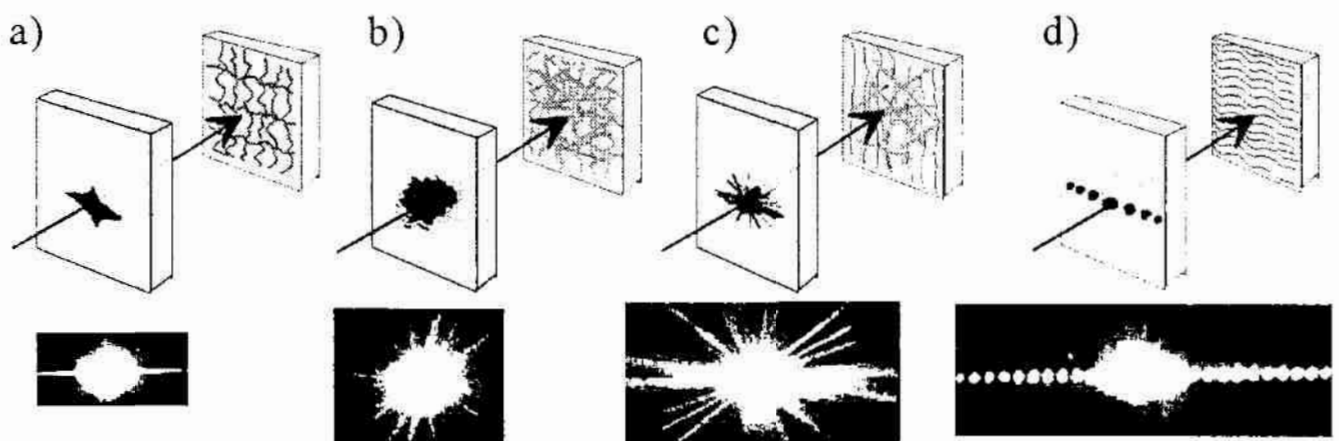
Rys. 80. Układ do rejestracji rozkładów światła rozproszonego: a) przy prostopadłym oświetleniu powierzchni, b) przy ukośnym oświetleniu powierzchni

Fig. 80. Setup for recording distributions of scattered light: a) for perpendicular illumination of surface, b) for oblique illumination of surface

rozproszonego, przy jej dowolnym ustawieniu. Stanowisko zawierało następujące elementy: laser He-Ne o mocy 15 mW, uchwyt próbki, dzielnik wiązki, matowy ekran oraz skomputeryzowany system akwizycji obrazu [185]. W systemie tym, do rejestracji obrazów wykorzystywano monochromatyczną kamerę TV typu 3713, firmy COHU (USA), oraz fotograficzny aparat cyfrowy typu Photo 307 firmy Agfa. Kamera zawierała elektroniczną migawkę o zmiennym czasie otwarcia od 20 ms do 0,1 ms. Rozdzielczość kamery jest nie gorsza niż 370 linii w poziomie i 450 linii w pionie. Karta akwizycji obrazu pozwalała na równoległe podłączenie trzech źródeł sygnału telewizyjnego i różne tryby pracy, w zależności od postaci sygnału telewizyjnego i wybranego modu karty VGA. Umożliwiała ona, np. przy połączeniu z kamerą TV, uzyskanie rozdzielczości  $800 \times 600$ , przy 256 poziomach szarości.

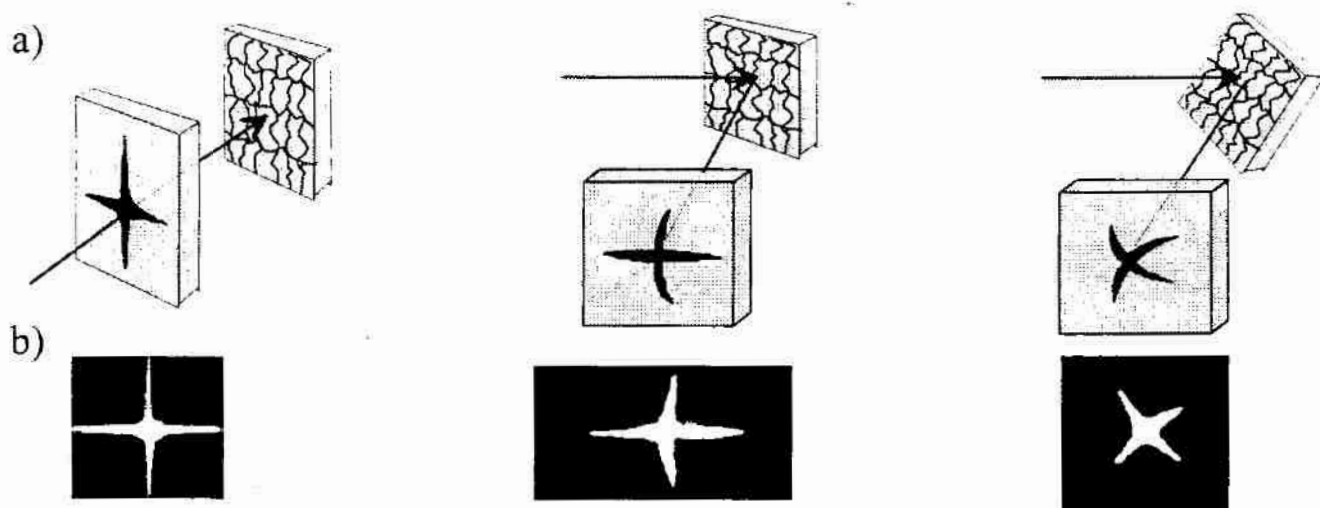
Analiza przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = f(y)$ , której nierówności mają kształt rowków równoległych do jednej z osi układu współrzędnych, jest stosunkowo prosta. W przypadku, gdy powierzchnia ma bardziej złożoną strukturę nierówności lub inny kształt nominalny, jest to bardziej skomplikowane. Jeżeli np. struktura nierówności powierzchni jest dwukierunkowa lub wielokierunkowa, to przybliżony kształt rozkładu natężenia światła rozproszonego, w wybranej płaszczyźnie obserwacji, wyznacza się na podstawie analizy rozproszenia dla każdego z kierunków oddzielnie, a następnie dokonuje się superpozycji uzyskanych wyników.

Na rys. 81 pokazano rozkłady natężenia światła rozproszonego przez powierzchnie obrobione różnymi sposobami. Otrzymano je oświetlając prostopadle



Rys. 81. Rozkłady natężenia światła rozproszonego otrzymane przy prostopadłym oświetleniu światłem laserowym powierzchni obrobionych: a) dla powierzchni docieranej ( $R_a = 0,005 \mu\text{m}$ ), b) dla powierzchni polerowanej ( $R_a = 0,044 \mu\text{m}$ ), c) dla powierzchni walcowanej ( $R_a = 0,065 \mu\text{m}$ ), d) dla powierzchni docieranej z okresowymi rowkami ( $R_a = 0,64 \mu\text{m}$ )

Fig. 81. Distributions of scattered laser light obtained for perpendicular illumination of machined surfaces: a) for lapped surface –  $R_a = 0.005 \mu\text{m}$ , b) for polished surface –  $R_a = 0.044 \mu\text{m}$ , c) for milled surface –  $R_a = 0.065 \mu\text{m}$ , d) for lapped surface with periodical grooves –  $R_a = 0.64 \mu\text{m}$

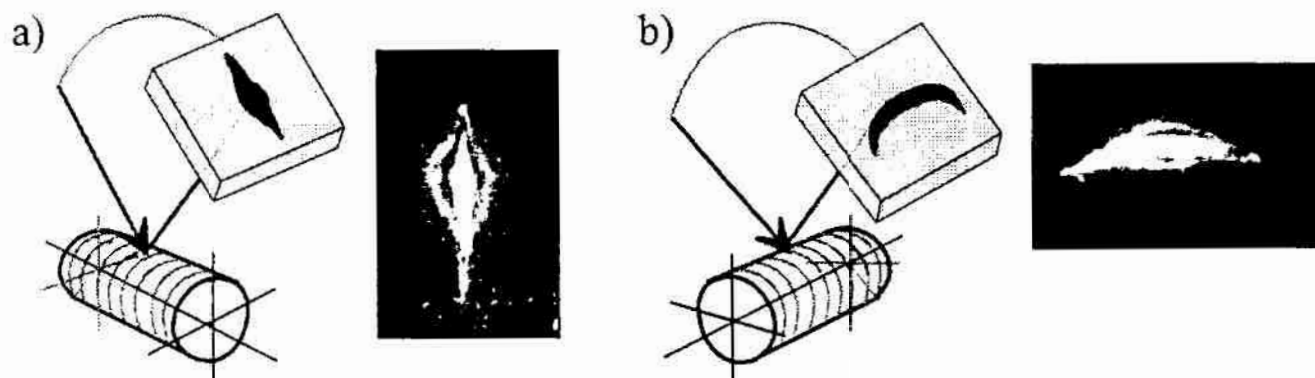


Rys. 82. Rozkłady natężenia światła rozproszonego otrzymane dla powierzchni o dwukierunkowym układzie śladów obróbkowych: a) geometria oświetlenia, b) rozkłady natężenia światła rozproszonego,

Fig. 82. Distributions of scattered light obtained for surface with bidirectional texture: a) geometry of illumination, b) distributions of scattered light

powierzchnie światłem laserowym. Podobne rozkłady, uzyskane przy różnym oświetleniu powierzchni szlifowanej o dwukierunkowym układzie śladów obróbkowych, zamieszczono na rys. 82. Wartości parametru  $R_a$  zmierzone na tej powierzchni profilometrem stykowym, prostopadłe do śladów obróbki dla każdego z kierunków, były zbliżone ( $R_a = 0,20 \mu\text{m}$  i  $R_a = 0,16 \mu\text{m}$ ). Rozkłady natężenia światła rozproszonego uzyskane dla powierzchni toczonej pokazano na rys. 83. Przybliżony kształt każdego z rozkładów przedstawionych na rys. 79 i rys. 81–83 przewidziano wcześniej, stosując zaproponowany sposób analizy.

Bardziej dokładne badania rozkładów natężenia światła rozproszonego, w tym także pokazanych na rys. 79, 81, 82 i 83, można przeprowadzić stosując metodykę opisaną w pracy [182]. Przykładowe wyniki badań wykonanych

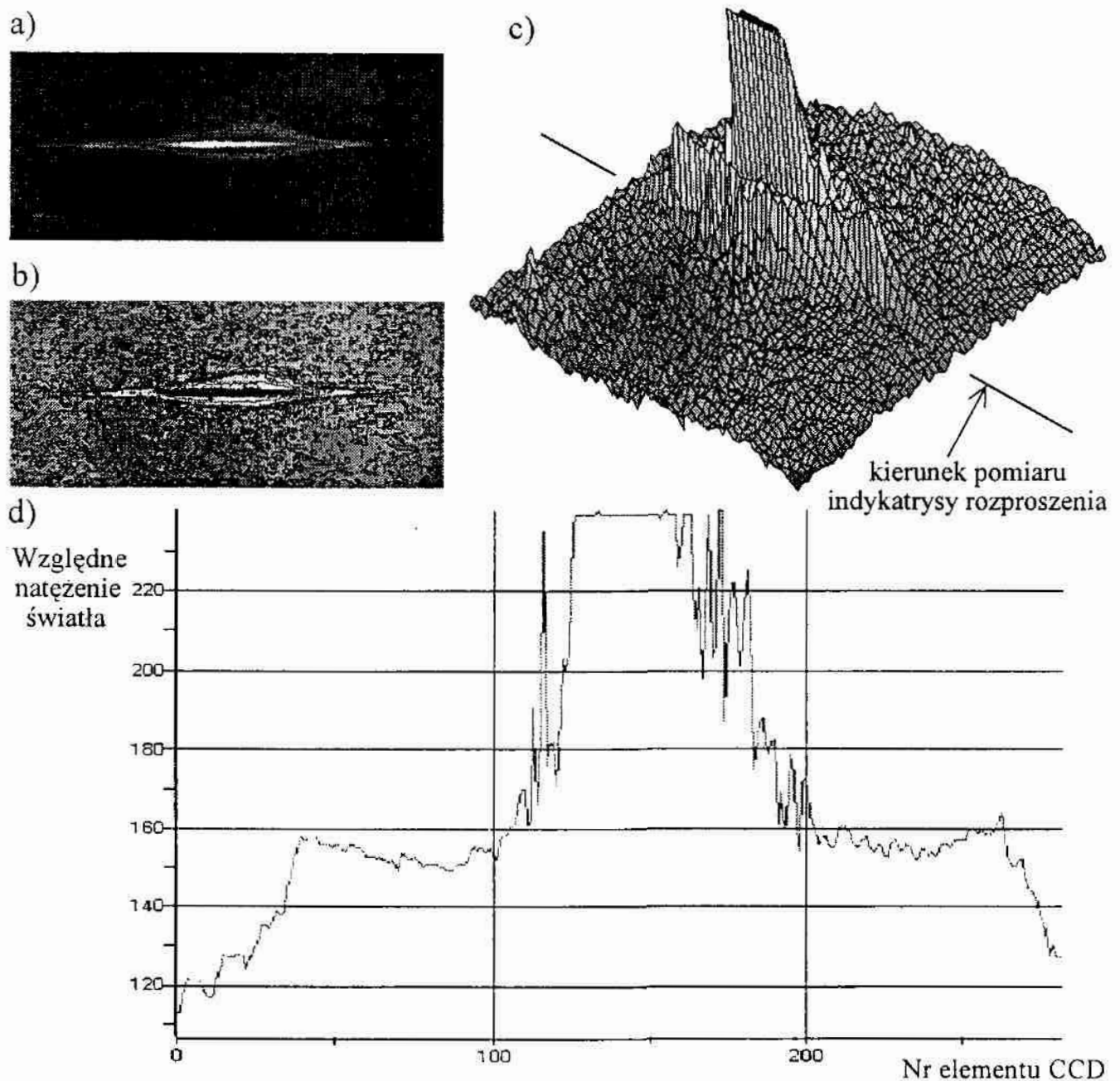


Rys. 83. Rozkłady natężenia światła rozproszonego otrzymane dla powierzchni toczonej ( $R_a = 0,40 \mu\text{m}$ ): a) płaszczyzna padania światła jest równoległa do osi wałka, b) płaszczyzna padania światła jest prostopadła do osi wałka

Fig. 83. Distributions of scattered light obtained for turned surface  $R_a = 0.40 \mu\text{m}$ : a) plane of incidence is parallel to axis of shaft, b) plane of incidence is perpendicular to axis of shaft



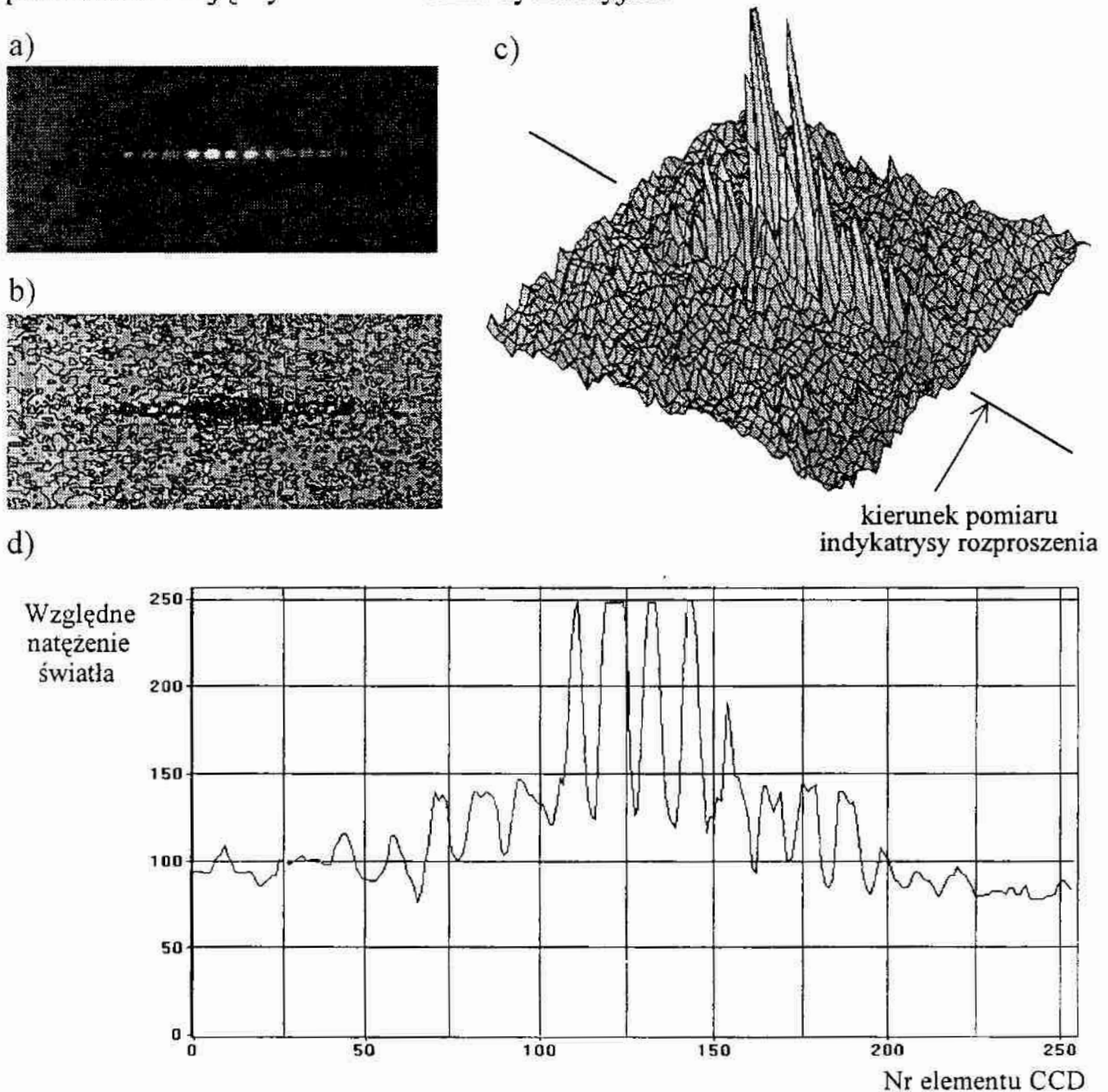
zgodnie z tą metodyką pokazano na rys. 84 i 85. Rozkład natężenia światła rozproszonego przez płaską, stalową powierzchnię szlifowaną widoczny jest na rys 84a. Na rys. 84b, c i d pokazano mapę warstwicową, izometryczny obraz względnego natężenia światła oraz indykatoryse rozproszenia, zarejestrowaną w wybranym przekroju tego rozkładu. Rozkład natężenia światła rozproszonego



Rys. 84. Wyniki badań rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię szlifowaną ( $R_a = 0,63 \mu\text{m}$ ): a) rozkład natężenia światła rozproszonego, b) mapa warstwicowa natężenia światła, c) izometryczny obraz względnego natężenia światła, d) indykatoryse rozproszenia

Fig. 84. Results of investigations of scattered light distribution for ground surface –  $R_a = 0.63 \mu\text{m}$ : a) distribution of scattered light, b) contour map of light intensity, c) isometric view of relative light intensity d) one-dimensional plot of the intensity of scattered light

przez szklaną, docieraną powierzchnię płaską, z równoległymi, okresowymi rowkami, przedstawia rys. 85a. Parametr  $R_a$  tej powierzchni jest dziesięć razy mniejszy niż powierzchni, której rozkład światła pokazano na rys. 81d. Mapę warstwicową, izometryczny obraz względnego natężenia światła oraz indyktrycę rozproszenia zawierają rys. 85b, c i d. Okresowe nierówności powierzchni dają wyraźne maksima dyfrakcyjne.



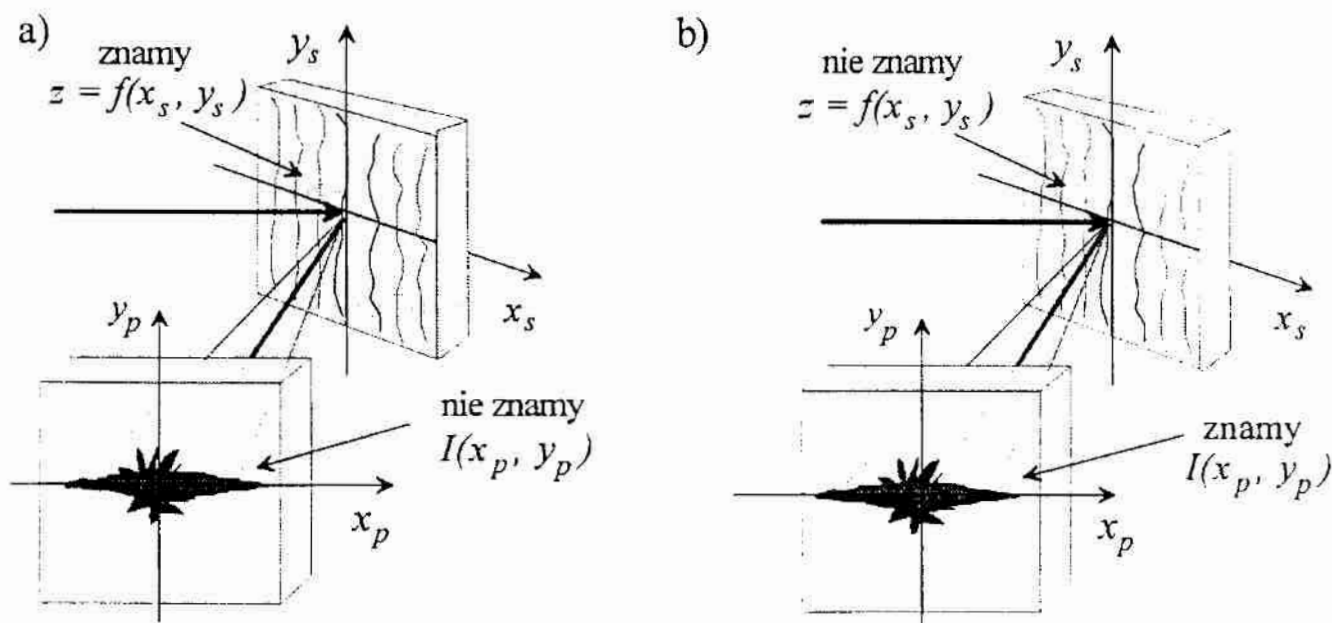
Rys. 85. Wyniki badań rozkładu natężenia światła rozproszonego przez powierzchnię docieraną z okresowymi rowkami ( $R_a = 0,064 \mu\text{m}$ ): a) rozkład natężenia światła rozproszonego, b) mapa warstwicowa natężenia światła, c) izometryczny obraz względnego natężenia światła, d) indyktryca rozproszenia

Fig. 85. Results of investigations of scattered light distribution for lapped surface with periodical grooves –  $R_a = 0.064 \mu\text{m}$ : a) distribution of scattered light, b) contour map of light intensity, c) isometric view of light intensity, d) one-dimensional plot of the relative intensity of scattered light

## 4. ODWZOROWANIE NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI NA PODSTAWIE POMIARÓW POLA DYFRAKCYJNEGO

Termin odwzorowanie optyczne jest rozumiany jako przekształcenie, w zamierzony sposób, jednego rozkładu pola elektromagnetycznego fali świetlnej w inny rozkład. Określenie takie zastosował R. Józwicki w pracy [132], w odniesieniu do procesów opisujących między innymi powstawanie obrazów optycznych różnorodnych obiektów. W przypadku gdy oświetlanym obiektem jest odbijająca nierówna powierzchnia, przekształceniu podlega rozkład pola fali świetlnej na tej powierzchni. Jest on transformowany w rozkład pola na innej powierzchni, na której dokonuje się pomiarów i analizy fali rozproszonej. Transformacja ta jest wynikiem odbicia fali świetlnej od powierzchni oraz propagacji odbitej fali świetlnej w przestrzeni otaczającej powierzchnię.

Analizując proces odwzorowania optycznego z punktu widzenia metrologii powierzchni w procesie tym można wyróżnić dwa główne problemy: tzw. zadanie proste oraz tzw. zadanie odwrotne. Zadanie proste polega na wyznaczeniu pola rozproszonego przez powierzchnię nierówną, na podstawie wartości funkcji  $z = f(x_s, y_s)$ , opisującej ukształtowanie nierówności w oświetlonym obszarze powierzchni. Zakłada się przy tym, że powierzchnia, we wszystkich jej punktach, ma jednakowe właściwości optyczne oraz, że znany jest sposób jej oświetlenia. Natomiast zadanie odwrotne, przy podobnych założeniach, sprowadza się do wyznaczenia – na podstawie zmierzonych wartości pola rozproszonego przez powierzchnię – funkcji  $f(x_s, y_s)$ , opisującej nierówności powierzchni. Obie te sytuacje pokazano schematycznie na rys. 86.



Rys. 86. Schematyczne przedstawienie: a) zadania prostego, b) zadania odwrotnego

Fig. 86. Schematic representation: a) of the direct problem, b) of the inverse problem



Zadanie proste może być skutecznie rozwiązane jedynie wtedy, gdy proces odbicia fali świetlnej od powierzchni nierównej i proces propagacji fali odbitej są opisane dostatecznie dokładnym modelem matematycznym. Niektóre takie modele, wykorzystujące skalarną teorię dyfrakcji, przedstawiono w 3. rozdziale niniejszej monografii. Są one przydatne wówczas, gdy powierzchnia nierówna oraz sposób jej oświetlenia spełniają pewne warunki i założenia, właściwe dla danego modelu. Niespełnienie tych warunków prowadzi do naruszenia poprawności przyjętego modelu, a niekiedy także powoduje konieczność uwzględnienia dodatkowych zjawisk towarzyszących odbiciu światła od powierzchni, takich np. jak samozacienienia i odbicia wielokrotne. Rezultatem tego może być utrata przydatności przyjętego modelu matematycznego, opisującego proces odbicia światła od powierzchni nierównej. Dlatego też rozwiązanie zadania prostego dokonywane jest najczęściej za pomocą takiego modelu matematycznego, który uwzględnia konkretne warunki, odnoszące się do ukształtowania i wymiarów nierówności powierzchni, sposobu jej oświetlenia oraz do położenia i kształtu obszaru, w którym wyznacza się pole rozproszone.

Dokładne rozwiązanie zadania prostego otrzymuje się tylko w stosunkowo nieskomplikowanych przypadkach, takich np. jak niektóre powierzchnie okresowe [294]. Jeśli zadanie proste dotyczy powierzchni opisanych funkcjami losowymi, to często modyfikacji ulega samo sformułowanie tego zadania. Otóż, w tym przypadku istotą zadania prostego jest na ogół wyznaczenie statystycznych cech pola rozproszonego przez powierzchnię nierówną, na podstawie statystycznych charakterystyk funkcji losowej, opisującej ukształtowanie nierówności powierzchni. Podobna sytuacja ma miejsce wtedy, gdy rozważane jest zadanie odwrotne dla powierzchni losowych. Zadanie odwrotne ma wówczas także charakter statystyczny. W takim przypadku sprowadza się ono do wyznaczenia statystycznych parametrów i funkcji opisujących nierówności powierzchni, na podstawie zmierzonych statystycznych charakterystyk pola rozproszonego przez powierzchnię [116], [214].

Z punktu widzenia metrologii powierzchni ważną rolę odgrywa właśnie zadanie odwrotne. Rozwiązanie zadania odwrotnego – w konkretnym przypadku lub dla pewnej klasy powierzchni – stanowi bowiem podstawę do opracowania pośrednich metod pomiaru i oceny nierówności powierzchni. Z uwagi na dużą różnorodność możliwych sytuacji istnieje wiele różnych wariantów zadania odwrotnego. W dalszej części niniejszego rozdziału dokonano ogólnego sformułowania zadania odwrotnego i omówiono w skrócie metodykę jego rozwiązania. Następnie zaproponowano sposób rozwiązania jednego z wariantów takiego zadania. Ten wariant zadania odwrotnego jest ważny z praktycznego punktu widzenia, dotyczy on bowiem metod pomiaru nierówności opartych na optycznym przekształceniu Fouriera.

## 4.1. Zadanie odwrotne

### 4.1.1. Ogólne sformułowanie problemu

Jak już o tym wspomniano, odwzorowanie nierówności powierzchni na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego można traktować jako tzw. zadanie odwrotne. W optyce fizycznej, pod pojęciem zadanie proste rozumiane jest takie zadanie, które polega na badaniu procesu generacji lub propagacji promieniowania pochodzącego od danego układu pierwotnych lub wtórnych źródeł promieniowania. Zadanie odwrotne polega na wyznaczeniu charakterystyk źródeł – w tym źródeł wtórnych, którymi mogą być np. powierzchnie rozpraszające – na podstawie zmierzonego promieniowania. W optyce fizycznej zostało ono, w postaci ogólnej, sformułowane przez K. Chadana i P. C. Sabatiera [50] oraz przez H. P. Baltesa [12] w sposób przedstawiony niżej.

Niech źródła promieniowania i układy rozpraszające będą opisane zbiorem przestrzenno-czasowych funkcji  $q_i$ :

$$Q = \{q_1, q_2, \dots, q_n\}. \quad (142)$$

Funkcje te nazywane są funkcjami źródeł, przy czym układy rozpraszające traktuje się jako wtórne źródła promieniowania. Obserwator dokonujący pomiarów ma do czynienia z innym zbiorem przestrzenno-czasowych funkcji  $d_i$ , określanymi jako dane:

$$D = \{d_1, d_2, \dots, d_m\}. \quad (143)$$

Zadanie proste polega na wyznaczaniu danych na podstawie funkcji źródeł. Dokonywane jest to z wykorzystaniem zależności prostych  $\mathfrak{R}_i$ :

$$d_i = \mathfrak{R}_i(q_1, q_2, \dots, q_n). \quad (144)$$

Zbiór  $\mathfrak{R}$  operatorów  $\mathfrak{R}_i$  jest odwzorowaniem zbioru  $Q$  przez zbiór  $D$ :

$$\mathfrak{R} : Q \rightarrow D, \quad (145)$$

przy czym symbolem  $\rightarrow$  oznaczono operację odwzorowania.

Rozwiązania zadania prostego dokonuje się wyznaczając dane  $d_i$  na podstawie znanych funkcji źródeł  $q_i$ . Wykorzystywana jest w tym celu relacja (144). Zadanie odwrotne rozwiązuje się wyznaczając funkcje źródeł  $q_i$ , korzystając przy tym z wcześniej znanych danych  $d_i$ . Wyznaczone funkcje źródeł powinny spełniać równanie (144) oraz być zgodne z informacją aprioryczną, wynikającą z ogólnych praw fizyki.

Można wyróżnić dwa przeciwstawne sposoby rozwiązywania zadań odwrotnych. Pierwszy z nich polega na wyznaczeniu wzorów lub algorytmów,

pozwalających rekonstruować funkcje źródeł  $q_i$  z danych  $d_r$ , za pomocą przekształceń odwrotnych do tych, które w postaci uogólnionej wyrażone są równaniami (144) i (145). Ten sposób można wyrazić zależnością:

$$\mathfrak{R}^{-1} : D \rightarrow Q, \quad (146)$$

gdzie  $\mathfrak{R}^{-1}$  oznacza zbiór operatorów odwrotnych w stosunku do zbioru  $\mathfrak{R}$ . Nazwa *zadanie odwrotne* jest ściśle związana z tym sposobem. Drugi sposób rozwiązywania zadań odwrotnych polega na poszukiwaniu odpowiedniego modelu funkcji źródeł  $q_i$ , który spełniałby równanie (144), przy czym parametry tego modelu dobierane są na podstawie danych uzyskanych doświadczalnie. Ten sposób rozwiązywania zadania odwrotnego sprowadza się ponownie do zadania prostego, gdyż wymaga sprawdzenia wybranego modelu funkcji źródeł zgodnie z równaniem (144). Rozwiązując zadanie odwrotne tym sposobem w wielu przypadkach wykorzystuje się obliczenia numeryczne z zastosowaniem algorytmów iteracyjnych [88], [90], [94]. W praktyce rozwiązywania zadań odwrotnych następuje często płynne przejście od procedur odwrotnych do procedur prostych, a zwiększenie dodatkowej informacji apriorycznej powoduje, że specyfika zadania odwrotnego staje się mniej widoczna.

