

INSTYTUT TECHNOLOGII ELEKTRONOWEJ
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

PREPRINTY

Raport nr 1


BADANIE TOPOGRAFII
POWIERZCHNI KRZEMU ZA POMOCĄ
ELEKTRONÓW WSTECZNIE
ROZPROSZONYCH

Danuta Kaczmarek
praca doktorska

promotor

doc.dr hab.inż. Andrzej MULAK

słowa kluczowe :



wsteczne rozpraszanie elektronów,
detekcja elektronów wstecznie rozproszonych
znak topograficzny na powierzchni krzemu,
model wstecznego rozpraszania elektronów

WROCŁAW 1986

Serdecznie dziękuję Panu

doc.dr hab. A.MULAKOWI za opiekę naukową
oraz życzliwe uwagi w czasie wykonywania
i redakcji pracy.

Bardzo dziękuję również Kolegom:
dr inż. Z.CZYŻEWSKIEMU, dr inż. J.HEJNIE
oraz dr inż. Z.RADZIMSKIEMU za liczne
dyskusje i pomoc przy realizacji pracy

Autor

SPIS TREŚCI

	Str.
SPIS WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	7
1. WSTĘP	9
2. WSTECZNE ROZPRASZANIE ELEKTRONÓW I JEGO ZASTOSOWANIE	14
2.1. Definicja elektronów wstecznie rozproszonych /EWR/	14
2.2. Podstawowe charakterystyki procesu wstecznego rozpraszania elektronów	16
2.3. Zastosowanie sygnału EWR	22
3. UKŁADY DETEKCCJI SYGNAŁU EWR	28
3.1. Kolektor	28
3.2. Detektor półprzewodnikowy	30
3.3. Detektor scyntylicyjny	31
3.4. Konwerter elektronów wstecznie rozproszonych na elektrony wtórne	33
3.5. Ekran fluorescencyjny	34
4. DETEKCCJA SYGNAŁÓW EWR POCHODZĄCYCH ZE ZNAKÓW TOPOG- RAFICZNYCH NA POWIERZCHNI PRÓBKII	35
4.1. Znaki topograficzne stosowane w mikroelektro- nice	35
4.1.1. Metody wykonywania znaków topograficznych ...	35
4.1.2. Klasyfikacja znaków topograficznych w mikro- elektronice	36
4.2. Przegląd wyników dotychczasowych badań doświad- czalnych i teoretycznych sygnałów EWR pochodzą- cych ze znaków topograficznych	39
4.2.1. Badanie sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych o różnych kształtach	40
4.2.2. Badanie sygnałów EWR przy zmianie typu i kon- figuracji układu detekcyjnego	47

	str.
4.2.3. Wpływ szumów na jakość pomiarów sygnału EWR	56
4.2.4. Podsumowanie	59
5. TECHNOLOGIA WYKONANIA W KRZEMIE ZNAKÓW TOPOGRAFICZNYCH O RÓŻNYCH KSZTAŁTACH	62
5.1. Trawienie jonowe krzemu	62
5.1.1. Technologia maskowania powierzchni krzemu fotolakiem w procesie trawienia wiązką jonów	64
5.1.2. Wykonanie znaków topograficznych metodą trawienia wiązką jonów	68
5.2. Trawienie mokre krzemu	73
5.2.1. Technologia maskowania powierzchni krzemu w procesie trawienia mokrego	73
5.2.2. Wykonanie znaków topograficznych metodą trawienia mokrego	75
6. POMIAR SYGNAŁÓW EWR POCHODZĄCYCH Z KRZEMOWYCH ZNAKÓW TOPOGRAFICZNYCH	78
6.1. Pomiar za pomocą kolektora sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych	78
6.1.1. Budowa kolektora i schemat układu pomiarowego	79
6.1.2. Kształt badanych znaków topograficznych ...	80
6.1.3. Wyniki pomiarów	81
6.2. Pomiar za pomocą detektorów półprzewodnikowych sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych	89
6.2.1. Układy detekcyjne zastosowane do badania sygnału EWR	89
6.2.2. Kształty badanych znaków	94

	str.
6.2.3. Badanie za pomocą detektorów półprzewodnikowych zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego	97
6.2.4. Badanie za pomocą detektorów półprzewodnikowych zależności sygnału EWR od położenia detektorów względem próbki	108
7. MODEL TEORETYCZNY WSTECZNEGO ROZPRASZANIA ELEKTRONÓW W PRZYPADKU ROZWINIĘTEJ POWIERZCHNI PRÓBKII ...	126
7.1. Założenia modelu Niedriga	126
7.1.1. Model Everharta pojedynczego rozpraszania .	126
7.1.2. Model Thümmela z ciągłym rozkładem głębokości dyfuzji	129
7.1.3. Model uwzględniający proces pojedynczego rozpraszania oraz proces dyfuzji	133
7.2. Modyfikacja modelu Niedriga wstecznego rozpraszania elektronów w ciele stałym	138
7.3. Założenia teoretycznego modelu wstecznego rozpraszania dla rozwiniętej powierzchni próbki	143
7.3.1. Wprowadzenie elementów topografii powierzchni próbki	143
7.3.2. Uwzględnienie efektu zacienienia, efektu brzegowego oraz charakterystyki wzmocnienia detektora EWR	146
7.4. Opis programu obliczeń sygnałów EWR pochodzących z rozwiniętej powierzchni próbki	149
7.5. Porównanie modelu teoretycznego z wynikami doświadczalnymi	152

	str.
8. WNIOSKI KOŃCOWE	161
9. SPIS LITERATURY	165
DODATEK NR 1	177
DODATEK NR 2	179

SPIS WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

- a - współczynnik Everharta
- D - grubość próbki
- D1÷D6 - oznaczenia detektorów półprzewodnikowych
- d - głębokość rowka; głębokość wnikania wiązki w próbkę
- d_E - głębokość maksymalnego rozproszenia energii elektronów pierwotnych
- E_{EWR} - całkowita energia EWR
- E_o - energia elektronów wiązki pierwotnej
- E_{pr} - energia progowa detektora
- e - ładunek elektronu
- h - wysokość grzbietu, stopnia
- I_D - prąd detektora
- I_o - prąd elektronów wiązki pierwotnej
- I_{EWR} - całkowity prąd EWR
- K - wzmocnienie prądowe detektora
- k - współczynnik udziału dyfuzji
- N_a - liczba atomów w jednostce objętości
- N_b - poziom szumu tła
- R - zasięg wnikania elektronów wiązki w próbkę
- S - amplituda sygnału EWR
- S/N - stosunek sygnału do szumu
- U_o - napięcie przyspieszające wiązki
- v - prędkość elektronu na głębokości x
- v_o - prędkość początkowa elektronu
- x_d - głębokość dyfuzji

- γ_d - zredukowana głębokość dyfuzji
- Z - liczba atomowa pierwiastka
- α - kąt nachylenia ścianki bocznej znaku
- δ - błąd detekcji
- ϵ_0 - stała dielektryczna
- η - całkowity współczynnik wstecznego rozpraszania elektronów w materiale
- η_d - współczynnik "wstecznej" dyfuzji elektronów w materiale
- η_s - współczynnik wstecznego rozpraszania pojedynczego elektronów w materiale
- η_E - energetyczny współczynnik wstecznego rozpraszania elektronów w materiale
- Θ - kąt wyjścia EWR mierzony od powierzchni próbki
- ϑ - kąt wyjścia EWR mierzony od normalnej do powierzchni próbki
- ρ - gęstość materiału
- Φ - azymutalny kąt wyjścia EWR
- Ψ - kąt padania wiązki na próbkę
- Ω - kąt bryłowy stożka wyjścia.

1. WSTĘP

Oddziaływanie wiązki elektronów z ciałem stałym jest procesem skomplikowanym. Podczas wnikania wiązki elektronów w materiał występuje szereg zjawisk o charakterze bardziej elementarnym - wśród nich zjawisko wstecznego rozpraszania elektronów. Literatura dotycząca tego tematu jest bogata i wciąż pojawiają się nowe publikacje [13,18,61,71,72,83].

Na początku lat osiemdziesiątych wzrosła liczba publikacji z dziedziny praktycznego wykorzystania sygnału elektronów wstecznie rozproszonych /EWR/*). Jest to związane z faktem, że sygnał EWR stanowi ważne źródło informacji o podstawowych parametrach próbki. Między innymi wykorzystuje się go do identyfikacji pierwiastków na powierzchni próbki, określenia grubości cienkich warstw, badania orientacji krystalograficznej, konfiguracji kryształu oraz rozmieszczenia defektów sieci krystalicznej [7,24,73,79,80,82,83], a także do badania topografii powierzchni próbki [49,57,81,88].

Przedmiotem badań przedstawionych w niniejszej pracy jest właśnie zależność sygnału EWR od topografii powierzchni próbki. Badania te podjęto z uwagi na to, że znajomość ukształtowania powierzchni próbki jest zagadnieniem niezmiernie ważnym w technologii elektronowej [10,95], a w szczególności w mikroelektronice [32,91]. Realizacja tego tematu była możliwa w oparciu o dotychczasowe doświadczenia uzyskane w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej, gdzie już od

*) W niniejszej pracy nazwę "elektrony wstecznie rozproszone" zastąpiono skrótem EWR

dziesięciu lat prowadzone są badania procesu wstecznego rozpraszania elektronów [18,19,20,61,76].

Istnieją dwie podstawowe możliwości wykorzystania zależności sygnału EWR od topografii powierzchni próbki:

- do rekonstrukcji topografii powierzchni próbki [50],
- do wykrywania znaczników stosowanych przy produkcji metodą elektronolitografii układów o dużej skali integracji [21].

Ważne są więc zarówno sposób detekcji i obróbki sygnału EWR pochodzącego z danej próbki [56,57,90,92], jak i określenie optymalnego kształtu oraz wymiarów wykrywanego elementu topograficznego /znaku/*) [2,56,88,91].

Z danych literaturowych wynika, że jak dotąd najwięcej informacji dotyczących zależności sygnału EWR od topografii powierzchni próbki uzyskano pośrednio za pomocą metody Monte Carlo [2,54,56,90]. Badania doświadczalne mają natomiast charakter wycinkowy [57,88,92]. Z dostępnej literatury wynika, że dotychczas szerzej został przedstawiony tylko jeden uproszczony model teoretyczny wstecznego rozpraszania elektronów w przypadku rozwiniętej powierzchni /Shiraki, Aizaki 1981 r./ [88]. Nie ma jak dotąd prac zajmujących się kompleksowo zagadnieniem optymalizacji warunków detekcji sygnału EWR pochodzącego z powierzchni próbki, chociaż stale pojawiają się nowe publikacje na ten temat [4,82,87].

*) Znakiem topograficznym nazwano pojedynczy element topograficzny w postaci np. stopnia, rowka, grzbietu, który wykonano celowo na powierzchni próbki

Celem niniejszej pracy było rozszerzenie stanu dotychczasowej wiedzy dotyczącej problemu detekcji sygnału EWR z rozwiniętej powierzchni próbki. W pracy przedstawiono wyniki kompleksowych badań doświadczalnych /wraz z ich analizą/ zależności przebiegu sygnału EWR od:

- głębokości i szerokości znaku topograficznego
- kąta nachylenia ścianek bocznych znaku
- rodzaju układu detekcyjnego
- kąta detekcji znaków topograficznych

Badania te dotyczyły powierzchni krzemu z uwagi na powszechne zastosowanie tego materiału w technologii półprzewodników oraz ze względu na możliwość porównania wyników własnych z wynikami innych autorów.

W niniejszej pracy zaproponowano również model teoretyczny wstecznego rozpraszania elektronów w przypadku rozwiniętej powierzchni próbki. Model ten opracowano w oparciu o zmodyfikowany model wstecznego rozpraszania elektronów przedstawiony przez Niedriga /1981 r./ [70].

Na podstawie weryfikacji doświadczalnej opracowanego modelu teoretycznego postawiono następującą tezę:

Propozowany model teoretyczny wstecznego rozpraszania elektronów w przypadku rozwiniętej powierzchni próbki pozwala z zadowalającą dokładnością przewidywać przebieg sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych. Pewne ograniczenia w stosowaniu modelu dotyczą jedynie znaków w kształcie głębokich i wąskich rowków.

Materiał dotyczący zastosowania sygnału EWR do badania topografii powierzchni próbki przedstawiono w ośmiu rozdziałach. Rozdziały 2,3 i 4 opracowano na podstawie dostępnej literatury przedmiotu.

W rozdziale 2 omówiono podstawowe zależności charakteryzujące proces wstecznego rozpraszania elektronów w ciele stałym. W oparciu o te zależności przedstawiono możliwości zastosowania sygnału EWR do badania własności materiałów.

W rozdziale 3 przeprowadzono klasyfikację układów stosowanych do detekcji sygnału EWR i omówiono zasadę ich działania.

Aktualny stan wiedzy na temat zastosowania sygnału EWR do badania topografii powierzchni próbki podano w rozdziale 4.

Następne rozdziały opracowano w oparciu o wyniki prac własnych. Istotnym etapem badań doświadczalnych było wykonanie na powierzchni krzemu znaków topograficznych o założonym kształcie.

W rozdziale 5 zaproponowano pewne zmiany w technologii wykonywania masek typowych dla procesu fotolitografii, dzięki czemu rozszerzono możliwość otrzymywania żądanych profili znaków. W rozdziale tym omówiono także zastosowane metody wykonania znaków topograficznych w krzemie i przedstawiono zdjęcia profili znaków wybranych do badań.

Rozdział 6 opracowano na podstawie własnych wyników badań doświadczalnych dotyczących zależności sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych od kształtu i sposobu detekcji tych znaków.

W rozdziale 7 podano założenia proponowanego modelu teoretycznego wstecznego rozpraszania elektronów w przypadku roz-

winiętej powierzchni próbki oraz przeprowadzono porównanie wyników otrzymanych na podstawie tego modelu z wynikami doświadczalnymi.

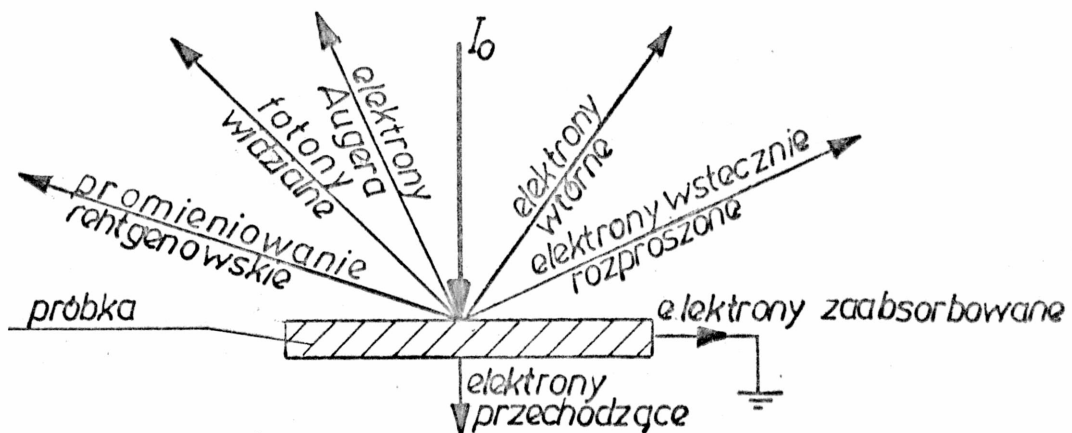
W rozdziale 8 zebrano najważniejsze wyniki uzyskane w pracy.



2. WSTECZNE ROZPRASZANIE ELEKTRONÓW I JEGO ZASTOSOWANIE

2.1. Definicja elektronów wstecznie rozproszonych /EWR/

Oddziaływanie wiązki elektronów z ciałem stałym jest dość skomplikowanym zjawiskiem, związanym z powstawaniem szeregu procesów fizycznych, które mogą być wykorzystane w praktyce jako źródło informacji o badanym materiale /rys. 2.1/. Między innymi zjawisko wstecznego rozpraszania elektronów jest od paru lat szeroko stosowane w badaniach powierzchni ciała stałego.

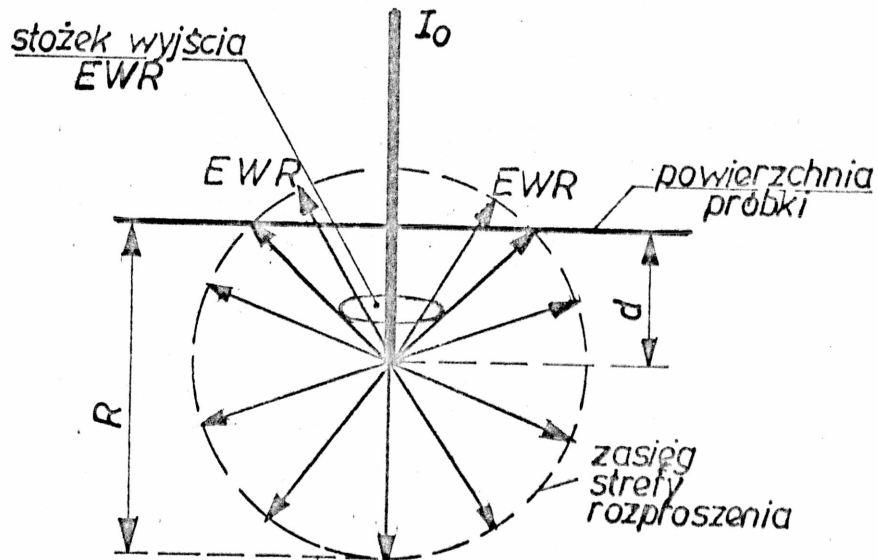


Rys.2.1. Procesy fizyczne zachodzące w wyniku oddziaływania wiązki elektronów na ciało stałe / I_0 - wiązka elektronów pierwotnych/

Jako elektrony wstecznie rozproszone uważane są te elektrony, które na skutek zderzeń z atomami ciała stałego wychodzą ponad powierzchnię próbki z energią większą niż 50 eV. Elektrony wychodzące ponad powierzchnię próbki z energią mniejszą niż 50 eV nazywane są elektronami wtórnymi.

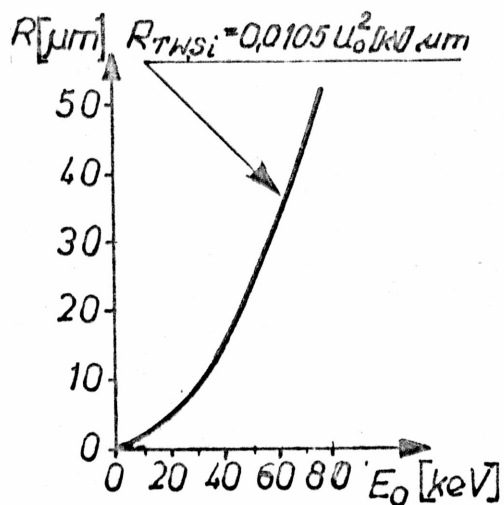
Uproszczony model rozpraszania wstecznego zakłada, że elektrony wiązki pierwotnej wnikają bez odchylenia prosto w głąb próbki na głębokość d , na której rozpoczyna się ich

izotropowe rozpraszanie /rys. 2.2/.



Rys.2.2. Uproszczony model rozpraszania elektronów w materiale [69]

Próbkę mogą opuścić jako wstecznie rozproszone tylko te elektrony, które przebyły w próbce drogę o całkowitej długości mniejszej od całkowitego zasięgu wnikania R . Zasięg wnikania elektronów wiązki pierwotnej rośnie ze wzrostem energii tych elektronów /rys. 2.3/.



Rys.2.3. Zasięg R wnikania elektronów wiązki w próbkę krzemu w zależności od energii E_0 tych elektronów /wg prawa Thomsona-Whiddingtona/ [73]

Wsteczne rozpraszanie elektronów określa się za pomocą współczynnika wstecznego rozpraszania

$$\eta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{I_{\text{EWR}}}{I_0} \quad /2.1/$$

gdzie I_{EWR} - całkowity prąd elektronów wstecznie rozproszonych

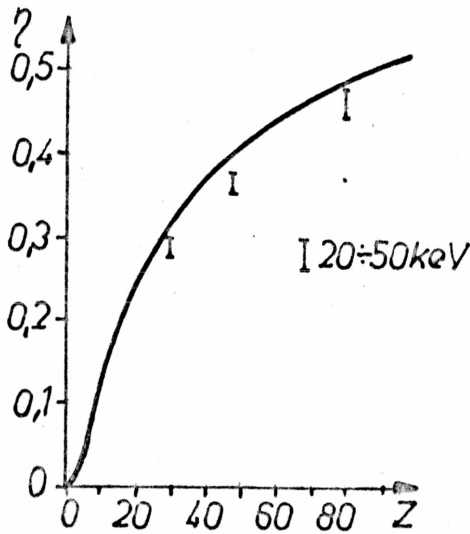
I_0 - prąd elektronów wiązki pierwotnej

Całkowity prąd EWR może być mierzony bezpośrednio, np. za pomocą półsferycznego kolektora [83] lub oszacowany z pomiaru prądu próbki [40,67].

2.2. Podstawowe charakterystyki procesu wstecznego rozpraszania elektronów

Badania zjawiska rozpraszania wstecznego elektronów prowadzone są już od kilkadziesiąt lat [12,16], ale dopiero od niedawna zjawisko to, dzięki wielu korzystnym własnościom, znajduje szerokie zastosowanie w technologii elektronowej [6,7,68]. Poniżej przedstawiono podstawowe zależności charakteryzujące proces rozpraszania wstecznego elektronów.

Ważną cechą tego procesu jest monotoniczna zależność współczynnika wstecznego rozpraszania η od liczby atomowej Z , przy czym zależność ta jest inna dla grubych próbek niż dla cienkich warstw [16,21,73]. /W niniejszej pracy próbkę traktuje się jako grubą, jeżeli jej grubość D jest większa od zasięgu wnikania elektronów wiązki o danej energii E_0 - rys.2.3/. Dla grubych próbek zależność η od Z / $Z < 50$ / ma charakter prawie liniowy /rys. 2.4/. W przypadku cienkich warstw / $D \ll R$ / η wzrasta proporcjonalnie do Z^2 [71].



Rys.2.4. Zależność współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów η od liczby atomowej Z w przypadku grubej próbki [73]

Współczynnik wstecznego rozpraszania elektronów zależy także od grubości warstwy materiału. Elektrony wiązki pierwotnej wnikając w głąb ciała stałego zderzają się z jego atomami. Ze wzrostem grubości próbki rośnie prawdopodobieństwo zawrócenia elektronów wiązki i dlatego rośnie współczynnik η . Gdy jednak grubość próbki jest większa od wartości połowy zasięgu wnikania elektronów $D > \frac{1}{2} R$, wówczas współczynnik η osiąga stałą wartość równą współczynnikowi wstecznego rozpraszania elektronów dla litego materiału /rys. 2.5/ [42].

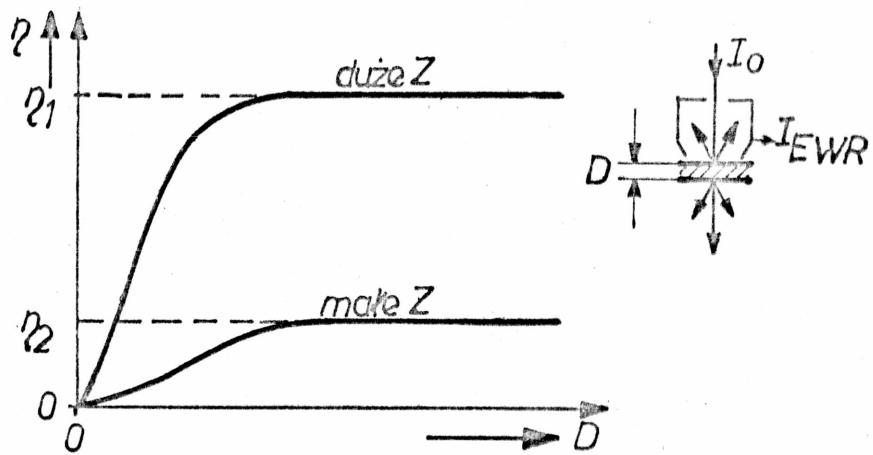
W przypadku większości pierwiastków zależność η od D , gdy $D \ll R$, ma charakter liniowy [64,68] i jest określona wzorem

$$\eta = C_R (E_0) N_a Z^2 D \quad /2.2/$$

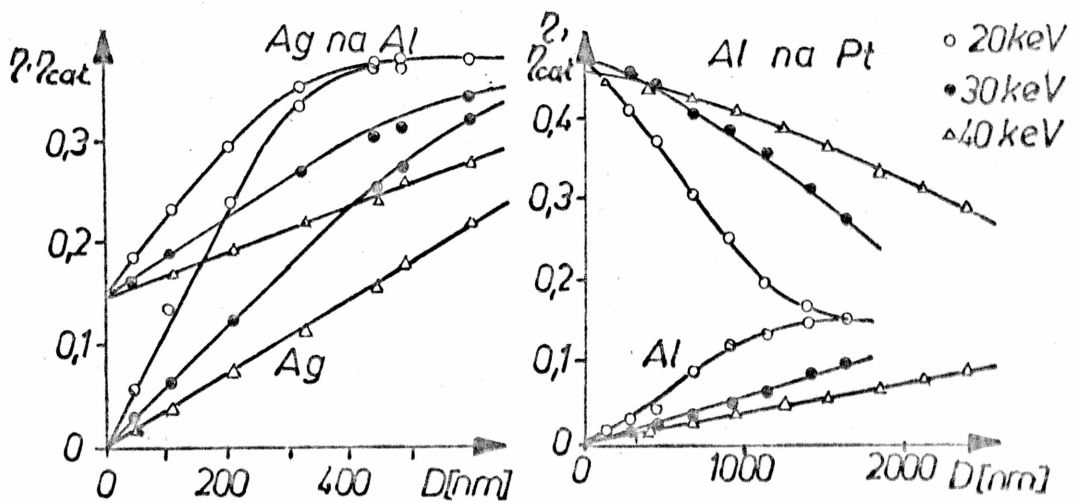
gdzie C_R - stała rozpraszania

N_a - liczba atomów w jednostce objętości

Na rysunku 2.6 pokazano, jak zmienia się wartość współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów ze zmianą grubości cienkiej warstwy materiału o liczbie atomowej Z_1 leżącej na podłożu wykonanym z materiału o liczbie atomowej Z_2 , przy



Rys. 2.5. Zależność współczynnika wstecznego rozpraszania od grubości D samonośnych cienkich warstw [71]

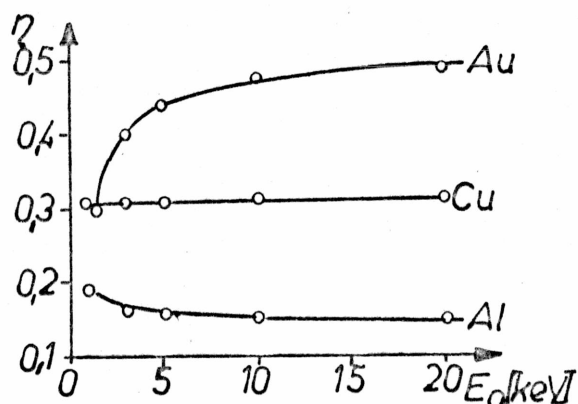


Rys. 2.6. Całkowity współczynnik wstecznego rozpraszania elektronów dla podłoża z cienką warstwą w funkcji grubości tej warstwy w porównaniu z η samonośnej cienkiej warstwy dla różnych energii elektronów pierwotnych [71]

czy $Z_1 \neq Z_2$. Całkowity współczynnik wstecznego rozpraszania η_{cat} takiej próbki jest większy niż współczynnik η cienkiej warstwy, przy czym, gdy $Z_1 > Z_2$, to następuje wzrost

$\eta_{\text{całk.}}$ ze wzrostem D , a gdy $Z_1 < Z_2$, to $\eta_{\text{całk.}}$ maleje ze wzrostem D .

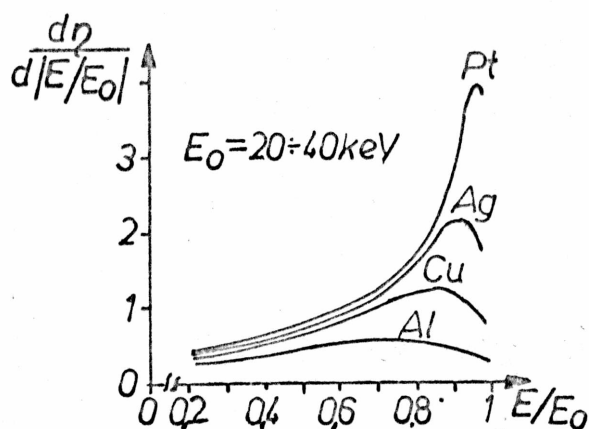
Na rysunku 2.7 przedstawiono zależność współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów od energii elektronów pierw-



Rys.2.7. Zależność współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów η od energii elektronów pierwotnych [80]

wotnych. Wzrost energii E_0 powyżej 5 keV powoduje bardzo nieznaczną zmianę wartości współczynnika η .

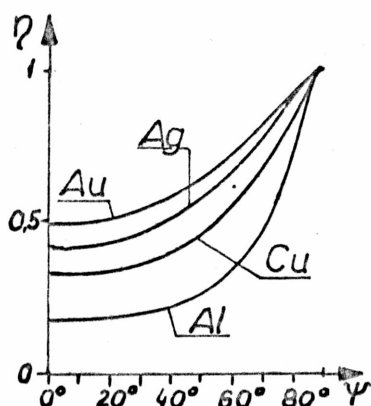
Z rozkładów energetycznych współczynnika wstecznego rozpraszania dla materiałów o liczbach atomowych $Z > 20$ wynika /rys. 2.8/, że większość elektronów wstecznie rozproszonych



Rys.2.8. Rozkłady energetyczne elektronów wstecznie rozproszonych z różnych materiałów [71]

ma energię zbliżoną do energii elektronów pierwotnych $/0,8 E_0 \div E_0/$ [19].

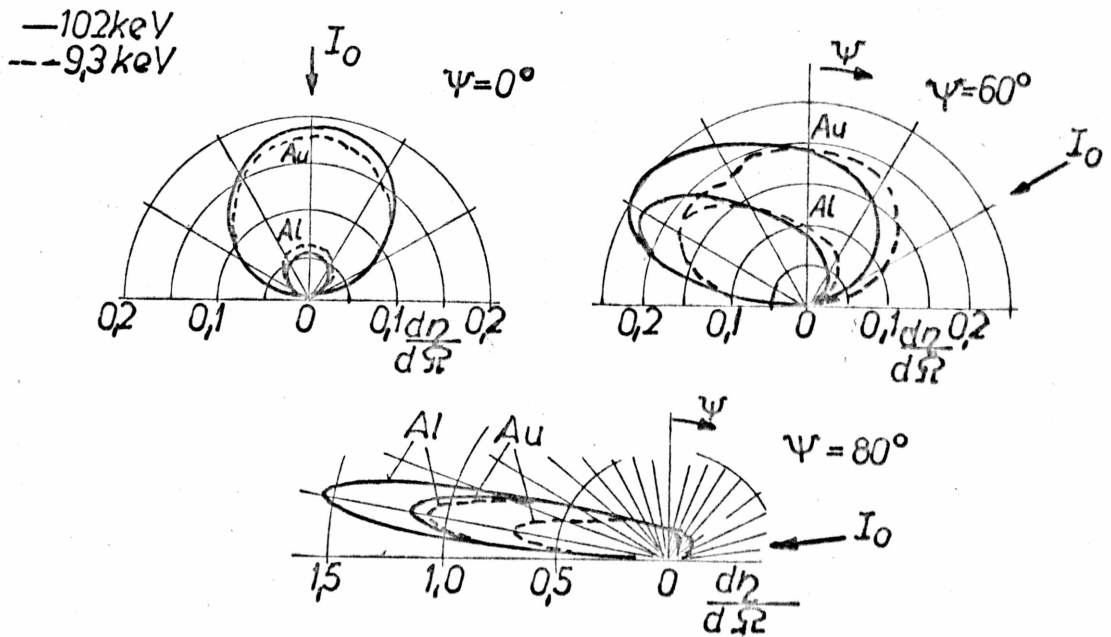
Istotny wpływ na przebieg procesu wstecznego rozpraszania ma kąt padania wiązki pierwotnej na powierzchnię próbki [20,71,80]. Ze wzrostem kąta padania wiązki wzrasta wartość η , przy czym dla małych kątów padania $/\Psi = 0^\circ \div 30^\circ/$ wzrost ten jest niewielki /rys. 2.9/.



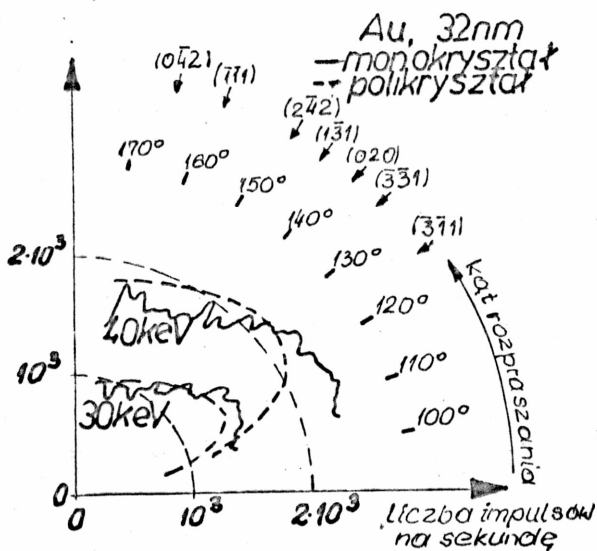
Rys.2.9. Zależność współczynnika η od kąta padania Ψ wiązki elektronów na próbkę [71]

Na rys. 2.10 przedstawiono rozkłady kątowe współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów $\frac{d\eta}{d\Omega}$ w przypadku normalnego i ukośnego padania wiązki elektronów na próbki Al i Au [71,72]. Jeśli wiązka elektronów pada prostopadłe na powierzchnię amorficznej próbki, to rozkład $\frac{d\eta}{d\Omega}$ ma charakter cosinusowy [34]. Zmiana kąta padania wiązki w zakresie od 0° do 50° powoduje nieznaczną zmianę rozkładu kątowego $\frac{d\eta}{d\Omega}$, natomiast przy kątach padania $\Psi > 50^\circ$ charakterystyka jest zdecydowanie kierunkowa.

W przypadku próbek krystalicznych rozkłady kątowe współczynnika wstecznego rozpraszania są nieregularne na skutek występowania efektu kanałowania /rys. 2.11/ [71,73,80]. Efekt ten związany jest z orientacją płaszczyzn sieci krystalicznej.

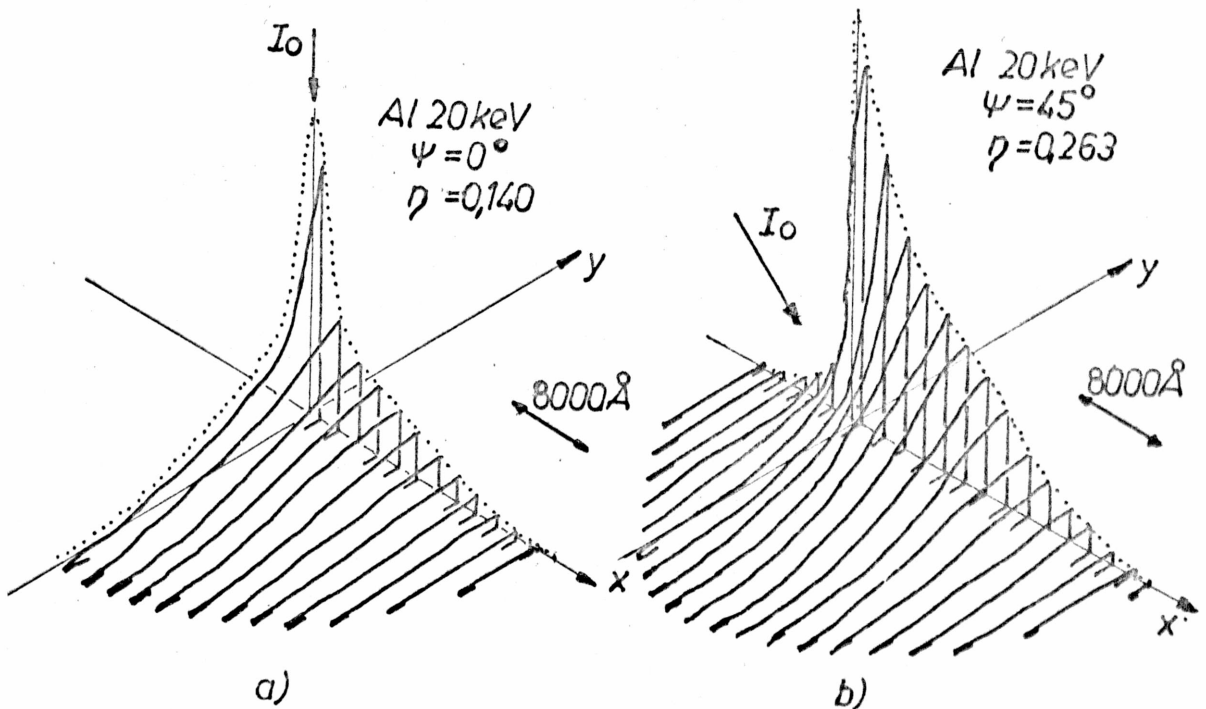


Rys.2.10. Rozkłady kątowe współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów w przypadku normalnego i ukośnego padania wiązki elektronów na amorficzne próbki Al i Au [71]



Rys.2.11. Rozkład kątowy elektronów wstecznie rozproszonych z polikrystalicznej i monokrystalicznej warstwy złota przy różnych energiach elektronów wiązki [71]

Na rys. 2.12 przedstawiono rozkład powierzchniowy EWR wokół wiązki pierwotnej padającej prostopadłe i ukośnie na powierzchnię próbki. W przypadku normalnego padania wiązki,



Rys.2.12. Rozkład powierzchniowy elektronów wstecznie rozproszonych w przypadku: a/ normalnego oraz b/ ukośnego padania wiązki elektronów na powierzchnię Al [63]

przedstawiony rozkład powierzchniowy EWR jest symetryczny względem osi x i y, natomiast przy ukośnym padaniu wiązki symetria przebiega tylko względem osi x.

2.3. Zastosowanie sygnału EWR

Jak wynika z przedstawionych wyżej charakterystyk, sygnał EWR pochodzący z danej próbki może stanowić ważne źródło informacji dotyczącej rodzaju materiału, grubości warstwy,

orientacji krystalograficznej oraz topografii powierzchni [73,79,84].

Zastosowanie sygnału EWR do badania rodzaju materiału jest możliwe dzięki zależności współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów od liczby atomowej materiału /rys. 2.4/. Sygnał EWR stosuje się ostatnio w badaniach biologicznych, a także w mineralogii do identyfikacji różnych pierwiastków na powierzchni próbki [85]. W metalografii wykorzystuje się go do badania rozkładu faz w złożonych stopach czy też do pomiaru udziału faz wtórnych, w szczególności zaś faz o składnikach, które mają małą liczbę atomową $Z < 11$ i są trudne do identyfikacji za pomocą promieni X [15].

Liniowa zależność współczynnika wstecznego rozpraszania od grubości cienkich warstw /rys. 2.5/ znajduje zastosowanie w praktyce przy określaniu grubości cienkich samonośnych warstw $D < 2 \div 3 \mu\text{m}$ oraz cienkich warstw na podłożach wykonanych z materiałów różniących się liczbą atomową /rys.2.6/ [25]. Zalety tej metody czynią ją konkurencyjną w stosunku do innych metod [24]. Ostatnio przedstawiono możliwość pomiaru grubości warstw do 50 nm za pomocą sygnału EWR przy zastosowaniu wiązki o energii elektronów 20 keV oraz do 10 nm przy energii elektronów 5 keV [6].

Dzięki zależności sygnału EWR od kąta padania wiązki pierwotnej na powierzchnię próbek krystalicznych /rys. 2.11/ możliwa jest obserwacja kontrastu orientacji krystalograficznej. Wskutek różnorodnej budowy krystalicznej materiału na obrazach mikroskopowych powierzchni obserwuje się układ pasm i linii, spowodowanych efektem kanałowania. Zjawisko to jest wykorzystywane do określania orientacji krystalograficznej,

konfiguracji kryształu oraz rozmieszczenia defektów sieci krystalicznej [102]. Badania tego typu przeprowadza się za pomocą mikroskopu skaningowego. W pracach Niedruga [71] oraz Reimera i Volberta [84] przedstawione są zdjęcia mikroskopowe powierzchni materiałów o różnych orientacjach otrzymane za pomocą sygnału EWR.

Ilość elektronów wstecznie rozproszonych zależy od rozkładu wewnętrznych pól magnetycznych w próbce, co wykorzystuje się do badania drugiego kontrastu magnetycznego [84].

Między innymi dzięki zależności współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów od kąta padania wiązki pierwotnej na powierzchnię ciała stałego /rys. 2.9 i 2.10/ istnieje możliwość obserwacji topografii powierzchni próbki wskutek występowania kontrastu topograficznego [56,85,92,101], który definiuje się jako

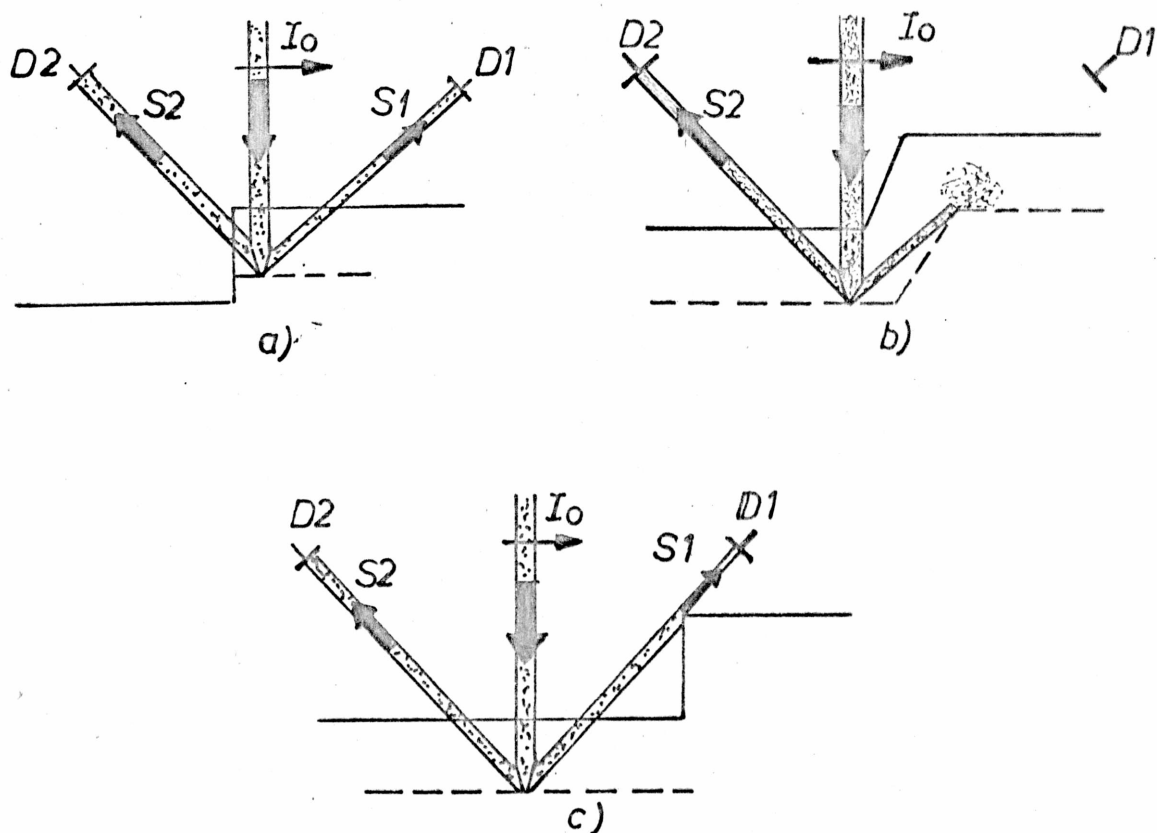
$$C = \frac{\Delta S}{\text{sygnał tła}} \quad /2.3/$$

gdzie ΔS - różnica między maksymalnym i minimalnym sygnałem osiąganym z danego elementu topograficznego.

Kontrast topograficzny wynika ze zmiany kontrastu emisyjnego lub kontrastu kolekcyjnego [85].

Kontrast emisyjny związany jest z faktem, że liczba emitowanych EWR zmienia się w wyniku zmiany kąta nachylenia poszczególnych elementów topograficznych powierzchni oraz na skutek wszelkich nieciągłości powierzchni /rys. 2.13a,b/. Mogą wówczas wystąpić dwa efekty: efekt brzegowy, powodujący wzrost liczby EWR wychodzących w pobliżu krawędzi obszarów wypukłych /rys. 2.13a/ oraz efekt pochłaniania, wpływający na zmniejszenie liczby EWR /często do zera/ wychodzących z kra-

wędzi obszarów wklęsłych /rys. 2.13b/.

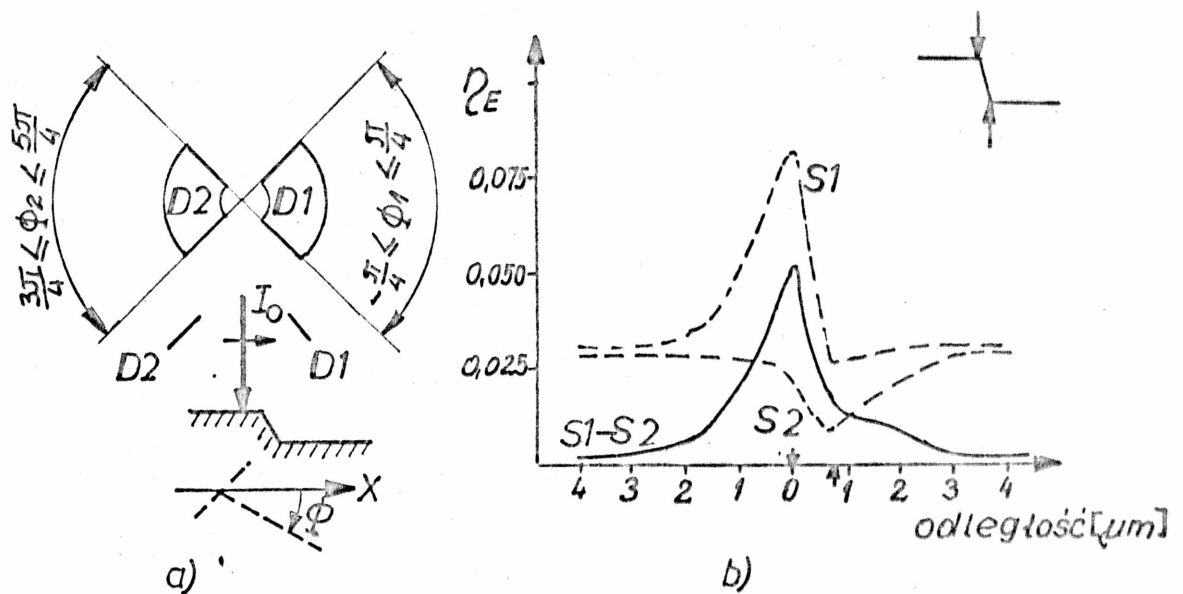


Rys.2.13. Efekty wpływające na zmianę sygnałów S_1 i S_2 dochodzących do detektorów D_1 i D_2 : a/ efekt brzegowy $/S_2 > S_1/$; b/ efekt pochłaniania $/S_2 \gg S_1/$; $S_1 = 0/$; c/ efekt zacielenia $/S_2 > S_1/$

Natomiast kontrast kolekcyjny wynika ze zmiany liczby EWR dochodzących do detektora, spowodowanej ich absorpcją przez wypukłości na powierzchni próbki /rys. 2.13c/. Zjawisko przechwytywania EWR przez ścianki sąsiednich elementów topograficznych nazywane jest efektem zacielenia [56].

Kontrast topograficzny obserwuje się szczególnie przy użyciu detektorów kierunkowych /np. Everharta-Thornley'a [28]/. Zwiększenie kontrastu topograficznego można uzyskać

przez stosowanie różnicy sygnałów EWR z dwóch naprzeciw siebie umieszczonych detektorów, gdyż wtedy prawie całkowicie zostaje zredukowany sygnał tła /rys. 2.14/ [56,92].



Rys.2.14. Sygnały EWR symulowane przy założeniu, że wiązka o energii elektronów $E_0=20$ keV pada na stopień krzemowy o głębokości $1 \mu\text{m}$: a/ sposób ustawienia detektorów względem próbki /widok z góry i z boku/, b/ sygnały: S1 z detektora D1; S2 z detektora D2 oraz ich różnica S1-S2 [56]. / η_E - energetyczny współczynnik wstecznego rozpraszania elektronów $\eta_E = \frac{E_{\text{EWR}}}{E_0}$ /

Zależność sygnału EWR od topografii powierzchni próbki wykorzystywana jest w technice elektronolitografii, gdzie stosuje się tzw. znaczniki [54,55]. Są to znaki topograficzne /typu stopień, rowek, grzbiet/ umieszczone najczęściej na brzegach płytki półprzewodnika, na której wykonywane są układy o dużej skali integracji. Znaczniki te służą do zgrywania kolejnych wzorów, wykonywanych na podłożu w różnych stadiach procesu wytwarzania układów scalonych. Stanowią one punkty odniesienia do orientowania wiązki elektronów względem podłoża [21,103]. Sygnał ze znanego znacznika może być również

stosowany przy ogniskowaniu wiązki elektronów [55,56].

Metoda wykrywania znaczników za pomocą sygnału EWR uzupełnia, a w niektórych przypadkach nawet z powodzeniem zastępuje systemy ustawiania stolika roboczego z wykorzystaniem interferometru laserowego [33,91]. Sygnał EWR wykorzystuje się również do kontrolowania kształtów submikronowych masek rentgenowskich [86] oraz do wykrywania defektów submikronowych struktur [87].

W ostatnich latach rozpoczęto badania mające na celu opracowanie metod rekonstrukcji kształtu powierzchni próbki w oparciu o zjawiska zachodzące podczas oddziaływania wiązki elektronowej z materiałem [66,81]. Metodę rekonstrukcji powierzchni próbki za pomocą mikroskopu skaningowego, wyposażonego w detektory EWR, przedstawił Lebedzik [49,50]. Stwierdził on na podstawie doświadczeń, że do określenia nachylenia i orientacji przestrzennej elementów powierzchni wystarczą sygnały EWR z dwóch ustawionych naprzeciw siebie detektorów. Sygnały te przy zastosowaniu komputera pozwoliły na trójwymiarową rekonstrukcję topografii powierzchni próbki.

3. UKŁADY DETEKCJI SYGNAŁU EWR

W licznych zastosowaniach EWR, w tym także w mikroelektronice, wykorzystuje się wiele typów układów detekcyjnych w zależności od stawianych wymagań. Przeprowadzając klasyfikację pod względem zasady działania można wyróżnić następujące typy detektorów EWR:

- kolektor / [2,57,71,83] /.
- detektor półprzewodnikowy / [39,56,57,71,85,98] /.
- detektor scyntylacyjny / [4,6,56,71,74,85] /.
- konwerter / [80,84,85] /.
- ekran fluorescencyjny, błona filmowa / [74,84] /.

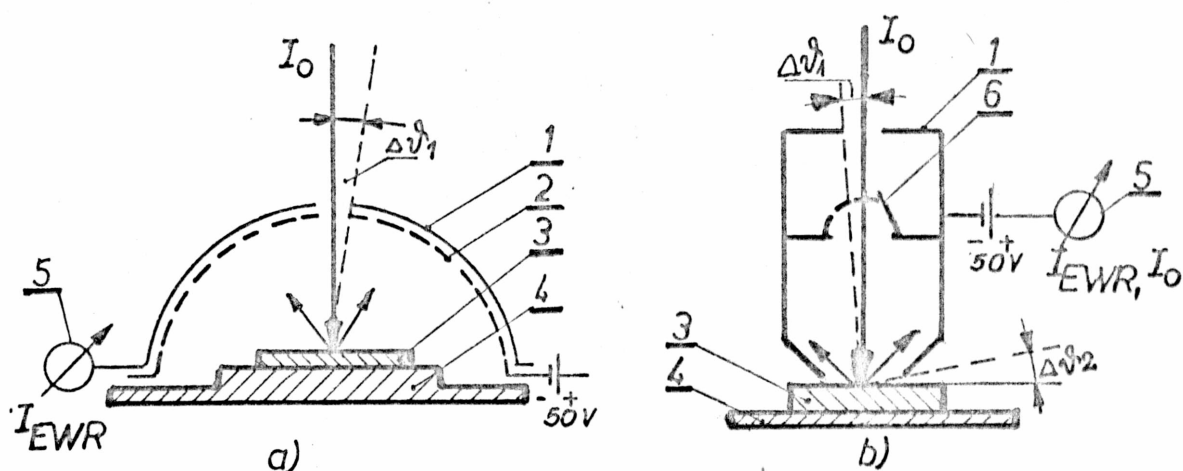
Przyjęto tu jeden z możliwych podziałów detektorów. Można również dokonać bardziej szczegółowej ich klasyfikacji, np. pod względem zakresu i rodzaju kolekcji, kształtu czy też możliwości zastosowania.

Z wymienionych wyżej detektorów EWR najbardziej rozpowszechnione w praktyce są detektory półprzewodnikowe, detektory scyntylacyjne oraz konwertery. Nadają się one do badania topografii [88], rodzaju materiału [7], orientacji krystalograficznej [102], oraz grubości cienkich warstw [6]. Kolektory stosuje się głównie do pomiarów ilościowych parametrów procesu rozpraszania wstecznego, a także do badania topografii powierzchni [57]. Ekran fluorescencyjne znajdują zastosowanie przy badaniu orientacji krystalograficznej materiału.