Wykorzystanie przekształceń odwrotnych (146) związane jest ściśle z matematycznymi problemami dotyczącymi istnienia, jednoznaczności i stabilności otrzymanych rozwiązań. Niektóre z tych problemów zostały przedyskutowane przez B. J. Hoendersa w pracy [121].

W pracy H. P. Baltesa [12] przedstawiono obszerną, ogólną klasyfikację zadań odwrotnych występujących w optyce. Warto odnotować, że wiele z wymienionych tam zadań związanych jest z szeroko pojmowaną problematyką dyfrakcji oraz rozpraszania fal elektromagnetycznych. Dotyczą one między innymi:

- zagadnień transferu radiacyjnego, które występują np. w pomiarach turbidymetrycznych [226], [63], [64],
- określania kształtu, położenia, koncentracji i struktury mikroobiektów rozpraszających światło [126], [358], [227],
- analizy funkcji koherencji [87], [105],
- odtwarzania statystycznych właściwości układów rozpraszających na podstawie zarejestrowanych sygnałów [361], [214], [105],
- odzyskiwania fazy i odtwarzania zaburzonego sygnału optycznego [87], [89], [51], [315], [314].

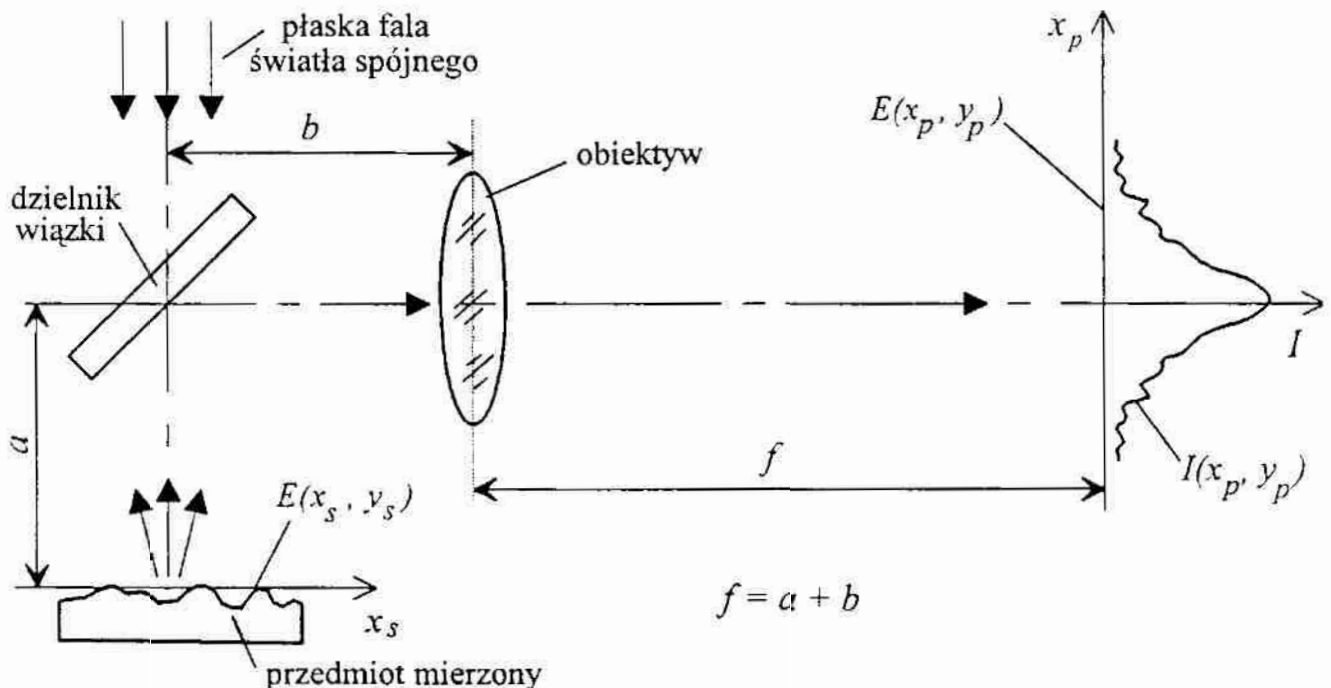
Ostatnie dwa z wymienionych zagadnień – a szczególnie problematyka odzyskiwania fazy sygnału optycznego i odtwarzania frontu fali rozproszonej przez powierzchnie nierówne – stanowią najważniejszą część zadania odwrotnego w pomiarach nierówności powierzchni.



### 4.1.2. Zadanie odwrotne w pomiarach nierówności powierzchni

Zadanie odwrotne w pomiarach nierówności powierzchni może być sformułowane na wiele różnych sposobów. W dalszych rozważaniach będzie rozpatrywany jeden z wariantów tego zadania, polegający na rekonstrukcji frontu falowego z rozkładu natężenia światła w obszarze Fraunhofera. Takie sformułowanie zadania odwrotnego ma ścisły związek z metodami pomiarów nierówności powierzchni wykorzystującymi optyczne przekształcenie Fouriera, które opisano w p. 2.6.4.

Rozważmy przypadek odbicia płaskiej fali światła spójnego, o stałej amplitudzie i długości fali  $\lambda$ , od powierzchni nierównej  $z = f(x_s, y_s)$ , której amplitudowy współczynnik odbicia  $\rho_A$  jest równy jedności we wszystkich punktach powierzchni. Załóżmy, iż analiza światła rozproszonego przez powierzchnię nierówną dokonywana jest za pomocą obiektywu, o długości ogniskowych  $f$ . Niech przedmiotowa płaszczyzna ogniskowa obiektywu pokrywa się z płaszczyzną styczną do powierzchni nierównej przedmiotu, tak jak pokazuje to rys. 87 lub rys. 49a. Z dyfrakcyjnego modelu rozpraszania światła wynika, że w takim przypadku natężenie światła  $I(x_p, y_p)$ , mierzone w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu, jest proporcjonalne do transformaty Fouriera zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$ , w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu. Wykorzystując równania (30), (31), (32) oraz uwzględniając, że amplitudowy współczynnik odbicia  $\rho_A$  jest równy jedności we wszystkich punktach powierzchni, otrzymamy zależność:



Rys. 87. Układ do analizy zadania odwrotnego

Fig. 87. Setup for analyzing of the inverse problem

$$\begin{aligned}
 I(x_p, y_p) &= \frac{1}{(\lambda f)^2} |\mathfrak{F}[E(x_s, y_s)]|^2 = \frac{1}{(\lambda f)^2} |\mathfrak{F}\{\exp[i\Delta\varphi(x_s, y_s)]\}|^2 = \\
 &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \left| \mathfrak{F}\left\{\exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}f(x_s, y_s)\right]\right\} \right|^2, \quad (147)
 \end{aligned}$$

w której przyjęto takie same oznaczenia jak w równaniach (29), (30) i (31).

Z dwóch pierwszych stron równości (147) wynika, że w danym przypadku zadanie odwrotne polega na odtworzeniu zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  ze zmierzonych wartości natężenia światła  $I(x_p, y_p)$ . Rozpatrując kolejne strony równości (147) łatwo zauważyć, że istota zadania odwrotnego sprowadza się do wyznaczenia funkcji  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , opisującej zmiany fazy fali świetlnej, lub funkcji  $f(x_s, y_s)$ , określającej ukształtowanie powierzchni nierównej. Dokonuje się tego na podstawie zmierzonych wartości natężenia światła  $I(x_p, y_p)$ .

Największe komplikacje w procesie rozwiązania zadania odwrotnego wynikają z tego, że detektory fotoelektryczne reagują na natężenie światła, a nie na zespoloną amplitudę światła  $E(x_p, y_p)$ . Natężenie światła  $I(x_p, y_p)$  jest proporcjonalne do kwadratu modułu zespolonej amplitudy światła  $E(x_p, y_p)$ . Pomijając współczynnik proporcjonalności można przyjąć, że:

$$\langle I(x_p, y_p) \rangle = E(x_p, y_p) E^*(x_p, y_p) = |E(x_p, y_p)|^2, \quad (148)$$

gdzie  $E^*(x_p, y_p)$  jest zespoloną amplitudą światła, sprzężoną z amplitudą  $E(x_p, y_p)$ , nawiasy  $\langle \rangle$  oznaczają uśrednienie w czasie, zaś pozostałe oznaczenia są takie same jak w równaniach (29) i (30). Z zależności (148) wynika, że w procesie pomiaru natężenia światła tracona jest informacja o fazie fali świetlnej.

Czy na podstawie pomiarów natężenia światła, odbitego od powierzchni nierównej i zmierzonego w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu, można wyznaczyć zespoloną amplitudę światła  $E(x_s, y_s)$  w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu, a następnie funkcję  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , określającą zmiany fazy fali świetlnej, lub funkcję  $f(x_s, y_s)$ , opisującą wysokość nierówności powierzchni? Pytanie to pokazuje istotę zadania odwrotnego w rozpatrywanym przypadku. Z matematycznego punktu widzenia zadanie odwrotne sprowadza się zatem do wyznaczenia funkcji  $E(x_s, y_s)$ , na podstawie zmierzonych wartości kwadratu modułu transformaty Fouriera tej funkcji. Niestety, w ogólnym przypadku nie można wyznaczyć funkcji znając jedynie kwadrat modułu jej transformaty Fouriera. Tak więc ogólna odpowiedź na postawione wcześniej pytanie jest negatywna. Niezależnie od tego ciągle poszukuje się sposobów rozwiązania zadania odwrotnego dla wybranych klas funkcji. Jeden z takich sposobów przedstawiono w dalszej części tego rozdziału.

### 4.1.3. Metodyka rozwiązania zadania odwrotnego

Jak wynika z równania (148), podstawowy problem, przy rozwiązaniu sformułowanego wcześniej zadania odwrotnego, polega na tym, że pomiar natężenia światła  $I(x_p, y_p)$ , tzn. kwadratu modułu zespolonej amplitudy  $E(x_p, y_p)$ , prowadzi do utraty informacji fazowej. Z matematycznego punktu widzenia, istnieją dwie przyczyny utraty informacji o fazie funkcji  $E(x_p, y_p)$ . Pierwszą z nich jest to, że moduł funkcji  $E(x_p, y_p)$  nie zawiera informacji o tym, jakiej składowej harmonicznej – sinusoidzie, cosinusoidzie lub ich kombinacji – odpowiada natężenie zmierzone w danym punkcie płaszczyzny  $0x_p y_p$ . Drugą przyczyną utraty informacji o fazie funkcji  $E(x_p, y_p)$  wynika z faktu, że ani moduł zespolonej amplitudy światła  $E(x_p, y_p)$ , ani tym bardziej jego kwadrat, nie zawierają informacji o znaku poszczególnych składowych harmonicznych. Ta podwójna nieokreśloność, odnosząca się do parzystości i znaku składowych harmonicznych, występuje we wszystkich punktach płaszczyzny  $0x_p y_p$  z wyjątkiem początku układu współrzędnych. Uniemożliwia ona odtworzenie funkcji  $E(x_s, y_s)$  w wyniku syntezy składowych harmonicznych, dokonywanej za pomocą odwrotnego przekształcenia Fouriera funkcji  $|E(x_p, y_p)|$ .

Mimo tego, iż w ogólnym przypadku nie można wyznaczyć funkcji  $E(x_s, y_s)$  na podstawie kwadratu modułu jej transformaty Fouriera, znane są sposoby rozwiązania tego problemu oparte na wstępnej modyfikacji funkcji transformowanej [89], [342]. W celu rozwiązania zadania odwrotnego należy, za pomocą pewnego operatora  $M$ , przekształcić wstępnie funkcję  $E(x_s, y_s)$  w taki sposób, aby otrzymać nową funkcję  $E_N(x_s, y_s)$ , dla której istnieje jednoznaczna relacja między kwadratem modułu jej transformaty Fouriera i nią samą. Mierzac natężenie światła rozproszonego wyznacza się kwadrat modułu transformaty Fouriera funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ . Odwrotne przekształcenie Fouriera pozwala odtworzyć tę funkcję. Następnie stosując transformację odwrotną względem operatora  $M$ , otrzymuje się pierwotną funkcję  $E(x_s, y_s)$ . Taki sposób odtwarzania rzeczywistej funkcji  $E(x_s, y_s)$ , opisującej obiekty amplitudowe, przedstawiono w pracy [342]. Zastosowanie podobnych procedur dla obiektów fazowych zaproponowano w pracach [199], [196], [181], [187].

W przedstawionej koncepcji rozwiązania zadania odwrotnego najważniejsze jest określenie operatora  $M$ , dokonującego wstępnej modyfikacji funkcji  $E(x_s, y_s)$ . W tym celu trzeba postawić pytanie: w jaki sposób należy przekształcić funkcję  $E(x_s, y_s)$  w nową funkcję  $E_N(x_s, y_s)$ , którą można byłoby wyznaczyć znając tylko kwadrat modułu jej transformaty Fouriera? Odpowiedź na to pytanie może być następująca: funkcję  $E(x_s, y_s)$  powinno się przekształcić tak, aby nowa funkcja  $E_N(x_s, y_s)$  miała rzeczywistą i nieujemną transformatę Fouriera. Znalezienie takiego przekształcenia jest rozwiązaniem zadania odwrotnego.



### 4.1.3.1. Modyfikacja zespolonej amplitudy światła

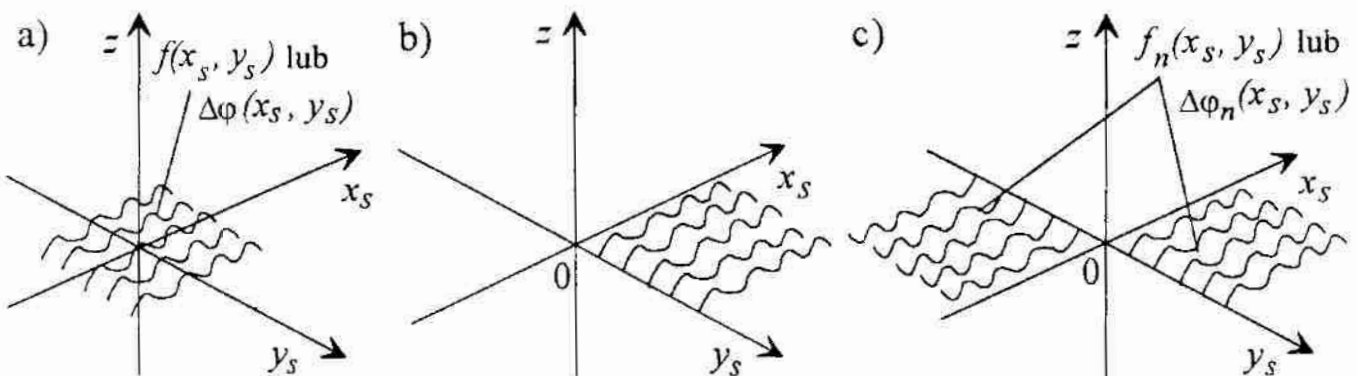
Przystępując do znalezienia odpowiedniego przekształcenia funkcji  $E(x_s, y_s)$  warto zauważyć, że zgodnie z przyjętymi wcześniej założeniami jest ona w rozpatrywanym przypadku funkcją zespoloną. Funkcja ta opisuje falę o stałej amplitudzie, zmodulowaną fazowo przez powierzchnię nierówną. Jeśli funkcja  $E_N(x_s, y_s)$ , otrzymana w wyniku przekształcenia funkcji  $E(x_s, y_s)$ , ma mieć rzeczywistą transformatę Fouriera, to powinna być ona funkcją hermitowską. Poszukiwany operator  $M$  powinien więc przekształcić wstępnie zespoloną amplitudę  $E(x_s, y_s)$  w funkcję hermitowską  $E_H(x_s, y_s)$ , która jak wiadomo ma część rzeczywistą parzystą, zaś część urojoną nieparzystą [33].

Zespolona amplituda światła w płaszczyźnie  $0x_s y_s$  jest funkcją hermitowską wtedy, gdy rzeczywiste funkcje  $f(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$  – opisujące odpowiednio wysokość nierówności powierzchni oraz zmiany fazy fali świetlnej, odbitej od powierzchni nierównej, a określone równaniami (31) i (32) – są funkcjami nieparzystymi. Działanie operatora  $M$  powinno więc polegać na utworzeniu z funkcji  $f(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$  innych funkcji  $f_n(x_s, y_s)$  oraz  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ , które są nieparzyste. W ogólnym przypadku, dla dowolnych funkcji  $f(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , funkcje  $f_n(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$  powinny spełniać odpowiedni z warunków:

$$f_n(x_s, y_s) = -f_n(-x_s, -y_s) , \quad (149a)$$

$$\Delta\varphi_n(x_s, y_s) = -\Delta\varphi_n(-x_s, -y_s) . \quad (149b)$$

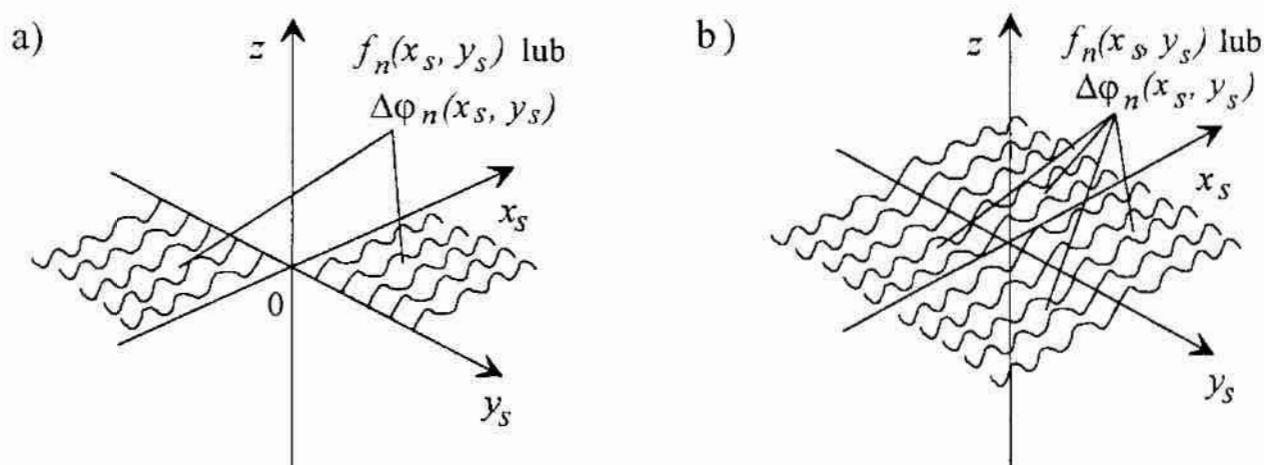
Funkcje  $f_n(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ , spełniające powyższe warunki, można utworzyć z funkcji  $f(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$  np. w ten sposób, że najpierw przesunie się je tak, aby funkcje te określone były w układzie współrzędnych  $0x_s y_s$  dla nieujemnych wartości obu argumentów. Następnie te przesunięte funkcje uzupełnia się symetrycznie względem początku układu współrzędnych, tworząc funkcje parzyste, po czym uzupełnioną część mnoży się przez  $-1$ . Ilustruje to rys. 88.



Rys. 88. Sposób uzyskania funkcji nieparzystej  $f_n(x_s, y_s)$  lub  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ : a) funkcja wyjściowa, b) funkcja po przesunięciu, c) funkcja nieparzysta

Fig. 88. Method of obtaining odd function  $f_n(x_s, y_s)$  or  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ : a) initial function, b) function after translation, c) odd function

Stosując poprzednio opisaną procedurę otrzymuje się funkcje  $f_n(x_s, y_s)$  oraz  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ , które nie są określone w drugiej i czwartej ćwiartce układu współrzędnych  $0x_s y_s$ . Można więc, jeśli zaistnieje taka potrzeba, uzupełnić otrzymane funkcje – w tej części układu współrzędnych, w której nie są one określone – innymi funkcjami nieparzystymi. Te uzupełniające funkcje nieparzyste uzyskuje się np. w wyniku dodatkowego, symetrycznego odwzorowania względem osi  $0x_s$  lub  $0y_s$  funkcji  $f_n(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ . Pokazuje to rys. 89. Tak otrzymane nowe funkcje  $f_n(x_s, y_s)$  i  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ , spełniają także warunki (149).



Rys. 89. Tworzenie nowej funkcji nieparzystej  $f_n(x_s, y_s)$  lub  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ : a) funkcja przed uzupełnieniem, b) nowa funkcja po uzupełnieniu

Fig. 89. Creating new odd function  $f_n(x_s, y_s)$  or  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$ : a) function before supplement, b) new function after supplement

Przedstawione wyżej przekształcenia funkcji  $f(x_s, y_s)$ , która opisuje powierzchnię nierówną, powodują odpowiednie zmiany fazy fali odbitej. Zmiany te wyrażone są funkcją  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , zgodnie z równaniem (31). W praktyce modyfikacja funkcji  $f(x_s, y_s)$  jest na ogół niemożliwa, gdyż wymaga zmian na powierzchni odbijającej. Znacznie łatwiejsze okazuje się zrealizowanie podobnego przekształcenia w odniesieniu do funkcji  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ . Opisuje ona zmiany fazy fali świetlnej odbitej od powierzchni nierównej, zaś fala ta może być przekształcana za pomocą różnorodnych układów optycznych. W celu takiego przekształcenia funkcji  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , które pozwoli otrzymać funkcję nieparzystą, wykorzystane mogą być różnorodne teorie, techniki i układy optyczne. Dużą rolę odgrywają tu analiza różnic skończonych [33], metody zmiany zespolonej amplitudy światła oparte na przekształceniu Hilberta [249], [306], [305], [102], a także techniki zwielokrotniania obrazów [134], [102].

Niezależnie od tego, w przypadku niektórych powierzchni o okresowych nierównościach, możliwe jest otrzymanie nieparzystej funkcji  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$  za pomocą odpowiedniej orientacji powierzchni nierównej względem układu

współrzędnych  $0x_s, y_s$ . Taka sytuacja ma miejsce wtedy, gdy powierzchnia nierówna opisana jest funkcją  $f(x_s, y_s)$ , spełniającą trzy podane niżej warunki. Po pierwsze, jest ona funkcją okresową, czyli istnieją takie liczby  $\Lambda_x > 0$  oraz  $\Lambda_y > 0$ , dla których spełniona jest zależność:

$$f(x_s + \Lambda_x, y_s + \Lambda_y) = f(x_s, y_s) , \quad (150)$$

przy czym symbolami  $\Lambda_x$  i  $\Lambda_y$  oznaczono najmniejsze okresy funkcji  $f(x_s, y_s)$ , wyznaczone odpowiednio wzdłuż osi  $0x_s$  i  $0y_s$ . Po drugie, funkcja  $f(x_s, y_s)$  jest funkcją parzystą, tzn. ma symetrię pierwszego rodzaju, spełniając poniższy warunek:

$$f(x_s, y_s) = f(-x_s, -y_s) . \quad (151)$$

Po trzecie, funkcja ta ma tzw. symetrię trzeciego rodzaju, wyrażoną zależnością:

$$f(x_s + \frac{1}{2}\Lambda_x, y_s + \frac{1}{2}\Lambda_y) = -f(x_s, y_s) . \quad (152)$$

Powierzchnia nierówna – opisana funkcją  $f(x_s, y_s)$ , spełniającą warunki określone zależnościami (150), (151), (152) – po przesunięciu wzdłuż osi  $0x_s$  o pół okresu  $\Lambda_x$  oraz wzdłuż osi  $0y_s$  o pół okresu  $\Lambda_y$  będzie spełniać warunek (149a). Oczywiście równanie to będzie spełnione także w trywialnym przypadku, gdy  $f(x_s, y_s)$  będzie funkcją nieparzystą (nieokresową lub okresową), tzn. mieć będzie symetrię drugiego rodzaju, którą wyraża równanie (149a).

Niezależnie od tego, który z dotychczas przedstawionych sposobów przekształcenia funkcji  $f(x_s, y_s)$  lub  $\Delta\phi(x_s, y_s)$  zostanie zastosowany, zespolona amplituda światła odbitego opisana będzie hermitowską funkcją  $E_H(x_s, y_s)$ . Transformata Fouriera zespolonej amplitudy  $E_H(x_s, y_s)$  jest funkcją rzeczywistą, która w ogólnym przypadku może przyjmować wartości dodatnie, zerowe i ujemne. Powstaje zatem kolejne pytanie: w jaki sposób należałoby dodatkowo zmodyfikować zespoloną amplitudę światła  $E_H(x_s, y_s)$ , aby jej transformata Fouriera pozbawiona była wartości ujemnych? W ogólnym przypadku, na postawione pytanie nie można udzielić zadowalającej odpowiedzi. Jednakże, jeśli funkcja opisująca zespoloną amplitudę światła  $E_H(x_s, y_s)$  jest funkcją o skończonym widmie, to stosunkowo łatwo można znaleźć sposób jej przekształcenia postulowany w pytaniu. Zostanie on przedstawiony poniżej.

Funkcje o skończonym widmie to takie funkcje, których transformata Fouriera jest niezerowa w skończonym, ograniczonym przedziale częstotliwości [33], [249]. Jeśli zespolona amplituda światła  $E_H(x_s, y_s)$ , w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu, jest opisana funkcją o skończonym widmie, to transformata Fouriera  $F_H(f_x, f_y)$  tej funkcji spełnia następujące warunki:



$$F_H(f_x, f_y) \neq 0 \quad \text{dla } |f_{xy}| \leq f_g, \quad (153)$$

oraz

$$F_H(f_x, f_y) = 0 \quad \text{dla } |f_{xy}| > f_g, \quad (154)$$

przy czym

$$F_H(f_x, f_y) = \mathfrak{F} [ E_H(x_s, y_s) ], \quad (155)$$

zaś

$$f_{xy} = \pm \sqrt{f_x^2 + f_y^2}, \quad (156)$$

gdzie:  $f_x, f_y$  – częstotliwości przestrzenne funkcji  $E_H(x_s, y_s)$ , wyznaczone odpowiednio wzdłuż kierunków osi  $0x_s$  i  $0y_s$ ,  $\mathfrak{F} [ ]$  – symbol oznaczający przekształcenie Fouriera,  $f_{xy}$  – częstotliwość przestrzenna, wyznaczana wzdłuż dowolnego kierunku w płaszczyźnie  $0x_s y_s$ ,  $f_g$  – częstotliwość przestrzenna graniczna ( $f_g > 0$ ).

Jeżeli zespolona amplituda  $E_H(x_s, y_s)$  jest hermitowską funkcją analityczną o skończonym widmie, to w początku układu współrzędnych  $0x_s y_s$  jej część rzeczywista  $\text{Re } E_H(x_s, y_s)$  osiąga ekstremum, dane zależnością:

$$\text{Re } E_H(0, 0) = \iint_{-\infty}^{\infty} F_H(f_x, f_y) df_x df_y = \iint_{-f_g}^{f_g} F_H(f_x, f_y) df_x df_y, \quad (157)$$

gdzie  $\text{Re}$  oznacza część rzeczywistą, zaś  $F_H(f_x, f_y)$  jest transformatą Fouriera funkcji  $E_H(x_s, y_s)$ . W otoczeniu punktu zerowego, czyli tam gdzie:

$$|\rho_s| \leq \frac{\pi}{2f_g}, \quad (158)$$

przy czym

$$\rho_s = \pm \sqrt{x_s^2 + y_s^2}, \quad (159)$$

część rzeczywista funkcji  $E_H(x_s, y_s)$ , przy poczynionych poprzednio założeniach, spełnia poniższe zależności:

$$|\text{Re } E_H(x_s, y_s)| \geq \cos(f_g \rho_s) \left| \iint_{-f_g}^{f_g} F_H(f_x, f_y) df_x df_y \right|, \quad (160)$$

$$|\text{Re } E_H(x_s, y_s)| \geq \cos(f_g \rho_s) |\text{Re } E_H(0, 0)|. \quad (161)$$

Znajdźmy sposób przekształcenia funkcji  $E_H(x_s, y_s)$  w inną hermitowską funkcję  $E_N(x_s, y_s)$  o skończonym widmie, której transformata Fouriera jest nieujemna. Transformata Fouriera takiej nowej funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ , oprócz spełnienia warunków (153) i (154), musi być większa od zera lub równa zeru dla  $|f_{xy}| \leq f_g$ . Aby hermitowska funkcja  $E_N(x_s, y_s)$  o skończonym widmie miała transformatę Fouriera  $F_N(f_x, f_y)$  nie zawierającą wartości ujemnych, należy na funkcję tę nałożyć dodatkowe warunki, które mogą mieć następującą postać:

$$\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s) = 1 \quad \text{dla} \quad |\rho_s| \leq \frac{\pi}{2f_g}, \quad (162)$$

zaś

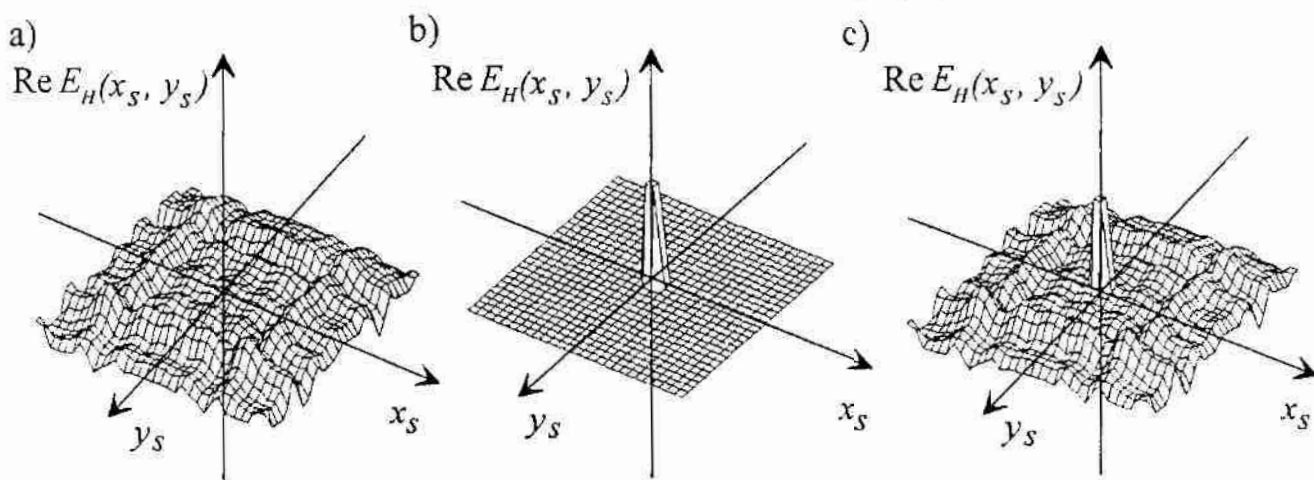
$$|\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s)| \leq \inf \left\{ 1, \frac{1}{C_r |\rho_s|} \right\} \quad \text{dla} \quad |\rho_s| > \frac{\pi}{2f_g}, \quad (163)$$

oraz

$$|\operatorname{Im} E_N(x_s, y_s)| \leq \inf \left\{ 1, \frac{1}{C_r |\rho_s|} \right\} \quad \text{dla} \quad |\rho_s| > \frac{\pi}{2f_g}, \quad (164)$$

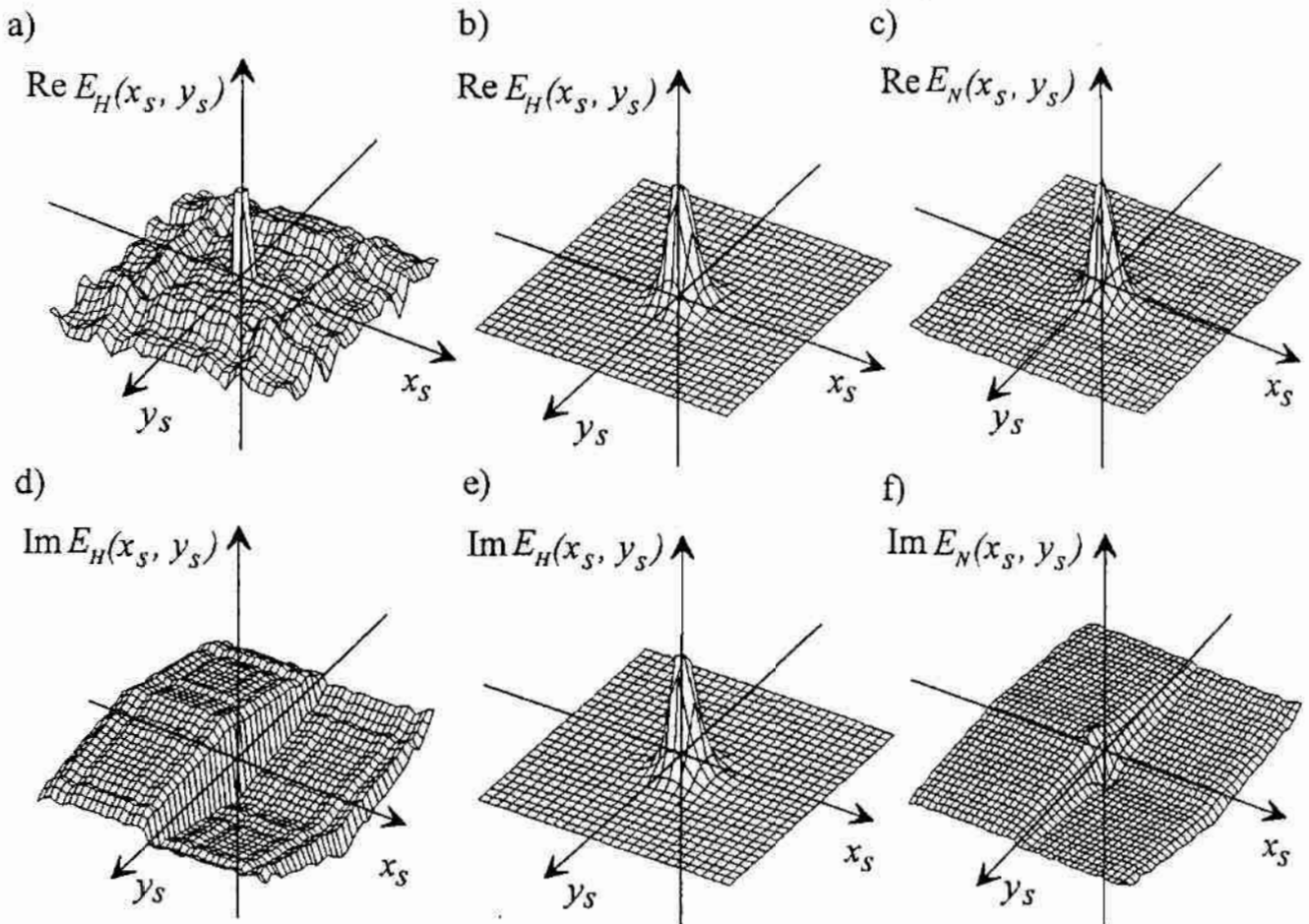
gdzie  $C_r$  jest odpowiednio dobranym, stałym współczynnikiem, zaś  $\operatorname{Re}$  i  $\operatorname{Im}$  są symbolami odpowiednio części rzeczywistej i urojonej.