3.1. Kolektor

Kolektor umożliwia bezwzględny pomiar całkowitego prądu EWR. Spotykane są dwa typy układów do kolekcji: układ z do-

datkowo zamontowaną siatkę spolaryzowaną ujemnie względem próbki /rys. 3.1a/ lub układ z kolektorem spolaryzowanym ujemnie /rys. 3.1b/. Ujemna względem próbki polaryzacja siatki lub

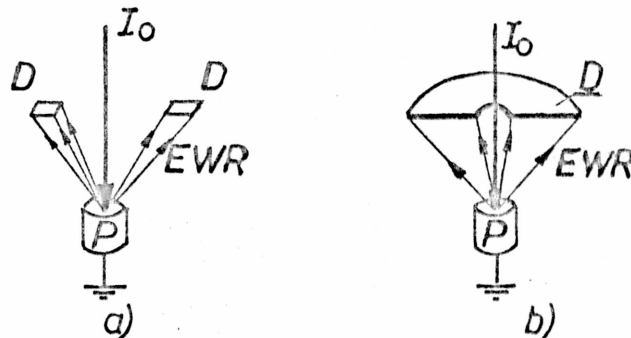


Rys.3.1. Układy do kolekcji całkowitego prądu EWR: a/ układ z ujemnie spolaryzowaną siatką, b/ układ z ujemnie spolaryzowanym kolektorem [71]. /1-kolektor, 2-siatka, 3-próbka, 4-stolik, 5-miernik prądu, 6-przesłona/

kolektora ma na celu wyeliminowanie elektronów wtórnych z sygnału EWR. Układ pokazany na rys. 3.1b może służyć do pomiaru współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów η . Kolektor w postaci puszkii Faraday'a wyposażony jest w ruchomą przesłonę, dzielącą puszkę na dwie części. Prąd wiązki pierwotnej mierzony jest w górnej części kolektora po zamknięciu przesłony, natomiast prąd EWR mierzy się po jej otwarciu. O dokładności pomiaru prądu EWR za pomocą kolektora decyduje głównie wielkość otworów $\Delta v_1, \Delta v_2$ umożliwiających ucieczkę EWR poza obszar puszkii pomiarowej. Zmniejszenie kątów bryłowych związanych z tymi otworami do 0.1 rad pozwala na pomiar prądu EWR z błędem $< 1\%$ [71].

3.2. Detektor półprzewodnikowy

Detektory półprzewodnikowe ze względu na duże wzmocnienie i małe rozmiary mogą być montowane we wszystkich urządzeniach elektronowiązkowych. Częstotliwość graniczna pracy tych detektorów wynosi zazwyczaj około 100 kHz, chociaż notuje się udane próby stosowania ich przy częstotliwościach rzędu kilku MHz [31]. Charakteryzują się one dużym stosunkiem sygnału do szumu $S:N=5$. Powierzchnię czynną detektorów stanowi złącze p-n lub złącze Schottky'ego o rozmiarach od ułamków mm^2 /detekcja EWR w niedużym kącie bryłowym/ do kilkuset mm^2 , np.



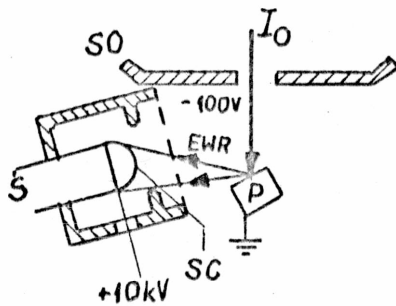
Rys.3.2. Schematy układów detekcyjnych EWR: a/ złożonego z dwóch detektorów półprzewodnikowych, b/ złożonego z półprzewodnikowego detektora pierścieniowego [85]. /P-próbka, I_0 -wiązka elektronów pierwotnych, D-detektor/

w przypadku detektora pierścieniowego /detekcja EWR w szerokim zakresie kątów wyjścia/. Detektory półprzewodnikowe ze względu na ich budowę /głębokość złącza p-n, grubość warstwy kontaktowej/ reagują na EWR o energiach większych od kilku keV. Najczęściej stosuje się kilka małych detektorów rozmieszczonych równomiernie dookoła wiązki elektronowej lub detektor pierścieniowy /rys. 3.2/.

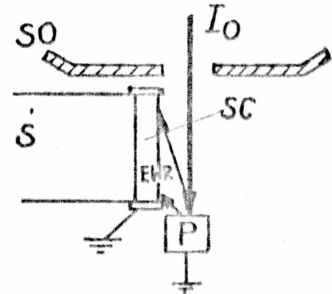
3.3. Detektor scyntylacyjny

Detektory scyntylacyjne EWR są stosowane powszechnie w mikroskopach skaningowych. Charakteryzują się one dużą częstotliwością pracy /kilka GHz/, dużym wzmocnieniem /fotopowielacz/, niskim poziomem szumów /S:N=5/, dużą sprawnością kolekcji.

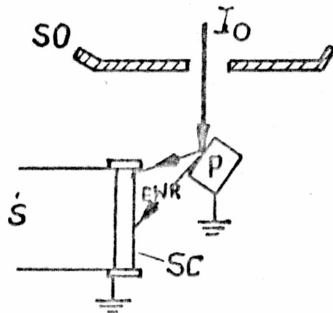
Jednym z najwcześniej opracowanych jest detektor Everharta-Thornleya stosowany do detekcji niskoenergetycznych elektronów wtórnych /rys. 3.3a/. Składa się on ze scyntylatora, będącego na potencjale +10 kV względem próbki oraz ze światłowodu przenoszącego pobudzone przez elektrony wtórne fotony do fotopowielacza. Z uwagi na niewielką powierzchnię aktywną scyntylatora jest to typowy detektor kierunkowy. W przypadku wykorzystywania go do detekcji EWR nie jest konieczny wysoki potencjał przyśpieszający, ponieważ energia tych elektronów jest wystarczająca do efektywnej generacji fotonów. Dzięki temu możliwe jest stosowanie detektorów scyntylacyjnych o dużej powierzchni czynnej, które w zależności od kąta nachylenia próbki względem padającej wiązki zbierają EWR o dużym /rys. 3.3b/ lub małym kącie wyjścia /rys. 3.3c/. Detekcję EWR w szerokim kącie bryłowym można natomiast uzyskać za pomocą szerokokątowego detektora scyntylacyjnego /rys. 3.3d/. Na rys. 3.3e/ pokazany jest detektor EWR z filtrem energetycznym. Silnie nachylona próbka umieszczona jest tu w obszarze działania pola magnetycznego soczewki obiektywowej. Dzięki filtrowi energetycznemu do scyntylatora docierają tylko te EWR, które prawie nie doznały straty energii.



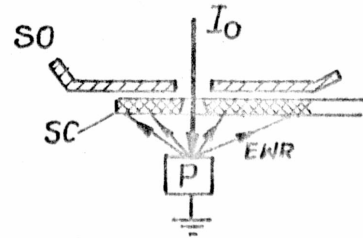
a) detektor Evarharta-Thomley'a



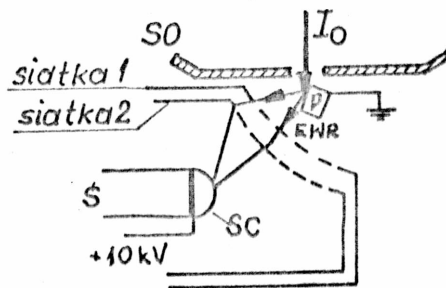
b) detektor zbierający EWR o dużym kącie wyjścia



c) detektor zbierający EWR o małym kącie wyjścia



d) detektor szerokokątowy (Robinsona)

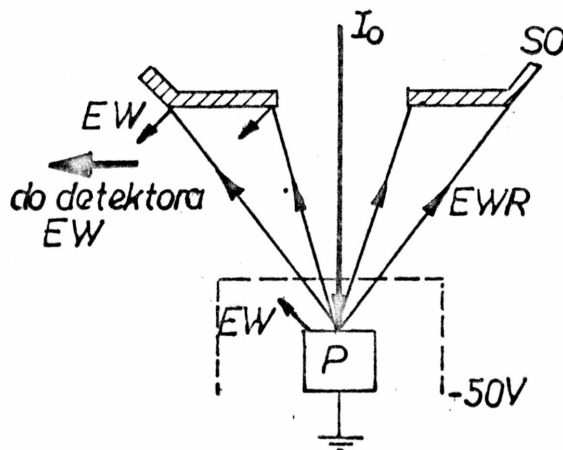


e) detektor EWR z filtrem energetycznym

Rys.3.3. Schematy scyntylacyjnych układów detekcyjnych EWR.
/Stosowane oznaczenia: P-próbka, Ś-światłowod, SC-
scyntylnator pokryty Al, SO-soczewka obiektywowa/
[71,85]

3.4. Konwerter elektronów wstecznie rozproszonych na elektrony wtórne

Zasada działania konwertera polega na zamianie prądu elektronów wstecznie rozproszonych na prąd elektronów wtórnych poprzez zastosowanie płytki pokrytej materiałem o dużym współczynniku emisji wtórnej np. MgO [84]. Podstawowe

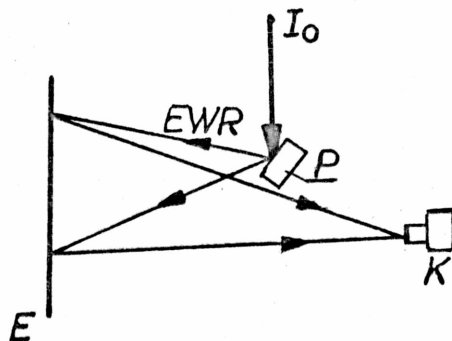


Rys.3.4. Schemat typowego układu detekcyjnego z konwerterem EWR/EW. /SO- soczewka obiektywowa, P-próbka, EW-elektrony wtórne/ [85].

zalety układu detekcyjnego z konwerterem to duża częstotliwość graniczna pracy, niski poziom szumów i duża skuteczność detekcji. Można go stosować przy niskim napięciu przyspieszającym wiązki / < 1 kV/. Na rysunku 3.4 pokazano schemat typowego układu z konwerterem elektronów wstecznie rozproszonych na elektrony wtórne. Wychodzące bezpośrednio z próbki elektrony wtórne są zatrzymywane przez ujemnie spolaryzowaną siatkę umieszczoną ponad próbką. Tylko elektrony wtórne uwolnione przez elektrony wstecznie rozproszone z płytki konwertera /w tym przypadku jest nią dolna powierzchnia soczewki obiektywowej/ są kierowane do typowego detektora elektronów wtórnych Everharta-Thornleya.

3.5. Ekran fluorescencyjny

Ekran fluorescencyjny daje możliwość bezpośredniej obserwacji i rejestracji obrazu orientacji krystalograficznej próbki, powstałego przy użyciu EWR. Na rys. 3.5 przedstawiono sche-



Rys.3.5. Schemat układu detekcyjnego EWR z ekranem fluorescencyjnym. /P-próbka, E-ekran fluorescencyjny, K-kamera, aparat fotograficzny/

mat układu do obserwacji w próbkach krystalicznych układu pa-sków i linii spowodowanych efektem kanałowania. EWR wychodzą-ce z odpowiednio ustawionej próbki padają na ekran fluorescencyjny, naprzeciw którego ustawiona jest kamera, rejestrująca powstałe na ekranie wzory Kikuchi'ego.

4. DETEKCCJA SYGNAŁÓW EWR POCHODZĄCYCH ZE ZNAKÓW TOPOGRAFICZNYCH NA POWIERZCHNI PRÓBKII

4.1. Znaki topograficzne stosowane w mikroelektronice

Znakiem topograficznym w tym opracowaniu nazwano celowo ukształtowany element topografii powierzchni w postaci , np. stopnia, rowka, grzbietu o wymiarach rzędowo zbliżonych do zasięgu wnikania wiązki elektronowej w próbkę. W zależności od przeznaczenia często wymagany jest określony kształt znaku topograficznego, co z kolei decyduje o wyborze metody jego wytwarzania [29]. Szczególnie intensywne badania dotyczą obecnie odpowiedniego doboru kształtu znaków topograficznych stosowanych jako znaczniki w technologii mikroukładów, a zwłaszcza w elektronolitografii [45,56,57,65].

4.1.1. Metody wykonywania znaków topograficznych

Powszechnie stosowane są dwie podstawowe metody wykonywania wzorów na powierzchni próbki: trawienie mokre [91,94,99] i trawienie suche, do którego zalicza się trawienie jonowe [22,36,77,78], reaktywne trawienie jonowe [14,104] oraz trawienie plazmowe [89]. Wszystkie te metody wymagają maskowania trawionej powierzchni. Maski organiczne wykonuje się metodami litograficznymi takimi, jak fotolitografia [53], elektronolitografia [17] czy rentgenolitografia [59,100]. Maski metaliczne wymagają stosowania dodatkowo trawienia mokrego lub suchego, a także mogą być wykonane techniką lift-off [52,103]. Kształt maski decyduje o kształcie wzoru wykonanego w podłożu. Liczba publikacji dotyczących otrzymywania

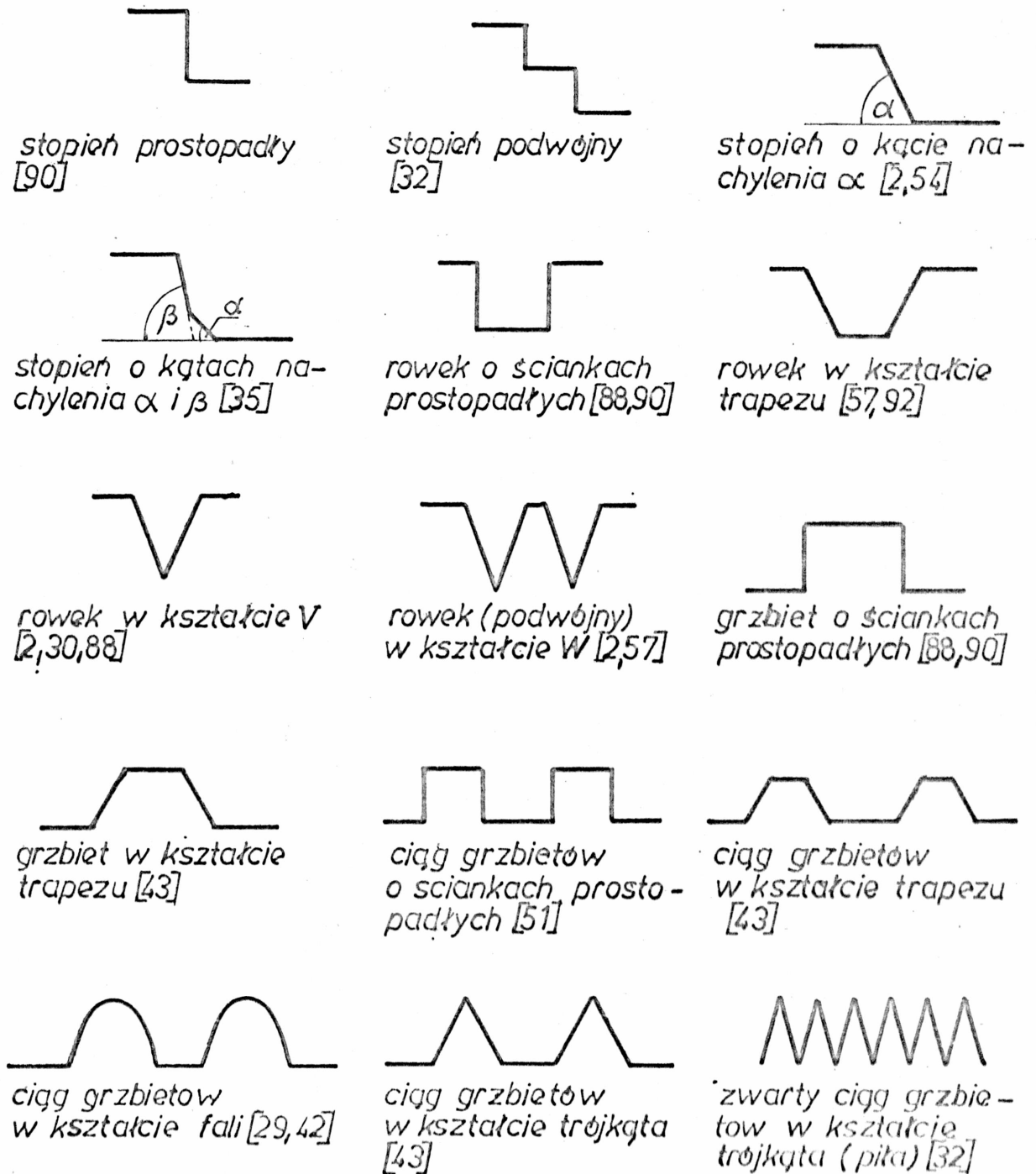
masek o ściśle określonym kształcie świadczy o dużym znaczeniu tego problemu dla mikroelektroniki.

Najlepsze wyniki, jeśli chodzi o wytwarzanie submikronowych wzorów na powierzchni próbki, daje metoda elektronolitografii, której teoretyczne możliwości sięgają granicy wyznaczonej przez atomową strukturę materii. Obecnie techniką elektronolitografii otrzymuje się na grubym podłożu wzory o szerokości $0,04 \mu\text{m}$ [38,55]. Metoda ta jednak wymaga stosowania precyzyjnych urządzeń elektronowiązkowych.

Dlatego też nadal najbardziej rozpowszechnioną metodą maskowania powierzchni trawionych jest fotolitografia. Fotolitografia z wykorzystaniem mikroskopu optycznego do produkcji masek daje obecnie możliwość otrzymania linii wzorów o szerokości poniżej $0,5 \mu\text{m}$, a przy zastosowaniu specjalnej techniki nanoszenia fotolakieru na nachylone podłoże, nawet linie rzędu $0,1 \mu\text{m}$ [52]. Tę metodę maskowania oraz dwie metody trawienia podłoży - trawienie jonowe i trawienie mokre - dokładniej omówiono w dalszej części pracy, ponieważ zastosowano je do wykonania znaków topograficznych w krzemie.

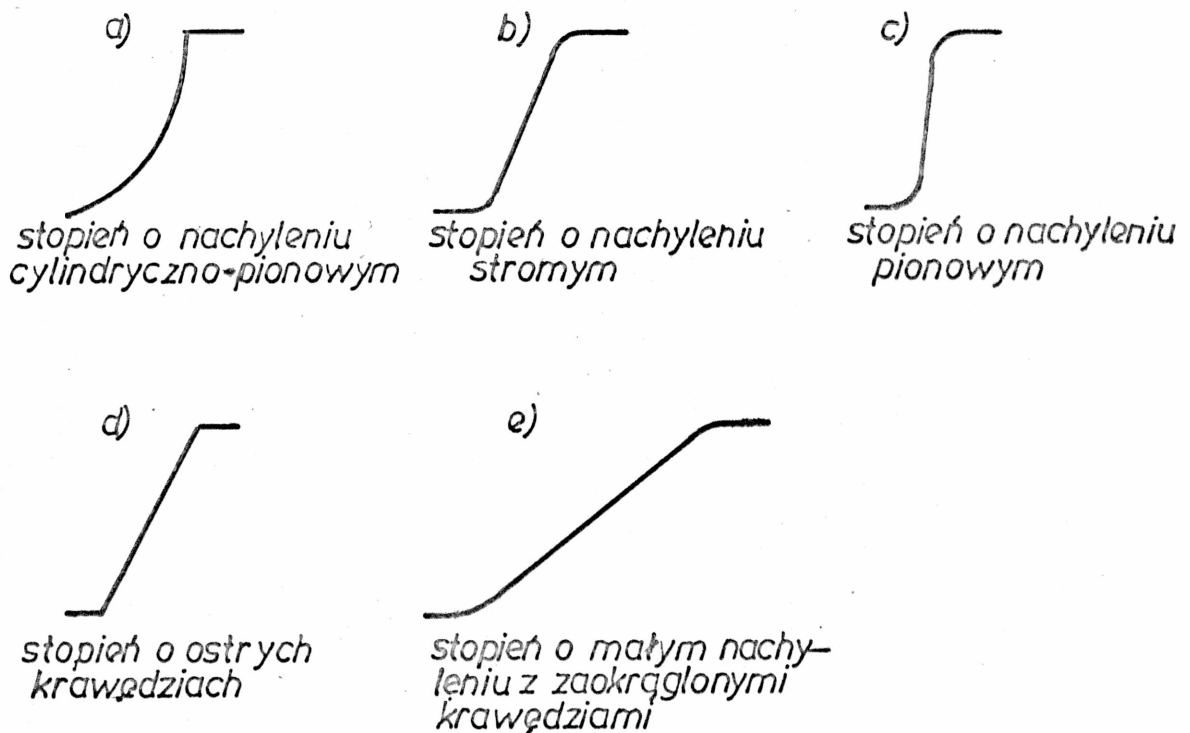
4.1.2. Klasyfikacja znaków topograficznych w mikroelektronice

Kształty znaków topograficznych otrzymywanych na powierzchni próbki metodami trawienia suchego i mokrego są bardzo zróżnicowane. Zależą one od materiału podłoża, rodzaju maski, charakteru czynnika trawiącego i parametrów procesu trawienia. W literaturze przedmiotu stosowane są różne nazwy do określenia poszczególnych kształtów znaków topograficznych. Na rysunku 4.1 schematycznie przedstawiono profile



Rys.4.1. Klasyfikacja prostych profilów znaków topograficznych spotykanych w mikroelektronice

prosty znaków spotykanych w mikroelektronice wraz z zaproponowanymi dla nich nazwami. Szczegółowej klasyfikacji znaków topograficznych w kształcie stopni dokonał Vossen i inni /rys. 4.2/ [99].



Rys.4.2. Klasyfikacja konturów stopni otrzymanych metodą trawienia mokrego - a/, b/ oraz jonowego - c/, d/, e/ /wg Vossena i in./ [99]

Kształt znaków wytworzonych na powierzchni próbki bada się między innymi za pomocą profilografów, interferometrów świetlnych [42,71], mikroskopów optycznych [75] i innych urządzeń wykorzystujących technikę rozpraszania światła [41,95] oraz mikroskopów skaningowych [23,56,84,85]. Najlepsze możliwości dokładnej oceny kształtu znaku dają mikroskop optyczny /jeśli wystarczające jest powiększenie obrazu do 1600 razy/ oraz mikroskop skaningowy.

4.2. Przegląd wyników dotychczasowych badań doświadczalnych i teoretycznych sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych

Wraz z rozwojem technologii półprzewodników i wzrostem zainteresowania techniką elektronolitografii, w połowie lat siedemdziesiątych podjęto prace nad optymalnym dla celów detekcji kształtem znaków topograficznych, stosowanych jako znaczniki.

Badania doświadczalne z tego zakresu przedstawiło kilku autorów. Wolf i inni [103] badali przebieg sygnałów EWR generowanych przez znaki w kształcie grzbietów na powierzchni krzemu oraz przez rowki w dwutlenku krzemu i w złocie. Friedrich i inni [30] przedstawili w roku 1977 po raz pierwszy próbę detekcji sygnału EWR generowanego przez rowki w kształcie V wykonane w krzemie. Stickel [92] oraz Davis i in. [21] próbowali optymalizować warunki detekcji sygnału EWR z rowków w kształcie trapezu. Shiraki i Aizaki [88] badali sygnały EWR pochodzące z rowków i grzbietów o ściankach prostopadłych oraz z rowków w kształcie V. Lin i inni [57] przedstawili sygnały EWR pochodzące z symetrycznych rowków w kształcie V, W oraz trapezu, otrzymane przy różnych kątach ustawienia detektorów.

Do badania sygnałów EWR pochodzących z różnych znaków topograficznych na powierzchni próbki wykorzystywana była również metoda Monte Carlo. Jako pierwsi zastosowali ją w roku 1979 Stephani [90] oraz Aizaki [2]. Przeprowadzili oni symulację torów elektronów, stosując przybliżenie ciągłego charakteru strat energii elektronu penetrującego w materiale /model CSDA Bethego/ [1,48,63].

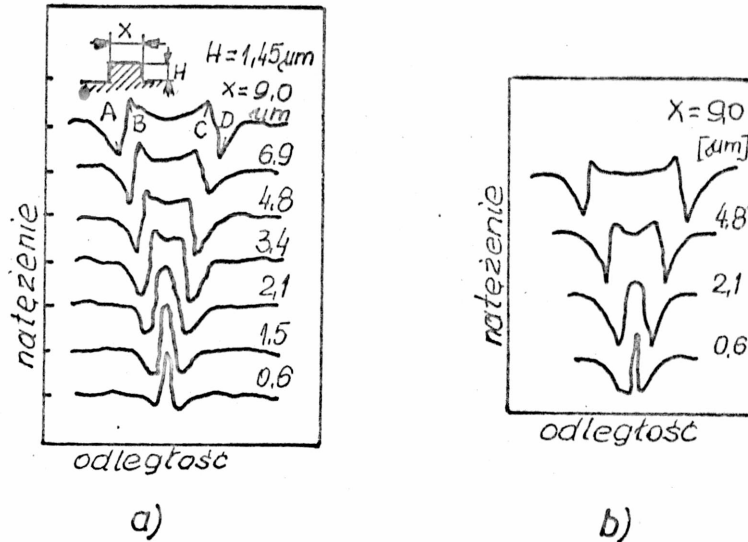
Natomiast uproszczony model teoretyczny do opisu zależności sygnału EWR od kształtu znaków topograficznych przedstawili w roku 1981 Shiraki i Aizaki [88]. Model swój oparli oni na bazie uproszczonych modeli Everharta [26,70] oraz Archarda [3,71], odnoszących się do płaskiej powierzchni próbki.

Próbie zastosowania modelu ruchu błędnego [61] do opisu zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego przedstawili w 1984 roku Mulak i Szymański [62].

Poniżej przedstawiono niektóre wyniki badań doświadczalnych i teoretycznych związanych z detekcją sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych.

4.2.1. Badanie sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych o różnych kształtach

Jedyne, jak dotąd, obszerne wyniki badań doświadczalnych sygnałów EWR ze znaków topograficznych o różnym kształcie opublikowane zostały w roku 1981 przez Shirakiego i Aizakiego [88]. Dotyczyły one zależności sygnału EWR od szerokości trzech typów znaków topograficznych wykonanych w krzemie: rowków i grzbietów o prawie prostopadłych ściankach /otrzymanych metodą reaktywnego trawienia jonowego/ oraz rowków w kształcie V /otrzymanych metodą trawienia mokrego/. Badano przebiegi sygnałów EWR będących sumą sygnałów otrzymanych z sześciu półprzewodnikowych diod detekcyjnych umieszczonych dookoła wiązki $I_0 = 0.2 \text{ nA}$; $E_0 = 20 \text{ keV}$ /. Na rysunku 4.3a/ przedstawiono zależność kształtu sygnału EWR od szerokości X grzbietu o ściankach prostopadłych. W przypadku szerszych grzbietów



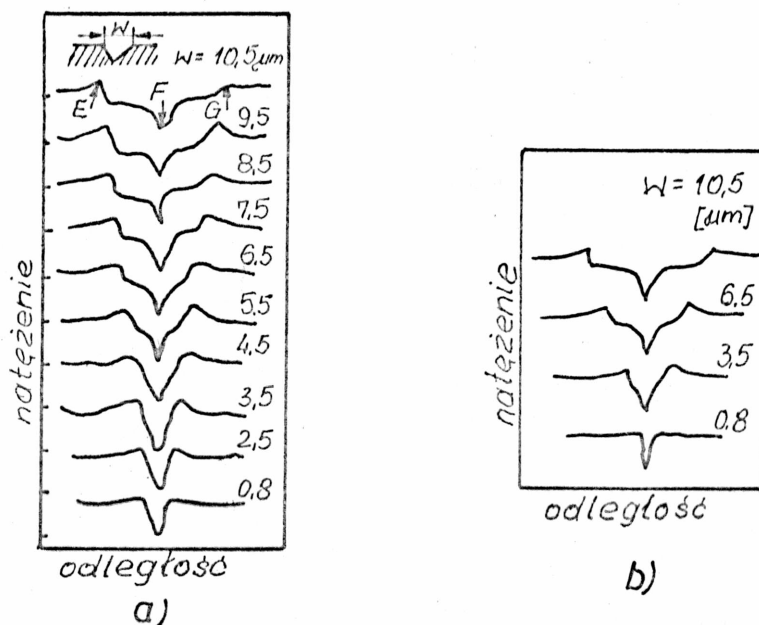
Rys.4.3. Zależność kształtu sygnałów EWR od szerokości X grzbietu o ściankach prostopadłych: a/ wyniki doświadczalne, b/ wyniki obliczeń numerycznych [88]

$/X \geq 2.1 \mu\text{m}/$ wysokość pików sygnałowych A, B, C i D jest niezależna od X .

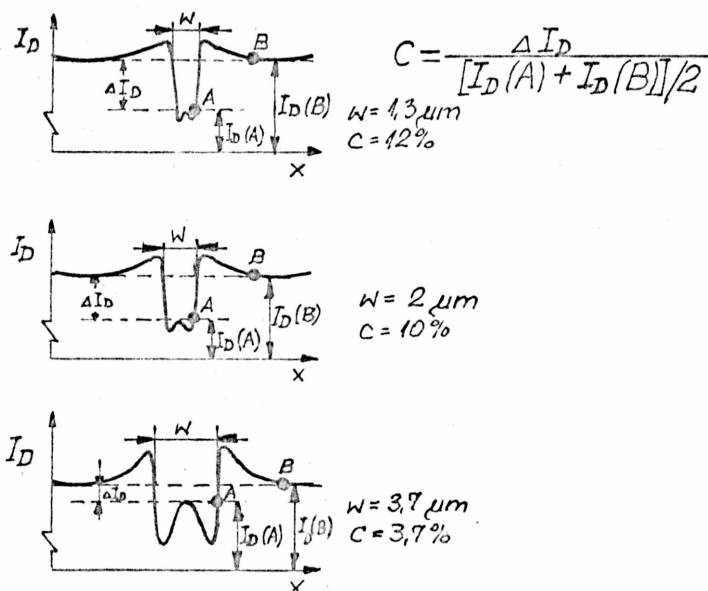
Zależność kształtu sygnału EWR od szerokości W rowka w kształcie V pokazano na rysunku 4.4a/. Natężenie pików sygnałowych E, F i G otrzymanych z wąskich rowków $/W \leq 3.5 \mu\text{m}/$ jest niezależne od W .

Stephani i Fröschle [91] dokonali oceny sygnału EWR otrzymanego z rowków w kształcie V przy użyciu półprzewodnikowego detektora pierścieniowego /rys. 4.5/. Z rysunku wynika, że im taki rowek jest węższy, tym lepszy jest kontrast topograficzny.

Do badania zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego Shiraki i Aizaki [88] opracowali uproszczony model teoretyczny. W modelu tym założono, że wiązka elektronów wni-



Rys.4.4. Zależność kształtu sygnałów EWR od szerokości W rowka w kształcie V: a/ wyniki doświadczalne, b/ wyniki obliczeń numerycznych [88]

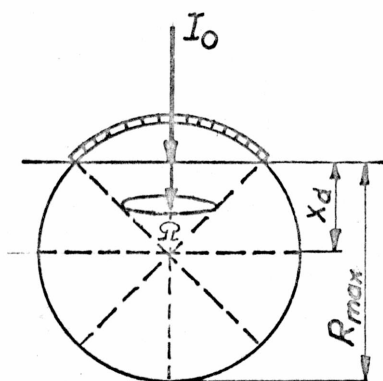


Rys.4.5. Metoda oceny kształtu sygnałów EWR pochodzących z rowków w kształcie V o głębokości około $1 \mu m$ i o różnej szerokości. C -kontrast topograficzny, ΔI_D -różnica sygnałów EWR mierzonych w punktach A i B/ [91]

ka w materiał próbki bez odchylenia na pewną głębokość x_d , a następnie elektrony rozchodzą się równomiernie we wszystkich kierunkach /rys. 4.6/. Za Archardem przyjęto, że współczynnik wstecznego rozpraszania określony jest zależnością:

$$\eta = \frac{R_{\max} - 2x_d}{2(R_{\max} - x_d)} \quad /4.1/$$

gdzie R_{\max} - maksymalna głębokość wnikania elektronów wiązki
 x_d - głębokość wnikania nieodchylonej wiązki.

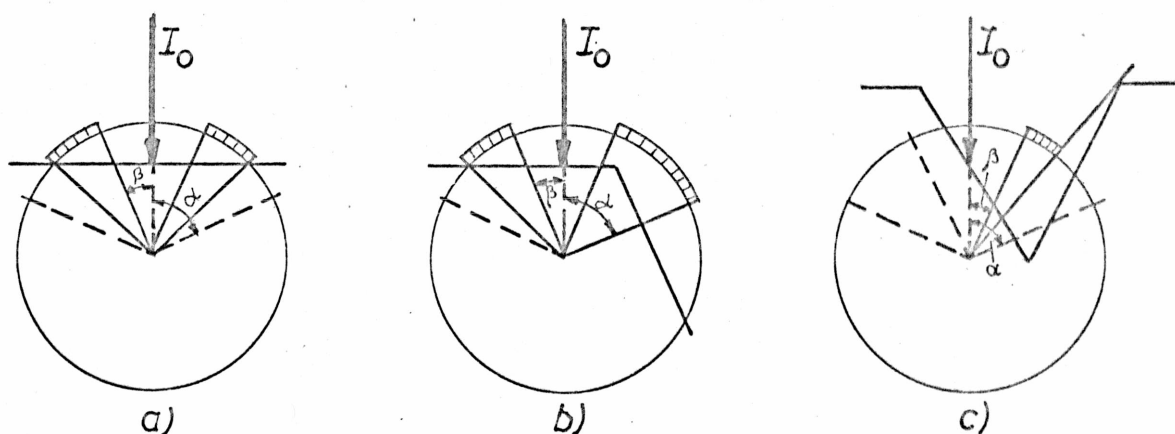


Rys.4.6 Uproszczony model rozpraszania elektronów /zakreślona część sfery określa ilość EWR, x_d -głębokość wnikania nieodchylonej wiązki, R_{\max} -maksymalna głębokość wnikania wiązki/ [88]

Głębokość wnikania x_d obliczano na podstawie równania 4.1 po wstawieniu konkretnej wartości doświadczalnej η [11] oraz uzyskanej na drodze symulacji wartości R_{\max} . Dla przykładu, w przypadku wiązki elektronowej o energii 20 keV padającej na podłoże krzemowe, wartość doświadczalna $\eta = 0,17$, obliczona wartość $R_{\max} = 4,0 \mu\text{m}$, co daje na podstawie wzoru /4.1/ $x_d = 1,6 \mu\text{m}$.

W powyższym modelu sygnał EWR obliczano numerycznie. Założono, że liczba EWR wykrywanych doświadczalnie jest proporcjonalna do znajdującej się powyżej próbki powierzchni kuli wyciętej przez stożek o kącie bryłowym Ω /rys. 4.6/. W obli-

czeniu uwzględniono zakresy kątowe obejmowane przez detektory, efekt brzegowy i efekt zacielenia /rys. 4.7/.



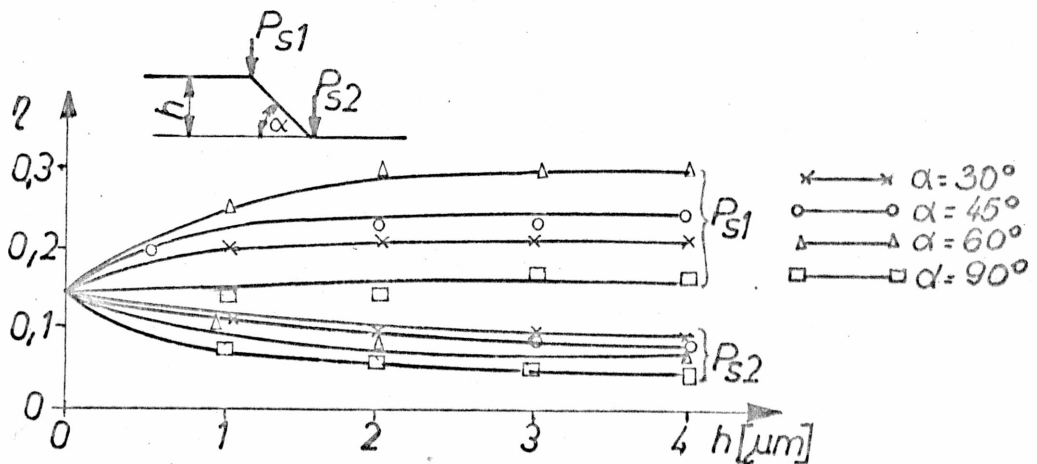
Rys.4.7. Wpływ kształtu form topograficznych na wielkość kąta bryłowego widzianego od strony detektora: a/ płaszczyna, b/ krawędź, c/ rowek. Zakreskowane łuki określają kąt bryłowy, w którym zawarte są efektywne EWR [88]

W modelu zakresy kątowe objęte przez detektory wynosiły odpowiednio $\alpha = 45^\circ$ i $\beta = 25^\circ$, natomiast w obliczeniach numerycznych najwłaściwszymi okazały się zakresy $\alpha = 65^\circ$ i $\beta = 25^\circ$. Różnica ta była prawdopodobnie wynikiem zastosowania zbyt uproszczonego modelu do opisu zjawiska wstecznego rozpraszania elektronów. Na rysunkach 4.3b/ i 4.4b/ pokazano obliczone numerycznie przebiegi sygnałów EWR pochodzących z rowków w kształcie V oraz grzbietów o ściankach prostopadłych. Autorzy stwierdzili dobrą zgodność kształtu sygnału obliczonego z danymi doświadczalnymi.

Najwięcej jak dotychczas informacji dotyczących zależności sygnału EWR od kształtu znaków topograficznych uzyskano stosując metodę Monte Carlo [2,54,56].

Przy założeniu modelu detektora, który zbierał całkowity syg-

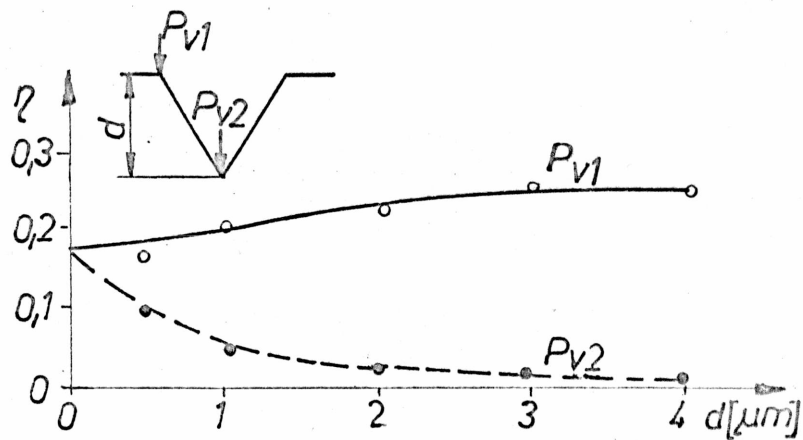
nał EWR, Aizaki [2] symulował metodą Monte Carlo od 1000 do 8000 torów elektronów dookoła punktów padania wiązki przyjętych za charakterystyczne dla danego znaku. Badano trzy typy znaków w krzemie: stopnie o różnym kącie nachylenia i różnej wysokości oraz rowki w kształcie V i W o różnej głębokości. W punktach charakterystycznych tych znaków obliczano wartości współczynników wstecznego rozpraszania η . Na rysunku 4.8 przedstawiono, jak zmienia się wartość η w punktach P_{s1}



Rys.4.8. Zmiana współczynnika wstecznego rozpraszania w punktach charakterystycznych P_{s1} i P_{s2} w zależności od wysokości h i kąta nachylenia α znaku w kształcie stopnia /metoda Monte Carlo/ [2]

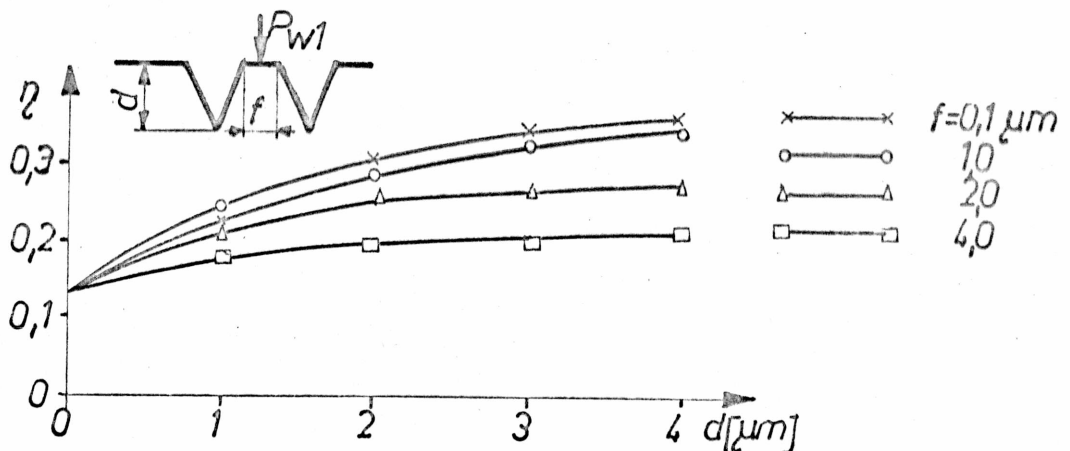
i P_{s2} przy zmianie wysokości i kąta nachylenia znaku w kształcie stopnia. Z wykresów wynika, że współczynnik η ma największą wartość w punkcie P_{s1} , gdy kąt nachylenia stopnia wynosi 60° . Wzrost głębokości stopnia powyżej $3 \mu\text{m}$ nie powoduje już w punktach P_{s1} oraz P_{s2} zmiany wartości η .

Podobny charakter zmian wykazuje współczynnik η w punktach charakterystycznych rowka w kształcie V przy zmianie jego głębokości d /rys. 4.9/. Gdy d jest większe od $3 \mu\text{m}$, to wartość η jest 1.6 razy większa od wartości η w przypadku płaskiej powierzchni próbki.



Rys.4.9. Zmiana współczynnika wstecznego rozpraszania η w punktach charakterystycznych P_{V1} i P_{V2} w zależności od głębokości d rowka w kształcie V /metoda Monte Carlo/ [2]

Na rysunku 4.10 przedstawiono wyniki obliczeń współczynnika η w punkcie charakterystycznym P_{W1} rowka w kształcie W.

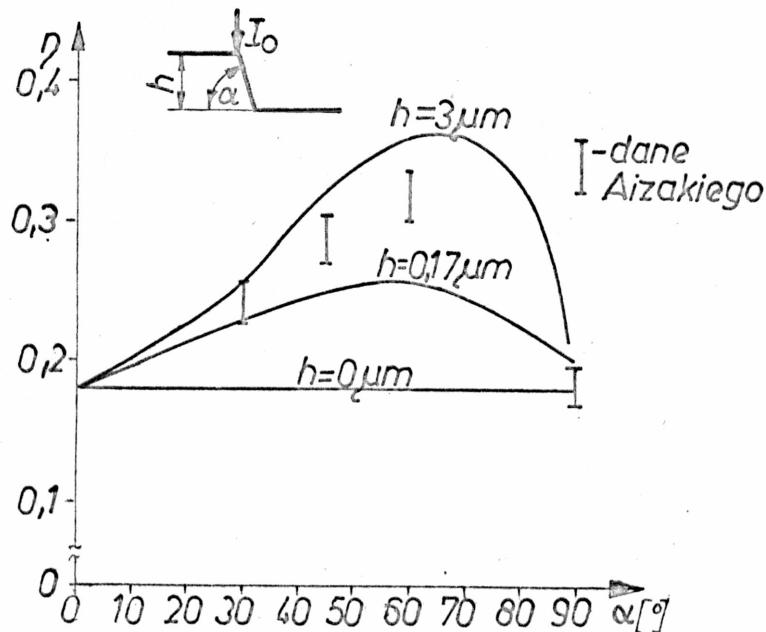


Rys.4.10. Zmiana współczynnika wstecznego rozpraszania η w punkcie charakterystycznym P_{W1} w zależności od głębokości d rowka i szerokości f grzbietu w przypadku rowka w kształcie W /metoda Monte Carlo/ [2]

Z rysunku wynika, że w punkcie P_{W1} wartość η maleje wraz ze

wzrostem szerokości grzbietu f .

Lin i inni [56], stosując metodę Monte Carlo, potwierdzili podaną przez Aizakiego zależność współczynnika η od kąta nachylenia stopnia /patrz rys. 4.8/. Na rysunku 4.11 przedstawiono uzyskane przez nich wykresy, z których wynika, że w przy-



Rys.4.11. Zależność współczynnika wstecznego rozpraszania η od kąta nachylenia α oraz wysokości h znaku w kształcie stopnia w przypadku, gdy wiązka elektronów pada na górny narożnik znaku [56]

padku padania wiązki elektronów na wierzchołek stopnia, współczynnik η osiąga największą wartość gdy detekcji podlega stopień o kącie nachylenia w granicach od 60° do 70° .

4.2.2. Badanie sygnałów EWR przy zmianie typu i konfiguracji układu detekcyjnego

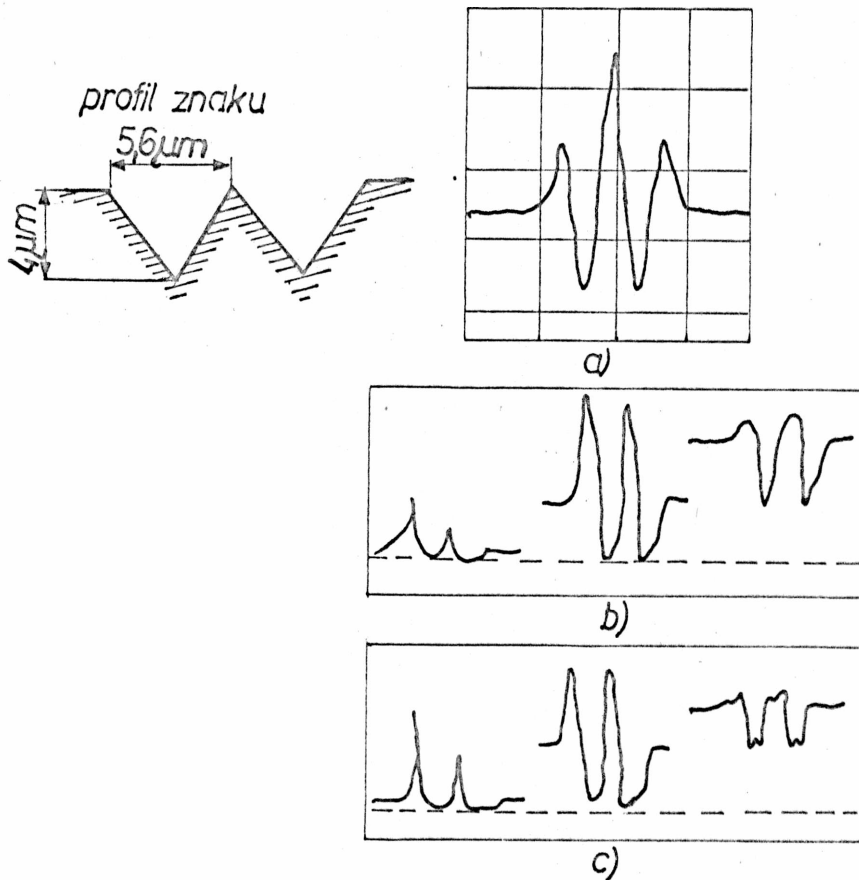
Większość prac poświęconych detekcji sygnału EWR pochodzącego ze znaków topograficznych prowadzono pod kątem określenia odpowiedniego typu detektora oraz sposobu jego ustawie-

nia względem próbki w celu uzyskania sygnału EWR o żądanych parametrach kształtu [45,54,56,57,90,92].

Obszerny materiał doświadczalny na ten temat ukazał się w roku 1983 [57]. Przedstawiono w nim przebiegi sygnałów EWR pochodzących z rowków w kształcie V, W i trapezu, otrzymane za pomocą kolektora w kształcie pierścienia i detektorów półprzewodnikowych. Miedziany kolektor zastosowano do pomiaru sygnału w szerokim zakresie kątów wyjścia EWR $/13^{\circ} \div 67^{\circ}/$. Natomiast detektory półprzewodnikowe ze złączem p-n o powierzchni $0,82 \text{ mm}^2$ wykorzystano do pomiaru sygnału elektronów wychodzących z próbki pod małym $/13^{\circ}/$, średnim $/41^{\circ}/$ i dużym kątem $/79^{\circ}/$. Kąt bryłowy objęty przez te detektory wynosił odpowiednio 0,011 sr, 0,0048 sr i 0,0071 sr.

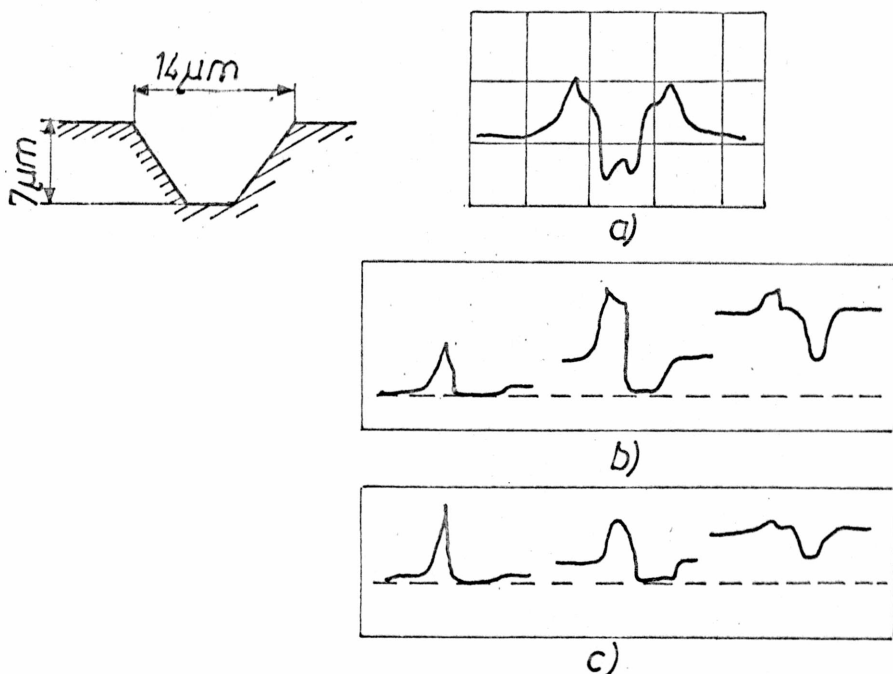
Na rysunkach 4.12 i 4.13 przedstawiono przebiegi sygnałów EWR uzyskanych za pomocą tych układów detekcyjnych dla rowków w kształcie W i trapezu, wykonanych w Si (100) metodą trawienia mokrego. /Sygnały nie normowano względem kąta bryłowego/. Z rysunków tych wynika, że kształt całkowitego sygnału EWR podobny jest do kształtu znaku, z którego ten sygnał pochodzi. Natomiast sygnały EWR złożone z elektronów wychodzących z próbki tylko pod małym, średnim lub dużym kątem mają kształt bardziej skomplikowany.

W celu uzyskania odpowiedniego kształtu sygnału EWR z danego znaku topograficznego można stosować przetwarzanie sygnałów otrzymanych z kilku różnie umieszczonych detektorów. Stickel [92] sumował i odejmował sygnały, a także różniczkował sumę sygnałów, zbieranych przez dwa detektory półprzewodnikowe ze złączem p-n, umieszczone pod kątem 40° względem próbki /rys. 4.14/. Sygnał EWR generowany był przez krzemowe rowki



Rys.4.12. Zależność sygnału EWR otrzymanego z rowka w kształcie W od rodzaju układu detekcyjnego: a/ "całkowity" sygnał EWR zbierany przez kolektor /przy energii elektronów wiązki $E_0=30\text{ keV}$ /, b/ sygnały EWR rejestrowane przez detektory półprzewodnikowe ustawione pod małym, średnim i dużym kątem w stosunku do próbki / $E_0=30\text{ keV}$ /, c/ tak samo jak w przypadku b/, tylko przy $E_0=20\text{ keV}$ [57]

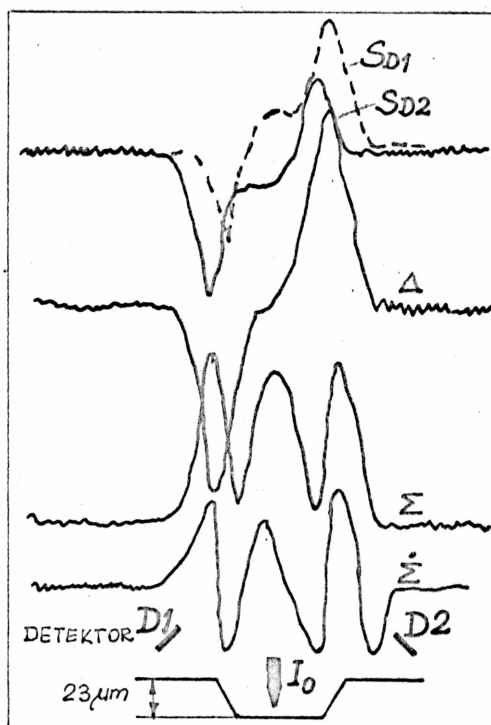
w kształcie trapezu o głębokości $2,3\mu\text{m}$. Z wykresów przedstawionych na rys. 4.14 wynika, że odejmowanie sygnałów otrzymanych z dwóch naprzeciw siebie leżących detektorów pozwala na osiągnięcie znacznego wzrostu kontrastu topograficznego, natomiast różniczka sumy tych sygnałów lepiej uwydatnia krawędź znaku.



Rys.4.13. Zależność sygnału EWR otrzymanego z rowka w kształcie trapezu od rodzaju układu detekcyjnego: a/ "całkowity" sygnał EWR zbierany przez kolektor $/E_0=30\text{ keV}/$, b/ sygnały EWR rejestrowane przez detektory półprzewodnikowe ustawione pod małym, średnim i dużym kątem w stosunku do próbki $/E_0=30\text{keV}/$, c/ tak samo jak w przypadku b/, tylko przy $E_0=20\text{keV}$ [57]

Ukazało się kilka prac, mających na celu znalezienie optymalnego położenia układu detekcyjnego w przypadku badania sygnału EWR pochodzącego ze znaku topograficznego w kształcie stopnia [54,56,90].