Oznacza to, że dodatkowa modyfikacja zespolonej amplitudy  $E_H(x_s, y_s)$  na powierzchni nierównej – zmierzająca do otrzymania hermitowskiej funkcji, mającej nieujemną transformatę Fouriera – składa się z dwóch operacji. Pierwsza operacja, wyrażona równaniem (162), to zamiana dotychczasowych wartości części rzeczywistej funkcji  $E_H(x_s, y_s)$ , w bliskim otoczeniu początku układu współrzędnych  $0x_s, y_s$ , na wartości równe 1. Można ją interpretować jako zastąpienie rzeczywistej części funkcji  $E_H(x_s, y_s)$ , w początku układu współrzędnych, impulsem o jednostkowej wartości. Druga operacja, opisana nierównościami (163) i (164), polega na takim stłumieniu funkcji  $E_H(x_s, y_s)$ , w poszczególnych punktach płaszczyzny  $0x_s, y_s$ , które jest proporcjonalne do odległości danego punktu od początku układu współrzędnych. Operację tę najprościej jest zrealizować mnożąc część rzeczywistą i część urojoną funkcji  $E_H(x_s, y_s)$  przez czynnik  $1/(C_r |\rho_s|)$ , który opisuje połowę dwupowłokowej hiperboloidy obrotowej, uzyskanej przez obrót jednej z części hiperboli równoosiowej. Obie operacje, sprowadzające się do uzupełnienia hermitowskiej funkcji  $E_H(x_s, y_s)$  impulsem jednostkowym i jej tłumienia, pokazano poglądowo na rys. 90 i 91.



Rys. 90. Wykresy pokazujące uzupełnianie funkcji  $\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s)$  impulsem: a) funkcja przed modyfikacją, b) impuls jednostkowy, c) funkcja po modyfikacji

Fig. 90. Plots showing supplement of  $\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s)$  by unitary pulse: a) function before modification, b) unitary pulse, c) function after modification



Rys. 91. Wykresy pokazujące tłumienie zespolonej amplitudy  $E_H(x_s, y_s)$ : a) funkcja  $\text{Re } E_H(x_s, y_s)$  przed tłumieniem, b) funkcja tłumiąca, c) stłumiona funkcja  $\text{Re } E_N(x_s, y_s)$ , d) funkcja  $\text{Im } E_H(x_s, y_s)$  przed tłumieniem, e) funkcja tłumiąca, f) funkcja  $\text{Im } E_N(x_s, y_s)$  po stłumieniu

Fig. 91. Plots showing attenuation of complex amplitude  $E_H(x_s, y_s)$ : a) function  $\text{Re } E_H(x_s, y_s)$  before attenuation, b) attenuation function, c) function  $\text{Re } E_N(x_s, y_s)$  after attenuation, d) function  $\text{Im } E_H(x_s, y_s)$  before attenuation, e) attenuation function, f) function  $\text{Im } E_N(x_s, y_s)$  after attenuation

Przedstawiona modyfikacja zespolonej amplitudy  $E_H(x_s, y_s)$  – mająca na celu uzyskanie hermitowskiej funkcji, której transformata Fouriera jest nieujemna – będzie skuteczna pod warunkiem odpowiedniego doboru stałego współczynnika  $C_r$ , występującego w nierównościach (163) i (164). W pracy [342] przedstawiono sposób określenia wartości tego współczynnika, w przypadku, gdy zespolona amplituda światła  $E_N(x_s, y_s)$  ma prostszą postać, tzn. zawiera tylko parzystą część rzeczywistą. Sposób ten może być także przydatny w naszym przypadku, ponieważ zespolona amplituda światła  $E_N(x_s, y_s)$  jest funkcją hermitowską, a jej transformata Fouriera ma zerową część urojoną.

Wartości współczynnika  $C_r$ , występującego w nierównościach (163) oraz (164), trzeba dobrać w taki sposób, aby dowolna hermitowska funkcja  $E_N(x_s, y_s)$  o skończonym widmie, spełniająca także warunki (162), (163) i (164), miała



nieujemną transformatę Fouriera. Jest to równoznaczne z wymaganiem, ażeby dla wszystkich  $f_{xy}$ , zawartych w przedziale domkniętym  $\langle -f_g, f_g \rangle$ , rzeczywista i urojona część tej funkcji spełniały poniższe nierówności:

$$\iint_0^{\infty} \operatorname{Re} [E_N(x_s, y_s)] \cos(\rho_s f_{xy}) dx_s dy_s \geq 0, \quad (165a)$$

oraz

$$\begin{aligned} \iint_0^{\infty} \operatorname{Re} [E_N(x_s, y_s)] \cos(\rho_s f_{xy}) dx_s dy_s - \\ - \iint_0^{\infty} \operatorname{Im} [E_N(x_s, y_s)] \sin(\rho_s f_{xy}) dx_s dy_s \geq 0. \end{aligned} \quad (165b)$$

Przyjmijmy, podobnie jak uczyniono to w pracy [342], iż wartości funkcji  $E_N(x_s, y_s)$  są równe zero poza pewnym obszarem, położonym w otoczeniu środka układu współrzędnych  $0x_s y_s$ . Założenie to zapiszemy w postaci:

$$E_N(x_s, y_s) = 0, \text{ dla } |\rho_s| > \rho_g, \quad (166)$$

gdzie  $\rho_g > 0$ , określa maksymalny promień obszaru, położonego w płaszczyźnie  $0x_s y_s$ , w którym występują niezerowe wartości zespolonej amplitudy  $E_N(x_s, y_s)$ . Promień  $\rho_g$  można dobrać w taki sposób, aby zachodziła następująca zależność:

$$\rho_g = \left( \frac{3}{2}\pi + 2\pi n_1 \right) \frac{1}{f_g}, \quad (167)$$

przy czym  $n_1$  jest liczbą całkowitą dodatnią, zaś  $f_g$ , tak jak przedtem, oznacza częstość przestrzenną graniczną. Przy tych założeniach można łatwo wykazać, że spełnienie nierówności (165a) i (165b) dla  $|f_{xy}| = f_g$  oznacza także ich spełnienie dla wszystkich  $|f_{xy}| < f_g$ . Funkcja  $E_N(x_s, y_s)$  musi przy tym odpowiadać warunkom (162) – (164).

Przeanalizujmy całkę zawartą w lewej części wyrażenia (165a). Całka ta, wyznaczona dla częstości przestrzennej  $|f_{xy}| = f_g$ , osiąga minimum wtedy, gdy rzeczywista część zespolonej amplitudy  $E_N(x_s, y_s)$ , spełniająca warunki (162) oraz (163), jest określona następującymi zależnościami:

$$\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s) = 1 \text{ dla } |\rho_s| \leq \frac{\pi}{2f_g}, \quad (168)$$

$$\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s) = \frac{1}{C_r |\rho_s|} \text{ dla } |\rho_s| \in \left( \frac{\pi}{f_g} \left( 2i + \frac{1}{2} \right), \frac{\pi}{f_g} \left( 2i + \frac{3}{2} \right) \right), \quad (169)$$

przy  $i = 0, 1, 2, \dots, n_1$ , oraz

$$\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s) = \frac{-1}{C_r |\rho_s|} \quad \text{dla } |\rho_s| \in \left( \frac{\pi}{f_g} \left( i + \frac{1}{2} \right), \frac{\pi}{f_g} \left( 2i + \frac{1}{2} \right) \right), \quad (170)$$

przy  $i = 1, 2, \dots, n_1$ .

Po przejściu do współrzędnych biegunowych, określonych promieniem  $\rho_s$  oraz kątem  $\Phi$ , lewa strona nierówności (165a) – wyznaczona dla  $|f_{xy}| = f_g$ , z uwzględnieniem zależności (166) i (167) – przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} \iint_0^\infty \operatorname{Re}[E_N(x_s, y_s)] \cos(\rho_s f_g) dx_s dy_s &= \iint_0^{\rho_g} \operatorname{Re}[E_N(x_s, y_s)] \cos(\rho_s f_g) dx_s dy_s = \\ &= \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2f_g}} \rho_s \cos(\rho_s f_g) d\rho_s \right] d\Phi + \frac{1}{C_r} \sum_{i=0}^{i=n_1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \int_{\frac{\pi}{f_g}(2i+1/2)}^{\frac{\pi}{f_g}(2i+3/2)} \cos(\rho_s f_g) d\rho_s \right] d\Phi - \\ &\quad - \frac{1}{C_r} \sum_{i=1}^{i=n_1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \int_{\frac{\pi}{f_g}(i+1/2)}^{\frac{\pi}{f_g}(2i+1/2)} \cos(\rho_s f_g) d\rho_s \right] d\Phi = \\ &= \frac{2\pi}{f_g^2} \left( \frac{\pi}{2} - 1 \right) - \frac{4\pi}{f_g C_r} (n_1 + 1) - \frac{4\pi}{f_g C_r} n_1 = \frac{2\pi}{f_g^2} \left( \frac{\pi}{2} - 1 \right) - \frac{4\pi}{f_g C_r} (2n_1 + 1). \quad (171) \end{aligned}$$

Po podstawieniu otrzymanego wyniku do nierówności (165a) i dokonaniu przekształceń, otrzymuje się zależność, która określa dopuszczalne wartości współczynnika  $C_r$ , występującego w nierówności (163):

$$C_r \geq \frac{2f_g (2n_1 + 1)}{\frac{\pi}{2} - 1}. \quad (172)$$

Przeanalizujmy teraz nierówność (165b). Lewa strona tej nierówności zawiera dwa składniki w postaci całek. Różnica tych składników będzie minimalna wtedy, gdy pierwszy z nich osiągnie wartość najmniejszą, zaś drugi największą. Analiza pierwszego składnika, dla  $|f_{xy}| = f_g$ , została przeprowadzona powyżej. Przeanalizujmy zatem, kiedy druga z całek, występujących w nierówności (165b), osiąga maksimum. Analizę tę przeprowadzimy również dla  $|f_{xy}| = f_g$ , gdyż spełnienie nierówności w tym przypadku gwarantuje, iż jest ona spełniona dla wszystkich częstości przestrzennych, dla których  $|f_{xy}| < f_g$ .

Jeśli część urojona funkcji  $E_N(x_s, y_s)$  spełnia warunek (164), to druga całka występująca z lewej strony wyrażenia (165b) – wyznaczona dla częstości przestrzennej  $|f_{xy}| = f_g$  – osiąga maksimum wtedy, gdy urojona część zespolonej amplitudy  $E_N(x_s, y_s)$  jest określona następującymi zależnościami:

$$\operatorname{Im} E_N(x_s, y_s) = \frac{1}{C_r |\rho_s|} \quad \text{dla } |\rho_s| \in \left\langle \frac{\pi}{f_g}(2i), \frac{\pi}{f_g}(2i + 1) \right\rangle, \quad (173)$$

przy  $i = 0, 1, 2, \dots, n_1$ ,

$$\operatorname{Im} E_N(x_s, y_s) = \frac{-1}{C_r |\rho_s|} \quad \text{dla } |\rho_s| \in \left\langle \frac{\pi}{f_g}(2i + 1), \frac{\pi}{f_g}(2i + 2) \right\rangle, \quad (174)$$

przy  $i = 0, 1, 2, \dots, n_1 - 1$ ,

$$\text{oraz dla } |\rho_s| \in \left\langle \frac{\pi}{f_g}(2n_1 + 1), \frac{\pi}{f_g}\left(2n_1 + \frac{3}{2}\right) \right\rangle.$$

Podobnie jak poprzednio, po przejściu do współrzędnych biegunowych wyznaczamy, dla  $|f_{xy}| = f_g$ , wartość drugiej całki stojącej z lewej strony nierówności (165b):

$$\begin{aligned} & \iint_0^{\rho_g} \operatorname{Im}[E_N(x_s, y_s)] \sin(\rho_s f_{xy}) dx_s dy_s = \iint_0^{\rho_g} \operatorname{Im}[E_N(x_s, y_s)] \sin(\rho_s f_{xy}) dx_s dy_s = \\ & = \frac{1}{C_r} \sum_{i=0}^{i=n_1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \int_{\frac{\pi}{f_g}(2i)}^{\frac{\pi}{f_g}(2i+1)} \sin(\rho_s f_g) d\rho_s \right] d\Phi - \\ & \quad - \frac{1}{C_r} \sum_{i=0}^{i=n_1-1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \int_{\frac{\pi}{f_g}(2i+1)}^{\frac{\pi}{f_g}(2i+2)} \sin(\rho_s f_g) d\rho_s \right] d\Phi - \\ & \quad - \frac{1}{C_r} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \int_{\frac{\pi}{f_g}(2n_1+1)}^{\frac{\pi}{f_g}\left(2n_1+\frac{3}{2}\right)} \sin(\rho_s f_g) d\rho_s \right] d\Phi = \\ & = \frac{4\pi}{f_g C_r} (n_1 + 1) + \frac{4\pi}{f_g C_r} n_1 + \frac{2\pi}{f_g C_r} = \frac{2\pi}{f_g C_r} (4n_1 + 3). \end{aligned} \quad (175)$$



Po podstawieniu do nierówności (165b) rezultatów otrzymanych z wyrażeń (171) i (175) – oraz po dokonaniu przekształceń – otrzymuje się zależność:

$$C_r \geq \frac{f_g (8n_1 + 5)}{\frac{\pi}{2} - 1}. \quad (176)$$

Określa ona dopuszczalne wartości współczynnika  $C_r$ , występującego w nierównościach (163) i (164), gwarantujące spełnienie nierówności (165b). Wartości współczynnika  $C_r$  obliczone wg (176) są większe od wartości wynikających z nierówności (172), dla tych samych liczb  $n_1$  i przestrzennych częstości granicznych  $f_g$ . Wskazane jest zatem, aby w nierównościach (163) oraz (164) zastosować wartość  $C_r$  spełniającą warunek (176), gdyż jest on silniejszy od warunku (172). Taki wybór współczynnika  $C_r$  gwarantuje spełnienie nierówności (165a) i (165b).

Opisany sposób wyznaczania współczynnika  $C_r$ , ściśle rzecz biorąc, zawiera pewną sprzeczność. Polega ona na jednoczesnym przyjęciu dwóch wzajemnie wykluczających się założeń. Zgodnie z pierwszym z nich, zespolona amplituda  $E_M(x_s, y_s)$  jest funkcją o skończonym widmie. Jej transformata Fouriera może przyjmować niezerowe wartości jedynie w ograniczonym obszarze częstotliwości. Wymiary tego obszaru – w naszym przypadku jest to obszar częstości przestrzennych – określa częstość graniczna  $f_g$ , co wyrażone zostało zależnościami (153) i (154). Jednakże wiadomo, iż funkcja o skończonym widmie jest niezerowa w nieograniczonym obszarze argumentów, od  $-\infty$  do  $+\infty$ . Jest to sprzeczne z drugim założeniem, wyrażonym zależnością (166), ograniczającym możliwość występowania niezerowych wartości funkcji  $E_M(x_s, y_s)$  poza pewnym obszarem płaszczyzny  $0x_s y_s$ , którego wymiar jest określony parametrem  $\rho_g$ .

Sprzeczność ta – chociaż warta odnotowania z punktu widzenia teorii przekształcenia Fouriera – nie ma jednak zasadniczego wpływu na przebieg i wynik przedstawionego wcześniej rozumowania, można bowiem tę sprzeczność w znacznym stopniu osłabić, stosując tzw. skończone przekształcenie Fouriera, oraz transformaty Fouriera w sensie granicznym [33]. Analiza wielu funkcji pokazuje także, iż wartości współczynnika  $C_r$  w konkretnych przypadkach mogą być znacznie mniejsze od wartości wynikających z zależności (176).

#### 4.1.3.2. Odtwarzanie nierówności powierzchni

Z przedstawionych dotychczas rozważań wynika, że zespolona amplituda  $E_M(x_s, y_s)$  – w rezultacie zaproponowanych przekształceń – staje się funkcją hermitowską, której transformata Fouriera jest funkcją rzeczywistą nie zawierającą wartości ujemnych. Jej analiza umożliwi odtworzenie fazy fali świetlnej i wysokości nierówności powierzchni. Przeanalizujmy zatem postać,

właściwości oraz sposób praktycznego wyznaczenia tej transformaty, a także jej związek z funkcją  $f(x_s, y_s)$ , opisującą nierówności powierzchni. Natężenie światła  $I(x_p, y_p)$ , w obrazowej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu pokazanego na rys. 87, jest proporcjonalne do kwadratu modułu transformaty Fouriera zespolonej amplitudy światła w płaszczyźnie  $0x_s y_s$ . Wynika to z równości (147). Jeśli wcześniej dokonano przekształceń zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$ , tak aby w płaszczyźnie  $0x_s y_s$  powstała zespolona amplituda  $E_N(x_s, y_s)$ , to pierwiastek kwadratowy zmierzonego natężenia światła  $I(x_p, y_p)$  będzie proporcjonalny zarówno do modułu transformaty Fouriera funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ , jak i do samej transformaty. Ilustruje to zależność:

$$\begin{aligned}\sqrt{I(x_p, y_p)} &= |E(x_p, y_p)| = \frac{1}{(\lambda f)} |\mathfrak{T}[E_N(x_s, y_s)]| = \\ &= E(x_p, y_p) = \frac{1}{(\lambda f)} \mathfrak{T}[E_N(x_s, y_s)],\end{aligned}\quad (177)$$

gdzie symbolem  $E_N(x_s, y_s)$  oznaczono zespoloną amplitudę światła po przeprowadzeniu wszystkich opisanych poprzednio przekształceń.

Zespolona amplituda  $E(x_p, y_p)$ , uzyskana w wyniku przekształcenia Fouriera hermitowskiej funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ , zawiera jedynie część rzeczywistą. Część parzysta funkcji  $E(x_p, y_p)$  jest proporcjonalna do transformaty Fouriera części rzeczywistej funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ . Natomiast część nieparzysta funkcji  $E(x_p, y_p)$  jest proporcjonalna do transformaty Fouriera części urojonej funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ . Oznaczmy część parzystą funkcji  $E(x_p, y_p)$  symbolem  $e(x_p, y_p)$ , zaś nieparzystą symbolem  $o(x_p, y_p)$ . Wtedy można zapisać następującą zależność:

$$E(x_p, y_p) = \frac{1}{(\lambda f)} \mathfrak{T}[E_N(x_s, y_s)] = e(x_p, y_p) + o(x_p, y_p), \quad (178)$$

przy czym

$$e(x_p, y_p) = \frac{1}{(\lambda f)} \mathfrak{T}[\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s)], \quad (179)$$

zaś

$$o(x_p, y_p) = \frac{1}{(\lambda f)} \mathfrak{T}[\operatorname{Im} E_N(x_s, y_s)]. \quad (180)$$

Pomiarów natężenia światła dokonuje się w poszczególnych punktach płaszczyzny  $0x_p y_p$ . Utworzenie i rozwiązanie, dla każdej pary wartości  $I(x_p, y_p)$  oraz  $I(-x_p, -y_p)$ , poniższego układu równań:

$$\left. \begin{aligned}\sqrt{I(x_p, y_p)} &= E(x_p, y_p) = e(x_p, y_p) + o(x_p, y_p), \\ \sqrt{I(-x_p, -y_p)} &= E(-x_p, -y_p) = e(x_p, y_p) - o(x_p, y_p),\end{aligned}\right\} \quad (181)$$

pozwała wyznaczyć w tych punktach płaszczyzny  $0x_p y_p$ , wartości funkcji  $e(x_p, y_p)$

i  $o(x_p, y_p)$ , zgodnie z następującymi wzorami:

$$e(x_p, y_p) = \frac{1}{2} \left( \sqrt{I(x_p, y_p)} + \sqrt{I(-x_p, -y_p)} \right), \quad (182)$$

$$o(x_p, y_p) = \frac{1}{2} \left( \sqrt{I(x_p, y_p)} - \sqrt{I(-x_p, -y_p)} \right). \quad (183)$$

Następnie przekształcając zależności (179) i (180) oraz stosując odwrotne przekształcenie Fouriera, oznaczone symbolem  $\mathfrak{T}^{-1}[\ ]$ , otrzymuje się:

$$\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s) = \mathfrak{T}^{-1}[(\lambda f) e(x_p, y_p)], \quad (184)$$

$$\operatorname{Im} E_N(x_s, y_s) = \mathfrak{T}^{-1}[(\lambda f) o(x_p, y_p)], \quad (185)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali światła, a  $f$  oznacza długość ogniskowej obiektywu.

Równania (184) i (185) pozwalają wyznaczyć część rzeczywistą i urojoną funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ , otrzymanej dzięki przekształceniom wg zależności (149) oraz (162)–(164). Aby odzyskać pierwotne wartości zespolonej amplitudy  $E(x_s, y_s)$ , należy wobec funkcji  $E_N(x_s, y_s)$  zastosować kolejno przekształcenia odwrotne, w stosunku do tych transformacji, którym poddano zespoloną amplitudę  $E(x_s, y_s)$  podczas jej wstępnej modyfikacji.

W tym celu trzeba najpierw zastąpić impuls jednostkowy – w zakresie argumentu  $|\rho_s| \leq \pi/2f_g$ , dla funkcji  $\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s)$  – pierwotnymi wartościami funkcji  $\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s)$ . Niestety, ściśle rzecz biorąc, nie jest to możliwe w sposób bezpośredni, gdyż nie znane są pierwotne wartości funkcji  $\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s)$ . Skutkiem tego będzie utrata informacji o wartościach funkcji  $\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s)$  w otoczeniu środka układu współrzędnych. Na szczęście obszar, w którym informacja będzie utracona jest niewielki. W celu uniknięcia tego problemu można rekomendować następujący sposób postępowania. W procesie modyfikacji zespolonej amplitudy światła – w celu uzyskania impulsu jednostkowego – należy zastosować operację mnożenia lub inną operację liniową. Natomiast w procesie odtwarzania zespolonej amplitudy trzeba skorzystać z operacji odwrotnej do tej, której użyto podczas modyfikacji.

Kolejnym krokiem w procesie odtwarzania funkcji  $E(x_s, y_s)$  jest mnożenie wartości  $\operatorname{Re} E_N(x_s, y_s)$  i  $\operatorname{Im} E_N(x_s, y_s)$ , obliczonych z równań (184) i (185), przez czynnik  $C_r |\rho_s|$ . Pozwala to otrzymać wartości  $\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s)$  i  $\operatorname{Im} E_H(x_s, y_s)$  w poszczególnych punktach płaszczyzny  $0x_s y_s$ :

$$\operatorname{Re} E_H(x_s, y_s) = C_r |\rho_s| \operatorname{Re} E_N(x_s, y_s) \text{ dla } |\rho_s| > \frac{\pi}{2f_g}, \quad (186)$$

$$\operatorname{Im} E_H(x_s, y_s) = C_r |\rho_s| \operatorname{Im} E_N(x_s, y_s) \text{ dla } |\rho_s| > \frac{\pi}{2f_g}. \quad (187)$$

Na podstawie tych wartości są następnie odtwarzane: funkcja  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , opisująca zmiany fazy fali świetlnej, oraz funkcja  $f(x_s, y_s)$ , opisująca nierówności powierzchni. W tym celu wartości  $\text{Re } E_H(x_s, y_s)$  oraz  $\text{Im } E_H(x_s, y_s)$ , uzyskane z równań (187) i (188), poddaje się poniższym przekształceniom:

$$\Delta\varphi_n(x_s, y_s) = \arccos [\text{Re } E_H(x_s, y_s)] \text{ dla } |\rho_s| > \frac{\pi}{2f_g}, \quad (188)$$

$$\Delta\varphi_n(x_s, y_s) = \arcsin [\text{Im } E_H(x_s, y_s)] \text{ dla } |\rho_s| > \frac{\pi}{2f_g}, \quad (189)$$

gdzie  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$  oznacza funkcję nieparzystą, opisującą zmiany fazy fali świetlnej. Następnie funkcję  $\Delta\varphi_n(x_s, y_s)$  ograniczamy tak, aby była ona określona tylko dla dodatnich wartości  $x_s, y_s$ . Po zastosowaniu translacji odwrotnej do tej, której dokonano na etapie modyfikacji funkcji, wyznacza się funkcję  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ , a w końcu także funkcję  $f(x_s, y_s)$ , opisującą nierówności powierzchni:

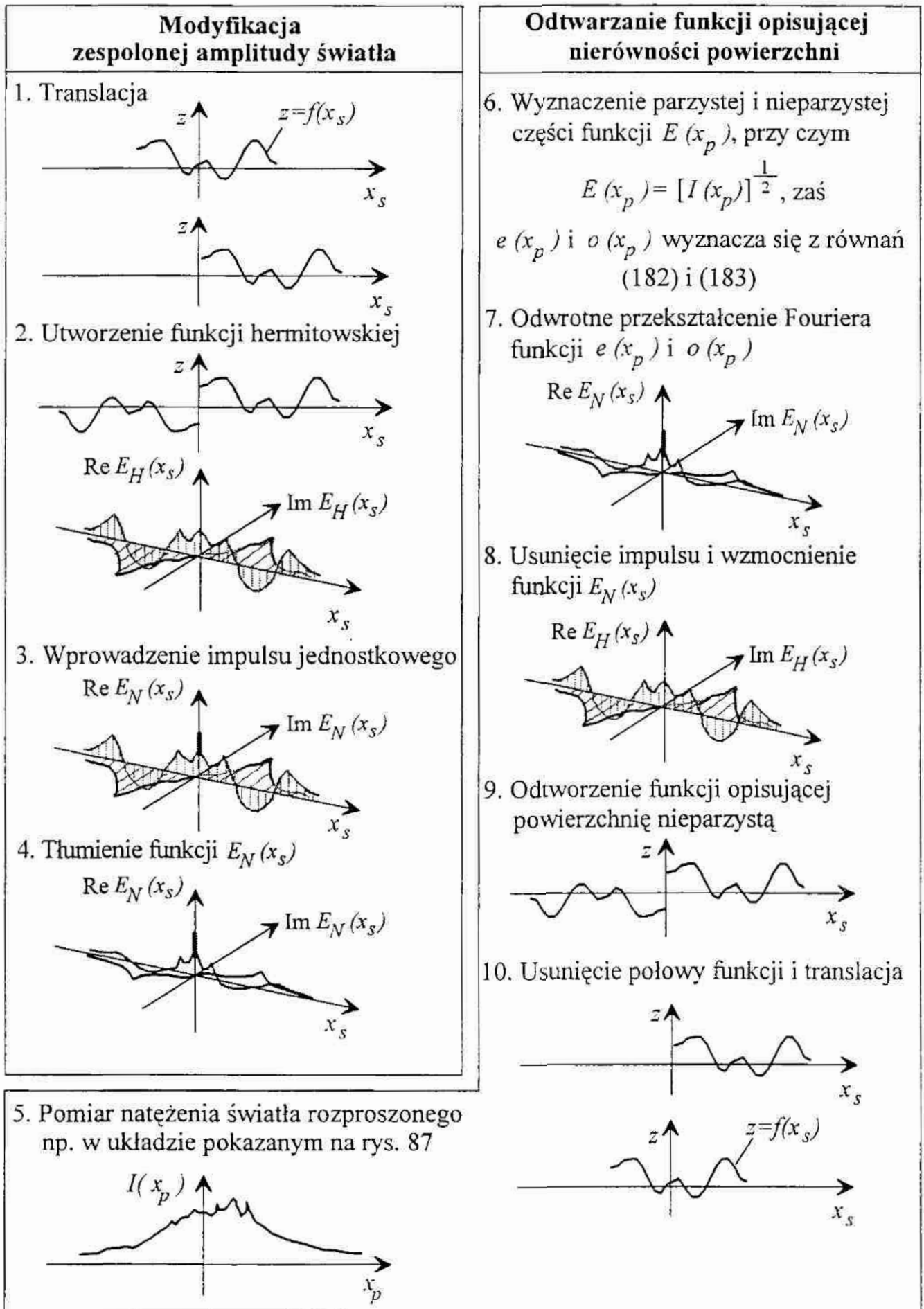
$$f(x_s, y_s) = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\varphi(x_s, y_s), \quad (190)$$

Symbol  $\lambda$  we wzorze (190), tak samo jak przedtem, oznacza długość fali światła.

Pewne komplikacje wiążą się z przekształceniami opisanymi zależnościami (188) i (189), z uwagi na to, że funkcje arcus sinus i arcus cosinus są w ogólnym przypadku funkcjami wielowartościowymi. Uniknięcie problemów związanych z tym faktem jest możliwe pod warunkiem ograniczenia zakresu zmian funkcji  $\Delta\varphi(x_s, y_s)$ . Skutkiem tego jest także zmniejszenie dopuszczalnych zmian funkcji  $f(x_s, y_s)$ , opisującą nierówności powierzchni, do zakresu  $\pm \lambda/4$ . Istnieją jednak możliwości pokonania opisywanych tu komplikacji, a tym samym rozszerzenia zakresu zmian nierówności powierzchni, pod warunkiem zastosowania odpowiednich algorytmów obliczeniowych. Przykład takiego algorytmu wraz z jego analizą metrologiczną, opisano w pracy [212]. Algorytm ten stosowano do analizy interferogramów, uzyskiwanych przy badaniu drgań okresowych, gdzie występuje identyczny problem matematyczny.