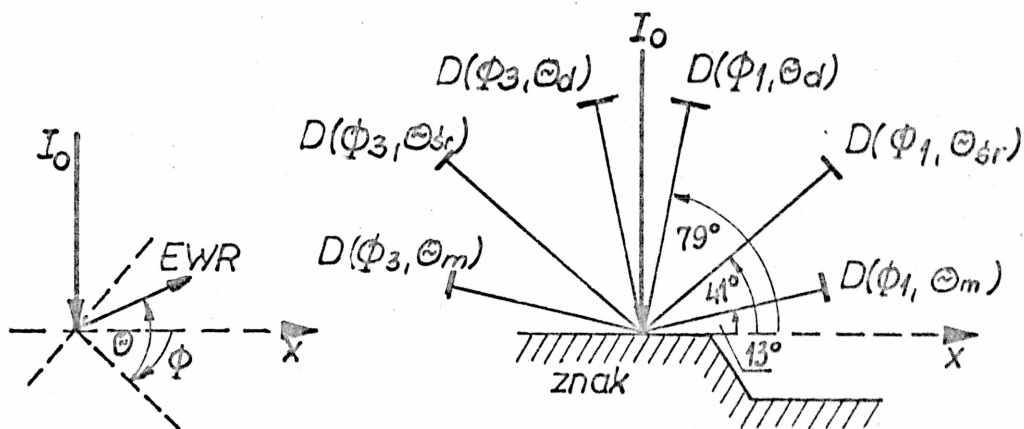
Lin i inni [56] zastosowali detektory półprzewodnikowe /ze złączem p-n o powierzchni $0,82\text{ mm}^2$ / umieszczone w sześciu różnych pozycjach tak, aby były zbierane EWR wychodzące z próbki pod kątem małym $/\theta_m = 13^\circ/$, średnim $/\theta_{sr} = 41^\circ/$ i dużym $/\theta_d = 79^\circ/$, przy czym kąty bryłowe objęte przez detektory wynosiły odpowied-



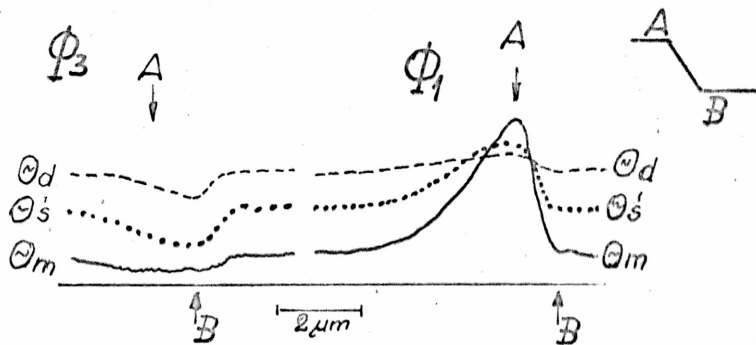
Rys.4.14. Przebieg przetworzonych sygnałów EWR otrzymanych podczas detekcji rowka w kształcie trapezu /prąd wiązki pierwotnej 3, μ A, energia elektronów 25 keV/. S_{D1} i S_{D2} są to sygnały otrzymane z dwóch naprzeciw siebie ustawionych detektorów półprzewodnikowych; $\Delta = S_{D1} - S_{D2}$ różnica tych sygnałów; $\Sigma = S_{D1} + S_{D2}$ suma tych sygnałów; $d\Sigma = \dot{\Sigma}$ różniczka sumy tych sygnałów [92]

nio 0.011 sr, 0.0048 sr i 0.0071 sr /rys. 4.15/. Oprócz tego badano przebiegi sygnałów przy dwóch azymutalnych kątach wyjścia EWR: Φ_1 - gdy detektory zwrócone były powierzchnią czynną do nachylonej krawędzi stopnia oraz Φ_2 - gdy nachylona krawędź stopnia znajdowała się po przeciwnej stronie niż detektor.

Na rysunku 4.16 przedstawiono przebieg sygnałów EWR w zależności od położenia detektorów w przypadku detekcji stopnia o kącie nachylenia $54,7^\circ$. Z rysunku 4.16 wynika, że w przy-



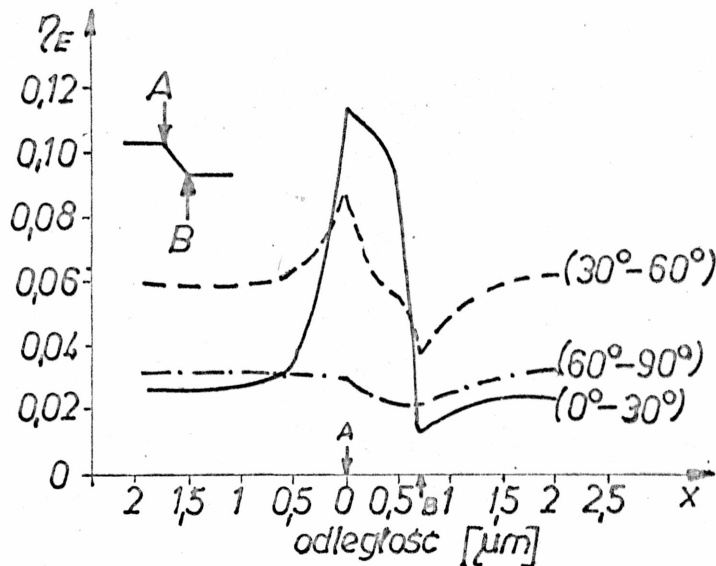
Rys.4.15. Geometria układu detektorów zastosowanych przez Lina, Neureuthera i Adesidę do pomiaru sygnałów EWR pochodzących ze znaku topograficznego w kształcie stopnia



Rys.4.16. Przebieg sygnałów EWR otrzymanych ze znaku topograficznego w kształcie stopnia /kąt nachylenia $54,7^\circ$, głębokość $1,4\mu m$ / w zależności od położenia detektorów półprzewodnikowych względem próbki. Pomiary wykonano przy prostym padaniu na powierzchnię krzemu wiązki o prądzie $0,6 nA$ przy napięciu przyspieszającym $30 kV$ [56]

padku znaku w kształcie stopnia detektor umieszczony w pozycji $\Phi_1 \ominus_m$ pozwala na uzyskanie sygnału o największej amplitudzie, najmniejszej połówkowej szerokości i największym kontraście.

Podobne wyniki uzyskali ci sami autorzy [56] przy zastosowaniu metody Monte Carlo /rys. 4.17/. Założono model detektora w postaci czaszy podzielonej na cztery części /model Stephaniego z rys. 4.18/. Obliczano energetyczny współczynnik



Rys.4.17. Zależność energetycznego współczynnika wstecznego rozpraszania η_E od kąta wyjścia EWR /symulacja przeprowadzona przy napięciu wiązki 10 kV, głębokości stopnia 1 μm , kącie nachylenia stopnia 54.7°. Strzałki odpowiadają górnemu i dolnemu narożnikowi stopnia wykonanego w krzemie [56]

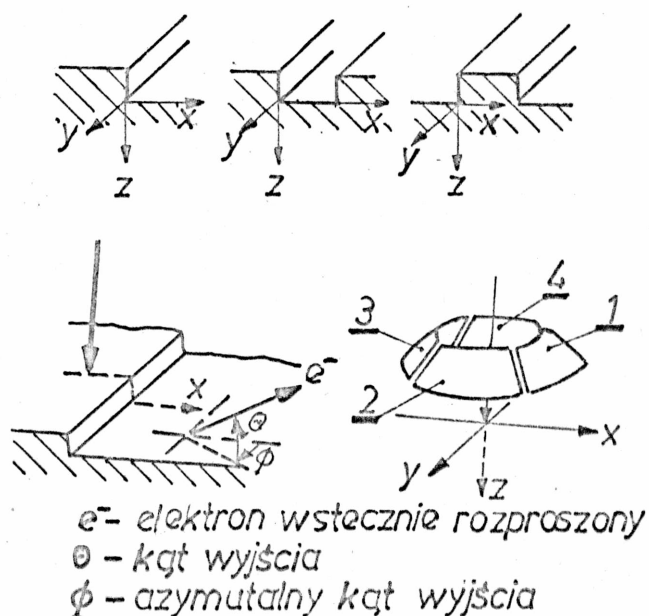
wstecznego rozpraszania

$$\eta_E = \frac{E_{\text{EWR}}}{E_0} \quad /4.2/$$

gdzie E_{EWR} - całkowita energia EWR

E_0 - całkowita energia elektronów pierwotnych

w zależności od kąta wyjścia EWR w przypadku znaku w kształcie stopnia. Badano sygnał EWR w całym zakresie azymutalnego kąta wyjścia Φ , lecz w różnych przedziałach kąta wyjścia Θ EWR z próbki. Przy zastosowaniu metody Monte Carlo stwierdzono, że dla celów detekcji znaku w kształcie stopnia najlepiej jest umieścić detektor tak, aby zbierane były elektrony wychodzące z próbki w zakresie $0^\circ \leq \Theta \leq 30^\circ$ przy azymutalnym kącie wyjścia $-\frac{\pi}{4} \leq \Phi \leq \frac{\pi}{4}$.

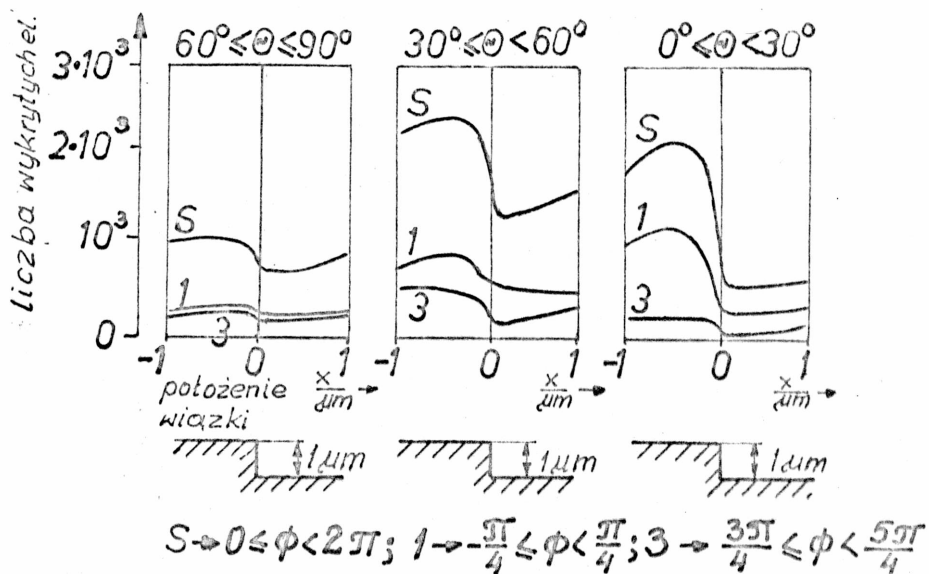


Rys.4.18. Kształty znaków topograficznych oraz model detektora zastosowany przez Stephaniego do badania metodą Monte Carlo sygnału EWR [90]

Przy użyciu metody Monte Carlo Stephani [90] przeprowadził badania sygnałów EWR w różnych przedziałach kątów wyjścia w przypadku znaków w kształcie stopnia, rowka i grzbietu o prostopadłych ściankach. Symulowano 20 tysięcy pojedynczych torów elektronów dookoła każdego wybranego centrum padania wiązki. Kąt bryłowy powyżej badanej próbki został podzielony

na 12 części i w każdej z nich obliczano ilość EWR. Kąt wyjścia Θ elektronów podzielono na trzy równe części /po 30° każda/, w celu rozdzielenia EWR o małym, średnim i dużym kącie wyjścia /rys. 4.18/. Azymutalny kąt wyjścia Φ podzielono natomiast na cztery równe części /po 90° każda/ tak, że dwie z nich ustawione naprzeciw siebie dzieliła w połowie oś x.

W wyniku obliczeń otrzymano sygnały EWR generowane w poszczególnych częściach kąta bryłowego w funkcji położenia wiązki elektronów. Na rysunku 4.19 przedstawiono dla przykładu sygnały EWR pochodzące ze znaku w kształcie stopnia. Na podsta-



Rys.4.19. Przebiegi sygnałów EWR w różnych częściach kąta bryłowego w funkcji położenia wiązki w przypadku stopnia prostopadłego otrzymane za pomocą metody Monte Carlo [90]

wie wykresów stwierdzono, że kontrast obrazu /zdefiniowany jako stosunek różnicy do sumy maksymalnej i minimalnej wartości sygnału sumarycznego S w granicach ± 50 nm wokół obszaru zbocza znaku/ maleje ze wzrostem kąta wyjścia elektronu.

4.2.3. Wpływ szumów na jakość pomiarów sygnału EWR

Analizując kształt sygnału EWR pochodzącego ze znaków topograficznych, należy wziąć pod uwagę udział sygnału szumu w sygnale EWR wykrywanym przez układ detekcyjny. Od wielkości sygnału szumu zależy możliwość dokładnej lokalizacji znaku, jakość sygnału oraz możliwość prawidłowej analizy kształtu sygnału [8,56]. Jest to szczególnie ważne podczas detekcji znaczników stosowanych w elektronolitografii [21,45,57].

Głównym źródłem szumu jest szum ściągowy wprowadzany do systemu detekcyjnego przez wiązkę elektronową. Wielkość tego szumu jest określona zależnością

$$I_n^2 = 2e I_0 \Delta f \quad /4.3/$$

gdzie I_n^2 - średni kwadrat prądu szumowego

e - ładunek elektronu

Δf - szerokość pasma odbiornika

I_0 - prąd wiązki elektronów pierwotnych

Źródłem szumu ściągowego jest również prąd EWR, ponieważ jest on związany z przypadkowymi fluktuacjami ilości EWR wychodzących z próbki. Dlatego też do detektora EWR dochodzi sygnał z nałożonym szumem o wartości

$$I_{n_1} = \left(2e \frac{I_2}{G} \Delta f \right)^{\frac{1}{2}} \quad /4.4/$$

gdzie I_2 - prąd wyjściowy detektora

G - wzmacnienie detektora

Natomiast szum ściągowy na wyjściu detektora EWR ma wartość

$$I_{n_2} = G I_{n_1} = \left(2e I_2 G \Delta f \right)^{\frac{1}{2}} \quad /4.5/$$

Davis [21] potwierdził doświadczalnie zależność 4.5, dokonując pomiaru wielkości szumu ściąrowego dla detektorów półprzewodnikowych, przy nieruchomej wiązce padającej na próbkę. Pomiar wykazały, że o ile sygnał wyjściowy EWR jest wprost proporcjonalny do ilości elektronów przechwyconych przez detektor, to szum ściąrowy jest proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego prądu wyjściowego detektora. Szumy ściąrowe wprowadzane przez detektory są małe w porównaniu z szumami ściąrowymi wprowadzanymi przez wiązkę. Innego rodzaju szumy występujące w układzie detekcyjnym, jak np. ciepłne, czy wynikające z chropowatości powierzchni detektora, są również pomijalnie małe. Dlatego też zakładając, że wzmacnienie detektora EWR jest wystarczająco duże i że szum wprowadzany przez detektor jest dostatecznie mały, można określić stosunek sygnału do szumu S/N [56] ze wzoru

$$S/N = \frac{S}{N_b} = \left(\gamma_D \eta I_0 / 2e \Delta f \right)^{\frac{1}{2}} \quad /4.6/$$

gdzie S - sygnał wyjściowy EWR

N_b - poziom szumu tła

γ_D - stosunek liczby EWR przechwyconych przez detektor do całkowitej liczby EWR

η - całkowity współczynnik wstecznego rozpraszania materiału próbki

I_0 - prąd wiązki pierwotnej

e - ładunek elektronu

Δf - szerokość pasma

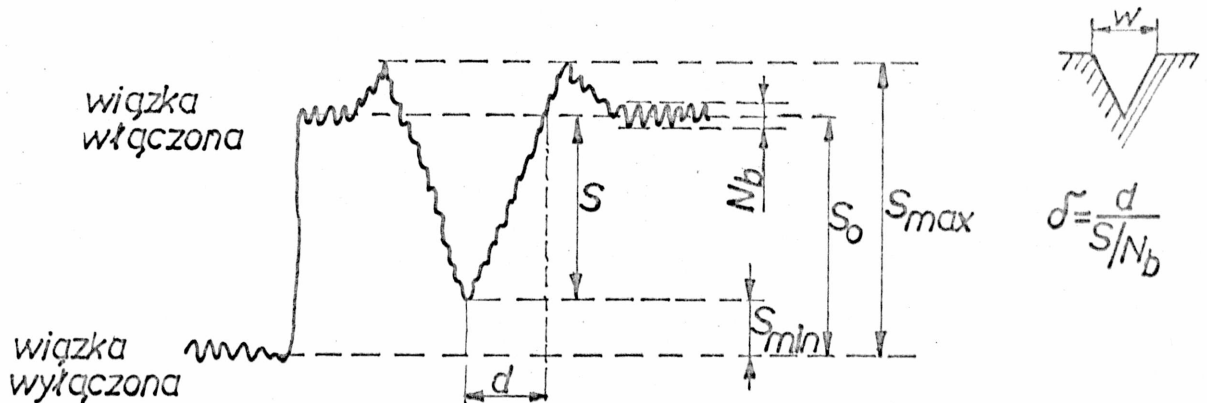
Z równania 4.6 wynika, że zwiększenie współczynnika S/N można uzyskać przez wzrost γ_D , czyli liczby EWR przechwyconych przez detektor. W tym celu należy zwiększyć powierzchnię detektora,

umieścić go bliżej powierzchni próbki, a także zwiększyć prąd lub napięcie przyspieszające wiązki.

Ważnym parametrem mającym wpływ na dokładność detekcji znaku topograficznego jest błąd detekcji [21,45,57]:

$$\delta = \frac{d}{S/N_b} \quad /4.7/$$

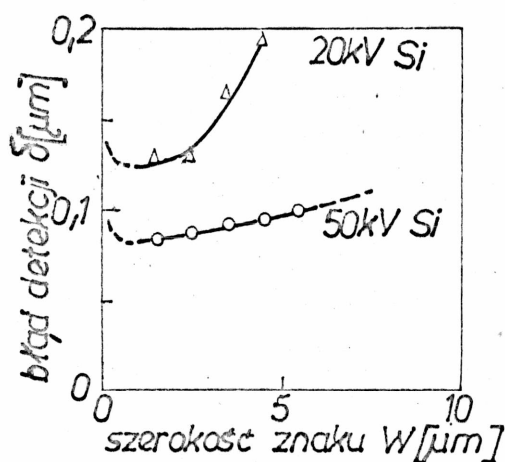
zdefiniowany na rysunku 4.20.



Rys.4.20. Parametry określające kształt sygnału EWR otrzymanego podczas detekcji rowka w kształcie V: S_0 - poziom sygnału, S_{max} -maksymalna wartość sygnału, S_{min} -minimalna wartość sygnału, S -amplituda sygnału, N_b -wielkość szumu tła, d -miara szerokości sygnału, δ -błąd detekcji [45]

Błąd detekcji można zmniejszyć przez zwiększenie amplitudy sygnału, stosowanie znaków topograficznych o stromych zboczach, zmniejszenie poziomu szumu tła, stosowanie znaków wielokrotnych /ciągów/. Z badań teoretycznych wynika, że najmniejszy błąd detekcji występuje w przypadku rejestracji znaków o szerokości od 1 do 3 μm , niezależnie od wielkości napięcia przyspieszającego wiązki /rys. 4.21/ [45].

W praktyce układy detekcyjne EWR charakteryzuje się współczynnikiem będącym stosunkiem względnej wartości szumu $(N/S)_{wyj}$



Rys.4.21. Teoretyczna zależność błędu detekcji δ od szerokości W rowka w kształcie V przy napięciu przyspieszającym wiązki 20 kV i 50 kV [45]

na wyjściu detektora do względnej wartości szumu őrutowego $(N/S)_{\text{wej}}$ wiązki pierwotnej. Dla przykładu - współczynnik ten wynosi /przy energii elektronów 20 keV/ w przypadku detektora scyntylicyjnego typu Robinsona - 1.5, konwertera z warstwą MgO - 1.7, typowego układu z detektorem Everharta-Thornleya - 10.2 [8].

4.2.4. Podsumowanie

W poprzednich rozdziałach pokazano, że sygnał EWR pochodzący ze znaku topograficznego na powierzchni próbki zależy od wielu czynników związanych z samym znakiem, takich jak:

- kształt znaku
- kąt nachylenia ścianek znaku
- głębokość znaku
- materiał, z którego znak wykonano,

a także związanych ze sposobem detekcji sygnału EWR pochodzą-

cego z danego znaku, takich jak:

- rodzaj detektora
- kąt bryłowy objęty przez detektor
- kąt detekcji sygnału EWR.

Z danych literaturowych wynika, że problem ten jest zbada-
wany wycinkowo. Jak dotychczas nie ma prac zajmujących się
kompleksowo zagadnieniem detekcji sygnału EWR zastosowanego
do badania topografii powierzchni próbki.

Przedstawione w literaturze wyniki doświadczalne dotyczą
głównie pojedynczych znaków topograficznych o prostopadłych
ściankach oraz rowków w kształcie V, W i trapezu o kącie na-
chylenia ścianek bocznych 54.7° . W dostępnej literaturze nie
natrafiono na doświadczalne wyniki badań zależności sygnału
EWR od kąta nachylenia ścianek znaku.

W kilku pracach dotyczących techniki elektronolitografii
przedstawiono zależność sygnału EWR od grubości lakieru elek-
tronoczułego pokrywającego znak topograficzny [21,55,103].
Nie ma jednak dokładniejszych badań obejmujących znaki topog-
raficzne o bardziej złożonej budowie i o zróżnicowanym skła-
dzie materiałowym.

Prezentowane w literaturze wyniki pomiarów otrzymano głów-
nie za pomocą układu złożonego z detektorów półprzewodnikowych
o powierzchni $0,82 \text{ mm}^2$ a detekcję sygnału EWR przeprowadzano
w różnym kącie bryłowym. Do pomiaru "całkowitego" sygnału EWR
pochodzącego ze znaków topograficznych stosowano metalowy ko-
lektor w kształcie pierścienia, a nie kolektor w postaci pusz-
ki Faradaya.

Badania nad zależnością sygnału EWR od kąta detekcji zna-
ku przedstawione zostały jedynie w przypadku stopnia i rowków

o kącie nachylenia zboczy 54.7° wykonanych w krzemie. Najwięcej wyników dotyczących zależności sygnału EWR od topografii powierzchni próbki otrzymano metodą Monte Carlo, ale tylko dla przypadku wiązki stacjonarnej. W literaturze jak dotąd przedstawiono dokładniej tylko jeden uproszczony model teoretyczny do opisu zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego.

W dalszej części niniejszej pracy przedstawiono wyniki przeprowadzonych badań, mających na celu rozszerzenie materiału doświadczalnego dotyczącego detekcji sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych. Badaniami objęto pojedyncze znaki o różnym kącie nachylenia ścianek bocznych a także ciągi znaków o różnorodnym kształcie, z uwagi na ich użyteczność w praktyce. Do pomiarów zastosowano zarówno kolektor w postaci puszki Faradaya jak i detektory półprzewodnikowe o różnej powierzchni. Oprócz tego zaproponowano własny uproszczony model teoretyczny do opisu zależności sygnału EWR od topografii powierzchni próbki.

5. TECHNOLOGIA WYKONANIA W KRZEMIE ZNAKÓW TOPOGRAFICZNYCH O RÓŻNYCH KSZTAŁTACH

Ważnym etapem wstępnym, związanym z badaniem zależności kształtu sygnału EWR od topografii powierzchni krzemu, było uzyskanie znaków topograficznych obejmujących możliwie różne konfiguracje geometryczne. Wybrano dwie metody wykonywania znaków topograficznych w krzemie: trawienie wiązką jonów i trawienie mokre.

Trawienie wiązką jonów daje możliwość uzyskania znaków o różnym kształcie poprzez zmianę kąta padania wiązki jonów na próbkę, dobór rodzaju i kształtu maski oraz czasu trawienia. Tę metodę można było zastosować dzięki skonstruowaniu w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej nowoczesnego urządzenia do trawienia jonowego.

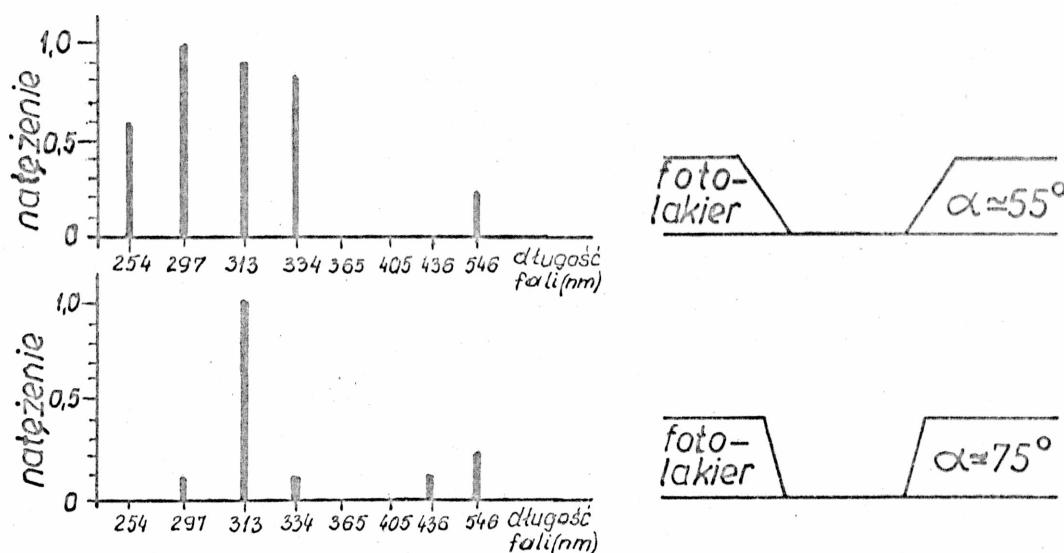
Trawienie mokre pozwala otrzymać znaki topograficzne o ostrych i gładkich krawędziach. Stosuje się je do trawienia płytek krzemu o odpowiedniej orientacji. Trawienie izotropowe Si(111) pozwala uzyskać wzory o idealnie pionowych ściankach [91], natomiast trawienie anizotropowe Si(100) daje możliwość otrzymania znaków o kącie nachylenia ścianek bocznych równym $54,7^\circ$ /zgodnie z płaszczyznami (111)/ [54,56].

5.1. Trawienie jonowe krzemu

Proces trawienia jonowego zastosowany do wykonania znaków topograficznych wymaga maskowania powierzchni trawionej. /Notuje się już próby trawienia powierzchni półprzewodnika bez maski, np. zogniskowaną wiązką jonów Ga, In czy Sn [15,47]/.

Oprócz parametrów procesu trawienia /energia jonów, gęstość prądu jonów, czas trawienia, kąt padania jonów na próbkę [14,58]/ o ostatecznym kształcie wytrawionych wzorów decydują również sposób maskowania, materiał maski, a także wzór i kształt profilu maski [60,93].

Potrzeba uzyskiwania znaków topograficznych o określonym kształcie spowodowała rozwój prac nad udoskonaleniem fotolakierów maskujących oraz nad sposobami ich naświetlania [96, 97]. Badania te w szczególności dotyczą kąta nachylenia ścianek bocznych maski, gdyż on głównie decyduje o kącie nachylenia zbocza otrzymanego znaku. I tak, np. Badami i inni [5] przedstawili możliwość kształtowania kąta nachylenia ścianek maski wykonanej z fotolakieru przez stosowanie światła o odpowiednio dobranych długościach fal z zakresu ultrafioletu /rys. 5.1/.



Rys.5.1. Zależność kąta nachylenia ścianek maski wykonanej z fotolakieru od długości fali światła [5]

Meyerhofer [60] podaje, że nowy fotolakier typu Microposit 1400-30 pozwala uzyskać bardzo strome ścianki wzorów /do 80° /.

Niestety, zarówno wprowadzane ostatnio w przodujących ośrodkach fotolakiery, jak i najnowsze techniki wytwarzania znaków nie są jeszcze dostępne w kraju. Niemniej jednak, w oparciu o dostępny sprzęt, opracowano technologię wykonywania masek z fotolakieru AZ 1350 H, która rozszerza możliwości otrzymywania zadanych profilów znaków topograficznych w krzemie.

5.1.1. Technologia maskowania powierzchni krzemu fotolakierem w procesie trawienia wiązką jonów

Po przeprowadzeniu licznych prób, mających na celu otrzymanie wzorów masek o różnej grubości i o różnym kącie nachylenia ścianek bocznych [42], dla procesu trawienia wiązką jonów wybrano maskowanie powierzchni krzemu fotolakierem, wprowadzając jednocześnie zmiany w technologii wykonywania typowych dla procesu fotolitografii masek z fotolakieru AZ 1350 H:

- zastąpiono pierwotną maskę fotograficzną maską chromową /maski chromowe w porównaniu z maskami fotograficznymi dają bardziej ostre krawędzie wzorów i są od nich trwalsze/; zastosowano maski chromowe typu STM-300-2D produkcji japońskiej,
- zmieniano prędkość obrotu wirówki podczas nanoszenia fotolakieru na powierzchnię krzemu /prędkość obrotu wirówki wpływa na grubość naniesionej warstwy fotolakieru - im mniejsza prędkość obrotu, tym większa grubość warstwy/,
- zmieniano temperaturę i czas utwardzania fotolakieru /wpływa to na zmianę kąta nachylenia ścianek bocznych maski/.

Technologia wykonywania maski z fotolakieru

1. Fotolakier typu AZ 1350 H nanoszono w wirówce na umytą płytkę krzemową. Zastosowano trzy prędkości obrotu wirówki:

5000; 3000 i 2000 obr/min.

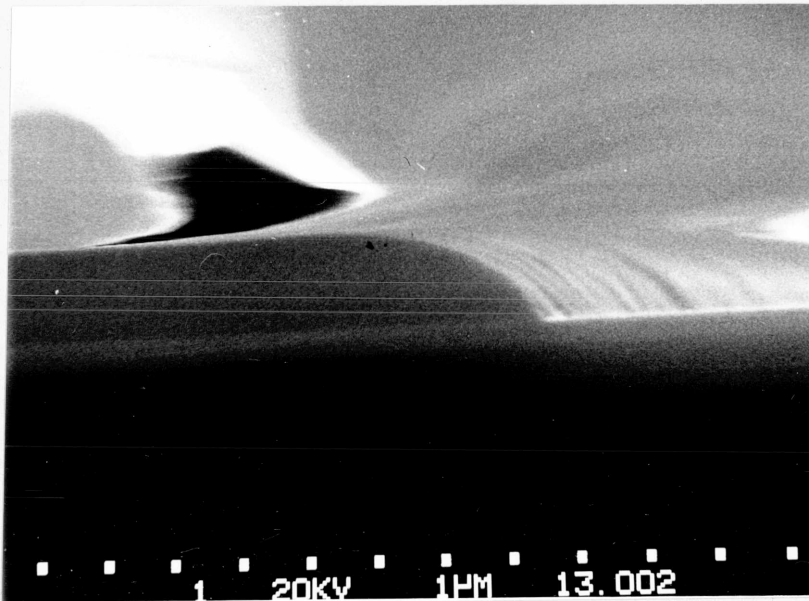
2. Fotolakier na powierzchni krzemu naświetlano w różnym czasie stosując dwa rodzaje masek: chromową i fotograficzną. Obie maski przedstawiały wzór w postaci serii pasków o szerokości 0,5 mm, 5 μ m i 2,5 μ m
3. Po wywołaniu wzoru fotolakier poddawano procesowi utwardzania, powodującego jego polimeryzację. Dzięki temu wzrastała odporność maski na proces trawienia jonowego. Fotolakier typu AZ 1350 H utwardzano w następujących warunkach: w temperaturze 90°C w czasie 60 minut + w temperaturze 120°C w czasie 60 minut lub w temperaturze 90°C w czasie 90 minut.

Wyniki badań kształtu profilu maski, wykonanej z AZ 1350H metodą fotolitografii, w zależności od parametrów procesu technologicznego podano w tabeli 5.1 oraz zilustrowano zdjęciami. Dokładność określania kątów nachylenia ścianek bocznych znaków szacuje się na $\pm 2^\circ$, a grubość maski na 0,1 μ m. Wszystkie zdjęcia zawarte w niniejszej pracy wykonano za pomocą mikroskopów skaningowych JSM-35 firmy JEOL oraz STEREOSCAN 180 firmy Cambridge.

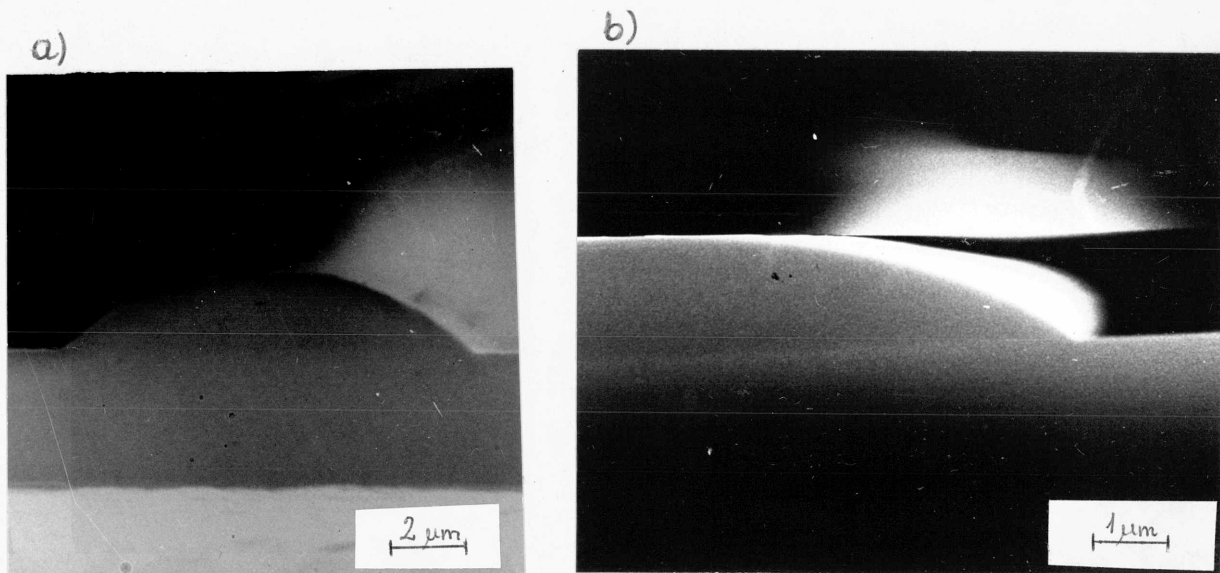
Z tabeli 5.1 wynika, że stosując jeden z dostępnych fotolakierów można otrzymać maski o grubościach do 2,5 μ m i o kątach nachylenia zboczy od 30° do 70°. Te dwa parametry oraz szerokość wzoru maski mają duży wpływ na ostateczny kształt znaku topograficznego, wykonanego metodą trawienia jonowego [78].

Tabela 5.1. Wpływ parametrów procesu technologicznego na kształt maski wykonanej z fotolakieru AZ 1350 H

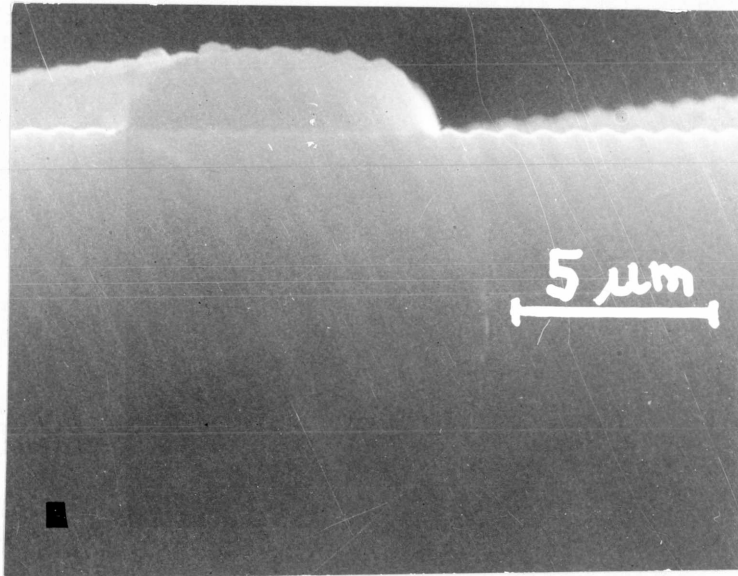
Rodzaj maski pierwotnej	Prędkość obrotu wirówki [obr/min]	Temperatura i czas utwardzania	Kąt nachylenia zbocza maski [°]	Grubość maski [μm]	Numer rysunku
fotograficzna	5000	90°C - 60 min 120°C - 30 min	30	1.1	
	5000	90°C - 90 min	50	1.4	5.2
	3000	90°C - 60 min 120°C - 30 min	30	1.8	5.3
chromowa	3000	90°C - 60 min 120°C - 30 min	40	2	
	3000	90°C - 90 min	65	2.2	5.4
	2000	90°C - 90 min	70	2.5	5.5



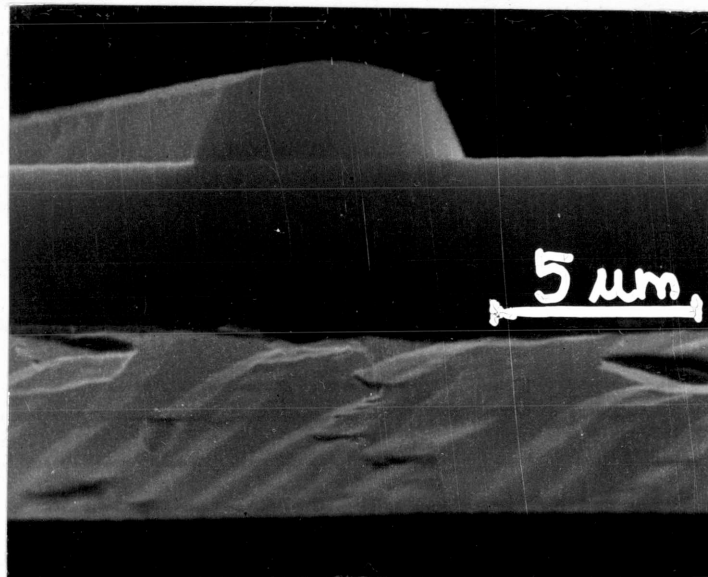
Rys.5.2. Profil zbocza maski wykonanej z AZ 1350H: grubość maski 1.4 μm , kąt nachylenia zbocza 50° /maska pierwotna fotograficzna o szerokości pasków 0.5 mm; prędkość obrotu wirówki 5000 obr/min; warunki utwardzania 90°C - 90 min. /



Rys.5.3. Kształty profilów maski wykonanej z AZ 1350H: grubość maski 1.8 μm , kąt nachylenia zbocza 30° /maska pierwotna fotograficzna w postaci pasków o szerokości a/ 5 μm i b/ 0.5 mm; prędkość obrotu wirówki 3000 obr/min; warunki utwardzania 90°C - 60 min. oraz 120°C - 30 min. /



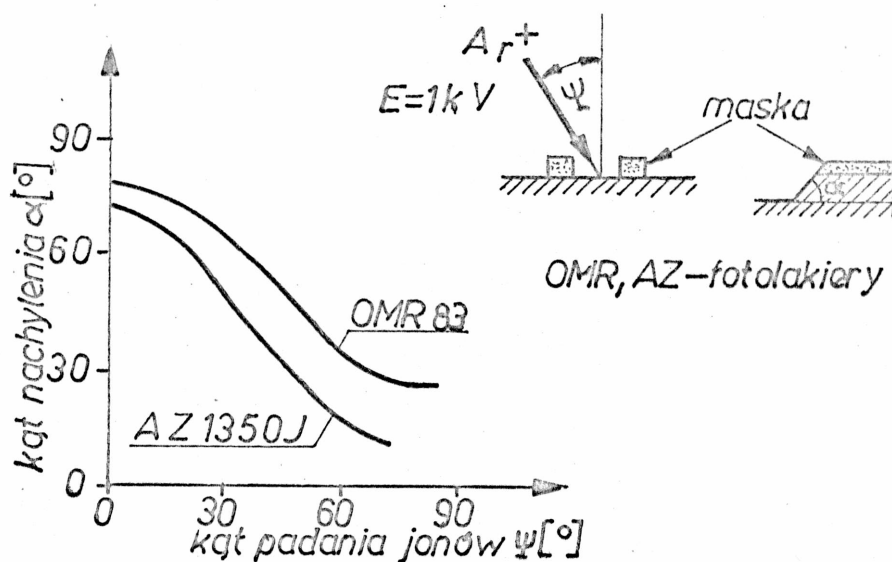
Rys.5.4. Kształt profilu maski wykonanej z AZ 1350H: grubość maski $2.2\ \mu\text{m}$; kąt nachylenia zbocza 65° /maska pierwotna chromowa w postaci pasków o szerokości $5\ \mu\text{m}$; prędkość obrotu wirówki - 3000 obr/min; warunki utwardzania 90°C - 90 min./



Rys.5.5. Kształt profilu maski wykonanej z AZ 1350H: grubość maski $2.5\ \mu\text{m}$; kąt nachylenia zbocza 70° /maska pierwotna chromowa w postaci pasków o szerokości $5\ \mu\text{m}$; prędkość obrotu wirówki - 2000 obr/min; warunki utwardzania 90°C - 90 min./

5.1.2. Wykonanie znaków topograficznych metodą trawienia wiązką jonów

Płytki krzemu maskowane fotolakiem typu AZ 1350H trawiono w atmosferze argonu w urządzeniu do trawienia wiązką jonów z wyrzutnią Kaufmana [42,78]. W wyrzutni tej, po jonizacji argonu, jony były wyciągane za pomocą układu ekstrakcyjnego do komory roboczej i uformowane w wiązkę o średnicy 12 cm. Wiązka jonów padała na próbkę umieszczoną na stoliku



Rys.5.6. Zależność między kątem nachylenia ścianki bocznej znaku a kątem padania wiązki jonów [37]

obrotowym, który mógł być nachylany w stosunku do kierunku padania wiązki. Dla przykładu, na rysunku 5.6 pokazano, jak przez zmianę kąta padania wiązki jonów na materiał można wpływać na kąt nachylenia ścianek bocznych wytrawionych znaków.

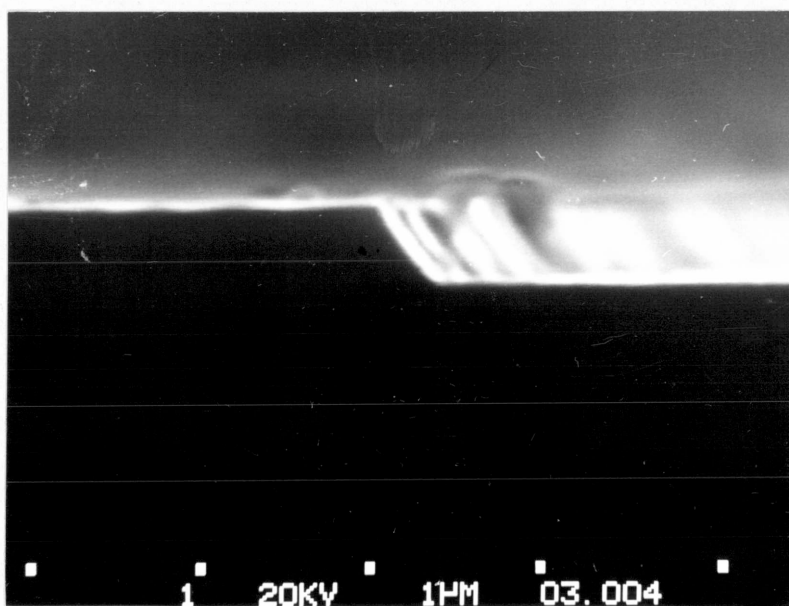
Parametry procesu trawienia wiązką jonów

Na drodze doświadczalnej ustalono następujące parametry procesu trawienia wiązką jonów płytek krzemu maskowanych fotolakiem typu AZ 1350H:

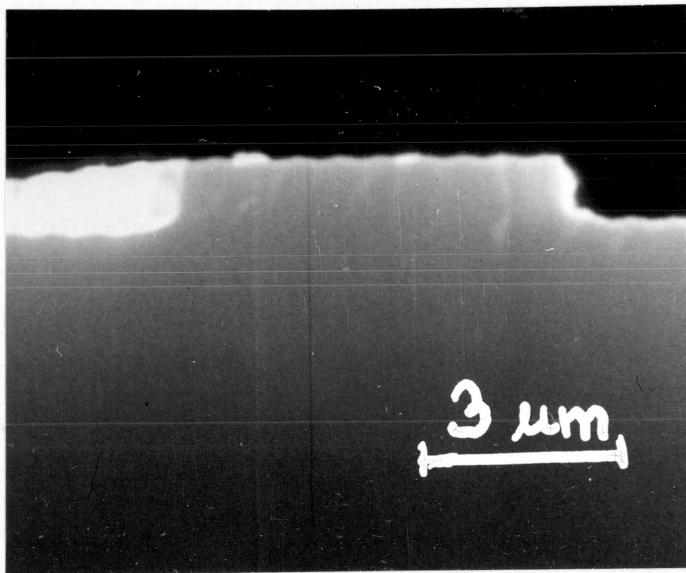
ciśnienie końcowe	- $p_k = 2.66 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$
ciśnienie robocze	- $p_{Ar} = 2.66 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$
gęstość prądu jonowego	- $j = 2 \text{ A/m}^2$
napięcie ekstrakcji	- $U_E = 800 \text{ V}$
prędkość obrotu stolika	- $7 \div 10 \text{ obr/min.}$

Dla każdej próbki ustalano indywidualnie kąt padania wiązki jonów oraz czas trawienia.

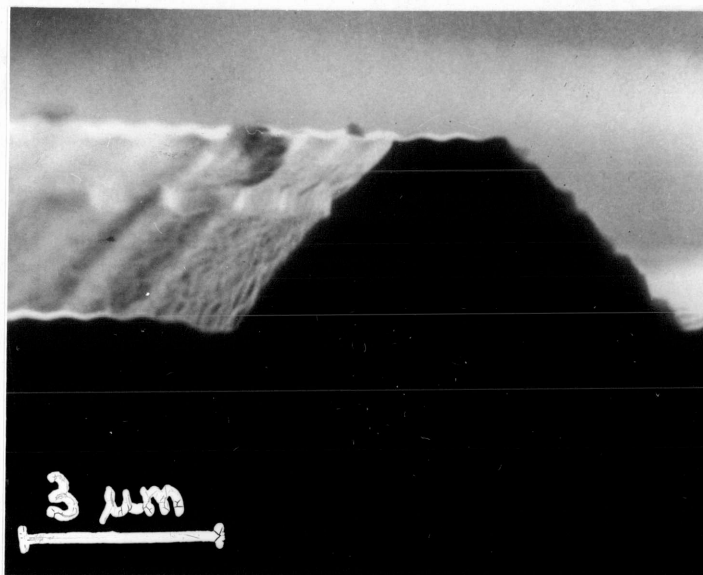
Metoda trawienia wiązką jonów pozwoliła na otrzymanie znaków topograficznych w kształcie stopni, rowków i grzbietów o kątach nachylenia ścianek bocznych od 30° do 80° i o wysokości do $2.5 \mu\text{m}$. Poniżej przedstawiono zdjęcia kilku takich profili znaków, które były wykorzystane między innymi do badania zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego /rys. 5.7 ÷ 5.12/



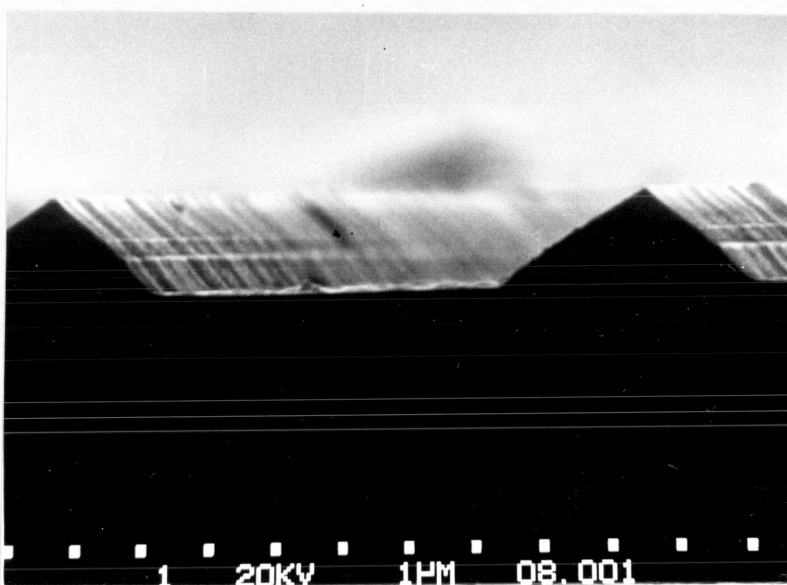
Rys.5.7. Stopień krzemowy otrzymany metodą trawienia wiązką jonów /maska o grubości $1.4 \mu\text{m}$; czas trawienia 30 min; kąt padania wiązki jonów 0° /. Wymiary znaku: wysokość $0.5 \mu\text{m}$, kąt nachylenia zbocza 55°



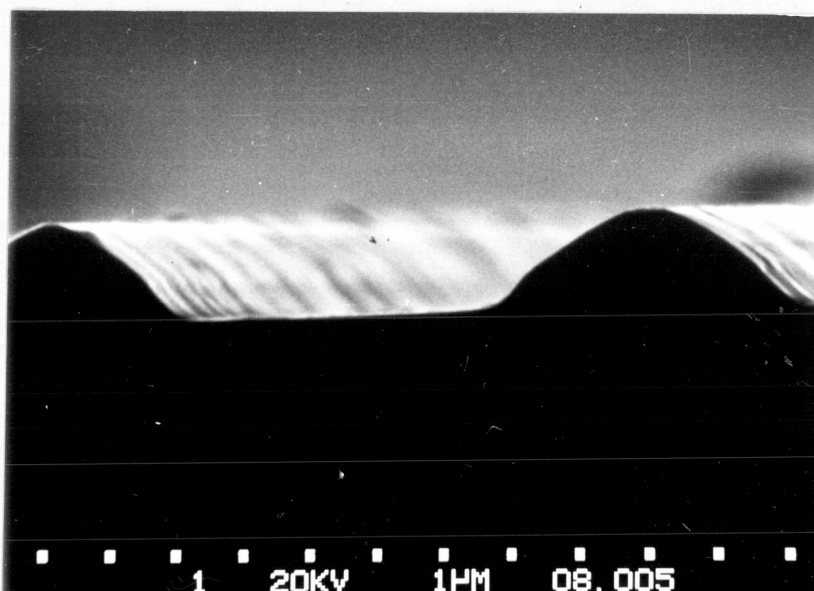
Rys.5.8. Grzbiet w kształcie trapezu otrzymany metodą trawienia wiązką jonów /maska o grubości $2.5 \mu\text{m}$; czas trawienia 35 min; kąt padania wiązki jonów 30° . Wymiary znaku: wysokość $1.1 \mu\text{m}$, kąt nachylenia zboczy 82° , szerokość podstawy $5.7 \mu\text{m}$.



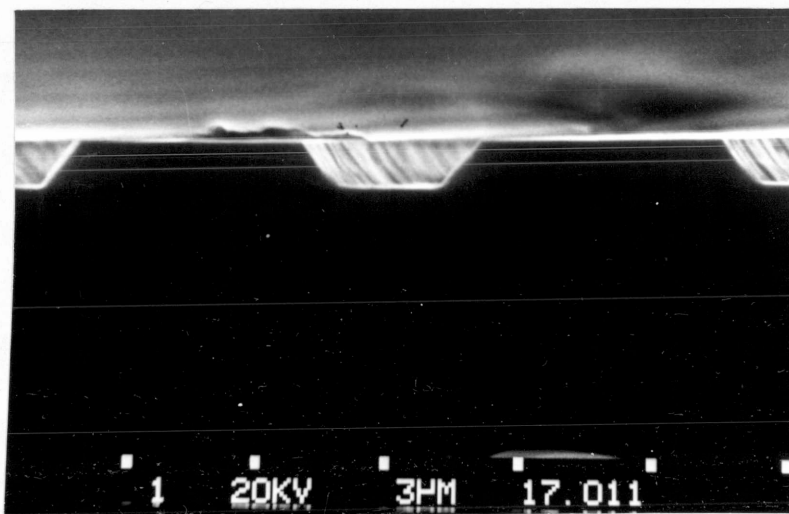
Rys.5.9. Grzbiet w kształcie trapezu otrzymany metodą trawienia wiązką jonów /maska o grubości $2.2 \mu\text{m}$; czas trawienia 120 min; kąt padania wiązki jonów 0° . Wymiary znaku: wysokość $2.7 \mu\text{m}$, kąt nachylenia zboczy 50° , szerokość podstawy $6.4 \mu\text{m}$.



Rys.5.10. Ciąg grzbietów w kształcie trójkąta otrzymany metodą trawienia wiązką jonów /maska o grubości $1.6\ \mu\text{m}$; czas trawienia 65 min, kąt padania wiązki jonów 30° /. Wymiary znaku: wysokość $1.6\ \mu\text{m}$, kąt nachylenia lewej ścianki 35° a prawej 48° , szerokość podstawy $3.4\ \mu\text{m}$



Rys.5.11. Ciąg grzbietów w kształcie fali otrzymany metodą trawienia wiązką jonów /maska o grubości $1.6\ \mu\text{m}$; czas trawienia 45 min, kąt padania wiązki jonów 50° /. Wymiary znaku: wysokość $1.6\ \mu\text{m}$, kąt nachylenia lewej ścianki 45° a prawej 48° , szerokość podstawy $4.4\ \mu\text{m}$.



Rys.5.12. Ciąg rowków w kształcie trapezu otrzymany metodą trawienia wiązką jonów /maska o grubości $2.2\ \mu\text{m}$; czas trawienia 60 min; kąt padania wiązki jonów 15° . Wymiary rowka: głębokość $1.1\ \mu\text{m}$, kąt nachylenia zboczy 52° , szerokość dna rowka $2.3\ \mu\text{m}$.

5.2. Trawienie mokre krzemu

Metodą trawienia mokrego otrzymywano znaki topograficzne w krzemie o orientacji (100) maskowanym warstwą dwutlenku krzemu.

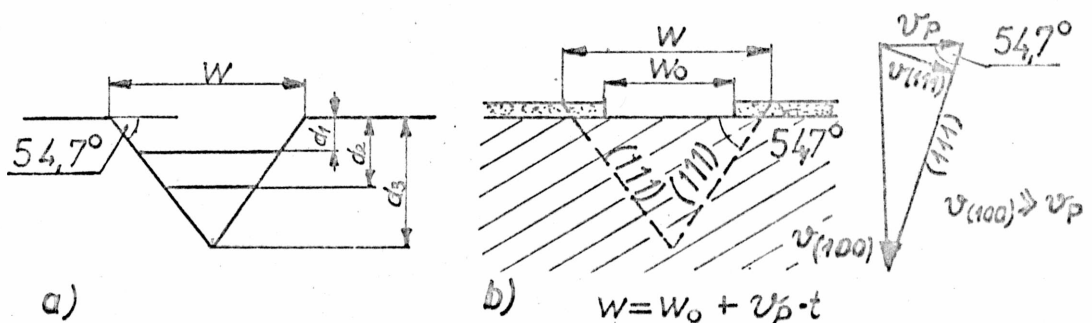
5.2.1. Technologia maskowania powierzchni krzemu w procesie trawienia mokrego

Zastosowano typową metodę maskowania powierzchni krzemu w procesie trawienia mokrego [94]:

1. Umyte płytki krzemowe o orientacji krystalograficznej (100) utleniało w celu pokrycia powierzchni krzemu warstwą SiO_2 .