Przedstawioną metodykę rozwiązania sformułowanego wcześniej zadania odwrotnego pokazano w uproszczeniu na rys. 92, zaznaczając kolejne etapy postępowania wg tego sposobu. W celu lepszego zilustrowania idei rozwiązania zadania odwrotnego, na rys. 92 zobrazowano sposób rozwiązania zadania odwrotnego w przypadku, gdy profil powierzchni opisany jest funkcją  $z = f(x_s)$ . Jak widać, zaprezentowany sposób rozwiązania zadania odwrotnego jest dosyć złożony i zawiera szereg wcześniej omówionych ograniczeń. Jego praktyczna realizacja nie jest łatwa. Jednakże jest to sposób stosunkowo uniwersalny. Może on znaleźć praktyczne zastosowanie, nie tylko w badaniach precyzyjnie obrobionych powierzchni, lecz także w tych dziedzinach badań i pomiarów, gdzie występują problemy odzyskiwania informacji o fazie fali świetlnej.





Rys. 92. Schemat ilustrujący sposób rozwiązania zadania odwrotnego

Fig. 92. Schematic diagram showing the solving method of the inverse problem

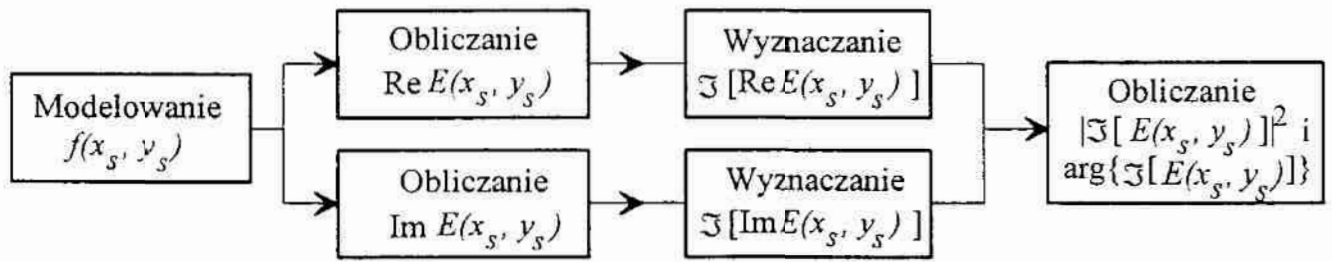
## 4.2. Badania modelowe

Analiza teoretyczna, przedstawiona na początku niniejszego rozdziału, prowadzi do wniosku, że odwzorowanie nierówności powierzchni na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego można traktować jako tzw. zadanie odwrotne. Doświadczalne sprawdzenie możliwości rozwiązania tego zadania, wg metodyki zaproponowanej w p. 4.1.3, oraz określenie czy uzyskane rozwiązanie jest poprawne może być w wielu przypadkach bardziej złożone i kosztowne niż przeprowadzenie numerycznych badań modelowych. Modelowanie zadania odwrotnego powinno być poprzedzone modelowaniem zadania prostego, w celu zweryfikowania poprawności przyjętego modelu rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne. Dlatego też poniżej przedstawiono w skrócie sposób i wyniki modelowania zadania prostego, a następnie zadania odwrotnego.

### 4.2.1. Modelowanie zadania prostego

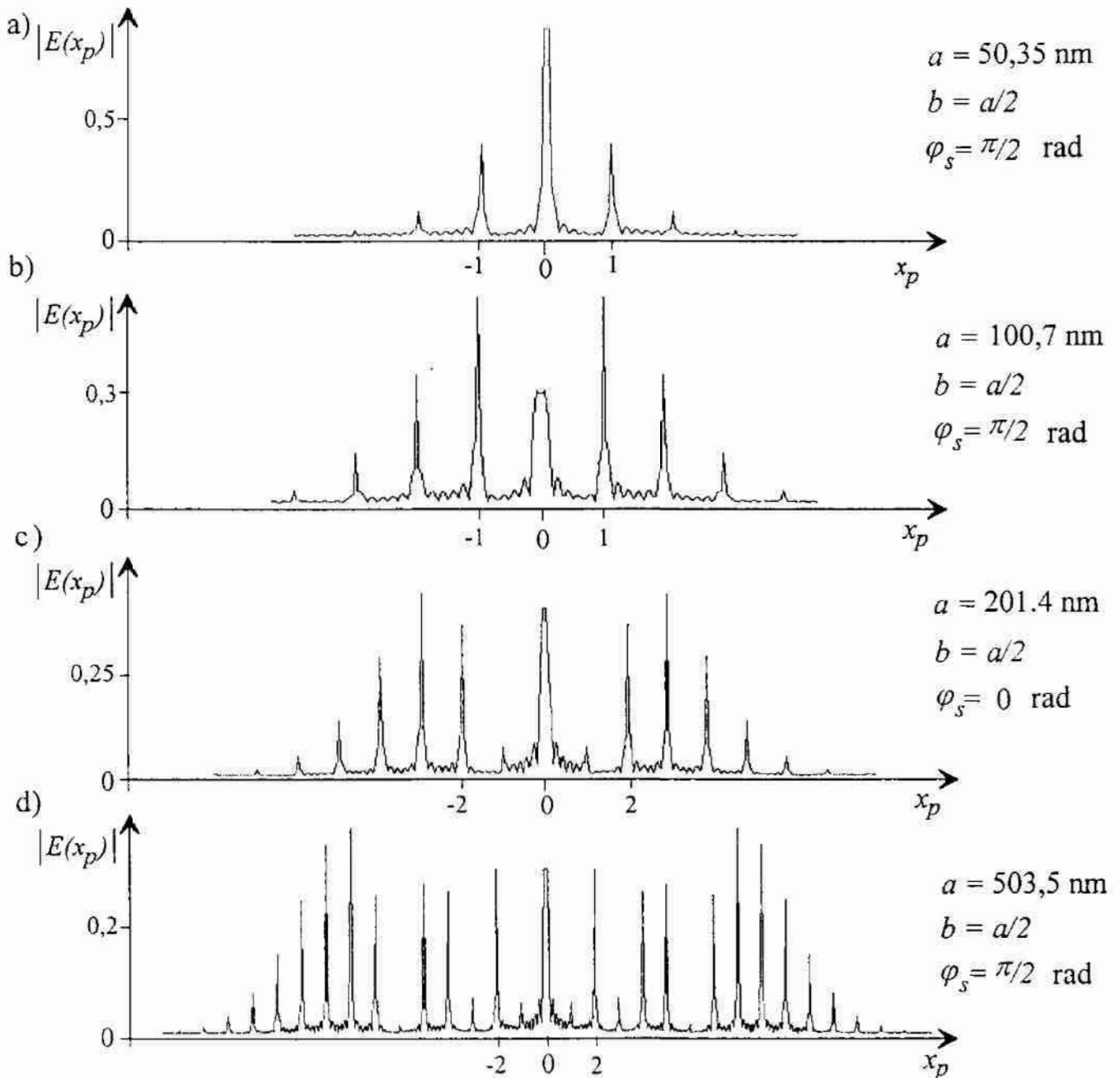
Badania modelowe zadania prostego przeprowadzono korzystając ze specjalnie opracowanego oprogramowania komputerowego. Oprogramowanie to napisano w dwóch wersjach. Jedna z nich przeznaczona była do modelowania zjawiska dyfrakcji światła na nierównych powierzchniach dwuwymiarowych  $z = f(x_s)$ , zaś druga – na trójwymiarowych  $z = f(x_s, y_s)$ . Obie wersje oprogramowania umożliwiały zadawanie funkcji, określającej wysokość nierówności w poszczególnych punktach powierzchni, oraz wyznaczanie zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  w tych punktach, zgodnie z wyrażeniem zawartym w końcowej części równości (147). Podczas badań modelowych przyjęto, że natężenie światła padającego na powierzchnię oraz wartość amplitudowego współczynnika odbicia światła, we wszystkich punktach badanej powierzchni, są równe 1, zaś długość fali światła wynosi 632,8 nm, co odpowiada długości fali światła lasera He-Ne. W kolejnym etapie modelowania dokonywano transformacji Fouriera zespolonej amplitudy światła na powierzchni, zgodnie z zależnością (147). Przekształcenie Fouriera dla rzeczywistej i urojonej części zespolonej amplitudy wykonywano oddzielnie, gdyż zastosowany program wyznaczał transformaty Fouriera jedynie dla funkcji rzeczywistych. Korzystano z algorytmu szybkiego przekształcenia Fouriera, realizowanego za pomocą programu Image-Pro Plus, firmy Media Cybernetics (USA), szerzej przedstawionego w pracy [194]. Następnie obliczano kwadrat modułu otrzymanej transformaty Fouriera oraz fazę tej transformaty. Ogólny schemat algorytmu stosowanego w procesie modelowania pola dyfrakcyjnego pokazano na rys. 93.

Pola dyfrakcyjne fali płaskiej światła spójnego, w obszarze Fraunhofera, modelowano dla powierzchni dwu- i trójwymiarowych. Badano powierzchnie



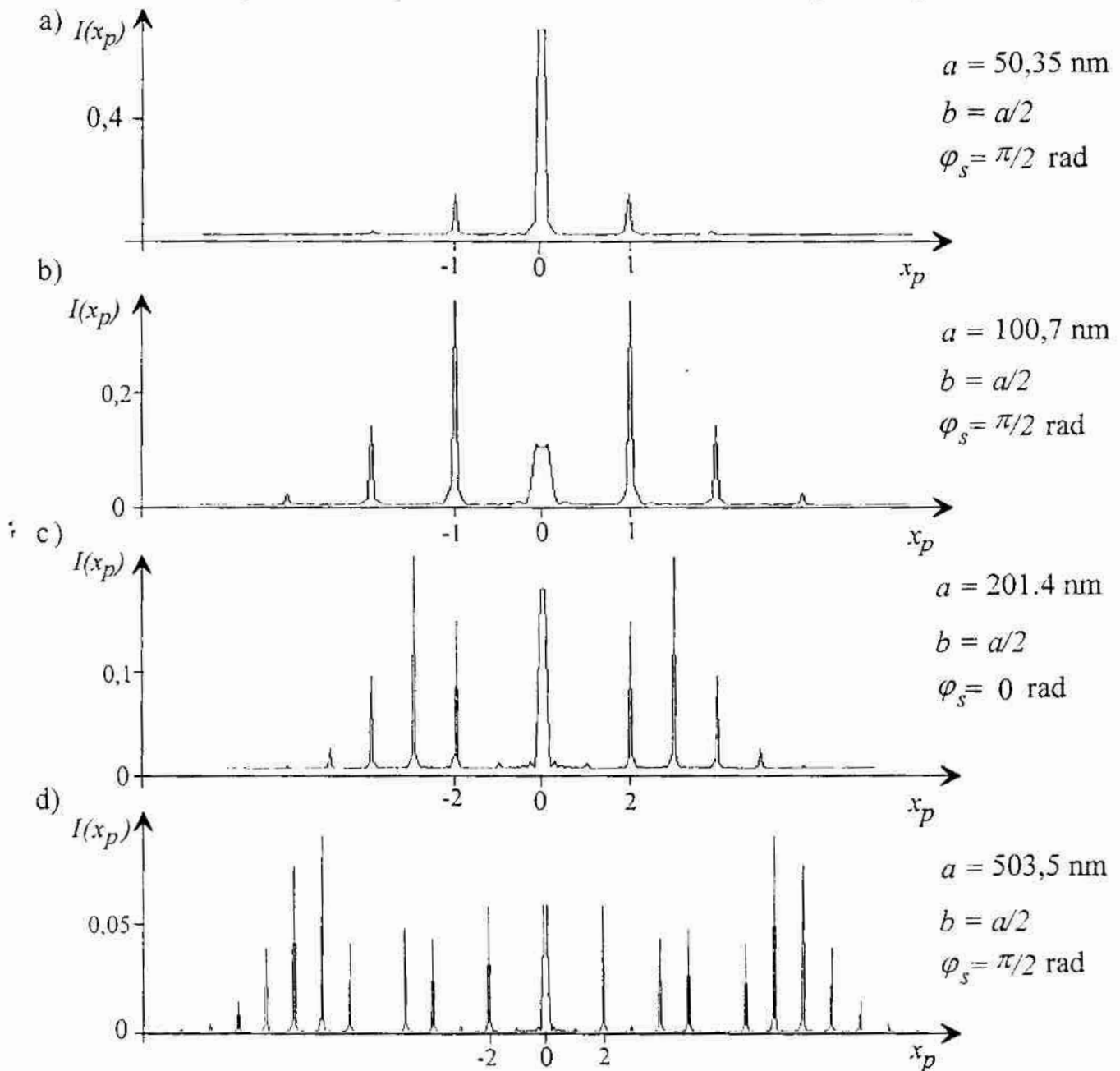
Rys. 93. Schemat algorytmu stosowanego do modelowania zadania prostego

Fig. 93. Block diagram of algorithm for modelling of the direct problem

Rys. 94. Modelowane rozkłady zespolonej amplitudy w obszarze Fraunhofera, dla światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = b + a \sin(x_s + \varphi_s)$ ;  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ Fig. 94. Modelled distributions of the complex amplitude in Fraunhofer zone for scattered light from sinusoidal surface  $z = b + a \sin(x_s + \varphi_s)$ ;  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$

okresowe i nieokresowe. Na rys. 94 i 95 pokazano wykresy otrzymane w wyniku modelowania zespolonej amplitudy i natężenia światła, dla powierzchni sinusoidalnych o różnych amplitudach. Na osiach pionowych podano unormowane wartości modułu amplitudy i natężenia światła. Numery kolejnych maksimów dyfrakcyjnych oznaczono na osi  $0x_p$ . Porównanie tych wyników z wynikami zamieszczonymi w pracach W. T. Catheya [46] i J. W. Goodmana [104], uzyskanymi dla dyfrakcji światła przechodzącego przez fazowe siatki sinusoidalne, wskazuje na prawidłowo opracowany algorytm modelowania.

Na rys. 96 pokazano wyniki modelowania natężenia światła w obszarze Fraunhofera, uzyskane dla powierzchni o innych okresowych zarysach. Jeśli do

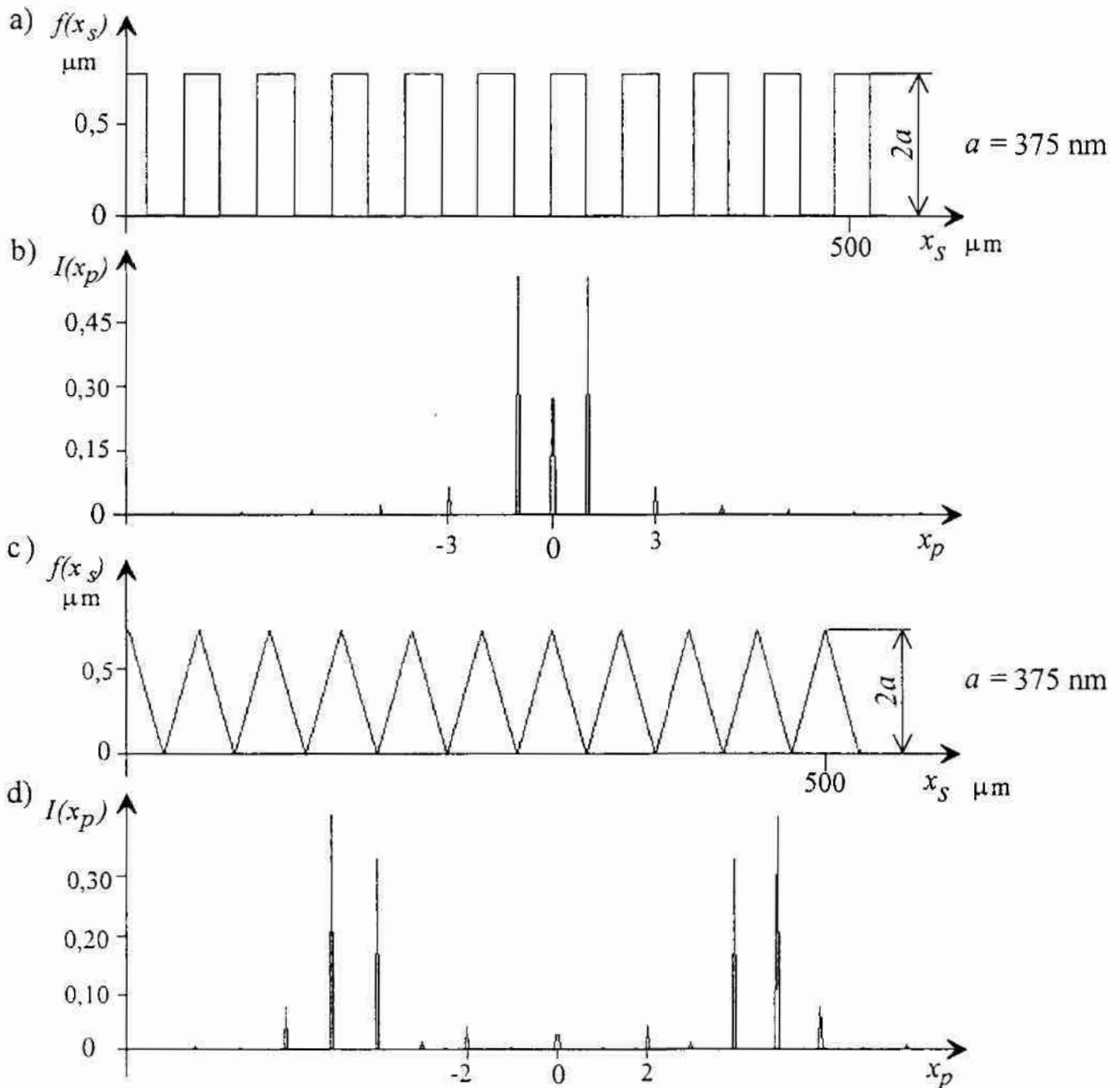


Rys. 95. Modelowane rozkłady natężenia światła w obszarze Fraunhofera, dla światła rozproszonego przez powierzchnię  $z = b + a \sin(x_s + \varphi_s)$ ;  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

Fig. 95. Modelled distributions of the light intensity in Fraunhofer zone for scattered light from sinusoidal surface  $z = b + a \sin(x_s + \varphi_s)$ ;  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$

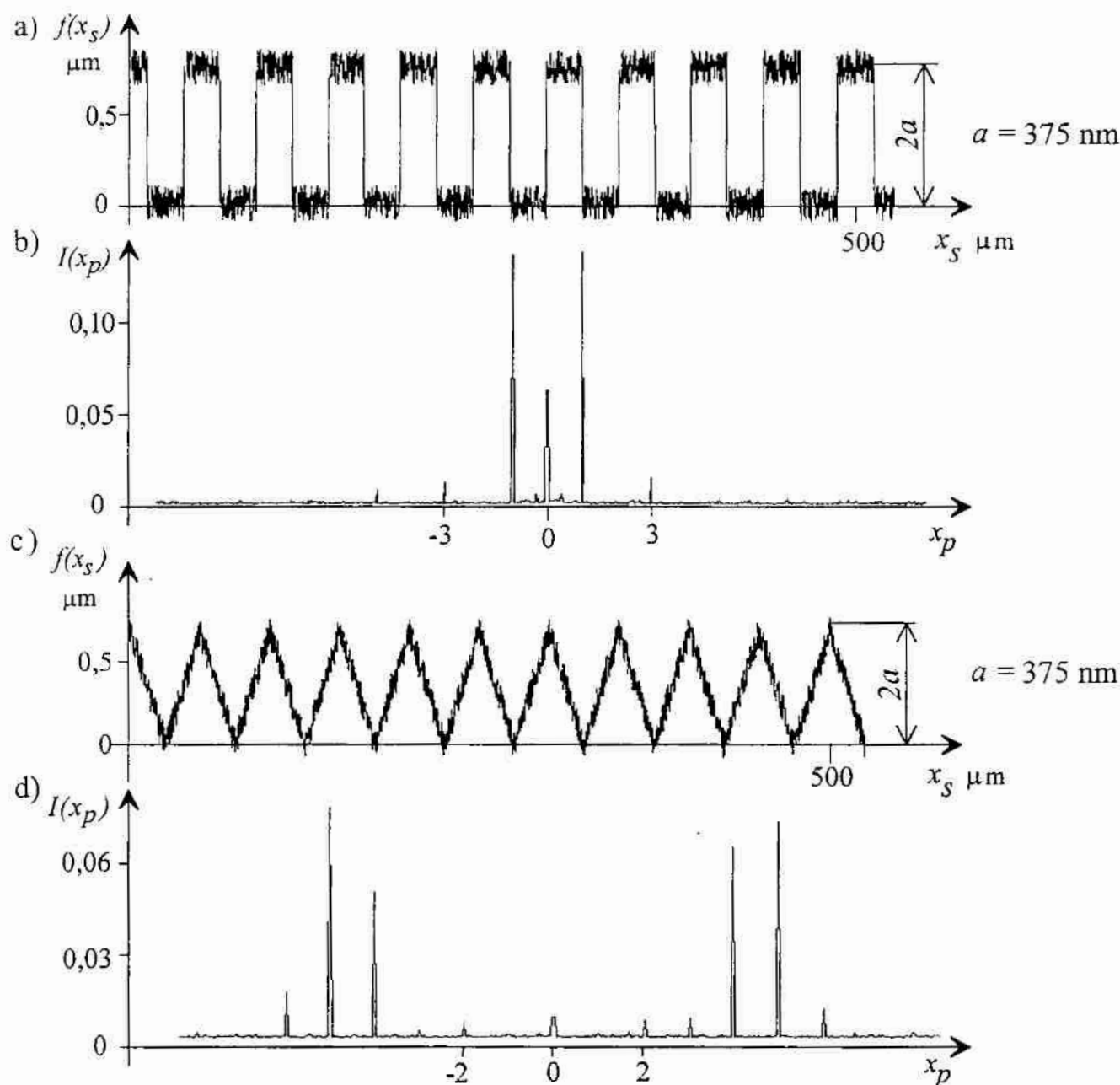


funkcji opisujących te powierzchnie dodana zostanie pewna funkcja losowa, to oprócz zmian samego profilu powierzchni, co widać na rys. 97a i 97c, zmieni się także rozkład natężenia światła rozproszonego. Takie rozkłady, otrzymane w rezultacie dodania do zarysów pokazanych na rys. 96a i 96c składowej losowej, przedstawiono na rys. 97b i 97d. Składnik losowy miał jednostajny rozkład amplitud, a jego zakres zmienności wynosił  $\pm 0,1 \mu\text{m}$ . Spowodował on, jak wynika z porównania rys. 96 i 97, kilkukrotne obniżenie poziomu natężenia światła w maksimach dyfrakcyjnych oraz pewien wzrost poziomu tła.



Rys. 96. Wyniki modelowania rozkładu natężenia światła, odbitego od powierzchni o zarysach prostokątnym i piłokształtnym, w obszarze Fraunhofera: a) i c) zarysy powierzchni, b) i d) rozkłady natężenia światła;  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

Fig. 96. Modelled distributions of the light intensity in Fraunhofer zone for light reflected from rectangular and saw-tooth surfaces: a) and c) surface profiles, b) and d) intensity distributions;  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$

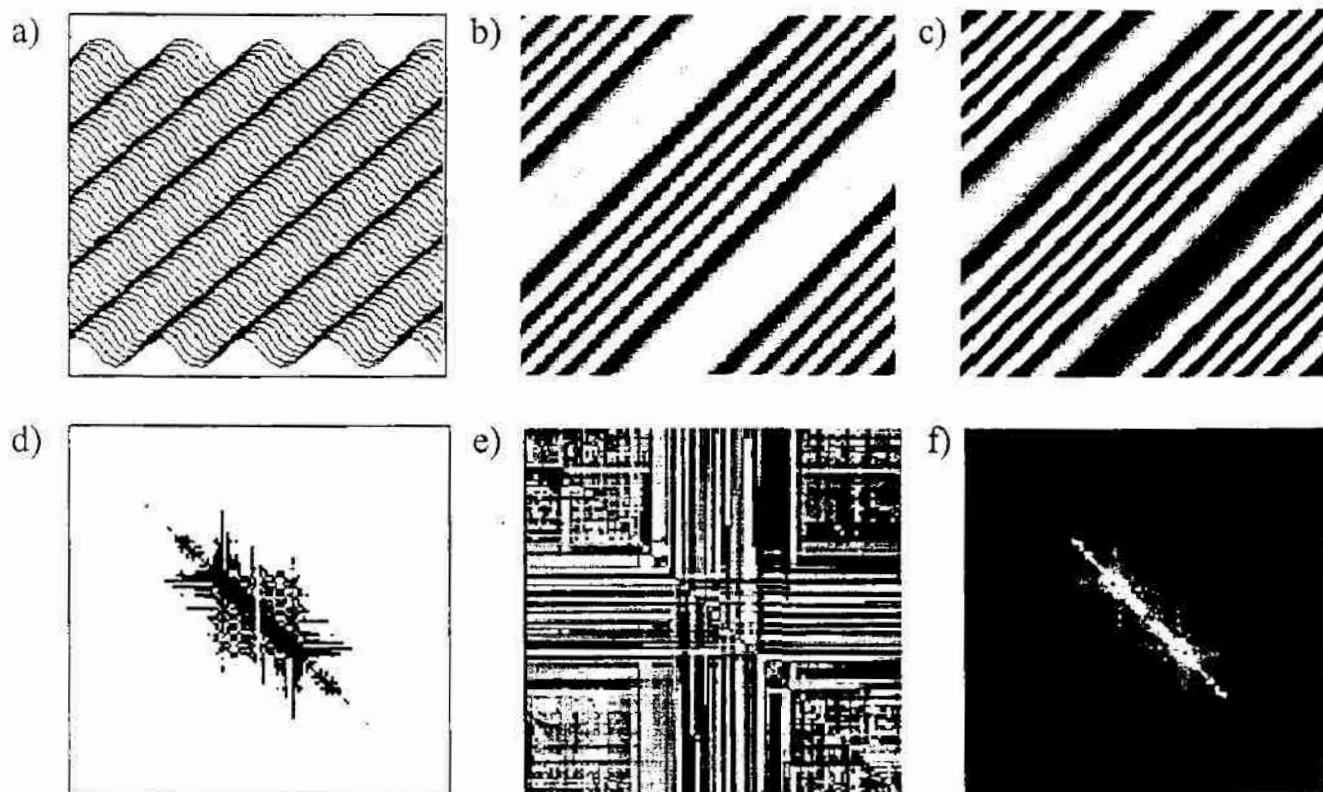


Rys. 97. Wyniki modelowania rozkładu natężenia światła, odbitego od powierzchni o zarysach prostokątnym oraz piłokształtnym ze składową losową, w obszarze Fraunhofera: a) i c) zarysy powierzchni, b) i d) rozkłady natężenia światła;  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

Fig. 97. Modelled distributions of the light intensity in Fraunhofer zone for light reflected from rectangular and saw-tooth surfaces with random component: a) and c) surface profiles, b) and d) intensity distributions;  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$

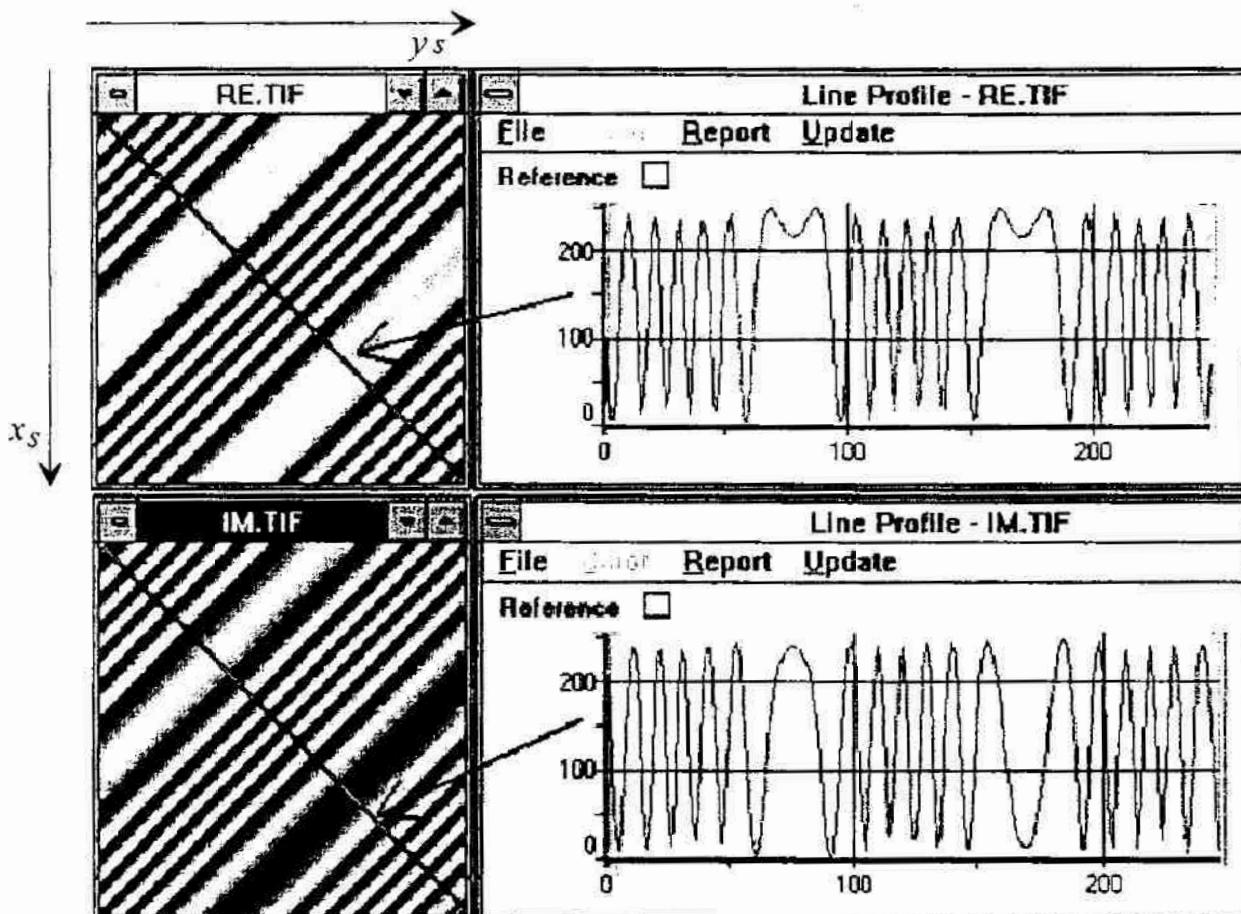
Jak wykazały badania, dalsze zwiększanie zakresu zmienności składowej losowej powoduje silne tłumienie maksimów dyfrakcyjnych i jeszcze większy wzrost poziomu tła. Na poziom tła największy wpływ ma stosunek zakresu zmienności amplitud składowej losowej profilu powierzchni do długości fali światła  $\lambda$ . Wzrostowi poziomowi tła towarzyszy większe tłumienie maksimów dyfrakcyjnych. Tłumienie to zależy ponadto od stosunku amplitudy profilu okresowego do zakresu zmienności amplitud składowej losowej.

W badaniach modelowych zadania prostego na powierzchniach trójwymiarowych oświetlony obszar powierzchni był kwadratem o wymiarach  $256 \times 256$  pikseli [198], [206]. Na rys. 98 pokazano przykładowe wyniki modelowania pola dyfrakcyjnego, w obszarze Fraunhofera, uzyskane dla powierzchni sinusoidalnej o amplitudzie równej  $1 \mu\text{m}$  i długości fali  $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ . Rys. 98b, 98c, 98e i 98f wykonano w grafice 8-bitowej. Rys. 98d pokazano jako negatyw. Zastosowano tu inwersyjny tryb graficzny, w którym 2 bity przypadają na jeden piksel. Podczas modelowania, obliczeń dokonywano na obrazach 32-bitowych.



Rys. 98. Wyniki modelowania pola dyfrakcyjnego w obszarze Fraunhofera, dla światła o długości fali  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ , odbitego od powierzchni o zarysie sinusoidalnym  $z = f(x_s, y_s) = a \sin[2\pi f_{xy}(x_s + y_s) + \varphi_s]$ , z amplitudą  $a = 1 \mu\text{m}$ , częstością przestrzenną  $f_{xy} = 20 \text{ mm}^{-1}$  i fazą  $\varphi_s = 3 \text{ rad}$ : a) izometryczny obraz powierzchni, b) obraz części rzeczywistej zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  na powierzchni, c) obraz części urojonej zespolonej amplitudy światła  $E(x_s, y_s)$  na powierzchni, d) negatywowy obraz części rzeczywistej transformaty Fouriera funkcji  $\text{Re } E(x_s, y_s)$ , e) obraz fazy transformaty Fouriera funkcji  $E(x_s, y_s)$ , f) obliczony rozkład natężenia światła rozproszonego  $I(x_s, y_s) = |\Im[E(x_s, y_s)]|^2$  w obszarze Fraunhofera

Fig. 98. Results of modelling of diffraction field scattered from sinusoidal surface  $z = f(x_s, y_s) = a \sin[2\pi f_{xy}(x_s + y_s)]$  in Fraunhofer zone, for  $a = 1 \mu\text{m}$ ,  $f_{xy} = 20 \text{ mm}^{-1}$ , phase  $\varphi_s = 3 \text{ rad}$  and wavelength  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ : a) isometric plot of scattering surface, b) pattern of real part of complex amplitude  $E(x_s, y_s)$  on the scattering surface, c) pattern of imaginary part of complex amplitude  $E(x_s, y_s)$  on the scattering surface, d) negative pattern of real part of  $\Im[\text{Re } E(x_s, y_s)]$ , e) phase pattern of  $\Im[E(x_s, y_s)]$ , f) calculated the intensity distribution of the scattered light  $I(x_s, y_s) = |\Im[E(x_s, y_s)]|^2$  in Fraunhofer zone



Rys. 99. Wykresy części rzeczywistej i urojonej zespolonej amplitudy  $E(x_s, y_s)$ , na powierzchni sinusoidalnej z rys. 98a, otrzymane dla  $x_s = y_s$ .

Fig. 99. Plots of real and imaginary parts of complex amplitude  $E(x_s, y_s)$  on sinusoidal surface from Fig. 98a, obtained for  $x_s = y_s$ .

Na rys. 99 pokazano wykresy części rzeczywistej i części urojonej zespolonej amplitudy  $E(x_s, y_s)$  na powierzchni sinusoidalnej z rys. 98a. Wyznaczono je wzdłuż linii, dla której  $x_s = y_s$ . Widać, że wykresy te są bardzo podobne do typowych interferogramów, uzyskanych podczas harmonicznego ruchu zwierciadła interferometru [190], [212]. Przewidziano to już w pracach [188], [209], [183] proponując wykorzystanie interferometru laserowego do modelowania zjawiska rozpraszania światła przez powierzchnie chropowate.

Na rys. 99 widać wyraźnie, że amplituda funkcji  $\text{Re } E(x_s, y_s)$  i  $\text{Im } E(x_s, y_s)$  w obszarach o zwiększonej częstotliwości sygnału nie jest stała. Powodem tego jest przede wszystkim niewielka przestrzenna rozdzielczość modelowanej funkcji, co wynika z ograniczeń programu Image-Pro Plus. Zmniejszyło to zakres amplitud i częstości przestrzennych modelowanych funkcji oraz obniżało dokładność otrzymanych wyników. W celu uzyskania lepszych rezultatów przy modelowaniu zadania prostego i odwrotnego na powierzchniach trójwymiarowych, niezbędne jest zastosowanie większej rozdzielczości przestrzennej. Dlatego zadanie odwrotne modelowano głównie na powierzchniach dwuwymiarowych.



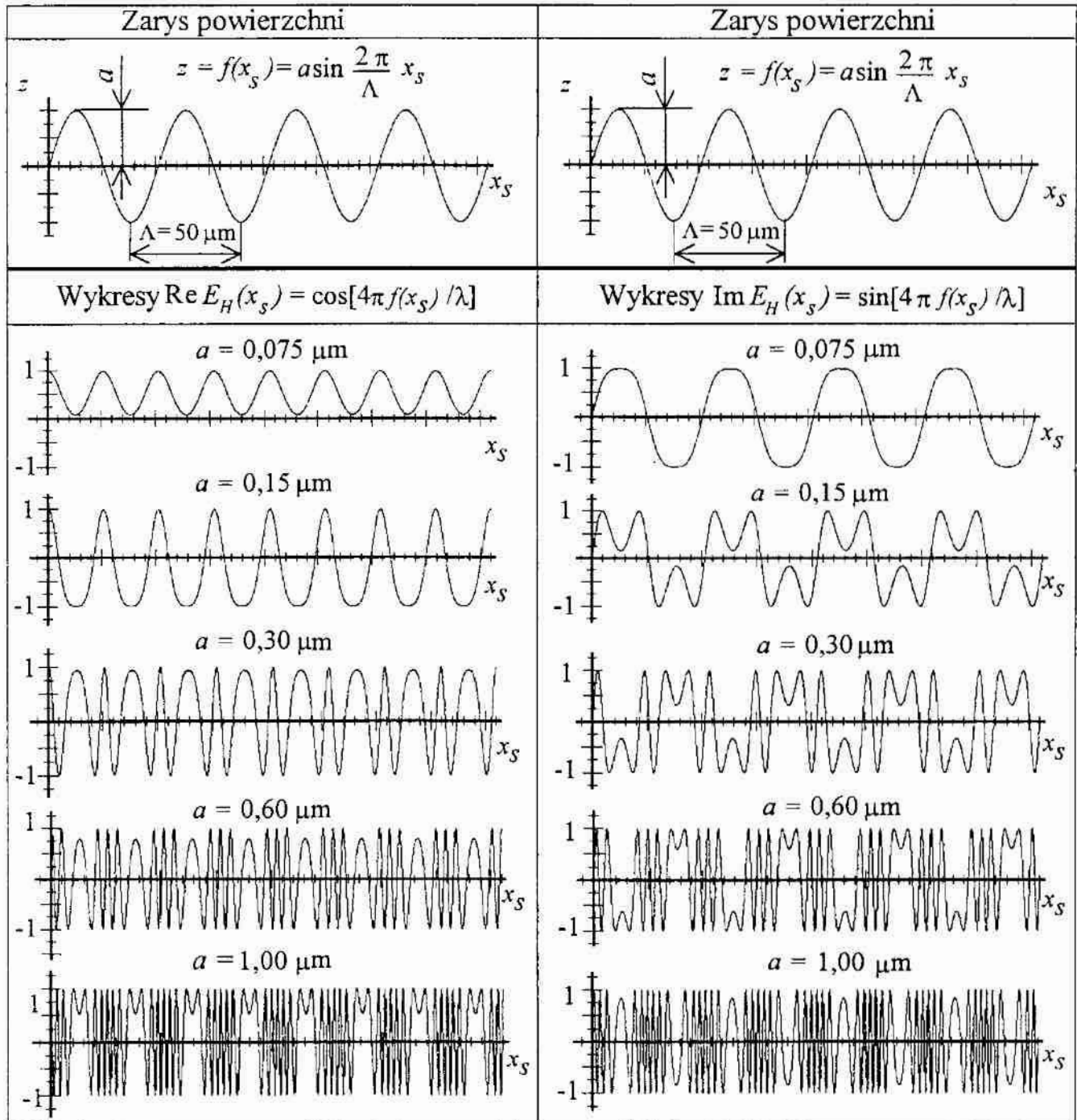
### 4.2.2. Modelowanie zadania odwrotnego

Badania modelowe zadania odwrotnego przeprowadzono stosując specjalnie opracowane oprogramowanie komputerowe. Opracowano dwie wersje tego oprogramowania. Pierwsza wersja, wykorzystująca elementy wirtualnych systemów pomiarowych, przeznaczona była do modelowania zadania odwrotnego na nierównych powierzchniach dwuwymiarowych  $z = f(x_s)$ . Umożliwiała ona, w kolejnych etapach, generowanie profilu powierzchni, modyfikowanie zespolonej amplitudy światła, a następnie odtwarzanie zarysu nierówności, zgodnie z metodyką przedstawioną w p. 4.1. W badaniach modelowych wykorzystywano głównie tę wersję, z uwagi na łatwość obsługi programu, dużą szybkość działania i dokładność uzyskiwanych wyników.

Druga wersja oprogramowania, znacznie mniej zautomatyzowana, przeznaczona była do modelowania zadania odwrotnego na nierównych powierzchniach trójwymiarowych  $z = f(x_s, y_s)$ . Wykorzystano w niej specjalnie opracowane moduły generacji profilu i modyfikacji zespolonej amplitudy światła, napisane w języku C++, oraz moduł dwuwymiarowej, prostej i odwrotnej, szybkiej transformaty Fouriera z programu Image-Pro Plus firmy Media Cybernetics (USA), który opisano w pracy [198]. Tę wersję oprogramowania wykorzystywano sporadycznie, z uwagi na złożoną obsługę i stosunkowo niską dokładność modelowania. Tę ostatnią okoliczność, jak już o tym wspomniano w p. 4.2.1, powoduje głównie ograniczona rozdzielczość przestrzenna przetwarzanych obrazów. W modelowaniu zadania odwrotnego pewnym ograniczeniem jest także 32-bitowa grafika, która przy dużym zakresie dynamicznym modelowanych sygnałów ogranicza dokładność modelowania. Duży zakres dynamiczny wynika z silnego tłumienia sygnału, reprezentującego zespoloną amplitudę światła, w procesie jego modyfikacji. Modelowanie zadania prostego nie wymaga tłumienia sygnału, dlatego w tym przypadku stosowanie grafiki 32-bitowej nie wpływa znacząco na rezultaty modelowania.

Obie wersje oprogramowania, umożliwiały modelowanie zadania odwrotnego wg ogólnego algorytmu przedstawionego w p. 4.1. Podczas badań modelowych przyjęto podobne założenia jak przy modelowaniu zadania prostego. Założono, że natężenie płaskiej fali światła padającej na powierzchnię i wartość amplitudowego współczynnika odbicia światła są równe 1, we wszystkich punktach powierzchni, zaś długość fali światła wynosi 632,8 nm. Algorytm stosowany w procesie modelowania zadania odwrotnego zawierał kolejne procedury pokazane na rys. 92. Natężenie światła  $I(x_p, y_p)$  wyznaczano jako kwadrat modułu transformaty Fouriera zespolonej amplitudy światła  $E_N(x_s, y_s)$ . Przekształcenia Fouriera dokonywano oddzielnie dla części rzeczywistej i urojonej funkcji  $E_N(x_s, y_s)$ , podobnie jak podczas modelowania zadania prostego.

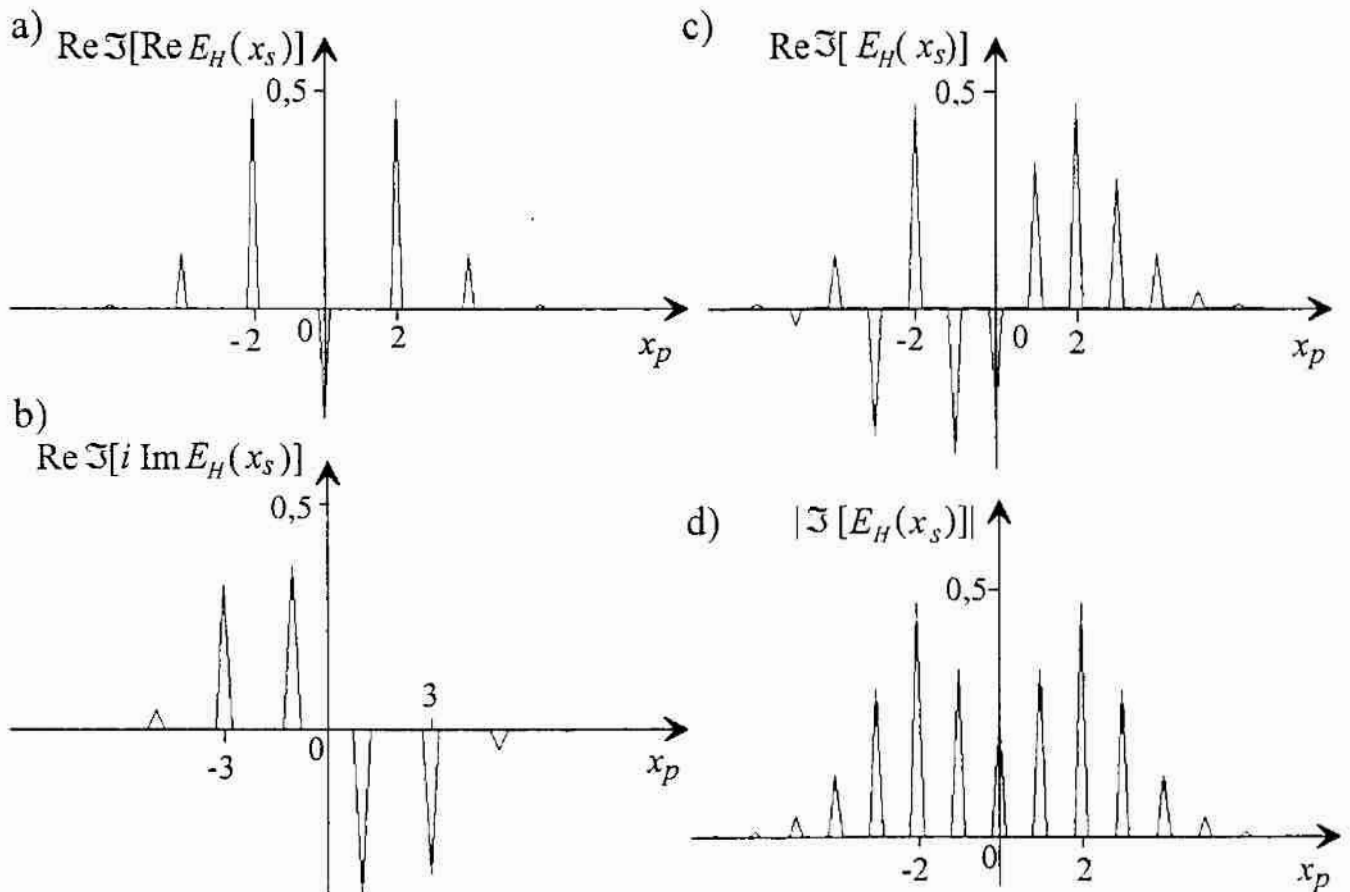
Badania modelowe zadania odwrotnego przeprowadzono przede wszystkim dla wybranych zarysów okresowych. W przypadku sinusoidalnego zarysu nierówności powierzchni, podobnie jak dla innych funkcji nieparzystych, zespolona amplituda światła  $E_H(x_s)$  jest funkcją hermitowską. Na rys. 100 zestawiono wykresy części rzeczywistej i części urojonej zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ , dla modelowanych zarysów sinusoidalnych o różnych amplitudach. Widać, że zwiększanie amplitudy zarysu powierzchni powoduje wzrost częstości przestrzennych obu części zespolonej amplitudy światła  $E_H(x_s)$ .



Rys. 100. Wykresy rzeczywistej i urojonej części zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$  na powierzchni sinusoidalnej, otrzymane dla kilku wartości amplitudy  $a$

Fig. 100. Plots of real and imaginary parts of complex amplitude  $E_H(x_s)$  on sinusoidal surface, obtained for several values of amplitude  $a$

W celu przeanalizowania jak wpływa dodatkowa modyfikacja funkcji  $E_H(x_s)$  na jej widmo amplitudowe, dokonano modelowania tego widma przed i po modyfikacji zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ . Na rys. 101 pokazano wykresy otrzymane podczas modelowania transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$  na powierzchni sinusoidalnej, pokazanej na rys. 100, której amplituda  $a$  wynosi  $0,15 \mu\text{m}$ . Wykresy te obrazują widmo amplitudowe funkcji, która opisuje zespoloną amplitudę  $E_H(x_s)$  przed jej modyfikacją. Tę składową część rzeczywistej transformaty Fouriera, którą wyznaczono na podstawie części rzeczywistej zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ , pokazano na rys. 101a. Natomiast na rys. 101b przedstawiono wykres tej składowej części rzeczywistej transformaty Fouriera, którą wyznaczono przekształcając część urojoną zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ . Różnicę wykresów z rys. 101a i 101b pokazano na rys. 101c. Jest to graficzny obraz rzeczywistej części transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ . Oczywiście urojona część tej transformaty jest równa zero.

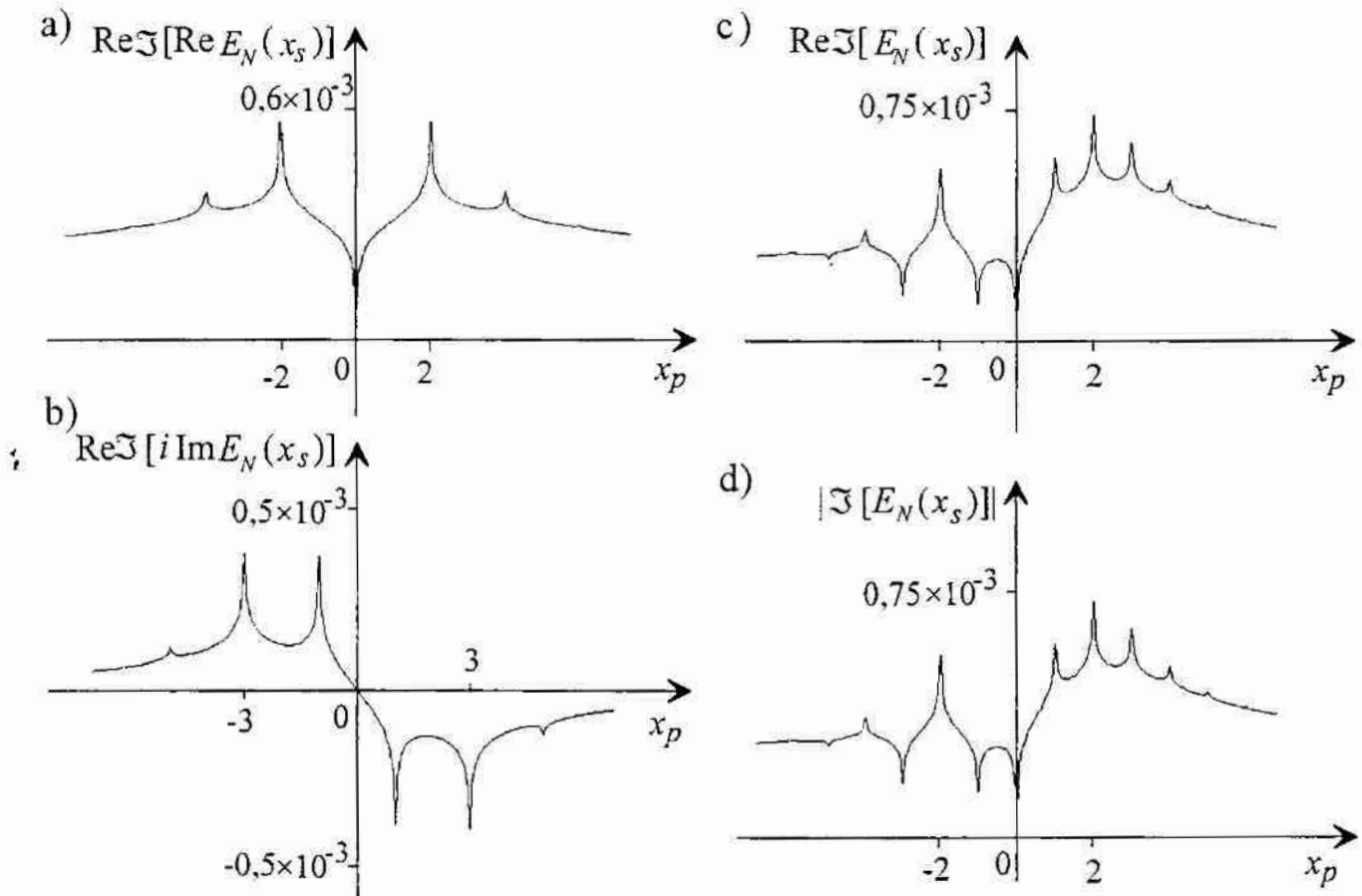


Rys. 101. Wykresy otrzymane podczas modelowania transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ , na powierzchni sinusoidalnej z rys. 100 ( $a = 0,15 \mu\text{m}$ ): a) wykres części rzeczywistej  $\mathfrak{T}[\text{Re } E_H(x_s)]$ , b) wykres  $\text{Re } \mathfrak{T}[i \text{Im } E_H(x_s)]$ , c) wykres części rzeczywistej  $\mathfrak{T}[E_H(x_s)]$ , d) wykres modułu  $\mathfrak{T}[E_H(x_s)]$

Fig. 101. Plots obtained during modelling of Fourier transform of complex amplitude  $E_H(x_s)$  on sinusoidal surface showed in Fig. 100, with amplitude  $a = 0.15 \mu\text{m}$ : a) plot of real part of  $\mathfrak{T}[\text{Re } E_H(x_s)]$ , b) plot of  $\text{Re } \mathfrak{T}[i \text{Im } E_H(x_s)]$ , c) plot of real part of  $\mathfrak{T}[E_H(x_s)]$ , d) plot of modulus of  $\mathfrak{T}[E_H(x_s)]$

Z rys. 101c wynika, że transformata Fouriera zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$  zawiera składowe harmoniczne o różnych znakach. Wykres modułu transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$  pokazano na rys. 101d. Na osi  $0x_p$ , na rys. 101, 102 i 103, zaznaczono numery maksimum dyfrakcyjnych.

Na rys. 102 pokazano wykresy otrzymane w wyniku modelowania transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_N(x_s)$ , dla powierzchni sinusoidalnej, której amplituda  $a$  jest równa  $0,15 \mu\text{m}$ . Zespoloną amplitudę  $E_N(x_s)$  wyznaczano dokonując modyfikacji funkcji  $E_H(x_s)$ . Modyfikacja ta polegała na tłumieniu funkcji  $E_H(x_s)$ , zgodnie z zależnościami (163) i (164), oraz na zastąpieniu wartości funkcji  $\text{Re } E_H(x_s)$ , w początku układu współrzędnych  $0x_s y_s$ , impulsem jednostkowym, zgodnie z zależnością (162). Jak wynika z rys. 102c, wszystkie wartości transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_N(x_s)$  są dodatnie i równe modułowi tej transformaty, pokazanemu na rys. 102d. Wartości te są niestety około 1000 razy mniejsze od wartości



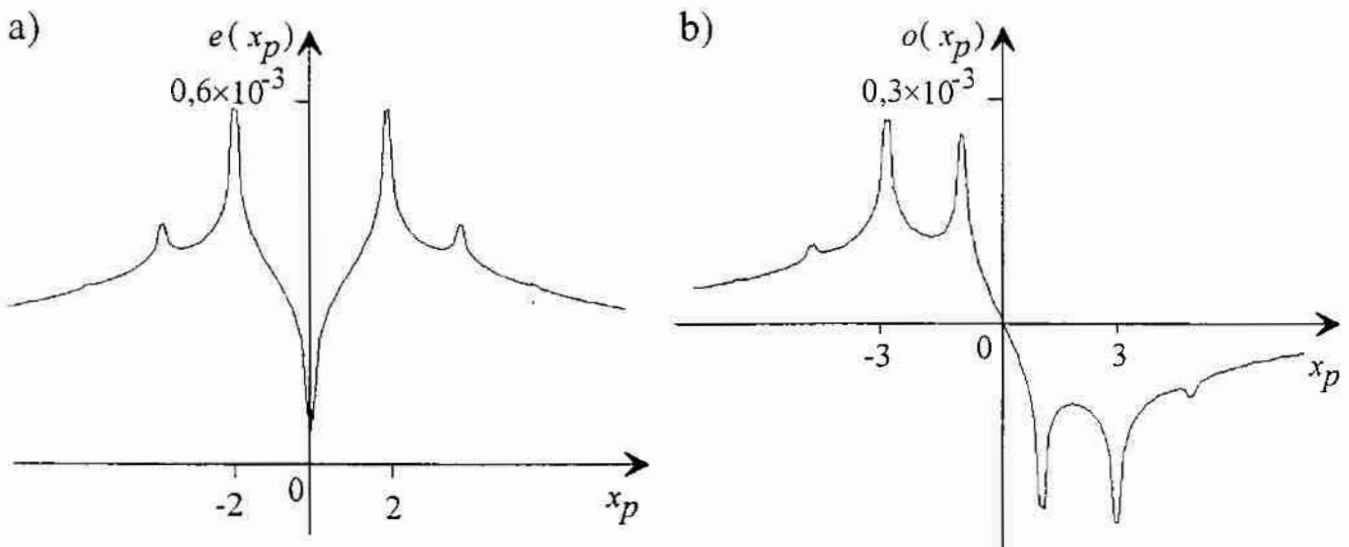
Rys. 102. Wykresy otrzymane podczas modelowania transformaty Fouriera zespolonej amplitudy  $E_N(x_s)$ , na powierzchni sinusoidalnej z rys. 100 ( $a = 0,15 \mu\text{m}$ ): a) wykres części rzeczywistej  $\mathfrak{Z}[\text{Re } E_N(x_s)]$ , b) wykres  $\text{Re } \mathfrak{Z}[i \text{Im } E_N(x_s)]$ , c) wykres części rzeczywistej  $\mathfrak{Z}[E_N(x_s)]$ , d) wykres modułu  $\mathfrak{Z}[E_N(x_s)]$

Fig. 102. Plots obtained during modelling of Fourier transform of complex amplitude  $E_N(x_s)$  on sinusoidal surface showed in Fig. 100, with amplitude  $a = 0.15 \mu\text{m}$ : a) plot of real part of  $\mathfrak{Z}[\text{Re } E_N(x_s)]$ , b) plot of  $\text{Re } \mathfrak{Z}[i \text{Im } E_N(x_s)]$ , c) plot of real part of  $\mathfrak{Z}[E_N(x_s)]$ , d) plot of modulus of  $\mathfrak{Z}[E_N(x_s)]$



transformaty Fouriera funkcji  $E_H(x_s)$ . Jest to skutek mnożenia funkcji  $E_H(x_s)$  przez czynnik  $1/C_r$  podczas jej modyfikacji. Takie obniżenie poziomu sygnału pomiarowego, w procesie odwzorowania nierówności powierzchni na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego, jest niekorzystne. Może być ono jednak chociażby częściowo skompensowane, przez zastosowanie do oświetlenia powierzchni źródeł światła o zwiększonej mocy.

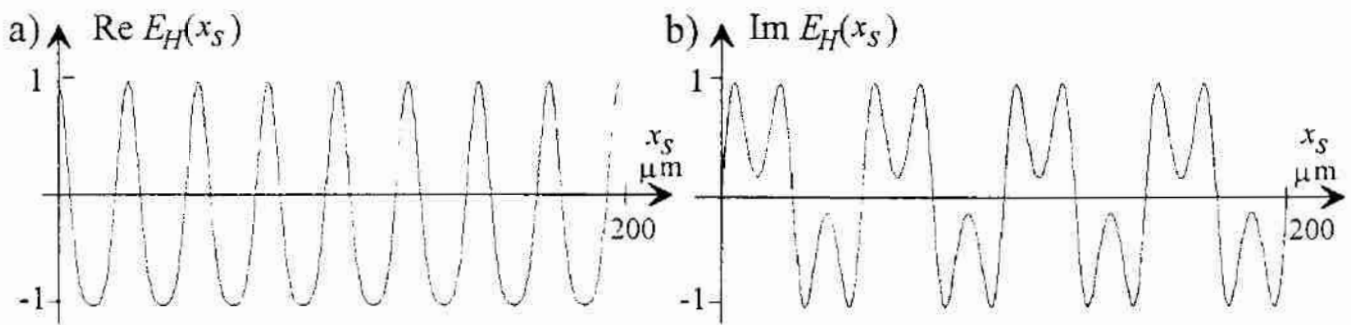
Podczas badań modelowych wyznaczano także część parzystą  $e(x_p)$  i część nieparzystą  $o(x_p)$  transformaty Fouriera zespolonej amplitudy światła  $E_N(x_s)$ . Korzystano przy tym z wartości natężenia światła, obliczonych w wyniku modelowania, oraz z zależności (182) i (183). Na rys. 103 pokazano wykresy części parzystej i nieparzystej transformaty Fouriera funkcji  $E_N(x_s)$ , otrzymane w ten sposób dla powierzchni sinusoidalnej z amplitudą  $a = 0,15 \mu\text{m}$ .



Rys. 103. Wykresy transformaty Fouriera funkcji  $E_N(x_s)$  wyznaczone dla powierzchni sinusoidalnej z amplitudą  $a = 0,15 \mu\text{m}$ : a) część parzysta, b) część nieparzysta

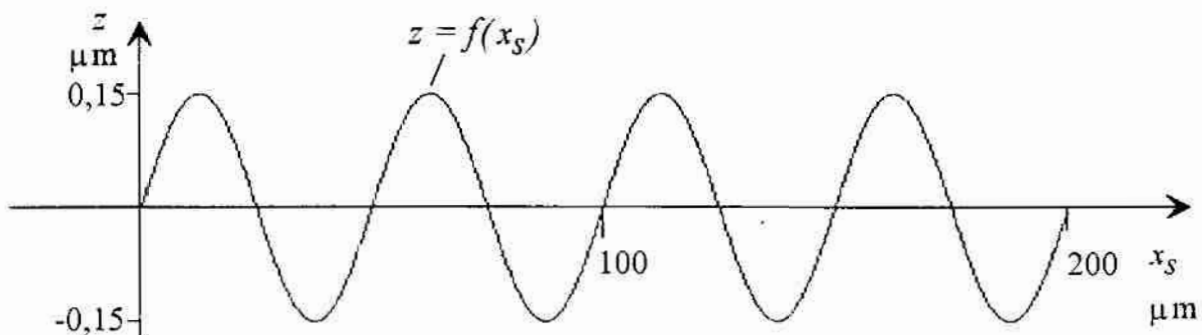
Fig. 103. Plots of Fourier transform of complex amplitude  $E_N(x_s)$  obtained for sinusoidal surface with amplitude  $a = 0.15 \mu\text{m}$ : a) even part, b) odd part

W kolejnym etapie modelowania zadania odwrotnego odtwarzano fazę światła na powierzchni nierównej. W tym celu dokonywano odwrotnego przekształcenia Fouriera części parzystej  $e(x_p)$  i części nieparzystej  $o(x_p)$  transformaty Fouriera funkcji  $E_N(x_s)$ . Następnie funkcje otrzymane w rezultacie tego przekształcenia mnożono przez czynnik  $C_r$ . W wyniku tego uzyskiwano część rzeczywistą i urojoną zespolonej amplitudy światła  $E_H(x_s)$  na powierzchni nierównej. Przykładowe wykresy części rzeczywistej i urojonej, odtworzonej funkcji  $E_H(x_s)$ , pokazano na rys. 104. Wyznaczono je, podobnie jak poprzednio, dla powierzchni sinusoidalnej z amplitudą  $a = 0,15 \mu\text{m}$ . Widać, że są one zgodne z wykresami otrzymanymi dla tej samej wartości amplitudy  $a$ , zamieszczonymi na rys. 100.



Rys. 104. Wykresy odtworzonej funkcji  $E_H(x_s)$ : a) część rzeczywista, b) część urojona  
 Fig. 104. Plots of reconstructed function  $E_H(x_s)$ : a) real part, b) imaginary part

Końcowym etapem w modelowaniu zadania odwrotnego było wyznaczanie zarysu nierówności powierzchni  $z = f(x_s)$ , na podstawie części rzeczywistej i urojonej zespolonej amplitudy  $E_H(x_s)$ . Korzystano przy tym z funkcji trygonometrycznych arcus sinus i arcus cosinus. Na rys. 105 pokazano odtworzony w ten sposób zarys powierzchni sinusoidalnej o amplitudzie  $a = 0,15 \mu\text{m}$ .