2. Na utlenioną powierzchnię krzemu nanoszono fotolakier typu AZ 1350H.
3. Fotolakier naświetlano poprzez maskę chromową przedstawiającą wzór w postaci pasków o różnych szerokościach.
4. Po wywołaniu wzoru, fotolakier poddawano procesowi utwardzania.
5. Obszary SiO_2 nie pokryte fotolakierem trawiono w HF aż do odsłonięcia powierzchni czystego krzemu.

Jak już wspomniano wyżej, wzór maski chromowej stanowiły paski, przy czym ich szerokość tak dobrano, aby w wyniku trawienia mokrego otrzymać w krzemie rowki o różnych głębokościach ale o tej samej szerokości /rys. 5.13a/. Szerokość pas-



Rys.5.13. Projekt wzoru maski stosowanej w procesie trawienia mokrego krzemu, pozwalający otrzymać a/ rowki o różnych głębokościach d_1, d_2, d_3 ale o tej samej szerokości W . b/ Sposób obliczenia szerokości pasków wzoru W_0 przed procesem trawienia.

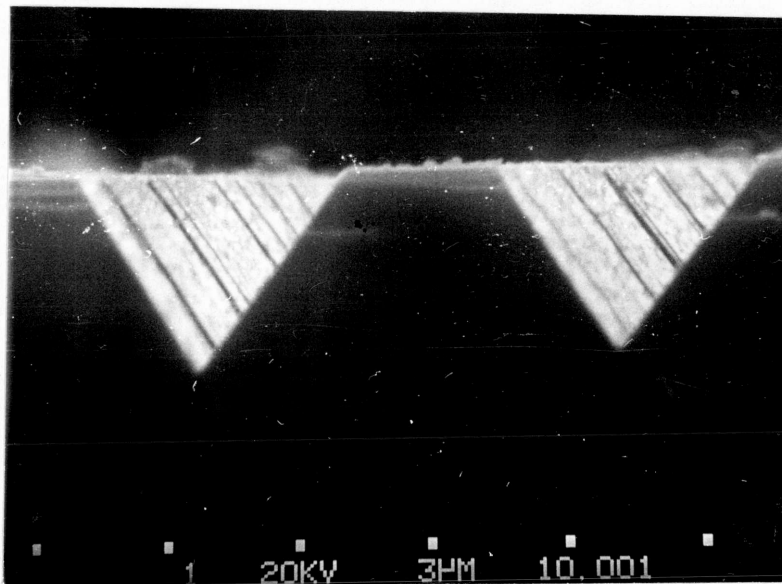
$v_{(100)}$ - prędkość trawienia w głąb krzemu o orientacji krystalograficznej (100); v_p - prędkość trawienia w kierunku prostopadłym do kierunku $v_{(100)}$; $v_{(111)}$ - prędkość trawienia w kierunku prostopadłym do płaszczyzny (111); t - czas trawienia/

ków stanowiących wzór maski uzależniono od czasu trawienia krzemu, ponieważ proces trawienia mokrego zachodzi nie tylko w głąb, ale również w poprzek próbki /rys. 5.13b/.

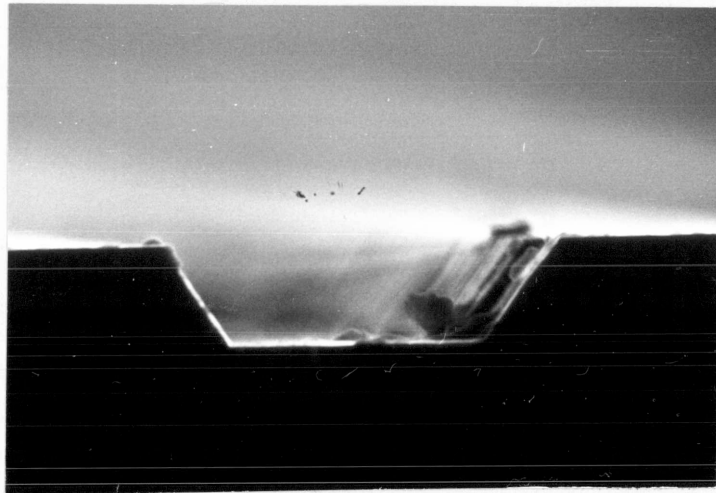
5.2.2. Wykonanie znaków topograficznych metodą trawienia mokrego

Płytki krzemu o orientacji krystalograficznej (100) maskowane warstwą SiO_2 trawiono anizotropowo w 10 n wodorotlenku SiO_2 , zmieniając czas trawienia.

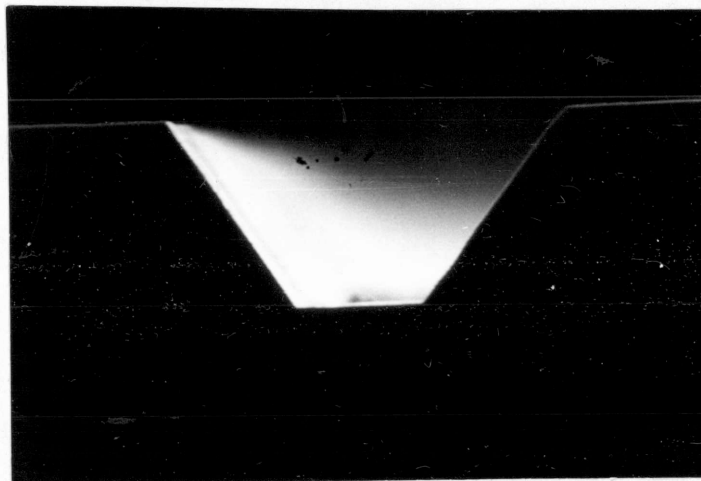
Stosując metodę trawienia mokrego otrzymano w krzemie rowki w kształcie V, W i trapezu o jednakowym kącie nachylenia ścianek bocznych 55° . Poniżej przedstawiono zdjęcia niektórych profili znaków zastosowanych do badania zależności sygnału EWR od topografii powierzchni próbki /rys. 5.14 ÷ 5.16/.



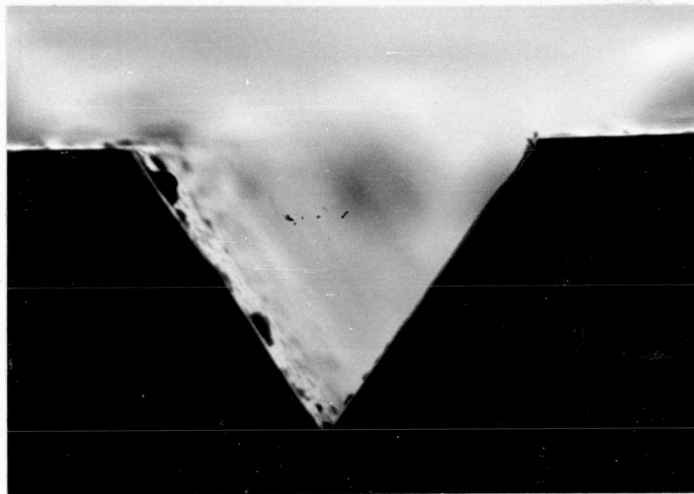
Rys. 5.14. Ciąg rowków w kształcie W otrzymanych metodą trawienia mokrego /czas trawienia 7 min/. Wymiary rowka: głębokość $4.4 \mu\text{m}$, kąt nachylenia zboczy 55° , szerokość każdego z rowków w kształcie V - $6.2 \mu\text{m}$ a odległość między nimi - $3.3 \mu\text{m}$.



a)

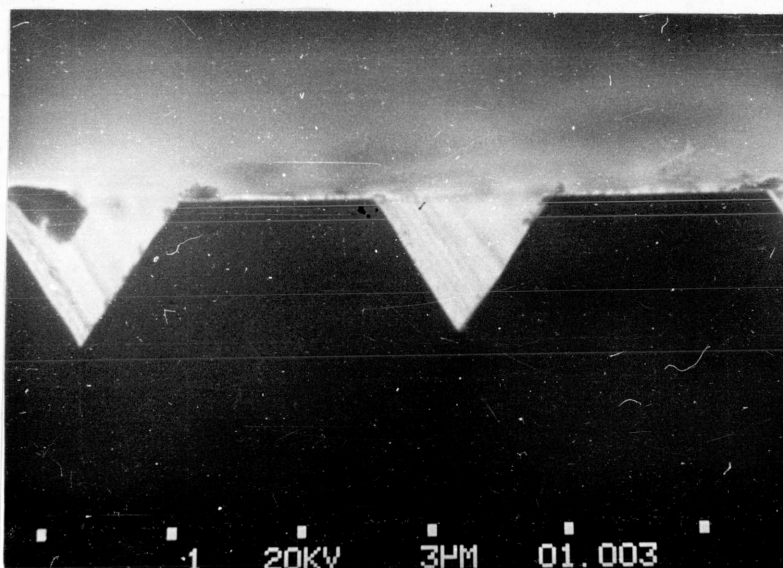


b)



c)

Rys.5.15. Rowki o różnych głębokościach, ale o jednakowej szerokości / $5.6\text{ }\mu\text{m}$ / i o jednakowym kącie nachylenia ścianek bocznych / 55° /, otrzymane metodą trawienia mokrego: a/ rowek w kształcie trapezu o głębokości $1.5\text{ }\mu\text{m}$ /czas trawienia 1.3 min/; b/ rowek w kształcie trapezu o głębokości $2.6\text{ }\mu\text{m}$ /czas trawienia 2.2 min/; c/ rowek w kształcie V o głębokości $4\text{ }\mu\text{m}$ /czas trawienia 7 min/.



Rys.5.16. Ciąg rowków w kształcie V otrzymanych metodą trawienia mokrego /czas trawienia 3 min/. Wymiary rowka: głębokość $2.8\ \mu\text{m}$, kąt nachylenia zboczy 55° , szerokość $4\ \mu\text{m}$.

6. POMIAR SYGNAŁÓW EWR POCHODZĄCYCH Z KRZEMOWYCH ZNAKÓW TOPOGRAFICZNYCH

Do badania sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych wybrano dwa typy detektorów:

kolektor - ze względu na możliwość analizy zależności kształtu całkowitego sygnału EWR od topografii powierzchni próbki oraz użyteczność tych pomiarów przy weryfikacji modelu teoretycznego.

detektory półprzewodnikowe o małej powierzchni - ze względu na duże wzmocnienie i możliwość pomiaru sygnałów EWR w zakresie różnych kątów wyjścia, głównie zaś ze względu na możliwość optymalizacji położenia detektorów względem badanego znaku oraz łatwość weryfikacji zaproponowanego modelu teoretycznego.

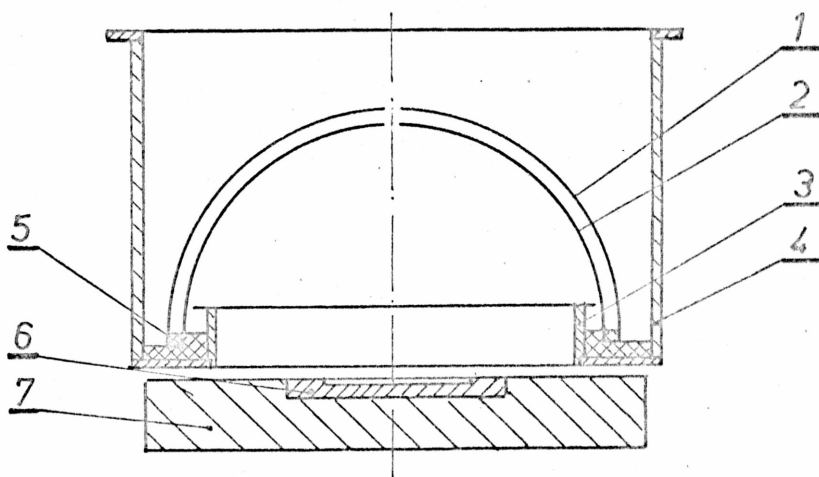
Z literatury przedmiotu wynika, że właśnie tego typu układy detekcyjne stosowane są często do badań doświadczalnych [45,57,88,92] oraz są wygodne w rozważaniach teoretycznych na temat zależności sygnałów EWR od topografii powierzchni próbki [2,54,88].

6.1. Pomiar za pomocą kolektora sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych

Do badania całkowitego sygnału EWR pochodzącego ze znaków topograficznych zaprojektowano i wykonano układ pomiarowy z kolektorem. Układ ten z powodu dużych rozmiarów zamontowano w urządzeniu do elektronolitografii, spełniającym wymogi co do parametrów wiązki elektronowej /średnica i prąd wiązki/.

6.1.1. Budowa kolektora i schemat układu pomiarowego

Schemat budowy kolektora przedstawiono na rys. 6.1.

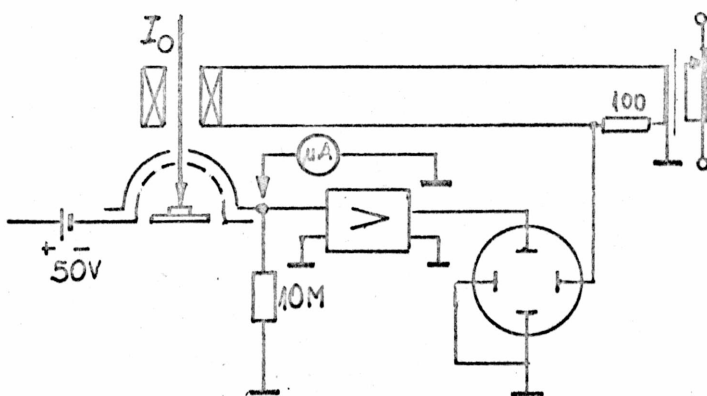


Rys. 6.1. Schemat budowy kolektora: 1-kolektor właściwy, 2-siatka, 3-pierścień metalowy, 4-uchwyt, 5-podkładki teflonowe, 6-podajnik próbek, 7-stolik.

Kolektor właściwy /1/ wykonano w kształcie półsferycznej stalowej czaszy z otworem o średnicy 2 mm, umożliwiającym przejście wiązki pierwotnej do stolika /7/. Celem zwiększenia współczynnika absorpcji EWR czaszę pokryto od wewnątrz warstwą węgla. Pod kolektorem /1/ umieszczono półsferyczną siatkę /2/ wykonaną z drutu fosforobrazowego. Jej przezroczystość po procesie trawienia chemicznego i elektrochemicznego wynosiła 0.44. Siatkę pokryto warstwą rodu w celu zmniejszenia współczynnika emisji wtórnej i spolaryzowano napięciem -50 V dla wyeliminowania z pomiaru elektronów wtórnych, pochodzących z badanej powierzchni próbki. Kolektor i siatkę odizolowano od siebie podkładkami teflonowymi /5/, które zabezpieczono przed ładowaniem się, stosując metalowy pierścień /3/. Kolektor właściwy wraz

z siatką zawieszono nad stolikiem /7/ przy pomocy uchwyty w kształcie walca /4/. Na stoliku umożliwiającym poruszanie się w płaszczyźnie poziomej umieszczono wysuwaną płytkę /6/ do podawania próbek.

Na rys. 6.2 przedstawiono schemat układu pomiarowego z kolektorem, zastosowanego do badania sygnału EWR pochodzącego ze znaków topograficznych.



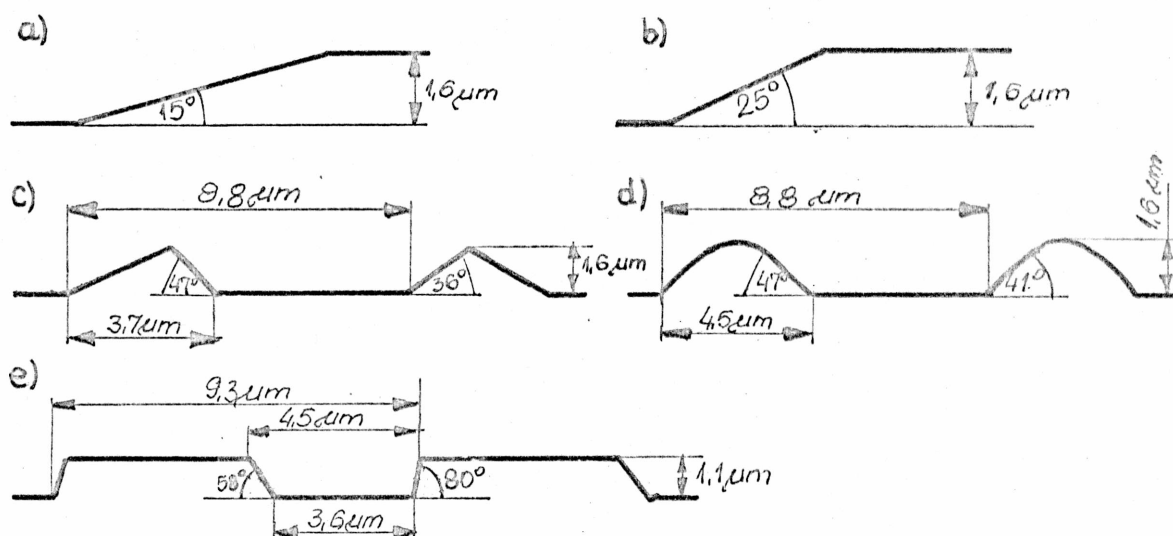
Rys. 6.2. Schemat układu pomiarowego z kolektorem do badania zależności sygnału EWR od topografii powierzchni próbki

Powierzchnię badanej próbki przemiatało z częstotliwością 50 Hz wiązką elektronową. Sygnał EWR zbierany przez kolektor wzmacniano za pomocą przystosowanego do tego celu, przyrządu Meratronik V640 i podawano na płytki Y oscyloskopu typu STD-501 XY.

6.1.2. Kształt badanych znaków topograficznych

Za pomocą kolektora badano sygnały EWR pochodzące ze znaków topograficznych wykonanych metodą trawienia jonowego na powierzchni krzemu. Kształty i wymiary profili tych znaków

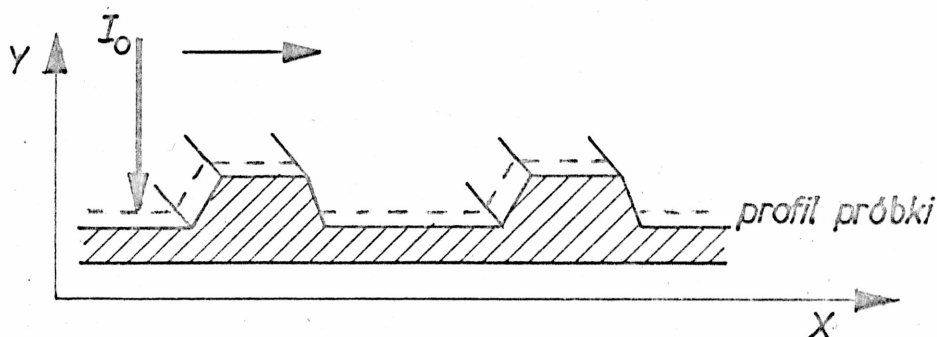
pokazano na rysunku 6.3, gdzie a/ i b/ są to stopnie o różnych kątach nachylenia; c/ i d/ to ciągi grzbietów w kształcie trójkąta i fali o takim samym okresie zmian kształtu, tej samej wysokości i o takim samym kącie nachylenia prawych ścianek; e/ jest to ciąg rowków w kształcie trapezu o różnym kącie nachylenia ścianek bocznych.



Rys. 6.3. Kształty i wymiary profili znaków topograficznych, które badano przy użyciu kolektora: a/, b/ stopnie, c/ ciąg grzbietów w kształcie trójkąta, d/ ciąg grzbietów w kształcie fali, e/ ciąg rowków w kształcie trapezu.

6.1.3. Wyniki pomiarów

Wiązką elektronów o średnicy $0,5 \div 0,7 \mu\text{m}$ przemiatało powierzchnię próbki w sposób pokazany na rys. 6.4. Sygnały EWR pochodzące z badanych znaków topograficznych otrzymano przy energii elektronów wiązki 20 keV i prądzie wiązki $1,54 \div 3,3 \text{ nA}$. Prąd kolektora przy stacjonarnej wiązce /po spolaryzowaniu siat-



Rys. 6.4. Sposób przemiatania powierzchni próbki wiązką elektronową

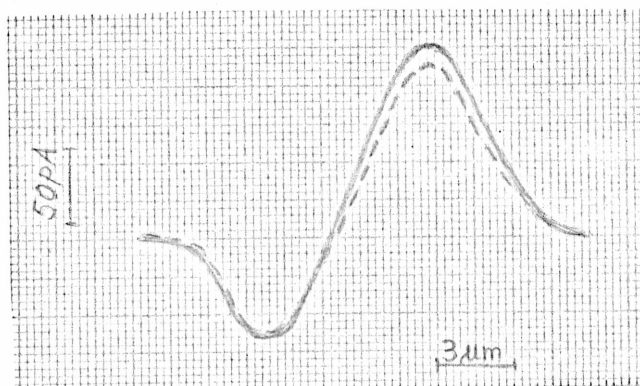
ki napięciem -50 V/ wynosił odpowiednio $0.26 \pm 0.46\text{ nA}$. Kształt sygnałów EWR obserwowano na ekranie oscyloskopu i utrwalano na kliszy fotograficznej.

Na rysunkach 6.5, 6.6, 6.7 i 6.8 przedstawiono otrzymane za pomocą kolektora przebiegi sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych pokazanych na rys. 6.3.

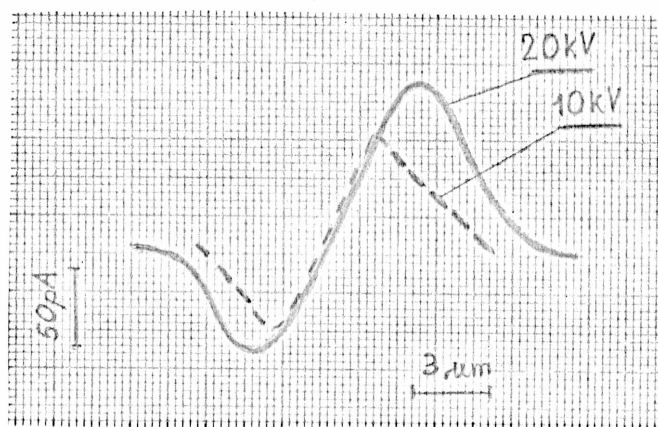
Jak widać na rysunkach 6.5 i 6.7, im większy jest kąt nachylenia ścianek znaku topograficznego, tym większa jest wartość międzyszczytowa sygnału EWR pochodzącego z tego znaku i bardziej stromy jest jego przebieg. Wynika to z zależności współczynnika wstecznego rozpraszania η od kąta padania wiązki elektronowej na próbkę /rys. 2.9/. Fakt, że przebiegi sygnałów EWR pochodzących ze stopni o kątach nachylenia 15° i 25° różnią się od siebie nieznacznie /rys. 6.5/, można również wyjaśnić na podstawie charakterystyki $\eta = f(\psi)$ /rys. 2.9/, gdzie w zakresie małych kątów padania wiązki na próbkę / $\psi = 0 \div 30^\circ$ / zmiana η jest niewielka.

--- sygnał w przypadku znaku z rys. 6.3 a)
— sygnał w przypadku znaku z rys. 6.3 b)

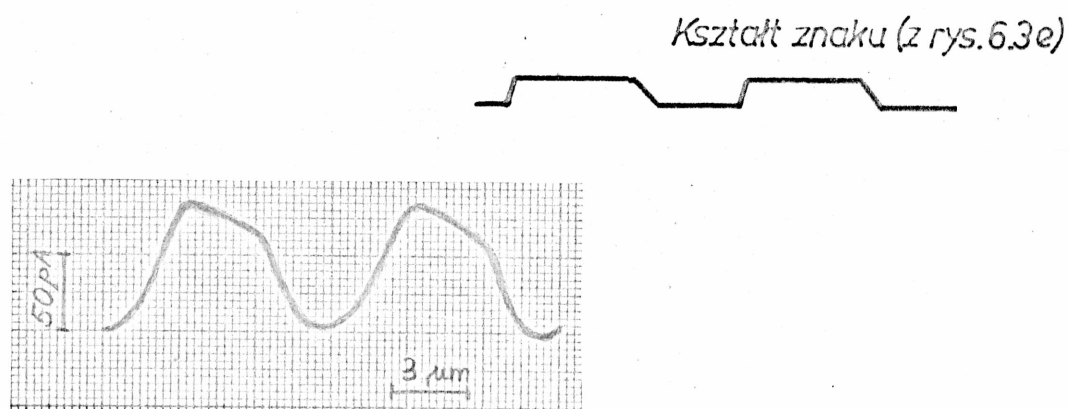
Kształty znaków



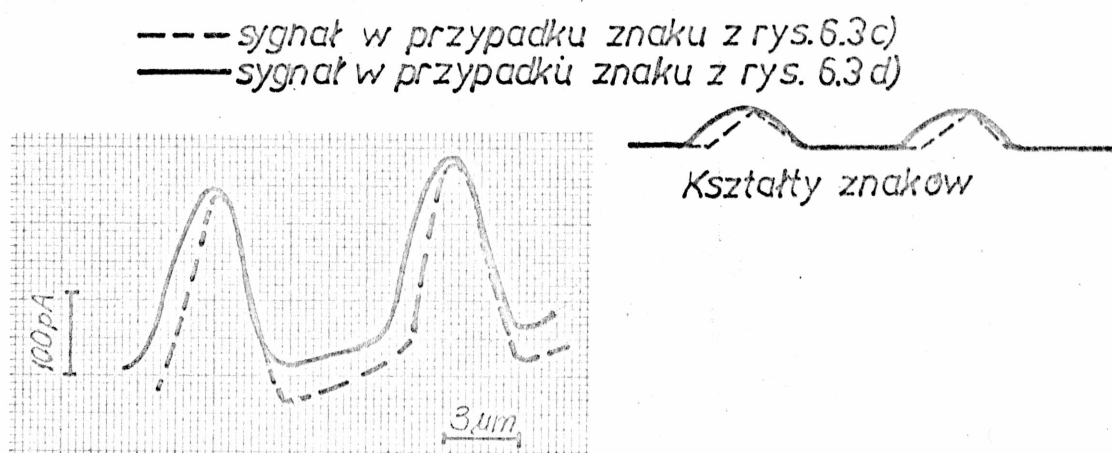
Rys. 6.5. Przebiegi sygnałów EWR otrzymanych ze znaków w kształcie stopnia przy użyciu kolektora.
/Średnica wiązki $0.7 \mu\text{m}$; prąd wiązki 3.15 nA ;
napięcie przyspieszające 20 kV /



Rys. 6.6. Przebiegi sygnałów pochodzących ze znaku w kształcie stopnia /rys. 6.3 a/, otrzymanych za pomocą kolektora w przypadku różnych napięć przyspieszających elektronów wiązki: 10 kV /przy średnicy wiązki $0.7 \mu\text{m}$ i prądzie wiązki 3.3 nA / oraz 20 kV /przy średnicy wiązki $0.7 \mu\text{m}$ i prądzie wiązki 3.15 nA /.