Rys. 105. Odtworzony zarys powierzchni sinusoidalnej z amplitudą  $a = 0,15 \mu\text{m}$   
 Fig. 105. Reconstructed profile of sinusoidal surface with amplitude  $a = 0.15 \mu\text{m}$

Przeprowadzone badania modelowe wykazały, że metodyka rozwiązania zadania odwrotnego zaproponowana w p. 4.1 jest prawidłowa. Należy się jednak liczyć z tym, że jej praktyczna realizacja nie będzie łatwa, z uwagi na konieczność spełnienia wielu warunków. Wstępne rezultaty, otrzymane podczas próby doświadczalnego sprawdzenia zaproponowanej metodyki, przedstawiono w pracy [187]. Wyniki te – chociaż mniej zgodne niż wyniki badań modelowych – również potwierdziły poprawność zaproponowanej metodyki rozwiązania zadania odwrotnego. Praktyczne zastosowanie tej metodyki powinno być poprzedzone dalszymi badaniami. Jednakże już teraz można stwierdzić, że metodyka ta będzie przydatna do oceny powierzchni okresowych o niewielkich amplitudach. Zaproponowany sposób rozwiązania zadania odwrotnego może znaleźć zastosowanie także w bardziej ogólnych zagadnieniach, w których na podstawie znajomości kwadratu modułu transformaty Fouriera funkcji zmodulowanej fazowo dąży się do odzyskania informacji o fazie tej funkcji.

## 5. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Rozważania przedstawione w niniejszej monografii pokazują, że od kilkudziesięciu lat zjawisko rozpraszania światła jest wykorzystywane do pomiarów i oceny nierówności powierzchni. W wielu ośrodkach naukowych prowadzone są badania zmierzające do lepszego poznania i opisu tego zjawiska. Doskonalone są istniejące metody pomiaru nierówności, oparte na analizie światła rozproszonego. Opracowywane są nowe metody i przyrządy pomiarowe. Zainteresowanie tymi metodami pomiaru wynika z ich wielu zalet, bowiem są to metody bezstykowe, szybkie i bardzo czułe. Ponadto, metodami rozpraszania światła można ocenić stan nierówności na pewnym obszarze, a nie tylko w wybranym przekroju badanej powierzchni.

Niestety metody te mają także szereg ograniczeń. Jednym z głównych czynników, które ograniczają wykorzystanie metod rozpraszania światła w pomiarach nierówności powierzchni, jest bardzo złożona postać sygnału pomiarowego. Fala świetlna, będąca nośnikiem tego sygnału, jest zmiennym polem elektromagnetycznym o skomplikowanej strukturze. W wyniku odbicia od powierzchni nierównej, może ona doznawać zmian amplitudy, fazy, częstotliwości, stanu polaryzacji i kierunku propagacji. Niektóre parametry fali mogą też zmieniać się w procesie jej rozprzestrzeniania. Dodatkowym utrudnieniem, często występującym w praktyce, jest konieczność analizy przestrzennego rozkładu parametrów fali odbitej od powierzchni. Zmierzenie tak złożonego sygnału pomiarowego i dokonanie, na jego podstawie, prawidłowej oceny nierówności powierzchni nie jest zadaniem łatwym, zwłaszcza że relacje między sygnałem pomiarowym a nierównościami powierzchni ustalane są przy wielu założeniach upraszczających. Dotychczasowy rozwój teorii rozpraszania światła, technik optycznych oraz skomputeryzowanych metod analizy sygnałów pomiarowych daje jednak nadzieję na stopniowe pokonywanie wymienionych trudności.

Na podstawie analiz przeprowadzonych w niniejszej monografii, dotyczących zastosowania w pomiarach nierówności powierzchni zjawiska rozpraszania światła, można sformułować następujące wnioski ogólne:

1. Podstawowym modelem teoretycznym, stosowanym do analizy zjawiska rozpraszania światła na powierzchniach nierównych, jest teoria dyfrakcji. Dyfrakcyjny model rozpraszania światła na nierównościach powierzchni ma najczęściej postać teorii zaburzeń lub teorii płaszczyzny stycznej, nazywanej także teorią Kirchhoffa. Wykorzystanie każdej z tych teorii wymaga spełnienia przez nierówności powierzchni odpowiednich założeń, szerzej przedyskutowanych w p. 3.1. Teoria płaszczyzny stycznej dobrze opisuje



rozpraszanie światła na powierzchniach, których wysokość nierówności i lokalne promienie krzywizny są większe od długości fali światła. Natomiast teoria zaburzeń ma zastosowanie do analizy rozpraszania światła na powierzchniach o wysokościach nierówności małych w porównaniu z długością fali światła, których gradient wysokości jest także niewielki.

2. Analiza zjawiska rozpraszania światła na powierzchniach, których wysokość nierówności jest znacznie mniejsza od długości fali światła, wskazuje, że na podstawie pomiarów – w obszarze Fraunhofera – rozkładu natężenia światła rozproszonego można ocenić funkcję gęstości widmowej mocy nierówności powierzchni. W przypadku powierzchni okresowej, dyfrakcyjny model rozpraszania światła umożliwia także wyznaczenie przestrzennej długości fali nierówności powierzchni, na podstawie pomiarów kąta rozproszenia, który odpowiada danemu rzędowi dyfrakcyjnemu. Pomiarów kąta rozproszenia warto jest dokonywać w wyższych rzędach dyfrakcyjnych, gdyż wtedy błędy pomiaru przestrzennej długości fali stają się mniejsze. Szczególną okolicznością jest to, iż dokładniej można mierzyć nierówności z krótszymi, przestrzennymi długościami fali, co wykazano w p. 3.1.2.4. W przypadku powierzchni sinusoidalnej, dyfrakcyjny model rozpraszania światła umożliwia także wyznaczenie amplitudy nierówności powierzchni. W tym celu konieczny jest pomiar względnego natężenia światła w maksimum dyfrakcyjnym pierwszego rzędu. Wymienione właściwości sprzyjają stosowaniu metod rozpraszania światła w pomiarach nierówności powierzchni o niewielkich wysokościach i małych przestrzennych długościach fali.
3. Rozpraszaniu światła na powierzchniach nierównych mogą towarzyszyć takie zjawiska jak samozacienienia powierzchni i odbicia wielokrotne. Z punktu widzenia pomiarów nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła, są to na ogół zjawiska niepożądane. Analiza przedstawiona w p. 3.2 wskazuje, że oświetlenie powierzchni w taki sposób, aby kąty padania były równe lub bliskie zeru, sprzyja ograniczeniu wpływu samozacienień powierzchni i odbić wielokrotnych na wynikowy rozkład natężenia światła rozproszonego. Wpływ niewielkich samozacienień powierzchni można uwzględnić, wprowadzając do analizy rozpraszania światła statystyczną funkcję zacienienia powierzchni. Funkcja ta, przeanalizowana w p. 3.2.1, zależy od kąta padania światła na powierzchnię i od pochodnej powierzchni.
4. Przy danym sposobie oświetlenia powierzchni, rozkład natężenia światła rozproszonego zależy od ukształtowania powierzchni nominalnej oraz od wymiarów, położenia i kształtu nierówności. Rozważania przeprowadzone w p. 3.3 pokazują, że zastosowanie zasad optyki geometrycznej umożliwia



przybliżone określenie przestrzennego kształtu tego rozkładu. Przestrzenna postać rozkładu natężenia światła rozproszonego może zatem stanowić podstawę do ogólnego wnioskowania o ukształtowaniu powierzchni nominalnej, jej usytuowaniu względem fali oświetlającej powierzchnię, a także o położeniu, kształcie i wymiarach nierówności powierzchni.

5. Jednym z najważniejszych zagadnień występujących w teorii odwzorowania nierówności powierzchni na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego jest tzw. zadanie odwrotne. Występuje ono w wielu różnych wariantach. Przedstawiona w p. 4.1 analiza rozkładu natężenia światła w obszarze Fraunhofera może być traktowana jako rozwiązanie jednego z wariantów zadania odwrotnego. Pozwala ona na odtworzenie fazy światła na powierzchni rozpraszającej oraz funkcji opisującej wysokość nierówności powierzchni. Warunkiem rozwiązania tego wariantu zadania odwrotnego jest odpowiednia, wcześniejsza modyfikacja zespolonej amplitudy światła na powierzchni rozpraszającej. Sposób takiej modyfikacji został szczegółowo przedstawiony w p. 4.1.3. Polega on na przekształceniu zespolonej amplitudy światła na powierzchni badanej w funkcję hermitowską o nieujemnej transformacie Fouriera. W pierwszym etapie modyfikacji dąży się do tego, aby funkcja opisująca zmiany fazy fali świetlnej na powierzchni była funkcją nieparzystą. Drugi etap polega na zastąpieniu zespolonej amplitudy światła w otoczeniu początku układu współrzędnych impulsem jednostkowym. W ostatnim etapie modyfikacji zespolona amplituda światła podlega odpowiedniemu tłumieniu. Zaproponowana funkcja tłumiąca jest połową dwupowłokowej hiperboloidy obrotowej, otrzymanej przez obrót jednej z części hiperboli równoosiowej. Funkcja ta zależy od jednego parametru, którego wartość dobierana jest w zależności od właściwości funkcji opisującej nierówności powierzchni.
6. Badania modelowe wykazały, że metodyka rozwiązania zadania odwrotnego zaproponowana w p. 4.1 jest prawidłowa. Metodyka ta będzie przydatna, przede wszystkim, do oceny powierzchni okresowych o niewielkich amplitudach. Jej praktyczne zastosowanie wymaga bowiem użycia – w celu zmierzenia natężenia światła rozproszonego – układów detekcji o wysokiej rozdzielczości, tym większej im wyższe są wysokości mierzonych nierówności powierzchni.

Mimo tego, iż przedstawione wnioski ogólne nie zawierają gotowych rozwiązań niektórych problemów występujących w pomiarach nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła, to wraz z wieloma analizami zawartymi w niniejszej monografii mogą być one pomocne w teoretycznej

analizie, praktycznym wykorzystaniu i dalszym rozwoju tych metod. Szereg zagadnień poruszonych w rozdziałach 3. i 4. – takich np. jak teoretyczne podstawy rozpraszania światła przez powierzchnie nierówne, samozacienienia powierzchni, odbicia wielokrotne, zadania proste i odwrotne – nie znajduje pełnego wyjaśnienia w obecnym stanie wiedzy i wymaga prowadzenia dalszych badań.

Przedstawione w monografii rozważania dotyczyły rozpraszania światła na powierzchniach nierównych. Proponowane tu sposoby analizy, jak i otrzymane wnioski mogą być przeniesione na inny zakres fal elektromagnetycznych. Ogólne podejście do niektórych zagadnień rozważanych w pracy, stwarza także perspektywę wykorzystania otrzymanych rezultatów w innych dziedzinach. Na przykład, zaproponowany sposób rozwiązania zadania odwrotnego jest sposobem uniwersalnym. Może on znaleźć zastosowanie nie tylko w badaniach precyzyjnie obrobionych powierzchni, lecz także w bardziej ogólnych zagadnieniach, w których na podstawie znajomości kwadratu modułu transformaty Fouriera funkcji zmodulowanej fazowo, dąży się do odzyskania informacji o fazie tej funkcji.

## BIBLIOGRAFLA

1. Abbott E. L., Bousky S., Williamson D. E., The Profilometer. *Mechanical Engineering*, **60**, 1938, 205–216.
2. Acosta V., Cowan C. L., Graham B. J., *Podstawy fizyki współczesnej*. PWN, Warszawa, 1981.
3. Adamczak S., *Odniesieniowe metody pomiaru zarysów okrągłości części maszyn*. Wydawnictwo Politechniki Świętokrzyskiej, Kielce, 1998.
4. Anderson W. L., Surface Roughness Studies by Optical Processing Methods. *Proceedings of the IEEE (Letters)*, **57**, 1, 1969, 95.
5. Angelsky O. V., Maksimyak P. P., Optical correlation devices for measuring randomly phased objects. *Optical Engineering*, **32**, 12, 1993, 3235–3243.
6. Anselmetti D., Gerber Ch., Michel B., Wolf H., Güntherodt H.-J., Rohrer H., Deformation-Free Topography from Combined Scanning Force and Tunnelling Experiments. *Europhysics Letters*, **23**, 6, 1993 421–426.
7. Arecchi F. T., Bertani D., Ciliberto S., A fast versatile optical profilometer. *Optics Communications*, **31**, 3, 1979, 263–266.
8. Asakura T., Surface roughness measurement. In *Speckle Metrology*. R. K. Erf ed., Academic Press, New York, 1978, 11–49.
9. ASTM Standard E1392-90, Standard Practice for Angle Resolved Optical Scatter Measurements on Specular or Diffuse Surfaces, Philadelphia, Pa., 1991.
10. ASTM Standard F1048-87, Standard Test Method for Measuring the Effective Surface Roughness of Optical Components by Total Integrated Scattering, Philadelphia, Pa., 1987.
11. Azzam R. M. A., Bashara N. M., *Ellipsometry and Polarized Light*. 2d ed., North-Holland, Amsterdam, 1987.
12. Baltes H. P., Chapter 1 in *Inverse Source Problems in Optics*. Baltes H. P. ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978, (tłum. ros., Болтс Г. П., *Обратные задачи в оптике*. Машиностроение, Москва, 1984, 10–20).
13. Bankhead A. D., Scanning differential interference contrast microscope. *Precision Engineering*, **14**, 1992, 196–205.
14. Басс Ф. Г. Фукс И. М., *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности*. Наука, Москва, 1972.
15. Beckmann P., Scattering of light by rough surfaces. *Progress in Optics*, **VI**, Wolf E. ed., North-Holland, Amsterdam, 1967, 53–69.
16. Beckmann P., Shadowing of Random Rough Surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **AP-13**, 3, 1965, 384–388.
17. Beckmann P., Spizzichino A., *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*. Pergamon Press, Oxford, 1963.

18. Beliczyńska-Wróbel M., Żebrowska-Łucyk S., Wpływ filtracji niskich i wysokich częstotliwości na wartość parametru  $\lambda_q$  profilu chropowatości. Materiały Sympozjum "Metrologia '86", t. 1, Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1986, 141–151.
19. Bennett H. E., Porteus J. O., Relation Between Surface Roughness and Specular Reflectance at Normal Incidence. *Journal of the Optical Society of America*, **51**, 2, 1961, 123–129.
20. Bennett J. M., Comparison of techniques for measuring the roughness of optical surfaces. *Optical Engineering*, **24**, 3, 1985, 380–387.
21. Bennett J. M., Mattsson L., *Introduction to Surface Roughness and Scattering*. Optical Society of America, Washington, D. C., 1989.
22. Bennett J. M., Measurement of the rms roughness, autocovariance function, and other statistical properties of optical surfaces using a FECO scanning interferometer. *Applied Optics*, **15**, 1976, 2705–2721.
23. Bhushan B., Wyant J. C., Koliopoulos C. L., Measurement of surface topography of magnetic tapes by Mirau interferometry. *Applied Optics*, **24**, 10, 1489–1497.
24. Bil T., Karpiński T., Klim M., Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Urządzenie do oceny struktury geometrycznej powierzchni płaskich. *Mechanik*, **12**, 1980, 680–681.
25. Binnig G., Quate C. F., Gerber Ch., Atomic Force Microscope. *Physical Review Letters*, **56**, 9, 1986, 930–933.
26. Binnig G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E., Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy. *Physical Review Letters*, **49**, 1, 1982, 57–61.
27. Bjuggren M., Krummenacher L., Mattsson L., Characterization of engineering surfaces by infrared scattering. *Optical Engineering*, **36**, 3, 1997, 874–882.
28. Borkowski J., Mroczka J., Application of the discrete Fourier transform linear interpolation method in the measurement of volume scattering function at small angle. *Optical Engineering*, **39**, 6, 2000, 1576–1586.
29. Born M., *Atomic Physics*. 7th ed., Blackie and Son Ltd., London–Glasgow, 1963.
30. Born M., Wolf E., *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 1968.
31. Boryczko A., Feld M., Diagnosing the Interactions of Machine-Tool System Upon the Surface Geometrical Structure on Basis of the Spectral Analysis. Proceedings of the 4th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments, University of Miskolc & Springer Hungarica, Miskolc – Egyetemváros – Budapest, 1998, 279–283.
32. Bosch S., Ellipsometry: A Tool For Surface Analysis. *European Microscopy and Analysis*, **9**, 1991, 13–15.
33. Bracewell R., *Przekształcenie Fouriera i jego zastosowania*. WNT, Warszawa, 1965.
34. Бреховских Л. М., Дифракция электромагнитных волн на неровной поверхности. Доклады АН СССР, **81**, 6, 1951, 1023–1026.



35. Brecker J. N., Fromson R. E., Shum L. Y., A Capacitance-Based Surface Texture Measuring System. *Annals of the CIRP*, **26**, 1, 1977, 375–377.
36. Bristow T. C., Arackellian K., Surface roughness measurements using a Nomarski type scanning instrument. *Proceedings SPIE*, **749**, 1987, 114–118.
37. Brodmann R., Gerstorfer O., Thurn G., Optical roughness measuring instrument for fine machined surfaces. *Optical Engineering*, **24**, 3, 1985, 408–413.
38. Brodmann R., Roughness form and waviness measurement by means of light scattering. *Precision Engineering*, **8**, 4, 1986, 221–226.
39. Brodmann R., Thurn G., Roughness measurement of ground, turned and shot-peened surfaces by the light scattering method. *Wear*, **109**, 3, 1986, 1–13.
40. Brown A. J. C., Breitmeier U., Industrial application of an optical profilometer. *Proceedings SPIE*, **954**, 1988, 202–207.
41. Brudzewski K., Elipsometr automatyczny – nowoczesne urządzenie pomiarowe do kontroli stanu powierzchni i cienkich warstw. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **10**, 1984, 305–306.
42. Bruegge C. J., Stiegman A. E., Rainen R. A., Springsteen A. W., Use of Spectralon as diffuse reflectance standard for in-flight calibration of earth-orbiting sensor. *Optical Engineering*, **32**, 4, 1993, 805–814.
43. Buć J., Nowicki B., The measurement of the real area of contact between two metal surfaces. *Proceedings of 8th International Machine Tool Design and Research Conference, Part 2*, Pergamon Press, Oxford, 1967, 777–793.
44. Burakowski T., Wierzchoń T., *Inżynieria powierzchni metali*. PWN, Warszawa, 1995.
45. Carneiro K., Jensen C. P., Jørgensen J. F., Garnoes J., Roughness parameters of surfaces by atomic force microscopy. *Annals of the CIRP*, **44**, 1, 1995, 517–522.
46. Cathey W. T., *Optyczne przetwarzanie informacji*. PWN, Warszawa, 1978.
47. Цеснек Л. С., Сорокин О. В., Золотухин А. А., *Металлические зеркала*. Машиностроение, Москва, 1983.
48. Chabros W., Staroński L. R., Scatterometer and scatteroscope for testing optical surfaces. *Proceedings SPIE*, **1991**, 1993, 163–172.
49. Chabros W., Staroński L., Skaterometria mikronierówności powierzchniowych. *Biuletyn Informacyjny – Optyka*, 1–2, Instytut Optyki Stosowanej, Warszawa, 1993, 9–24.
50. Chadan K., Sabatier P. C., *Inverse Problems Quantum Scattering Theory*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1977.
51. Chałasińska-Macukow K., Aresnault H., Fast iterative solution to exact equations for the two-dimensional phase-retrieval problem. *Journal of the Optical Society of America*, **A 2**, 2, 1985, 1199–1209.

52. Church E. L., Jenkinson H. A., Zavada J. M., Measurement of the Finish of Diamond-Turned Metal Surfaces by Differential Light Scattering. *Optical Engineering*, **16**, 4, 1977, 360–374.
53. Church E. L., Jenkinson H. A., Zavada J. M., Relationship between Surface Scattering and Microtopographic Features. *Optical Engineering*, **18**, 2, 1979, 125–136.
54. Church E. L., The measurement of surface texture and topography by differential light scattering. *Wear*, **57**, 1, 1979, 93–105.
55. Church E. L., Zavada J. M., Residual surface roughness of diamond-turned optics. *Applied Optics*, **14**, 8, 1975, 1788–1795.
56. Хусу А. П., Витенберг Ю. Р., Пальмов В. А., *Шероховатость поверхностей. Теоретико-вероятностный подход*. Наука, Москва, 1975.
57. Cichosz P., Krawiec S., Szymkowski J., Żebrowski H., Pomiar i analiza zmian udziału pośnęgo współpracujących powierzchni podczas ich docierania się. Materiały VIII Konferencji "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", t. I, Wyd. Politechniki Szczecińskiej, 1999, 227–234.
58. Cielo P., Optical inspection by internal reflection and spatial filtering. *Optics and Laser Technology*, **15**, 3, 1983, 145–149.
59. Cloude S. R., Pottier E., Concept of polarization entropy in optical scattering. *Optical Engineering*, **34**, 6, 1995, 1599–1610.
60. Cowley J. M., Electron Microscopy. In *The Handbook of Surface Imaging and Visualization*. A. T. Hubbard ed., CRC Press, Inc., Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995, 131–156.
61. Creath K., Phase-measurement interferometry techniques. *Progress in Optics*, **XXVI**, Wolf E. ed., North-Holland, Amsterdam, 1988, 349–393.
62. Creath K., Wyant J. C., Comparison of interferometric contouring techniques. *Proceedings SPIE*, **954**, 1988, 174–182.
63. Czerwiński M., Mroccka J., Algorytm problemu odwrotnego w metrologii na przykładzie pomiarów turbidymetrycznych. VIII Krajowa Konferencja Metrologii, Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Konferencje z. 4, t. I, Oficyna Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1995, 51–58.
64. Czerwiński M., Problem odwrotny w pomiarach na przykładzie rozproszenia wielokrotnego w układach dyspersyjnych. *Elektronizacja*, **10**, 1997, 13–17.
65. Dainty J. C., The Statistics of Speckle Patterns. *Progress in Optics*, **XIV**, Wolf E. ed., North-Holland, Amsterdam, 1976, 1–49.
66. Daniel A. M., Smith S. T., Lewis M. H., A scanning electron microscope based microindentation system. *Review of Scientific Instruments*, **65**, 3, 1994, 632–638.
67. Davies H., The reflection of electromagnetic waves from a rough surface. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, **101**, Part IV, 1954, 209–214.

68. Detiro J. A., ASTM and OSA efforts to develop an optical surface roughness measurement standard. *Proceedings SPIE*, **525**, 1985, 58–63.
69. Detiro J. A., Miner S. M., Standardized total integrated scatter measurements optical surfaces. *Optical Engineering*, **24**, 3, 1985, 419–422.
70. Dobosz M., Application of a divergent laser beam in a grating interferometer for high-resolution displacement measurements. *Optical Engineering*, **33**, 3, 1994, 897–901.
71. Dobosz M., New stylus probe with interferometric transducer for surface roughness and form profiling. *Optical Engineering*, **33**, 3, 1994, 902–907.
72. Dobosz M., Optical profilometer: practical approximate method of analysis. *Applied Optics*, **22**, 24, 1983, 3983–3987.
73. Dobosz M., Optyczne metody pomiaru chropowatości – metody rozpraszania światła. *Mechanik*, **10**, 1984, 529–532.
74. Dobosz M., Ratajczyk E., Optyczne metody pomiaru chropowatości. Metody kontrastu. *Mechanik*, **3**, 1985, 151–153.
75. Dobosz M., Ratajczyk E., Optyczne metody pomiaru chropowatości oparte na penetracji ogniskiem wiązki świetlnej. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **9**, 1985, 209–212.
76. Dobosz M., Wykorzystanie zogniskowanej wiązki laserowej do pomiarów mikrogeometrii i przemieszczeń. *Mechanik*, **12**, 1983, 717–718.
77. Downs M. J., McGivern W. H., Ferguson H. J., Optical system for measuring the profiles of super-smooth surfaces. *Precision Engineering*, **7**, 4, 1985, 211–215.
78. Дунин-Барковский И. В., Карташова А. Н., *Измерения и анализ шероховатости, волнистости и некруглости поверхности*. Машиностроение, Москва, 1978.
79. Dupuy O., High-precision optical profilometer for the study of micro-geometrical surface defects. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, **82**, Part 3K, 1967–1968, 255–259.
80. Dürig U., Pohl D. W., Rohner F., Near-field optical-scanning microscopy. *Journal of Applied Physics*, **59**, 10, 1986, 3318–3327.
81. Edenhalm B., Westberg J., Glansmättning – I. En metod för att bestämma ytengenskaper. *Verkstäderna*, **68**, 2, 1972, 87–91; Glansmättning – II. *Verkstäderna*, **68**, 3, 1972, 123–125.
82. Egan W. G., Polarization and surface roughness. *Proceedings SPIE*, **3426**, 1998, 144–152.
83. Elson J. M., Bennett J. M., Relation between the angular dependence of scattering and the properties of optical surfaces. *Journal of the Optical Society of America*, **69**, 1, 1979, 31–47.
84. Ermakov A. V., Garfunkel E. L., A novel AFM/STM/SEM system. *Review of Scientific Instruments*, **65**, 9, 1994, 2853–2854.

85. Fainman Y., Lenz E., Shamir J., Optical profilometer: a new method for high sensitivity and wide dynamic range. *Applied Optics*, **21**, 17, 1982, 3200–3208.
86. Feld M., Konczakowski A., Zastosowanie analizy widmowej do badań struktury geometrycznej powierzchni. *Mechanik*, **2**, 1991, 85–87.
87. Ferwarda H. A., Chapter 2 in *Inverse Source Problems in Optics*. Baltes H. P. ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978, (tłum. ros., Болтс Г. П., *Обратные задачи в оптике*. Машиностроение, Москва, 1984, 10–20).
88. Fienup J. R., Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms. *Optical Engineering*, **19**, 3, 1980, 297–305.
89. Fienup J. R., Phase retrieval algorithms: a comparison. *Applied Optics*, **21**, 15, 1982, 2758–2769.
90. Fienup J. R., Reconstruction of a complex-value object from the modulus of its Fourier transform using a support constraint. *Journal of the Optical Society of America*, **A 4**, 1, 1987, 118–123.
91. Flynn S. D., Alexander C., Polarized surface scattering expressed in terms of a bi-directional reflectance distribution function. *Optical Engineering*, **34**, 6, 1995, 1646–1650.
92. Françon M., *La Granularité Laser (Spekle) et Ses Application en Optique*. Masson, Paris, New York, Barcelone, Milan, 1978.
93. Фрейелихер В. Д. Фукс И. М., Метод функций Грина для уравнений Гельмгольца с возмущенными граничными условиями. *Известия вузов, Радиофизика*, **13**, 1, 1970, 98–105.
94. Friedmann M., Kotzer T., Shamir J., High-resolution surface reconstruction using optically measured Gabor expansion coefficients. *Optical Engineering*, **36**, 7, 1997, 2068–2073.
95. Fujii H., Asakura T., Roughness measurement of metal surfaces using laser speckle. *Journal of the Optical Society of America*, **67**, 9, 1977, 1171–1176.
96. Gabrini J. L., Albrecht J., Surface Profilometry Based on Fringe Capacitance Measurement. *Transactions of ASME*, **107**, 192–200.
97. Gadżala F., Szymkowski J., Żebrowski H., Pomiar i analiza powierzchni za pomocą profilografometru Form Talysurf 120L. *Materiały Konferencji Naukowo-Technicznej "Metrologia w Budowie i Eksploatacji Maszyn"*, Politechnika Poznańska, Poznań, 1992, 13–14.
98. Gehrtz M., Strecker H., Grimm H., Scanning tunneling microscopy of machined surfaces. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, **6**, 2, 1988, 423–435.
99. Gemma T., Hideshima M., Taya M., Watanabe N., Interferometer for testing aspheric surfaces with electron-beam computer-generated holograms. *Proceedings SPIE*, **1332**, Part. 1, 1990, 77–84.
100. Germer T. A., Rinder T., Rothe H., Polarized light-scattering measurements of polished and etched steel surfaces. *Proceedings SPIE*, **4100**, 2000, 148–155.



101. Gewirth A. A., LaGraff J. R., Atomic Force Microscopy. In *The Handbook of Surface Imaging and Visualization*. A. T. Hubbard ed., CRC Press, Inc., Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995, 23–31.
102. Gniadek K., *Optyczne przetwarzanie informacji*. PWN, Warszawa, 1992.
103. Gniadek K., *Optyka fourierowska*. Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1987.
104. Goodman J. W., *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill Book Co., New York – London, 1968.
105. Goodman J. W., *Optyka statystyczna*. PWN, Warszawa, 1993.
106. Goodman J. W., Statistical Properties of Laser Speckle Patterns. In *Laser Speckle and Related Phenomena*. Dainty J. C. ed., Topics in Applied Physics, 9, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1975, 9–75.
107. Gościmski J., Jędrzejewski A., Żebrowska-Lucyk S., Skomputeryzowane stanowisko do pomiaru odchyłek kształtu i położenia. Materiały Sympozjum "Metrologia '86", t. 1, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1986, 214–219.
108. Górecka R., Polański Z., *Metrologia warstwy wierzchniej*. WNT, Warszawa, 1983.
109. Grzegorzewski B., *Spójność zespołów plamkowych*. Rozprawy, 27, Wyd. Uczelniane Akademii Techniczno-Rolniczej w Bydgoszczy, Bydgoszcz, 1988.
110. Guerra J. M., Photon tunneling microscopy. *Applied Optics*, 29, 26, 1990, 3741–3752.
111. Guerra J. M., Photon tunneling microscopy applications. *Materials Research Society Symposium Proceedings*, 232, 1994, 449–460.
112. Hamilton D. K., Wilson T., Three-Dimensional Surface Measurement Using the Confocal Scanning Microscope. *Applied Physics B*, 27, 1982, 211–213.
113. Handzel-Powierża Z., Nowicki B., Klimczak T., Wybrane problemy oceny mikrostereometrii powierzchni. V Krajowa Konferencja Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Procesach Wytwarzania", Wyd. IOS, Kraków, 1994, 123–130.
114. Hanssen L. M., Parameters for an infrared diffuse reflectance standard. *Optical Engineering*, 32, 4, 1993, 877–879.
115. Hartman J. S., Gordon R. L., Lessor D. L., Quantitative surface topography determination by Nomarski reflection microscopy. 2: Microscope modification, calibration, and planar sample experiments. *Applied Optics*, 19, 1980, 2998–3009.
116. Harvey J. E., Light-scattering characteristics of optical surfaces. *Proceedings SPIE*, 107, 1977, 41–47.
117. Heinzelmann H. i inni, Scanning near-field microscopy in Basel, Rüschnikon, and Zürich. *Optical Engineering*, 34, 8, 1995, 2441–2454.

118. Hillmann W., Surface Profiles Obtained by Means of Optical Methods – Are They True Representations of the Real Surface? *Annals of the CIRP*, **39**, 1, 1990, 581–583.
119. Hines R., Gaudet A., Chen K., Pallone A., Heinonen E. W., Application of Holography to In-situ Roughness Measurements in Plasma Arc. *Instruments Society of America Transactions*, **17**, 1, 89–96.
120. Hodgkinson I. J., The application of fringes of equal chromatic order to the assessment of the surface roughness of polished fused silica. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, **3**, 1970, 303–304.
121. Hoenders B. J., Chapter 3 in *Inverse Source Problems in Optics*. Baltes H. P. ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978, (tłum. ros., Болтс Г. П., *Обратные задачи в оптике*. Машиностроение, Москва, 1984, 10–20).
122. Hren J. J., Liu J., Field Emission Microscopy. In *The Handbook of Surface Imaging and Visualization*. A. T. Hubbard ed., CRC Press, Inc., Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995, 179–188.
123. Hryniewicz T., Karpiński T., Łukianowicz Cz., The evaluation of electrolytically polished surfaces. *Wear*, **45**, 1977, 335–343.
124. Indrus N., An integrated digital system for three-dimensional surface scanning. *Precision Engineering*, **3**, 1, 1981, 37–43.
125. Israelachvili J. N., Surface Forces. In *The Handbook of Surface Imaging and Visualization*. A. T. Hubbard ed., CRC Press, Inc., Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995, 793–816.
126. Иваницкий Г. Р., Куниский А. С., *Исследование микроструктуры объектов методами когерентной оптики*. Энергия, Москва, 1976.
127. Jabr S. N., Surface-roughness measurement by digital processing of Nomarski phase-contrast images. *Optics Letters*, **10**, 1985, 526–528.
128. Jagoszewski E., *Przekształcenie Fouriera w optyce*. Prace Naukowe Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej, **16**, Wrocław, 1983.
129. Janeczko D. J., Power spectrum standard for surface roughness: Part I. *Proceedings SPIE*, **1165**, 1989, 175–182.
130. Jarkiewicz A., Nowicki B., Wieloparametrowe monitorowanie procesu szlifowania. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **5**, 2000, 21–26.
131. Józwicki R., Kujawińska M., Sałbut L., New contra Old Wavefront Measurement Concepts for Interferometric Optical Testing. *Optical Engineering*, **31**, 3, 1992, 422–433.
132. Józwicki R., *Teoria odwzorowania optycznego*. PWN, Warszawa, 1988.
133. Kaczmarek J., Klimczak T., Porównanie dwuwymiarowej oceny chropowatości powierzchni z oceną trójwymiarową. V Krajowa Konf. Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Procesach Wytwarzania", Kraków, 1994, (Referat plenarny).

134. Kalestyński A., Holograficzne zwielokrotnianie obrazów. Rozdział 10 książki: *Holografia optyczna. Podstawy fizyczne i zastosowania*. (Red. M. Pluta), PWN, Warszawa, 1980, 329–343.
135. Karpiński T., Kochaniewicz P., Kochaniewicz T., Zależność między mikrogeometrią powierzchni i parametrami światła rozproszonego przy pomiarach fotometrycznych. *Metrologia i Systemy Pomiarowe*, t. II, z. 1, PWN, Warszawa, 1995, 93–104.
136. Karpiński T., Kochaniewicz T., Łukianowicz Cz., Metoda oceny mikrogeometrii przedmiotów będących w ruchu. V Krajowa Konferencja Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Procesach Wytwarzania", Wyd. IOS, Kraków, 1994, 137–142.
137. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Aparatura optyczno-elektroniczna do oceny mikronierówności powierzchni. Materiały VI Krajowej Konferencji "Postępy w Teorii i Technice Obróbki Materiałów", Wyd. IOS, Kraków, 1990, 107–112.
138. Карпински Т., Лукьянович Ч., Автоматизация контроля шероховатости поверхности рефлектометрическим методом. *Prace Naukowe Instytutu Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej*, nr 33, seria: Konferencje, nr 7, 1988, Wrocław, 189–192.
139. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Méthodes d'estimation de la rugosité des surfaces superpolies par lumière diffusée. *Zeszyty Naukowe Wydziału Mechanicznego Politechniki Koszalińskiej*, 22, 1998, 105–116.
140. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Ocena mikronierówności supergładkich powierzchni metodami światła rozproszonego. Zbiór prac VI Konf. Naukowo-Technicznej: "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", Oficyna Wydawnicza Politechniki Rzeszowskiej, Rzeszów, 1995, 33–42.
141. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Skomputeryzowane stanowisko do pomiaru i analizy profilu powierzchni. Materiały VIII Konferencji "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", t. I, Wyd. Politechniki Szczecińskiej, 1999, 251–258.
142. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Skomputeryzowane stanowisko do pomiaru i analizy profilu powierzchni. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, 5, 2000, 27–30.
143. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Niektóre problemy związane z trójwymiarową analizą nierówności powierzchni za pomocą komputera. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, 9, 1976, 316–317.
144. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Surface Roughness Measurement by Photometric Method. *Annals of the CIRP*, 26, 1, 1977, 371–374.
145. Karpiński T., Łukianowicz Cz., Système de contrôle et de mesure pour l'estimation des micro-inégalités des surfaces d'objets en mouvement. *Zeszyty Naukowe Wydziału Mechanicznego Politechniki Koszalińskiej*, 22, 1998, 97–104.
146. Keren E., Kreske K., Kafri O., Moiré deflectometry – a ray tracing alternative to interferometry. *Proceedings SPIE*, 1015, 1988, 87–91.

147. Kielich S., *Molekularna optyka nieliniowa*. PWN, Warszawa – Poznań, 1977.
148. Kierkegaard P., Reflection properties of machined metal surfaces. *Optical Engineering*, **35**, 3, 1996, 845–856.
149. Kishimoto S., Johnson G. C., New method for the measurement of surface variations using a microdevice and a scanning electron microscope. *Optical Engineering*, **36**, 8, 1997, 2325–2329.
150. Klimczak T., Handzel-Powierza Z., Application of the filter with dynamically controlled transmission band in surface texture analysis. *Annals of the CIRP*, **44**, 1, 1995, 505–508.
151. Klöden R., Metoda szybkich pomiarów chropowatości powierzchni z przestrzennym obrazem wyników. *MM Magazyn Przemysłowy*, **4**, 9, 1995, 42–44, (*Maschinenmarkt*, nr 5, 1995).
152. Klusek Z., Kobierski P., Olejniczak W., Lorenc A., Skaningowy mikroskop tunelowy – budowa i zastosowanie. Zbiór prac VI Konferencji Naukowo-Technicznej: "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", Oficyna Wydawnicza Politechniki Rzeszowskiej, Rzeszów, 1995, 117–124.
153. Kochaniewicz T., Łukianowicz Cz., Ocena mikronierówności powierzchni na podstawie parametrów kąтового rozkładu natężenia światła rozproszonego. *Mechanik*, **3**, 1991, 107–109.
154. Концевой Ю. А., Финарев М. С., Метод многолучевой эллипсометрии. *Заводская лаборатория*, **11**, 1982, 47–48.
155. Konczakowski A., *Metrologiczne uwarunkowania analizy widmowej struktury geometrycznej powierzchni w diagnostyce obrabiarek*. Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, *Mechanika*, nr 62, 3–74.
156. Konczakowski A., Przybylski W., The Rolling Process Effectivity Evaluation Method Based on the Spectral Analysis of the Surface Geometrical Structure. *Wear*, **92**, 1983, 1–12.
157. König W., Glanz und seine Messung. *Plaste und Kautschuk*, **5**, 1969, 366–379.
158. Коношкіна Н. И., Лохов Ю. Н., Горохова Л. Н., Ворона Л. И., Ямпольский В. И., Точность эллипсометрического метода определения шероховатости поверхности кварцевого стекла. *Оптико-механическая промышленность*, **10**, 1991, 5–7.
159. Kujawińska M., Automatyczna analiza obrazów prążkowych w optycznych metodach badań i kontroli. *Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej. Konferencje, "Mechatronika '92"*, z. 2, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1992, 63–74.
160. Kujawińska M., Ekspertowy system komputerowy do analizy obrazów prążkowych uzyskiwanych w optycznych metodach badań i kontroli. *Materiały III Szkoły-Konferencji "Metrologia Wspomagana Komputerowo"*, t. III, Wydział Wyd. WSOWŁ, Zegrze, 1997, 191–202.



161. Kujawińska M., Spatial phase measurement methods. In *Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Technique*. Robinson D. W. and Reid G. T. eds., IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1993, 141–193.
162. Laeri F., Strand T. C., Angstrom resolution optical profilometry for microscopic objects. *Applied Optics*, **26**, 11, 1987, 2245–2249.
163. Ландсберг Г. С., *Оптика*. Наука, Москва, 1976.
164. Lange B., *Die Photoelemente und ihre Anwendung*. Leipzig, 1936.
165. Lech M., Mruk I., Stupnicki J., Holographic contouring of the surface topography and study of the contact rigidity of rough surfaces. *Wear*, **57**, 1979, 236–268.
166. Lech M., Mruk I., Stupnicki J., O przydatności metod interferometrii holograficznej w budowie maszyn. XII Sympozjon Podstaw Konstrukcji Maszyn, Referaty problemowe, Wyd. Politechniki Lubelskiej, Lublin, 1985, 97–113.
167. Lee W. H., Computer generated holograms: techniques and applications. *Progress in Optics*, **XVI**, Wolf E. ed., North-Holland, Amsterdam, 1978, 119–232.
168. Léger D., Mathieu E., Perrin J. C., Optical Surface Roughness Determination Using Speckle Correlation Technique. *Applied Optics*, **14**, 4, 1975, 872–877.
169. Léger D., Mathieu E., Perrin J. C., Surface roughness measurement by use of laser speckle technique. *Japanese Journal of Applied Physics*, **8**, Supplement, 1, 1975, 299–300.
170. Léger D., Perrin J. C., Real-time measurement of surface roughness by correlation of speckle patterns. *Journal of the Optical Society of America*, **66**, 11, 1976, 1210–1217.
171. Lehmann P., Goch G., Comparison of Conventional Light Scattering and Speckle Techniques Concerning an In-Process Characterisation of Engineered Surfaces. *Annals of the CIRP*, **49**, 1, 2000, 419–422.
172. Leonhardt K., Rippert K.-H., Tiziani H. J., Optical methods of measuring rough surfaces. *Proceedings SPIE*, **1009**, 1988, 22–29.
173. Lessor D. L., Hartman J. S., Gordon R. L., Quantitative surface topography determination by Nomarski reflection microscopy. I. Theory. *Journal of the Optical Society of America*, **69**, 2, 1979, 357–366.
174. Lindsey K., Smith T. S., Robbie J. C., Sub-nanometre surface texture and profile measurement with NANOSURF 2. *Annals of the CIRP*, **37**, 1, 1988, 519–522.
175. Линник В. П., Прибор для интерференционного исследования отражающих объектов под микроскопом (микроинтерферометр). Доклады АН СССР, Физика, 1, 1933, 18–23.
176. Линник В. П., Современный микроскоп и некоторые новые возможности его применения. Известия АН СССР, 1937, 4–5.
177. Lohmeyer S., Glanzmessung. Teil I, II, *Metalloberfläche*, 12, 1976; 1, 1977, Glanzmeßgeräte. Teil III. *Metalloberfläche*, 2, 1977, 74–80.

178. Løkberg O., Electronic speckle pattern interferometry. *Physics in Technology*, **11**, 1980, 16–22.
179. Lonardo P. M., Bruzzone A. A., Lonardo A. M., Analysis of Machined Surfaces through Diffraction Patterns and Neural Networks. *Annals of the CIRP*, **44**, 1, 1995, 509–512.
180. Lonardo P. M., Measurement of Smooth Surface Roughness by Means of Photometric Method. *Annals of the CIRP*, **23**, 1, 1974, 189–190.
181. Łukianowicz Cz., Analiza dyfrakcji światła laserowego w skaterometrii nierówności powierzchni. III Konferencja Naukowo-Techniczna "Mechatronika '97", Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Konferencje z. 14, t. II, Oficyna Wyd. Politechniki Warszawskiej, 1997, 825–828.
182. Łukianowicz Cz., Analiza przestrzennego rozkładu natężenia światła rozproszonego w ocenie powierzchni nierównych. IX Konferencja "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", Wyd. Politechniki Częstochowskiej, t. 1, 2001, 261–270.
183. Łukianowicz Cz., Analysis of light scattering by rough manufactured surfaces. *Precision Engineering*, **7**, 2, 1985, 67–71.
184. Łukianowicz Cz., Aparatura do oceny mikrogeometrii powierzchni na podstawie kąтового rozkładu natężenia światła rozproszonego. *Mechanik*, **1**, 1992, 31–34.
185. Łukianowicz Cz., Badania rozpraszania światła w skaterometrii nierówności powierzchni. *Zeszyty Naukowe Wydziału Mechanicznego Politechniki Koszalińskiej*, **25**, 1998, 51–62.
186. Łukianowicz Cz., Detekcja światła rozproszonego w skaterometrii nierówności powierzchni. VII Konferencja Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", *Zeszyty Naukowe Politechniki Świętokrzyskiej*, ser. *Mechanika*, nr 63, t. II, Kielce, 1997, 63–70.
187. Łukianowicz Cz., Direct and inverse problem in scatterometry of rough surfaces. *Proceedings SPIE*, **4517**, 2001, 120–125.
188. Лукьянович Ч., Экспериментальная установка для моделирования рассеяния электромагнитных волн на неровной поверхности. Тезисы докладов II Международной Конференции "Научприбор СЭВ '84", С 112, БАН, Пловдив, 1984, 135.
189. Łukianowicz Cz., Karpiński T., Scatterometry of machined surfaces. XVI IMEKO World Congress, **VIII**, Vienna, 2000, 181–185.
190. Лукьянович Ч., Лазерный интерферометр для измерения низкочастотных периодических колебаний. Доклады V Конгресса по Теоретична и Приложна Механика, к. 4, БАН, София, 1985, 383–387.
191. Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Badania nad możliwością pomiarów nierówności powierzchni z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera. *Materiały Sympozjum "Metrologia '86"*, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, t. I, Warszawa, 1986, 175–183.

192. Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Mikrointerferometr z komputerowym systemem analizy obrazu. Materiały Konferencji "Mechanika 99 – Nauka i Praktyka", Gdańsk 1999, Wydział Mechaniczny Politechniki Gdańskiej, 129–130.
193. Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Pomiar chropowatości powierzchni na podstawie polaryzacyjnych charakterystyk światła odbitego. Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, 30, 1984, 195–199.
194. Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., System do akwizycji, pomiarów i analizy obrazów optycznych. VIII Krajowa Konferencja Metrologii, Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Konferencje z. 4, t. II, Oficyna Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1995, 253–258.
195. Łukianowicz Cz., Łukianowicz T., Układ do rejestracji, pomiarów i analizy mikroskopowych obrazów powierzchni. V Krajowa Konf. Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Procesach Wytwarzania", Wyd. IOS, Kraków, 1994, 149–154.
196. Łukianowicz Cz., Metoda oceny mikrogeometrii powierzchni wykorzystująca analizę pola dyfrakcyjnego. II Konferencja Naukowo-Techniczna "Mechatronika '94", Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Konferencje z. 3, Oficyna Wyd. Politechniki Warszawskiej, 1994, 393–396.
197. Łukianowicz Cz., Mikrointerferometr do badania topografii powierzchni. Materiały VIII Konferencji "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", t. I, Wyd. Politechniki Szczecińskiej, 1999, 263–270.
198. Łukianowicz Cz., Modelowanie pola dyfrakcyjnego Fraunhofera w skaterometrii nierówności powierzchni. Materiały III Szkoły-Konferencji "Metrologia Wspomagana Komputerowo", t. II, Wydział Wyd. WSOWŁ, Zegrze, 1997, 123–128.
199. Łukianowicz Cz., Możliwości oceny mikrogeometrii powierzchni z wykorzystaniem optycznego przekształcenia Fouriera. Sympozjum "Makro i mikrogeometria powierzchni". Wydawnictwa Politechniki Gdańskiej, Gdańsk 1990, 28–32.
200. Łukianowicz Cz., Możliwości oceny mikronierówności powierzchni na podstawie kąтового rozkładu światła rozproszonego. Materiały Sympozjum "Metrologia '89", Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1989, 275–282.
201. Łukianowicz Cz., Ocena mikronierówności powierzchni na podstawie kąтового rozkładu natężenia światła rozproszonego. Materiały Konferencji "Metrologiczne problemy w technikach wytwarzania", Wyd. WSInż. w Koszalinie, 1991, 149–160.
202. Łukianowicz Cz., Optical instrument for evaluation of rough machined surfaces by angular distribution of scattered light. Proceedings SPIE, 1991, 1993, 173–180.
203. Łukianowicz Cz., Optyczna metoda oceny parametrów charakteryzujących pochylenie profilu powierzchni. Prace Naukowe Instytutu Technologii Maszyn i Automatyzacji Politechniki Wrocławskiej, 1993, nr 52, ser.: Konferencje, nr 20, 127–130.
204. Łukianowicz Cz., Optyczne metody oceny mikrogeometrii powierzchni wykorzystujące kątowy rozkład natężenia światła rozproszonego. Mechanik, 5–6, 1991, 179–182, 184.



205. Łukianowicz Cz., Optyczno-elektroniczny system kontrolno-pomiarowy do oceny mikrogeometrii powierzchni w ruchu. V Krajowa Konf. Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Procesach Wytwarzania", Wyd. IOS, Kraków, 1994, 143–148.
206. Łukianowicz Cz., Pomiary nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła. Materiały Krajowego Kongresu Metrologii, t. 4, Wyd. Komitet Organizacyjny KKM'98, Gdańsk, 1998, 13–20.
207. Łukianowicz Cz., Pomiary stereometrii powierzchni metodami interferencyjnymi. Krajowy Kongres Metrologii 2001, t. I, Wyd. BEL Studio, Warszawa, 83–86.
208. Łukianowicz Cz., Reflektometryczne pomiary nierówności powierzchni z wykorzystaniem techniki mikroprocesorowej. Zeszyty Naukowe Politechniki Rzeszowskiej, Elektrotechnika, nr 36, z. 6, 1987, 217–222.
209. Łukianowicz Cz., Układ do modelowania rozpraszania fal elektromagnetycznych przez powierzchnie chropowate. Materiały XVI Międzyuczelnianej Konferencji Metrologów, Wyd. Politechniki Lubelskiej, Lublin, 1983, 236–241.
210. Łukianowicz Cz., Układ do rejestracji topografii powierzchni technicznych. Materiały XVII Międzyuczelnianej Konferencji Metrologów, Wydawnictwa WSInż. w Zielonej Górze, Zielona Góra, 1985, 170–173.
211. Łukianowicz Cz., Zastosowanie fotoelektrycznych przyrządów półprzewodnikowych ze sprzężeniem ładunkowym do reflektometrycznych pomiarów nierówności powierzchni. Prace Naukowe Instytutu Metrologii Elektrycznej Politechniki Wrocławskiej, nr 33, seria: Konferencje, nr 15, Wrocław, 1989, 146–151.
212. Łukianowicz T., Łukianowicz Cz., Method of measuring of little periodical movements involving laser interferometry. Proceedings SPIE, **2340**, 1994, 415–422.
213. Makosch G., Drollinger B., Surface profile measurement with a scanning differential ac interferometer. Applied Optics, **23**, 24, 1984, 4544–4553.
214. Marx E., Vorburger T. V., Direct and inverse problems for light scattered by rough surfaces. Applied Optics, **29**, 25, 1990, 3613–3626.
215. Mate M. C., McClelland G. M., Erlandsson R., Chiang S., Atomic-Scale Friction of a Tungsten Tip on a Graphite Surface. Physical Review Letters, **59**, 17, 1987, 1942–1945.
216. Matthews P. T., *Wstęp do mechaniki kwantowej*. Wyd. 2, PWN, Warszawa, 1971.
217. Meixner A. J., Zeisel D., Bopp M. A., Tarrach G., Super-resolution imaging and detection of fluorescence from single molecules by scanning near-field optical microscopy. Optical Engineering, **34**, 8, 1995, 2324–2332.
218. Mertz L., *Transformation in optics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, 1965.
219. Meyer-Arendt J. R., *Wstęp do optyki*. PWN, Warszawa, 1977.
220. Mignot J., Gorecki C., Measurement of surface roughness comparison between a defect of focus optical technique and the classical stylus technique. Wear, **87**, 1983, 39–49.



221. Miller T., Przyrządy do pomiaru topografii powierzchni. *Mechanik*, 12, 1997, 638–640.
222. Miller T., Wieloparametrowe skomputeryzowane urządzenia do pomiaru topografii powierzchni. VII Konferencja Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Technikach Wytwarzania Maszyn", Zeszyty Naukowe Politechniki Świętokrzyskiej, ser. Mechanika, nr 63, t. II, Kielce, 1997, 95–102.
223. Mitsui K., In-process sensors for surface roughness and their applications. *Precision Engineering*, 8, 4, 1986, 135–142.
224. Miyoshi T., Takaya Y., Saito K., Micromachined Profile Measurement by Means of Optical Inverse Scattering Phase Method. *Annals of the CIRP*, 45, 1, 1996, 497–500.
225. Miyoshi T., Takaya Y., Saito K., Nanometer Measurement of Silicon Wafer Surface Texture Based on Fraunhofer Diffraction Pattern. *Annals of the CIRP*, 44, 1, 1995, 489–492.
226. Mroczka J., *Metrologiczne problemy wykorzystania światła rozproszonego do badania rozkładu wielkości cząstek w roztworach dyspersyjnych*. Metrologia i Systemy Pomiarowe, Monografia, 4, 1990.
227. Mroczka J., Wysoczański D., Plane-wave and Gaussian beam scattering on an infinite cylinder. *Optical Engineering*, 39, 3, 2000, 763–770.
228. Mroziński H., Szukalski J., Metody określania mikrochropowości powierzchni w oparciu o wykorzystanie rozpraszania światła. *Aparatura Naukowa i Dydaktyczna*, 5, 1, 1979, 4–11.
229. Mróz E., Technika plamkowa – jej porównanie z interferometrią holograficzną i techniką mory. Rozdział 9 książki: *Holografia optyczna. Podstawy fizyczne i zastosowania*. (Red. M. Pluta), PWN, Warszawa, 1980, 302–328.
230. Muller R. H., Principles of Ellipsometry. In *Advances in Electrochemistry and Electrochemical Engineering*. Delahay P. and Tobias C. W. eds., 9, Muller R. H. ed., Wiley-Interscience, New York, 1973, 167–226.
231. Nee S. M. F., Nee T.-W., Polarization of scattering by rough surfaces. *Proceedings SPIE*, 3426, 1998, 169–180.
232. Nicodemus F. E., Reflectance nomenclature and directional reflectance and emissivity. *Applied Optics*, 9, June, 1970, 1474–1475.
233. Nomarski G., Microinterféromètre différentiel à ondes polarisées. *J. Phys., le Radium*, 16, 1955, 9S–13S.
234. Nowicki B., Aktywne pomiary chropowości powierzchni. *Mechanik*, 1, 1993, 29–32.
235. Nowicki B., *Badania mikrostruktury geometrycznej powierzchni obrobionych i metod jej oceny*. Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Mechanika, z. 70, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1980.

236. Nowicki B., Jarkiewicz A., Badania elektrycznych metod pomiaru chropowatości. V Krajowa Konferencja Naukowo-Techniczna: "Metrologia w Procesach Wytwarzania", Wyd. IOS, Kraków, 1994, 161–166.
237. Nowicki B., Multiparameter representation of surface roughness. *Wear*, **102**, 3, 1985, 161–176.
238. Nowicki B., *Struktura geometryczna. Chropowatość i falistość powierzchni*. WNT, Warszawa, 1991.
239. Nowicki B., Surface roughness measurement with new contact methods. *International Journal Machine Tool Design and Research*, **26**, 1, 1986, 61–68.
240. Обрадович К. А., Солодухо Ф. М., Рефлектометрический метод измерения шероховатости поверхности. *Измерительная техника*, 1, 1975, 36–38.
241. Oczos K. E., Lubimow W., Nowe aspekty trójwymiarowej (3D) analizy chropowatości powierzchni obrobionej. *Mechanik*, 8–9, 1998, 471–476.
242. O'Donnell K. A., Knotts M. E., Michel T. R., Light scattering by conducting surfaces with one-dimensional roughness, *Proceedings SPIE*, **1991**, 1993, 125–134.
243. Ogilvy J. A., *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*. Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York, 1991.
244. Ohlídal I., Lukeš F., Ellipsometric parameters of rough surfaces and of a system substrate-thin film with rough boundaries. *Optica Acta*, **19**, 10, 1972, 817–843.
245. Ohlídal I., Vižd'a F., Ohlídal M., Optical analysis by means of spectroscopic reflectometry of single and double layers with correlated randomly rough boundaries. *Optical Engineering*, **34**, 6, 1995, 1761–1768.
246. Oleksiuk W., Możliwości wykorzystania metody elipsometrycznej do badania stanu powierzchni elementów maszyn i mechanizmów. *Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej*, 30, 1984, 213–217.
247. Oleksiuk W., Rossian J., Światłowodowy czujnik odbiciowy do oceny stanu obrabianej powierzchni. *Prace Naukowe Instytutu Technologii Maszyn i Automatyzacji Politechniki Wrocławskiej*, 1993, nr 52, seria: Konferencje, nr 20, 135–138.
248. Olszak A., Wronkowski L., Analysis of the Fresnel field of a double diffraction system in the case of two amplitude diffraction gratings under partially coherent illumination. *Optical Engineering*, **36**, 8, 1997, 2149–2157.
249. Papoulis A., *Systems and Transforms with Applications in Optics*. McGraw-Hill Book Co., New York – London, 1968.
250. Parry G., Some effects of surface roughness on the appearance of speckle in polychromatic light. *Optics Communications*, **12**, 1, 1974, 75–78.
251. Patorski K., *Handbook of the Moiré Fringe Technique*. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1993.

252. Patorski K., Kujawińska M., New trends in optical methods for experimental mechanics. Part I: Moiré and grating projection techniques for shape and deformation measurement. *Journal of Theoretical & Applied Mechanics*, **31**, 1993, 539–561.
253. Patorski K., Mikromechanika: nowe wyzwania dla optycznych pomiarów i badań. Materiały Krajowego Kongresu Metrologii, Wyd. Komitet Organizacyjny KKM'98, t. 1, Gdańsk, 1998, 15–27.
254. Patorski K., Olszak K., Digital in-plane electronic speckle pattern shearing interferometry. *Optical Engineering*, **36**, 7, 1997, 2010–2015.
255. Pedersen H. M., Theory of speckle dependence on surface roughness. *Journal of the Optical Society of America*, **66**, 11, 1976, 1204–1210.
256. Peklenik J., Kubo M., A Basic Study of a Three-Dimensional Assessment of the Surface Generated in a Manufacturing Process. *Annals of the CIRP*, **16**, 1968, 257–265.
257. Persson U., Roughness measurement of machined surfaces by means of the speckle technique in the visible and infrared regions. *Optical Engineering*, **32**, 12, 1993, 3327–3332.
258. Petykiewicz J., *Optyka falowa*. Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1980.
259. Pezzaniti J. L., Chipman R. A., Mueller matrix imaging polarimetry. *Optical Engineering*, **34**, 6, 1995, 1558–1568.
260. Pluta M., *Advanced Light Microscopy*. PWN, Warszawa, 1988.
261. Pluta M., Mikrointerferometria różniczkowa w badaniach gładkości powierzchni. *Elektronika*, 5, 1982, 25–29.
262. Pluta M., *Mikrointerferometria w świetle spolaryzowanym*. WNT, Warszawa, 1991.
263. Pluta M., Mikroskopia i mikrointerferometria holograficzna. Rozdział 16 książki: *Holografia optyczna – podstawy fizyczne i zastosowania*. (Red. M. Pluta), PWN, Warszawa, 1980, 491–533.
264. Pluta M., *Mikroskopia optyczna*. PWN, Warszawa, 1982.
265. Pryor T. R., Reynolds R., Pastorius W., D Sight™: a whole-field optical technique for determination of surface form deviation. *Surface topography*, **1**, 183–193, 1988.
266. Qin Y., Dai J. Wang J., Recursive filtering technique for electronic speckle fringe pattern. *Optical Engineering*, **33**, 5, 1994, 1708–1711.
267. Quercioli F., Tiribilli B., Molesini G., Optical surface profile transducer. *Optical Engineering*, **27**, 2, 1988, 222–225.
268. Radhakrishnan V., Application of inductive heads for non-contact measurement of surface finish. *Proceedings of International Conference on Production Engineering*, **2**, India Institute of Engineers, Calcutta, 1977, 80–89.

269. Raja J., Radhakrishnan V., Digital filtering of surface profiles. *Wear*, **57**, 1, 1979, 147–155.
270. Rasigni M., Rasigni G., Palmari J.-P., Llebaria A., Study of surface roughness using a microdensitometer analysis of electron micrographs of surface replicas. I: Surface profiles. *Journal of the Optical Society of America*, **71**, 1981, 1124–1133.
271. Ratajczyk E., Dobosz M., Laserowa interferometria heterodynowa w metrologii wielkości geometrycznych. *Mechanik*, **1**, 1981, 39–41.
272. Ratajczyk E., Dobosz M., Optyczne metody pomiaru chropowatości – mikroskopia interferencyjna. *Mechanik*, **7**, 1983, 425–428.
273. Ratajczyk E., Tomasik J., Analiza mikrogeometrii powierzchni przy wykorzystaniu techniki cyfrowej. *Prace CUPMiSP Politechniki Warszawskiej*, **28**, 1980, 13–24.
274. Ratajczyk E., Tomasik J., Badania współzależności parametrów chropowatości powierzchni. *Mechanik*, **4**, 1981, 207–209.
275. Ratajczyk E., Tomasik J., Zusammenhänge zwischen den Oberflächenkenngrößen an geschliffenen Oberflächen. *Feingerätetechnik*, **29**, 9, 1980, 407–408.
276. Reynolds R. L., Karpala F., Clarke D. A., Hageniers O. L., Theory and applications of a surface inspection technique using double-pass retroreflection. *Optical Engineering*, **32**, 9, 1993, 2122–2129.
277. Ribbens W. B., Lazik G. L., Use of Optical Data Processing Techniques for Surface Roughness Studies. *Proceedings of the IEEE (Letters)*, **56**, 9, 1968, 1637–1638.
278. Ribbens W. B., Surface Roughness Measurement by Holographic Interferometry. *Applied Optics*, **11**, 1972, 807–810.
279. Rice S. O., Reflection of Electromagnetic Waves from Slightly Rough Surfaces. In *Theory of Electromagnetic Waves*. Kline M. ed., Wiley-Interscience, New York, 1951, 351–387.
280. Rönnow D., Interface roughness statistics of thin films from angle-resolved light scattering at three wavelengths. *Optical Engineering*, **37**, 2, 1998, 696–704.
281. Rymuza Z., Badania mikro/nanomechaniczne i mikro/nanotribologiczne materiałów w szczególności cienkich powłok. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **10**, 2000, 22–27.
282. Rymuza Z., Mikroskop sił atomowych (AFM) – badania trybologiczne w skali atomowej. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **10**, 1995, 277–283.
283. Sadowski A., *Przemysłowe pomiary i sprawdzanie chropowatości powierzchni*. WNT, Warszawa, 1966.
284. Sadowski A., Trends and actual state of Polish scientific research work in the field of surface metrology. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, **82**, Part 3K, 1967–1968, 229–240.



285. Sałbut L., Jóźwicki R., Distortion testing of interferometer for flatness standard measurement. *Proceedings SPIE*, **2340**, 1994, 314–317.
286. Sato H., O-hori M., Characteristics of Two Dimensional Surface Roughness – Taking Self-Excited Chatter Marks as Objective. *Annals of the CIRP*, **30**, 1, 1981, 481–486.
287. Savolainen M., Räsänen J. T., Peiponen K.-E., Silvennoinen R., Off-line system for simultaneous inspection of metal surface roughness and flatness by computer-generated holograms. *Optical Engineering*, **35**, 12, 1996, 3637–3639.
288. Sawatari T., Zipin R. B., Optical profile transducer. *Optical Engineering*, **18**, 2, 1979, 222–225.
289. Sayles R. S., Thomas T. R., Mapping a small area of a surface. *Journal of Physics E: Science Instruments*, **9**, 10, 1976, 855–861.
290. Schimmel G., *Metodyka mikroskopii elektronowej*. PWN, Warszawa, 1976.
291. Schmaltz G., *Technische Oberflächenkunde*. Springer-Verlag, Berlin, 1936.
292. Schmitt D.-R., Characterization of high-quality surfaces by Nomarski microscopy and light scattering. *Precision Engineering*, **13**, 1991, 263–269.
293. Сейнов С. В., Калашников В. А., Железнов Б. П., Емкостный профилометр. *Измерительная техника*, 2, 1987, 19.
294. Селезов И. Т., Яковлев В. В., *Дифракция волн на симметричных неоднородностях*. Наукова Думка, Киев, 1978.
295. Sherrington I., Smith E. H., Modern measurement techniques in surface metrology: Part I; Stylus instruments, electron microscopy and non-optical comparators. *Wear*, **125**, 1988, 271–288.
296. Sherrington I., Smith E. H., Modern measurement techniques in surface metrology: Part II; Optical instruments. *Wear*, **125**, 1988, 289–308.
297. Sherwood K. F., Crookall J. R., Surface finish assessment by an electrical capacitance technique. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, **182**, Part 3K, 1967–1968, 344–349.
298. Shurcliff W. A., Ballard S. S., *Światło spolaryzowane*. PWN, Warszawa, 1968.
299. Sinith B., Edmonds M. J., Probert S. D., Use of profilometer for surface mapping. *Precision Engineering*, **3**, 2, 1981, 87–90.
300. Słówko W., Quantitative topographic contrast in SEM by directional detection of secondary electrons. *Proceedings of the IX Conference on Electron Microscopy of Solids*, Fotobit, Kraków, 1996, 97–100.
301. Smereczyńska B., Sałbut L., Komputerowa analiza interferogramów uzyskiwanych przy pomiarach chropowatości powierzchni za pomocą mikroiinterferometru. *Materiały III Szkoły-Konferencji "Metrologia Wspomagana Komputerowo"*, t. II, Wydział Wyd. WSOWŁ, Zegrze, 1997, 129–134.
302. Sochacka M., Staroński L. R., Phase-stepping DIC technique for reflecting surface roughness evaluation. *Proceedings SPIE*, **1846**, 1993, 222–233.

303. Солодухо Ф. М., Измерение шероховатости сверхгладких поверхностей рефлектометрическим методом. *Измерительная техника*, 10, 1983, 17–20.
304. Sommargren G. E., Optical heterodyne profilometry. *Applied Optics*, 20, 4, 1981, 610–618.
305. Сороко Л. М., *Гильберт-оптика*. Наука, Москва, 1981.
306. Сороко Л. М., *Основы голографии и когерентной оптики*. Наука, Москва, 1971.
307. Sprague R. A., Surface roughness measurement using white light speckle. *Applied Optics*, 11, 17, 1972, 2811–2816.
308. Stahl H. P., Review of Phase-Measuring Interferometry. *Proceedings SPIE*, 1332, 1990, 704–719.
309. Stover J. C., *Optical Scattering: Measurement and Analysis*. McGraw-Hill, Inc., New York, 1990.
310. Stupnicki J., Warstwycowanie holograficzne. Rozdział 6 książki: *Holografia optyczna – podstawy fizyczne i zastosowania*. (Red. M. Pluta), PWN, Warszawa, 1980, 245–262.
311. Suffczyński M., *Elektrodynamiczka*. PWN, Warszawa, 1965.
312. Sugauma T., Measurement of Surface Topography Using SEM with Two Secondary Electron Detectors. *Journal of Electron Microscopy*, 34, 1985, 328–337.
313. Surface finish Gauge. *Instruments and Control Systems*, 41, 11, 1968, 151. Fibre optics take closer look at surface finish. *Metalworking Production*, 13, 48, 1969.
314. Taguchi A., Miyoshi T., Takaya Y., Takahashi S., Saito K., 3D Micro-Profile Measurement using Optical Inverse Scattering Phase Method. *Annals of the CIRP*, 49, 1, 2000, 423–426.
315. Takahashi T., Takajo H., Global wavefront reconstruction from its intensity distribution in the focal plane and Shack-Hartmann sensor image. *Optical Engineering*, 38, 11, 1999, 1960–1964.
316. Tay C. J., Toh S. L., Shang H. M., Zhang J., Whole-field determination of surface roughness by speckle correlation. *Applied Optics*, 34, 13, 1995, 2324–2335.
317. Teague E. C., Vorburger T. V., Maystre D., Light Scattering from Manufactured Surfaces. *Annals of the CIRP*, 30, 2, 1981, 563–570.
318. Thomas T. R., Comparison of scanning electron microscopy and stylus raster measurements of wear. *Wear*, 109, 1986, 343–350.
319. Thomas T. R. (ed.), *Rough Surfaces*. Longman, London and New York, 1983.
320. Thurn G., *Automatisierte Oberflächenprüfung durch rechnergestütztes Messen der Streulichtverteilung*. Technische Universität Berlin, Berlin, 1984.
321. Thwaite E. G., Power Spectra of Rough Surfaces Obtained by Optical Fourier Transformation, *Annals of the CIRP*, 29, 1, 1980, 419–422.

322. Thwaite E. G., The direct measurement of the power spectrum of rough surfaces by optical Fourier transformation. *Wear*, **57**, 1, 1979, 71–80.
323. Thwaite E. G., The Extension of Optical Angular Scattering Techniques to the Measurement of Intermediate Scale Roughness. *Annals of the CIRP*, **31**, 1, 1982, 463–465.
324. ТИХОНОВ В. И., *Выбросы случайных процессов*. Наука, Москва, 1970.
325. Tischer W., An interference pattern processing technique for optical phase measurement with applications in precision surface metrology. *Proceedings SPIE*, **1226**, 1990, 142–150.
326. Tolansky S., *Multiple-beam Interferometry of Surfaces and Films*. Calderon Press, Oxford, 1948.
327. Tomasik J., Aktualne kierunki w budowie przyrządów profilometrycznych. *Mechanik*, **9**, 1989, 413–415.
328. Tomasik J., Rudziński R., Charakterystyki wybranych filtrów cyfrowych aktualnie stosowanych w pomiarach chropowatości powierzchni. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **5**, 2000, 31–33.
329. Tomaszewski A., *Geometria powierzchni części maszynowych*. PWT, Warszawa, 1955.
330. Tsuruta T., Shiotake N., Holographic Generation of Contour Map of Diffusely Reflecting Surface by Using Immersion Method. *Japanese Journal of Applied Physics*, **6**, 1967, 661–662.
331. Tu M., Xu Y., Gielisse P. J., Kulisic I. F., Application of optical scattering in multichip module processing. *Proceedings SPIE*, **2541**, 1995, 68–79.
332. Tyka A. Problemy zastosowania refleksyjnych metod fotometrycznych do kontroli struktury geometrycznej powierzchni metalicznych po obróbce mechanicznej. *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **9**, 1984, 269–271.
333. Uchida S., Sato H., O-hori M., Two Dimensional Measurement of Surface Roughness by the Light Sectioning Method. *Annals of the CIRP*, **28**, 1, 1979, 419–423.
334. Ushenko A. G., Polarization structure of laser scattering field. *Optical Engineering*, **34**, 4, 1995, 1088–1093.
335. Valliant J. G., Foley M. P., Bennett J. M., Instrument for on-line monitoring of surface roughness of machined surfaces. *Optical Engineering*, **39**, 12, 2000, 3247–3254.
336. Volk R., Berührungslos und genau Oberflächen vermessen. Ein neuer Sensor. *Proceedings of the Česká Metrologická Společnost "Měřicí Technika pro Kontrolu Jakosti"*, CS-Plzeň, 1994, 42–47.
337. Vorburger T. V., Ludema K. C., Ellipsometry of rough surfaces. *Applied Optics*, **19**, 4, 1980, 561–573.

338. Vorburger T. V., Measurements of Roughness of very Smooth Surfaces. *Annals of the CIRP*, **36**, 2, 1987, 503–509.
339. Wang H., Mi H., Inspection of diamond turning process by the combination of light scattering and angular deflection techniques: a proposed method. *Optical Engineering*, **36**, 9, 1997, 2536–2544.
340. Wang S. H., Quan Chenggen, Tay C. J., Shang H. M., Surface roughness measurement the submicrometer range using laser scattering. *Optical Engineering*, **39**, 6, 2000, 1597–1601.
341. Ванюрихин А. И., Герчановская В. П., *Оптико-электронные поляризацiонные устройства*. Техніка, Киев, 1984.
342. Василенко Г. И., Маслов А. В., Белинский А. Н., Метод восстановления оптического сигнала по модулю его Фурье-образа. В *Оптическая обработка изображений*. Редакторы: Гуревич С. Б., Гаврилов Г. А., Наука, Ленинград, 1985, 12–18.
343. Wells O. C., *Scanning Electron Microscopy*. McGraw-Hill, New York, 1974.
344. Westberg J., Development of objective methods for judging the quality of ground and polished surfaces in production. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, **182**, Part 3K, 1967–1968, 260–273.
345. Whitehouse D. J., An improved type of wave filter for use in surface finish measurement. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, **182**, Part 3K, 1967–1968, 306–318.
346. Whitehouse D. J., Bowen D. K., Venkatesh V. C., Lonardo P., Brown C. A., Gloss and Surface Topography. *Annals of the CIRP*, **43**, 2, 1994, 541–549.
347. Whitehouse D. J., Dynamic aspects of scanning surface instruments and microscopes. *Nanotechnology*, **2**, 93–102.
348. Whitehouse D. J., *Handbook of Surface Metrology*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1994.
349. Wiczorowski M., Cellary A., Chajda J., *Charakterystyka chropowatości powierzchni. Przewodnik*. Politechnika Poznańska, Poznań, 1996.
350. Wiesendanger R., *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy: Methods and Applications*. Cambridge University Press, New York, 1994.
351. Williams, D. B., Carter, C. B., *Transmission Electron Microscopy: A Textbook for Materials Science*. Plenum Press, New York, 1996.
352. Williamson J. B. P., The microtopography of surfaces. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, **82**, Part 3K, 1967–1968, 21–30.
353. Wilson T. ed., *Confocal Microscopy*. Academic Press, London, 1990.
354. Windecker R., Fleischer M., Tiziani H. J., Three-dimensional topometry with stereo microscopes. *Optical Engineering*, **36**, 12, 1997, 3372–3377.
355. Wirgin A., Reflection from a corrugated surface. *Journal of the Acoustical Society of America*, **62**, 2, 1980, 692–699.



356. Wykes C., De-correlation effects in speckle-pattern interferometry. 1. Wavelength change dependent de-correlation with application to contouring and surface roughness measurement. *Optica Acta*, **24**, 5, 1977, 517–532.
357. Wysoczański D., Mroczka J., System pomiarowy do rejestracji charakterystyk polaryzacyjnych. VIII Krajowa Konferencja Metrologii, Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Konferencje z. 4, t. II, Oficyna Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1995, 285–292.
358. Wysoczański D., Światło rozproszone w pomiarach właściwości materiałów kompozytowych. *Elektronizacja*, 10, 1997, 7–12.
359. Yanagi K., Minaki K., Toyama A., An optical measuring instrument for evaluating the surface texture of precisely machined parts. *Materiały Sympozjum "Metrologia '86"*, t. 1, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1986, 303–311.
360. Young R., Ward J., Scire F., The Topografiner: an instrument for measuring surface microtopography. *Review of Scientific Instruments*, **43**, 7, 1972, 999–1011.
361. Zardecki A., Chapter 6 in *Inverse Source Problems in Optics*. Baltes H. P. ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978, (tłum. ros., Болтс Г. П., *Обратные задачи в оптике*. Машиностроение, Москва, 1984, 10–20).
362. Zhang X., North W. P., Retroreflective grating analysis versus physical measurements of surface contour. *Optical Engineering*, **37**, 5, 1998, 1464–1467.
363. Zhang X., North W. P. T., Analysis of 3-D surface waviness on standard artifacts by retroreflective metrology. *Optical Engineering*, **39**, 1, 2000, 183–186.
364. Zhang Z., Bryanston-Cross P. J., Whitehouse D. J., Reconstructing a shadow pattern image of the internal surface of a small hole and estimating surface roughness from the image. *Optical Engineering*, **36**, 8, 1997, 2210–2215.
365. Zielinski W., Wyrzykowski J. W., Dislocation Motion in Aluminium by In-situ TEM. *Proceedings of the IX Conference on Electron Microscopy of Solids*, Fotobit, Kraków, 1996, 275–278.
366. Zieliński M., Badania symulacyjne nad wykorzystaniem metody optycznej transformacji Fouriera do oceny struktury geometrycznej powierzchni. *Materiały Sympozjum "Metrologia '86"*, t. 1, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1986, 141–151.
367. Żebrowska-Lucyk S., Beliczyńska-Wróbel M., Wpływ charakterystyki filtra na wyniki pomiaru mikronierówności powierzchni. *Mechanik*, 4, 1984, 197–200.

## Skorowidz rzeczowy

- Aberracja chromatyczna obiektywu 26
- amplituda światła zespolona 14, 60,  
82–88, 98–108, 150–169, 172–179, 182
- analiza densytometryczna 48–49
  - obrazów prążkowych 25, 38
  - obrazu 23, 35, 125–126
  - widmowa nierówności 89–90, 127
- apertura obiektywu mikroskopu 23
  - numeryczna 47
- astygmatyzm obiektywu 26
  
- Badania modelowe 14, 167–179
- binaryzacja 126–127
  
- Całka Fouriera 109
- częstości przestrzenne nierówności powierzchni 68, 108, 127, 156–157, 159–162, 172–173, 175
  
- Deflektometr laserowy 55–56
- dioda elektroluminescencyjna 71
- dyfrakcja światła 12, 31, 81–91, 98–117, 123–124, 132, 149
  
- Elektrony wstecznie rozproszone 49
  - wtórne 49–50
- elipsa polaryzacji 44–45
- elipsometr 46
  - dynamiczny 47
  - fotometryczny 47
  - interferencyjny 46
  - statyczny 47
- elipsometria 43–47
  - wielopromieniowa 46
- eliptyczność 44
- emisja polowa 48, 50, 52–53
- emiter tryodowy 50
  
- Fala skalarna 98, 105
  - świetlna zanikająca 54
- fale akustyczne 97, 109
  - de Broglie'a (fale materii) 47
  - elektromagnetyczne 12–14, 96–98, 113, 133, 149, 183
  - – wtórne 12, 95
- filtr binarny 126
- filtracja profilu 18, 31
- filtry 18
  - cyfrowe 18
  - – z korekcją fazy 18
- fotodioda kwadrantowa 26, 55
- fotopowielacz 80
- funkcja analityczna 156
  - autokorelacji 30, 81, 127
  - charakterystyczna 104
  - falowa 47
  - Greena 99–100, 106–107, 135
  - hermitowska 14, 153, 155–166, 175, 182
  - intensywności 111
  - interferencyjna 111
  - koherencji 149
  - o skończonym widmie 155–156, 158, 162
  - odbicia 111
  - zacinienia 119–123, 125, 181
- funkcje Bessela 112–113
  - Hankela 132
  - źródeł 148–149
  
- Gęstość prawdopodobieństwa kątów nachylenia zboczy nierówności 130, 131
  - – pochodnej powierzchni 104, 116, 119, 123
  - widmowa mocy nierówności powierzchni 68, 81, 84, 94, 108, 116, 127, 181

- głowica optyczna Focodyn 27–28  
 – – Laser Stylus RM 600 28  
 – – RM 400 i RM 500 71–72  
 goniofotometr 46
- Halon 65  
 holografia 40  
 hologram 39–40, 109
- Indykatrysa rozproszenia 67, 69–75,  
 144–145  
 interferencja fal wtórnych 12, 40, 95  
 interferometr birefrakcyjny 30–31  
 – Fizeau 38  
 – holograficzny 39  
 – Michelsona 30, 38, 42  
 – Mirau 30, 38  
 – Linnika 30, 35  
 – laserowy 17, 173  
 – Fabry'ego-Pérot 29, 35  
 – plamkowy, elektroniczny 43  
 – prądu zmiennego (AC) 30  
 – siatkowy 17  
 – skanujący Macha-Zehndera 42  
 – z wewnętrzną modulacją fazy 30–31  
 interferometria holograficzna 40  
 – plamkowa 42–43  
 – – elektroniczna 43  
 interferometry dwupromieniowe 29, 35  
 – heterodynowe 31–32, 34  
 – skanujące FECO 29  
 – wielopromieniowe 29, 35
- Kamera CCD 38, 70, 73, 78–80  
 kąt azymutalny 44–45  
 – padania główny 45–46  
 – przywróconej polaryzacji 44  
 – rozproszenia azymutalny 67, 104, 108  
 – – biegunowy 67, 104  
 komórka Faradaya 46
- kontrast interferencyjny różniczkowy  
 (DIC) 33–37  
 – – – zmienny (DICV) 37  
 – obrazu plamkowego 40–41  
 korelacja obrazów plamkowych 40, 42–43  
 kryterium Rayleigha 96–98  
 kula Poincarégo 45  
 – Ulbrichta (kula fotometryczna) 65–66
- Lampa błyskowa 62  
 laser 31–34, 55, 66, 69, 73, 79–80, 82–83,  
 127, 141–142, 167  
 liniał CCD 28, 30, 38, 70–74, 78  
 luminancja energetyczna 68
- Macierze Jonesa 45  
 – Muellera 45  
 maksima dyfrakcyjne 88, 110, 112–116,  
 169–171, 177, 181  
 maksima interferencyjne 111  
 mapy warstwiczne 23, 25, 35, 40, 49  
 metoda ciemnego pola 126  
 – DIC (patrz kontrast interferencyjny  
 różniczkowy)  
 – DICV (patrz kontrast interferencyjny  
 różniczkowy zmienny)  
 – FECO (prążków równego rzędu  
 chromatycznego) 29  
 – Foucaulta 26  
 – funkcji Greena 135  
 – immersyjna 39  
 – indukcyjna 55  
 – Kirchhoffa (patrz teoria Kirchhoffa)  
 – konduktometryczna 55  
 – płaszczyzny stycznej (patrz teoria  
 Kirchhoffa)  
 – podwójnej ekspozycji 39  
 – pojemnościowa 56–58  
 – – profilometryczna 57  
 – przekrojów równoległych 19

- metoda przenikania warstw chropowatości 20–21
- Rayleigha-Fouriera 113
  - sztucznych baz 19
  - zaburzeń (patrz teoria zaburzeń)
- metody bezstykowe 15
- dyfrakcyjne 60, 81
  - elektryczne 15, 56–58
  - elipsometryczne 43–47
  - goniofotometryczne (ARS) 60, 67
  - integracyjne (TIS) 60, 64–66, 94, 104
  - interferencyjne 28–38, 92
  - koincydencji 25–28
  - mechaniczne 15–21
  - mikroskopii elektronowej 15, 47–50
  - mory 24–25
    - – cieniowej 24
    - – projekcyjnej 24–25
  - oparte na optycznym przekształceniu Fouriera 13, 81–92, 94
  - optyczne 11, 13, 21–47, 58–94
    - – analizy powierzchniowej 22–23, 29, 34–45, 58–94
    - – profilometryczne 22–34
  - penetracji ogniskiem świetlnym 25–28
  - plamkowe 35, 40–43
  - pneumatyczne 15
  - przekroju świetlnego 22–23
  - reflektometryczne 59–64, 94, 104
  - rozogniskowania 25–27, 55
  - rozpraszania światła 11–31, 35, 58–94, 135
  - różniczkowe (DS) 13, 60, 67–81, 90, 92, 94
  - stykowe 15–18, 25, 50
    - – profilometryczne 15–20, 131
    - – wielopunktowe 20
  - tarciove 20–21
- mikrointerferometr dwupromieniowy 29
- wielopromieniowy 29
- mikrointerferometria holograficzna 39
- mikrointerferometry 28, 35
  - mikroprofilometr 29
- mikroskop elektronowy 47–50
- – skaningowy (SEM) 48–51
  - – odbiciowy (REM) 48
  - – prześwietleniowy (TEM) 48
  - konfokalny 27, 51
  - (optyczny) 23–24, 47
  - Nomarskiego 33
  - sił atomowych (AFM) 51, 55–56
  - skaningowy optyczny bliskiego pola (SNOM) 54
    - – tunelowy (STM) 51–56
    - – – fotonowy (PSTM) 54
- mikroskopia interferencyjna 28, 31, 35
- holograficzna 39,
  - sił atomowych 55, 92
  - skaningowa tunelowa 52, 92
  - z sondą skanującą (SPM) 51–56
- mikroskopy interferencyjne 28, 38–39, 50
- interferencyjno-polaryzacyjne 35
- moc promienista 68
- modulacja Y 49
- Natężenie światła 59–60, 63, 69–75, 83, 104, 107–113, 116, 120, 126, 150–152, 163, 166–167, 169–172, 174, 178
- nóż Foucaulta 26–27
- Obrazy izometryczne natężenia światła 144–145
- – powierzchni 18, 23, 25, 33, 38, 49, 52, 172
  - plamkowe 40–41, 76
- obszar Fraunhofera 81–82, 98, 104, 150, 167–172, 181–182
- Fresnela 82
- odbicia wielokrotne 14, 41, 93, 117–118, 128–135, 139, 181, 183
- odbicie dyfuzyjne 58, 96



- odbicie zwierciadlane 58, 96–97, 101, 136  
 odwzorowanie nierówności 14, 146–179, 182  
 – optyczne 81, 146  
 ostrze odwzorowujące 16, 20, 25
- Parametry Stokesa 45  
 pochodna (profilu) powierzchni 45, 71–72, 77, 94, 118–125, 128, 131, 181  
 pole dyfuzyjne 107–108  
 – koherentne 107–108  
 – niekoherentne 107–108  
 policzterofluoroetylen 65  
 połysk powierzchni 60–62  
 połyskomierz 61–62  
 pomiary aktywne 19, 58, 70, 91–92  
 pomiary stereometryczne 18–20  
 – turbidymetryczne 149  
 prawo Lamberta-Bouguera 87  
 – odbicia światła 58  
 – sumowania błędów 114  
 prąd emisji polowej 52  
 – tunelowy 53  
 profilometr stykowy 16, 27, 28, 50, 143  
 – optyczny 25–27, 29–34, 49  
 – interferencyjny 28–34, 38–39  
 promieniowanie nadfioletowe 58, 127  
 – podczerwone 58, 70, 85, 94  
 pryzmat Nomarskiego 36  
 – Wollastona 32–33, 36  
 przekształcenie Fouriera 152, 156, 163, 164, 166–167, 174  
 – – optyczne 13, 81–92, 114, 127, 147, 150  
 – Hilberta 154  
 przetwornik piezoelektryczny 30, 35, 52–53, 55  
 przewyższenie 122  
 przybliżenie Fraunhofera 101  
 – Fresnela 101  
 – przyosiowe 101
- Rachunek wariacyjny 133  
 reflektancja całkowita 62, 64–66, 81, 116, 134  
 – dyfuzyjna 62, 64–66, 116  
 – zwierciadlana 61–65, 116  
 reflektometr 63  
 repliki powierzchni 39, 48–49, 81, 83, 85–89  
 retardancja 44–45  
 rozkład natężenia światła (rozproszonego) 13–14, 59–60, 67–71, 93–94, 116, 123, 134, 169–172, 181–182  
 – – – – przestrzenny 67–68, 79–80, 104, 133, 136–145  
 rozpraszanie fal elektromagnetycznych 13, 133  
 – Brillouina 95  
 – molekularne 13, 95  
 – niesprężyste 13, 95  
 – Ramana 13, 95  
 – sprężyste 13, 95  
 – światła 11–14, 40, 58–183  
 – wielokrotne 133–135  
 – wymuszone 13  
 równania całkowite Fredholma 133  
 – Maxwella 98  
 równanie falowe Helmholtza 99, 105, 135  
 – Fowlera-Nordheima 52  
 – siatki dyfrakcyjnej 110  
 różnice skończone 154  
 rząd dyfrakcyjny 88, 110, 112–116, 181  
 – interferencji 110
- Samozacienienia powierzchni 14, 41, 93, 117–127, 181, 183  
 siarczan baru 65  
 siatka dyfrakcyjna 13, 69, 109–114  
 – Wulfa 45  
 siły Van der Waalsa 55  
 skaterometr 68

- skaterometr-skateroskop 79–80, 126  
 skaterometria nierówności powierzchni 59  
 spectralon 65  
 spektrograf 29  
 stereofotogrametria 49  
 stereografia 49  
 strefa Fresnela 124  
 system D Sight 135–136  
 systemy pomiarowe wirtualne 174  
 szereg Taylora 105  
 – Fouriera 109, 112–113  
 szerokość połówkowa indykatrysy rozproszenia 70  
 szумы koherentne 76, 126  
 światło spolaryzowane 43–45, 113  
 – – eliptycznie 43–44  
 – – liniowo 43–44  
  
 Technika dyskretnej zmiany fazy 25  
 teflon 65  
 teoria dyfrakcji 13, 81, 95  
 – – Kirchhoffa 98–104, 107  
 – – skalarna 13, 147  
 – – wektorowa 13  
 – Kirchhoffa 13, 98–104, 109, 111, 113, 116, 120, 124–125, 132, 180  
 – łańcuchów Markowa 96  
 – przewyższeń 122–123  
 – Rayleigha (patrz teoria zaburzeń)  
 – Rayleigha-Rice'a (patrz teoria zaburzeń)  
 – Simmonsa 52  
 – zaburzeń 13, 68, 105–109, 112–113, 116, 132, 180–181  
 tlenek magnezu 65  
 transfer radiacyjny 149  
 transformata Fouriera 14, 82, 90–91, 111, 150–153, 155–159, 162–163, 167, 172, 174, 176–179, 182–183  
 twierdzenie o podobieństwie 89  
 – całkowite Helmholtza-Kirchhoffa 99, 106  
 Wariancja kątów rozproszenia 70–72, 94  
 warstwa fotochromowa 127  
 warstwicowanie holograficzne 39  
 warunek Dirichleta 100, 106–108  
 – Neumanna 100, 106, 108  
 – skończoności 100  
 – wypromieniowania 100  
 warunki brzegowe 100, 106  
 – – Kirchhoffa 100, 102  
 – graniczne 105, 135  
 – Sommerfelda 100  
 widmo kątowe fal płaskich 81, 105  
 wielomiany Legendre'a 132  
 winietowanie 117  
 współczynnik nachylenia 101  
 – odbicia światła amplitudowy 84, 102, 103, 150, 167, 174  
 współczynniki odbicia światła zespolone amplitudowe 43–45  
 – załamania światła zespolone 45  
 wzory Fresnela 44, 103  
 wzór dyfrakcyjny Fresnela-Kirchhoffa 100  
  
 Zadanie odwrotne 14, 93, 146–167, 173–179, 182–183  
 – proste 14, 93, 146–149, 167–173, 183  
 zasada Huygensa-Fresnela 12  
 – najniekorzystniejszego przypadku 114  
 – superpozycji 105, 109  
 – zachowania energii 108  
 zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia 26, 62  
 – heterodynowania 31–32  
 – plamkowania 40, 76, 117  
 – Starka 32  
 – tunelowe 52  
 – – fotonowe 54  
 – Zeemana 32  
 zwielokrotnianie obrazów 154  
 zwierciadło wklęsłe półkuliste 65

# PODSTAWY POMIARÓW NIERÓWNOŚCI POWIERZCHNI METODAMI ROZPRASZANIA ŚWIATŁA

## Streszczenie

W monografii przedstawiono najważniejsze zagadnienia dotyczące pomiarów nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła. Metody te mają zastosowanie w zautomatyzowanych procesach produkcyjnych, zwłaszcza w pomiarach precyzyjnie obrabianych powierzchni. Spośród wielu rodzajów rozpraszania światła w niniejszej pracy jest brane pod uwagę tylko klasyczne rozpraszanie sprężyste. Niesprężyste rozpraszanie światła przez oddzielne cząsteczki, a także zjawiska rezonansowe, takie jak rozpraszanie ramanowskie, nie są rozpatrywane.

Po krótkim przeglądzie różnych metod pomiaru i oceny nierówności powierzchni, nieco szerzej przedstawiono metody oparte na zjawisku rozpraszania światła. W dalszej części pracy przeanalizowano dyfrakcyjny model rozpraszania światła na nierównych powierzchniach. Rozpatrzono podstawowe teorie rozpraszania światła, a zwłaszcza teorię Kirchhoffa oraz teorię zaburzeń. Dokonano także krótkiej analizy rozpraszania światła na nierównościach okresowych. Przeanalizowano wpływ samozacienień powierzchni i odbić wielokrotnych na wynikowe pole rozproszone przez powierzchnię nierówną. Rozpatrzono także najważniejsze czynniki wpływające na przestrzenny kształt rozkładu natężenia światła rozproszonego.

Następnie, rozważono problem odwzorowania nierówności powierzchni na podstawie pomiarów pola dyfrakcyjnego. Zagadnienie to rozpatrzono jako szczególny wariant tzw. zadania odwrotnego. Zadanie odwrotne polega na określeniu postaci układu rozpraszającego na podstawie rozkładu światła rozproszonego. Rozwiązanie tego zadania może być interesujące także dla wielu innych zastosowań. Zaproponowano ogólną metodykę rozwiązania zadania odwrotnego, polegającą na wstępnej modyfikacji fali światła na powierzchni mierzonej. W wyniku modyfikacji zespolona amplituda światła daje się opisać odpowiednio stłumioną funkcją hermitowską. Przedyskutowano także sposoby modelowania zjawiska rozpraszania światła, pokazując ich przydatność w badaniach zadania prostego i odwrotnego, oraz przedstawiono wyniki badań modelowych dla wybranych powierzchni.

Końcowa część pracy zawiera najważniejsze wnioski ogólne wynikające z przeprowadzonych badań i analiz. Te wnioski oraz rozważania przedstawione w monografii mogą być traktowane jako podsumowanie dotychczasowych prac autora w zakresie pomiarów nierówności powierzchni metodami rozpraszania światła.

## PRINCIPLES OF SURFACE ROUGHNESS MEASUREMENTS BY LIGHT SCATTERING METHODS

### Summary

This book presents main problems covering the measuring of surface roughness by light scattering methods. These methods are applied in automated manufacturing processes, particularly for measuring precisely machined surfaces. In this book, from many types of light scattering only classical elastic scattering is regarded. Inelastic scattering from individual molecules and resonance effects such as Raman scattering is not considered.

After brief surveying of the methods measuring of surface roughness the author in more detail presents methods based on the light scattering phenomenon. Next, diffraction model of light scattering from rough surfaces is discussed. These considerations include principal light scattering theories: Kirchhoff theory and Rayleigh-Rice perturbation theory. Short analysis of light scattering from periodical rough surfaces is also given. Influences of surface self-shadowing and multiple reflections on resultant field scattered from rough surface are analysed. Then the most important factors determining spatial configurations of scattered light distribution are considered.

Next, reconstruction of surface roughness based on measuring of diffracted field is discussed. This question is analysed as a special case of the inverse problem. The inverse problem consists in determining the nature of a scatterer from the scattered light distribution. Solution of this problem can be of interest also for many other applications. A general method of solution of the inverse problem is proposed. Base of this method is modification of the light wave in the rough surface. In result, complex amplitude of the light wave can be described by suppressed Hermite function. Numerical modelling techniques are also discussed, showing the power of this approach for studying of the direct problem and inverse problem. Methods and results of modelling for some rough surfaces are presented.

In the final part of the book the main general conclusions following from presented analyses and investigations are given. These conclusions and discussions presented in the book can be treated as a summation of hitherto author's works in the scatterometry of rough surfaces.



## ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЙ НЕРОВНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТОДАМИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА

### Содержание

В настоящей работе рассмотрены основные проблемы связанные с измерениями неровностей поверхности методами рассеяния света. Эти методы находят применение в автоматизированных производственных процессах, особенно при измерении точно обработанных поверхностей. Из многих видов рассеяния света, в этой работе рассматривается только классическое, упругое рассеяние. Неупругое рассеяние света молекулами и резонансные эффекты, такие как комбинационное рассеяние, не учитываются.

После краткого обзора методов измерения неровностей поверхности, более подробно рассмотрены методы основанные на явлении рассеяния света. Затем проведен анализ дифракционной модели рассеяния света на неровных поверхностях. Рассмотрены основные теории рассеяния света: теория Кирхгофа и теория возмущений. Проведен краткий анализ рассеяния света на периодических неровностях. Рассмотрено также влияние самозатенений поверхности и многократных отражений на результирующее рассеяное поле. Обсуждены главные факторы определяющие форму и пространственное расположение распределения интенсивности рассеяного света.

В дальнейшем поставлен вопрос об отображении неровностей поверхности на основе измерений дифракционного поля. Эта проблема рассматривается как частный случай так называемой обратной задачи. Обратная задача состоит в определении формы рассеивающего объекта по распределению рассеяного света. Решение этой задачи может представлять интерес также в случае других применений. Предложена общая методика решения обратной задачи. Она заключается в соответствующей модификации световой волны на неровной поверхности. В результате этой модификации, комплексная амплитуда световой волны описывается затухающей эрмитовой функцией. Проведена также дискуссия методов численного моделирования и показана его пригодность для исследования прямой и обратной задачи рассеяния света. Дана методика и некоторые результаты проведенных модельных исследований.

Заключительная часть работы содержит основные выводы, вытекающие из описанных исследований и анализов. Можно считать, что эти выводы вместе с ранее проведенными рассуждениями, являются итогом тех работ, которые до сих пор проведены автором в области измерения неровностей поверхности методами рассеяния света.