Rys. 6.7. Przebieg sygnału EWR pochodzący z ciągu rowków w kształcie trapezu, otrzymany przy użyciu kolektora /średnica wiązki $0.5 \mu\text{m}$; prąd wiązki 1.54 nA ; napięcie przyspieszające 20 kV /.



Rys. 6.8. Przebiegi sygnałów EWR pochodzących z ciągów grzbietów w kształcie trójkąta i fali, otrzymanych przy użyciu kolektora. /Średnica wiązki $0.5 \mu\text{m}$; prąd wiązki 1.96 nA ; napięcie przyspieszające 20 kV /.

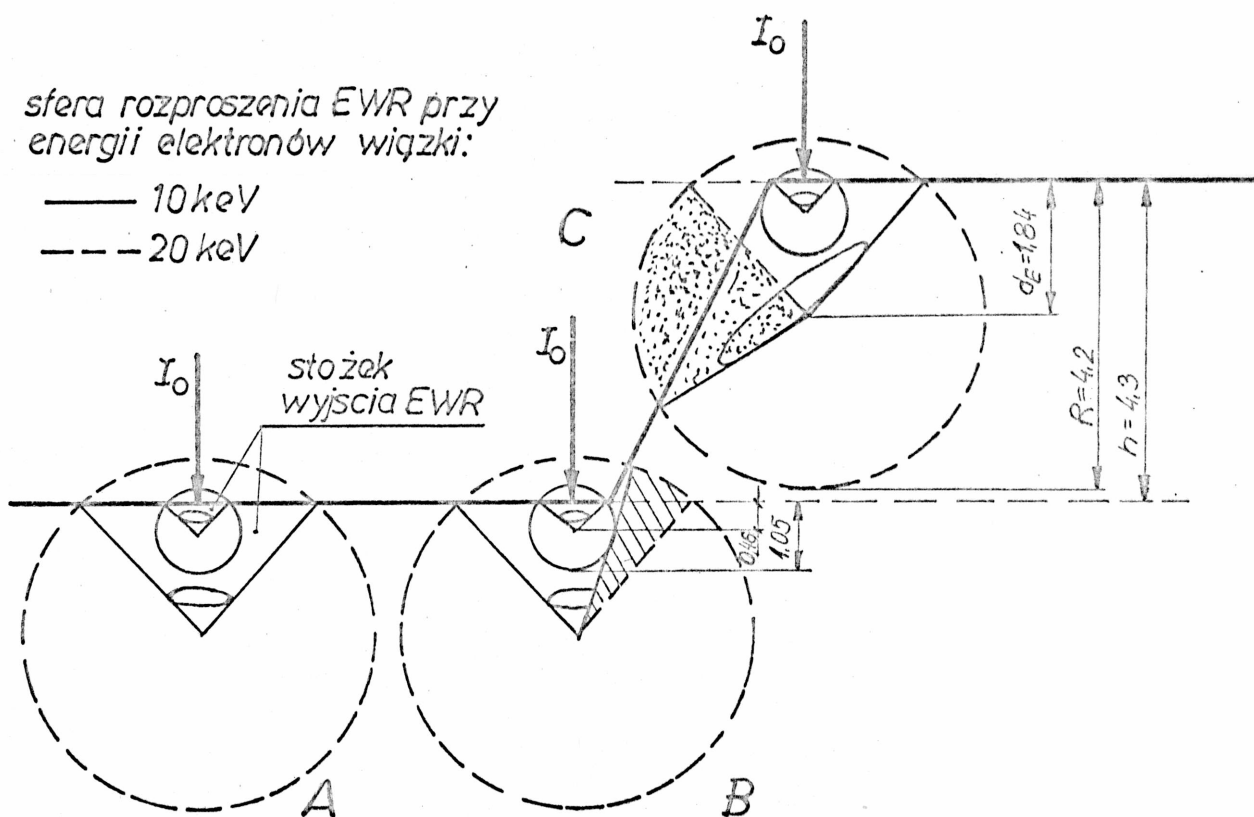
Z rysunku 6.6 wynika, że wzrost napięcia przyspieszającego elektrony powoduje wzrost zarówno szerokości jak i amplitudy sygnału EWR pochodzącego z danego znaku topograficznego. Wyjaśnić to można na podstawie uproszczonej teorii zjawiska wstecznego rozpraszania /patrz rys. 2.2/, która zakłada, że cały

proces rozpraszania wiązki elektronów w materiale odbywa się wewnątrz pewnej sfery, której środek znajduje się na głębokości maksymalnego rozproszenia energii [44]. Na rysunku 6.9 pokazano, jak zmienia się stożek wyjścia EWR w zależności od energii elektronów wiązki. W przypadku płaskiej powierzchni /rys. 6.9 A/ zmiana energii elektronów pierwotnych nie powoduje zmiany współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów η , mimo że ze wzrostem energii następuje wzrost stożka wyjścia /patrz rys. 2.7/.

Jeśli wiązka o energii 20 keV pada w pobliżu dolnego narożnika znaku topograficznego, zmniejsza się stożek wyjścia EWR /o zakreskowaną część w przypadku B rys. 6.9 na skutek efektu pochłaniania - rys. 2.13 b/. Natomiast w tym samym punkcie padania wiązki o energii 10 keV stożek wyjścia EWR nie zmienia się w porównaniu z przypadkiem A. Fakt ten powoduje, że ze wzrostem energii elektronów wiązki następuje większe obniżenie sygnału EWR pochodzącego z dolnego narożnika znaku.

Gdy wiązka o energii 20 keV pada w pobliżu wierzchołka znaku, wówczas na skutek efektu brzegowego /rys. 2.13 a/ następuje wzrost stożka wyjścia EWR /o zakropkowaną część sfery w przypadku C rys. 6.9/ w porównaniu ze stożkiem wyjścia EWR z płaskiej powierzchni. Wpływa to na rozszerzenie sygnału EWR i wzrost jego wartości międzyszczytowej w stosunku do sygnału otrzymanego przy użyciu wiązki elektronów o mniejszej energii.

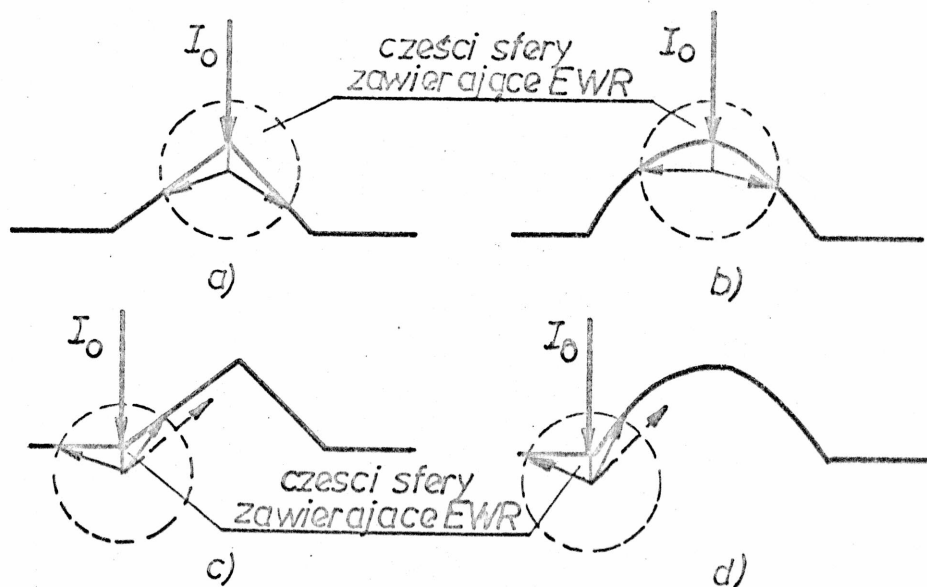
Na rysunku 6.9 wysokość stopnia h jest zbliżona do wielkości zasięgu wnikania elektronów pierwotnych o energii 20 keV. Dalsze zwiększanie tej energii spowoduje, że zasięg wnikania elektronów pierwotnych w próbkę będzie dużo większy od rozmiarów znaku topograficznego i wówczas kształt znaku będzie miał niewielki wpływ na przebieg sygnału, gdyż sygnał będzie rozmyty.



Rys. 6.9. Wielkości stożka wyjścia EWR przy energii elektronów wiązki 10 keV i 20 keV w przypadku gdy: A - wiązka pada na płaską powierzchnię krzemu, B - wiązka pada w pobliżu dolnego narożnika znaku, C - wiązka pada w pobliżu wierzchołka znaku. /Zasięg wnikania elektronów wiązki R obliczono na podstawie rys. 2.3, a głębokość maksymalnego rozproszenia energii d_E według [44]/.

Przebiegi sygnałów EWR przedstawionych na rysunku 6.8 wyraźnie odzwierciedlają różnice w kształcie znaków, z których pochodzą, przy czym sygnał EWR pochodzący z ciągu grzbietów w kształcie trójkąta ma większą wartość międzyszczytową niż sygnał z ciągu grzbietów w kształcie fali. Fakt ten można wy-

jaśnić w oparciu o uproszczony model rozpraszania wstecznego elektronów w materiale /rys. 2.2/. Na rysunku 6.10 schematycznie przedstawiono części sfery zawierające elektrony wstecznie rozproszone w przypadku padania wiązki elektronów na wierzchołek i na dno obu typów grzbietów. Część sfery zawierająca EWR jest większa w przypadku trójkąta niż w przypadku fali / rys. 6.10 a,b/, co wpływa na zwiększenie wartości międzyszczytowej sygnału EWR pochodzącego z tego znaku. Środek sfery rozpraszania przesuwa się w miarę przesuwu wiązki wzdłuż krawędzi znaku /rys. 6.10 c,d/ i stąd przebieg sygnału EWR odzwierciedla kształt znaku z którego pochodzi.



Rys. 6.10. Uproszczony model rozpraszania wstecznego elektronów zastosowany w przypadku znaków topograficznych przedstawionych na rys. 6.3 gdy: a/ i b/ wiązka elektronów pada na grzbiet znaków; c/ i d/ wiązka elektronów pada na dno znaków. /Rysunek poglądowy/.

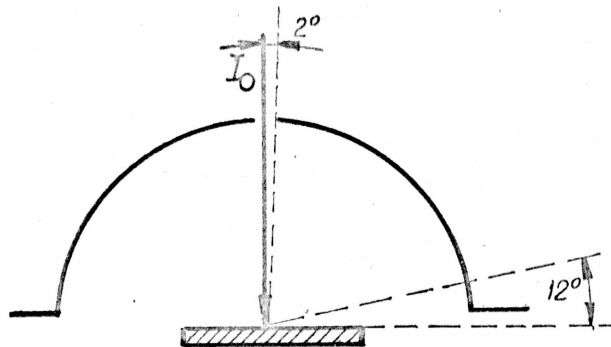
Na podstawie wykresów przedstawionych na rysunkach 6.5 ÷ 6.8 oraz powyższej analizy wyników doświadczalnych stwierdzono, że kształt całkowitego sygnału EWR pochodzącego z danego znaku topograficznego podobny jest do kształtu tego znaku.

Związane jest to z faktem, że kolektor rejestruje EWR w całym kącie bryłowym ponad próbkę i efekt zacielenia /rys. 2.13c/ nie ma w tym przypadku wpływu na przebieg sygnału.

Błędy pomiaru

Biorąc pod uwagę rozkład kątowy współczynnika wstecznego rozpraszania dla krzemu oraz wielkości otworów umożliwiających ucieczkę EWR poza obszar kolektora /rys. 6.11/ oszacowano, że błąd pomiaru prądu kolektora wynosił około 4%.

Aby określić dokładność detekcji poszczególnych znaków topograficznych za pomocą kolektora obliczono błąd detekcji δ /wzór 4.7/. Błąd ten okazał się dość duży / $\delta = 0.9 \div 0.35 \mu\text{m}$ / w porównaniu z minimalną jego wartością określoną teoretycznie /rys. 4.21/. Wpływ na wartość δ miał między innymi fakt, że nie dobierano kształtów badanych znaków topograficznych pod względem optymalnej detekcji lecz dla zilustrowania zależności kształtu całkowitego sygnału EWR od topografii powierzchni



Rys.6.11. Wynikająca z konstrukcji wielkość otworów umożliwiających ucieczkę EWR poza obszar kolektora

próbki. Poza tym na warunki detekcji miał wpływ duży poziom szumów oraz stosunkowo duża średnica wiązki pierwotnej uzyskiwanej w urządzeniu do elektronolitografii.

Największy błąd / $\delta = 0,9 \mu\text{m}$ / był przy detekcji znaków w kształcie stopni /rys. 6.5/, z powodu bardzo małego kąta nachylenia ścianek znaków i konieczności stosowania wiązki o średnicy większej niż w pozostałych przypadkach, przy czym wzrost napięcia przyspieszającego wiązki wpłynął na spadek wartości δ . Najmniejszym błędem / $\delta = 0.35 \mu\text{m}$ / obarczona była detekcja ciągu grzbietów w kształcie trójkąta, natomiast dla grzbietów w kształcie fali $\delta = 0.5 \mu\text{m}$ /rys. 6.8/. Błąd detekcji rowka w kształcie trapezu /rys. 6.7/ był inny dla każdej ze ścianek znaku / $\delta = 0.65; 0.8 \mu\text{m}$ /.

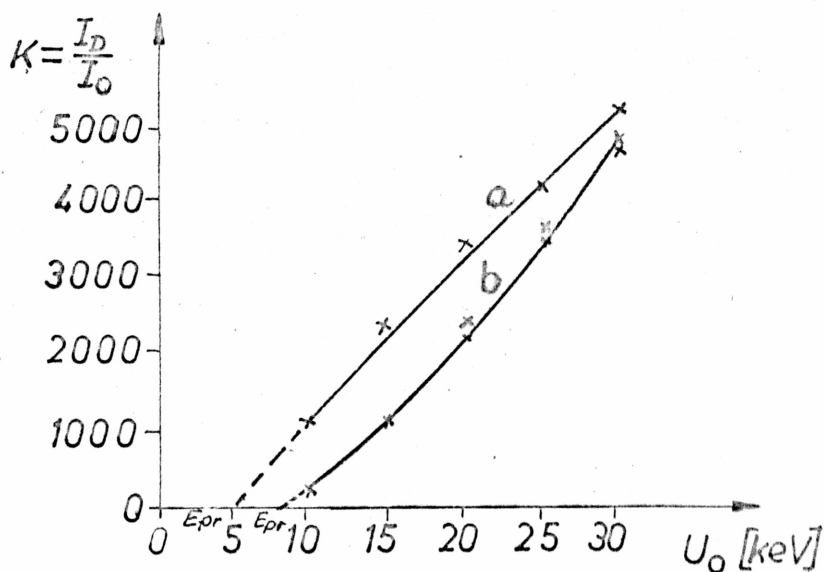
Wydaje się jednak, że zastosowanie urządzenia elektronowiązkowego lepszej jakości pozwoliłoby wykorzystać przebieg całkowitego sygnału EWR do rekonstrukcji kształtu znaków topograficznych znajdujących się na powierzchni próbki.

6.2. Pomiar za pomocą detektorów półprzewodnikowych sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych

6.2.1. Układy detekcyjne zastosowane do badania sygnału EWR

Zaprojektowano i wykonano dwa układy pomiarowe sygnału EWR, złożone z detektorów półprzewodnikowych ze złączem p-n o powierzchni 16 mm^2 /produkcji ITE Politechniki Wrocławskiej/ oraz o powierzchni 0.06 mm^2 /produkcji CEMI Warszawa/. Do każdego z układów dobrano detektory o podobnych charakterystykach wzmocnienia prądowego. Pomiaru tych charakterystyk dokonano

przy użyciu mikroskopu typu JSM-35 firmy JEOL, a ich przebieg dla obu rodzajów detektorów przedstawiono na rys. 6.12.



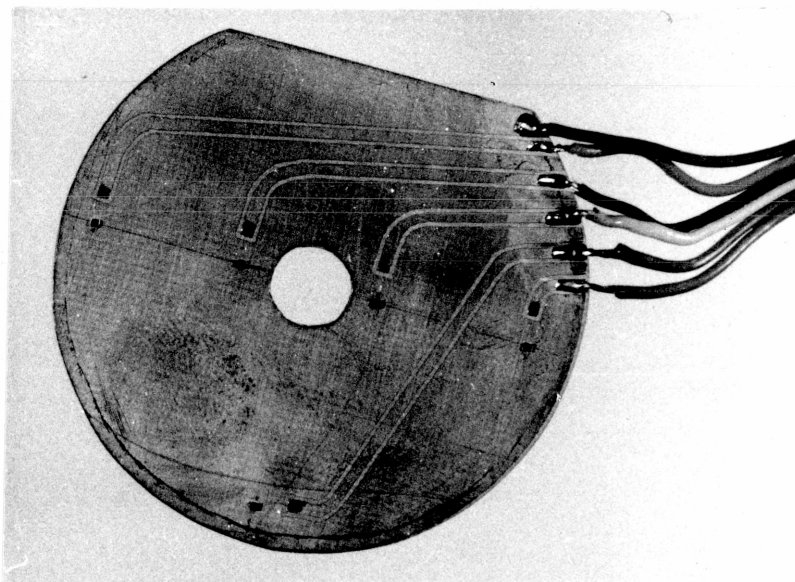
Rys. 6.12. Charakterystyka wzmocnienia prądowego wybranych detektorów półprzewodnikowych a/ o powierzchni 16 mm^2 , b/ o powierzchni 0.06 mm^2 / I_D - prąd otrzymany z detektora, U_0 -napięcie przyspieszające wiązki, E_{pr} -energia progowa detektora/

Jak wynika z rysunku zarówno charakterystyki wzmocnienia jak i energie progowe obu detektorów są różne. /Energia progowa - minimalna energia, jaką musi posiadać elektron, aby został zarejestrowany przez dany detektor półprzewodnikowy/.

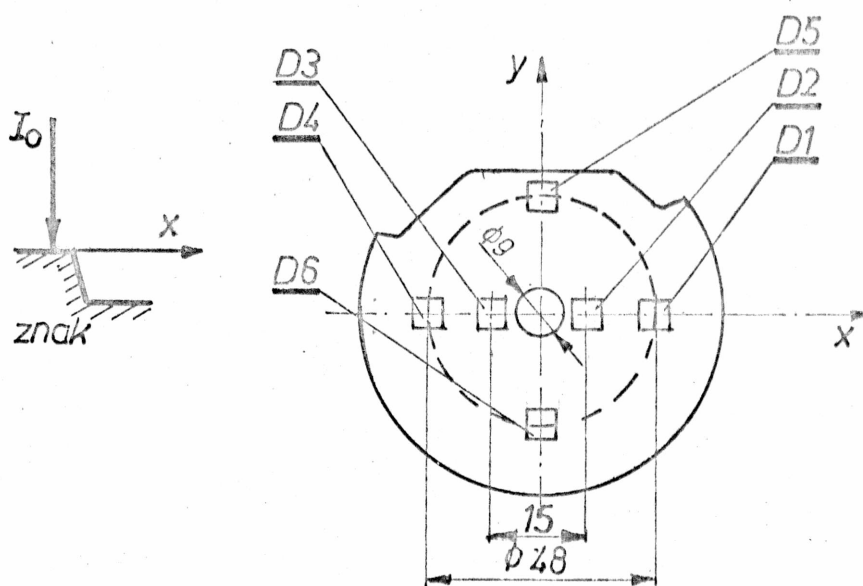
Układy detekcyjne zaprojektowano tak, aby detekcji podlegały elektrony wychodzące z próbki jako wstecznie rozproszone w różnych zakresach kątów wyjścia Θ . Kąty wyjścia określono jako małe Θ_m , jeśli $0^\circ \leq \Theta < 30^\circ$, średnie Θ_{sr} jeśli $30^\circ \leq \Theta < 60^\circ$ oraz duże Θ_d jeśli $60^\circ \leq \Theta < 90^\circ$.

Na zdjęciu 6.13 oraz na rys. 6.14 pokazano sposób rozmieszczenia detektorów półprzewodnikowych na pierścieniu podwieszonym

pod soczewką obiektywową mikroskopu skaningowego.

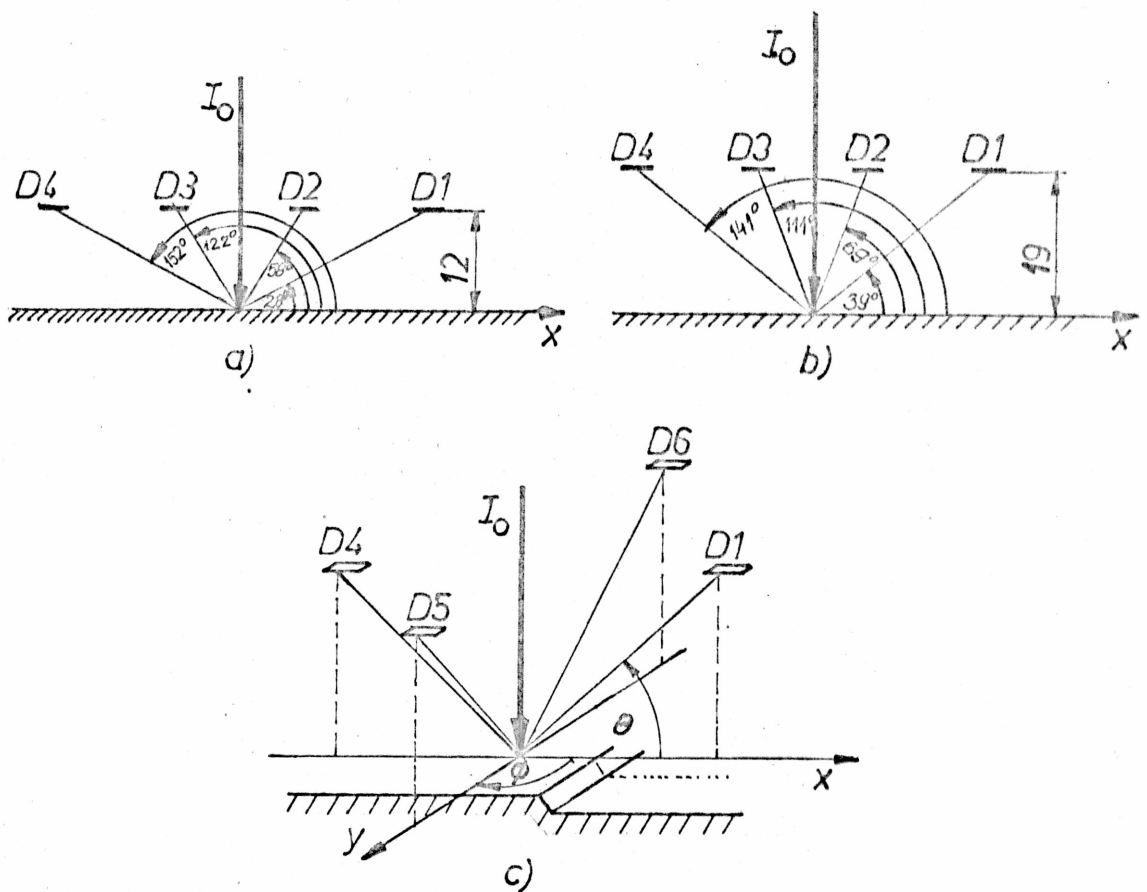


Rys. 6.13. Układ do detekcji sygnału EWR złożony z detektorów półprzewodnikowych ze złącem p-n o powierzchni $0,06 \text{ mm}^2$ /Odległości między detektorami $D_2D_3 = 15\text{mm}$; $D_1D_4 = 48 \text{ mm}/$.



Rys. 6.14. Sposób rozmieszczenia na pierścieniu detektorów półprzewodnikowych o powierzchni 16 mm^2 .

Pierścienie z detektorami montowano kolejno w mikroskopie skaningowym, przy czym ustawiano je w stosunku do badanej próbki w dwóch odległościach: 12 i 19 mm. Dzięki temu możliwa była detekcja EWR w trzech zakresach kątów wyjścia Θ przy czterech azymutalnych kątach wyjścia $\Phi = 0; \frac{\pi}{2}; \pi; \frac{3}{2}\pi$ /rys. 6.15/.



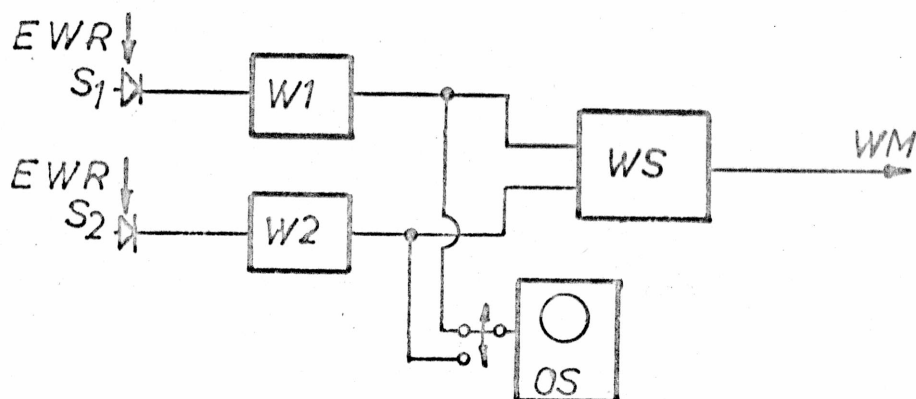
Rys. 6.15. Sposób ustawienia pierścienia z detektorami względem próbki w celu rejestracji EWR: a/ w zakresie małych i średnich kątów wyjścia Θ , b/ w zakresie średnich i dużych kątów wyjścia Θ , c/ przy różnych zakresach azymutalnego kąta wyjścia Φ .

Układy detektorów półprzewodnikowych o różnych powierzchniach zastosowano do badań zależności sygnału EWR zarówno od

kształtu znaków topograficznych jak i od sposobu ustawienia detektorów względem badanej próbki. Badania przeprowadzono przy użyciu mikroskopu skaningowego typu STEREOSCAN 180, w którym zamontowano pierścień z detektorami. Za pomocą tych detektorów badano przebieg sygnału EWR, wytworzonego dzięki przemieszczaniu wiązki elektronowej powierzchni krzemu z wytrawionymi znakami topograficznymi. Prąd wiązki elektronów wynosił 2 nA przy napięciu przyspieszającym 20 kV. Wiązka miała średnicę 0.1 μm i była przemieszczana z szybkością 13 linii/s.

W celu zrealizowania pomiarów wykonano przystawkę pomiarową /rys. 6.16/ składającą się z:

- dwóch kalibrowanych wzmacniaczy sygnałów S_1 i S_2 ,
- wzmacniacza selekcyjnego umożliwiającego niezależną obserwację sygnałów S_1 , S_2 oraz sumy sygnałów $S_1 + S_2$,
- oscyloskopu do pomiarów sygnałów S_1 i S_2 .



Rys. 6.16. Schemat blokowy przystawki pomiarowej zastosowanej do mikroskopu skaningowego /Oznaczenia: S_1, S_2 - sygnały pochodzące z dwóch naprzeciw siebie ustawionych detektorów półprzewodnikowych; W_1, W_2 - wzmacniacze kalibrowane, WS - wzmacniacz selekcyjny, OS - oscyloskop, WM - wzmacniacz monitora obrazowego mikroskopu/

Wzmacniacze pomiarowe zbudowano na bazie wzmacniacza operacyjnego typu μ A 741. Wzmocniony sygnał EWR obserwowano na ekranie mikroskopu skaningowego i rejestrowano na kliszy fotograficznej.

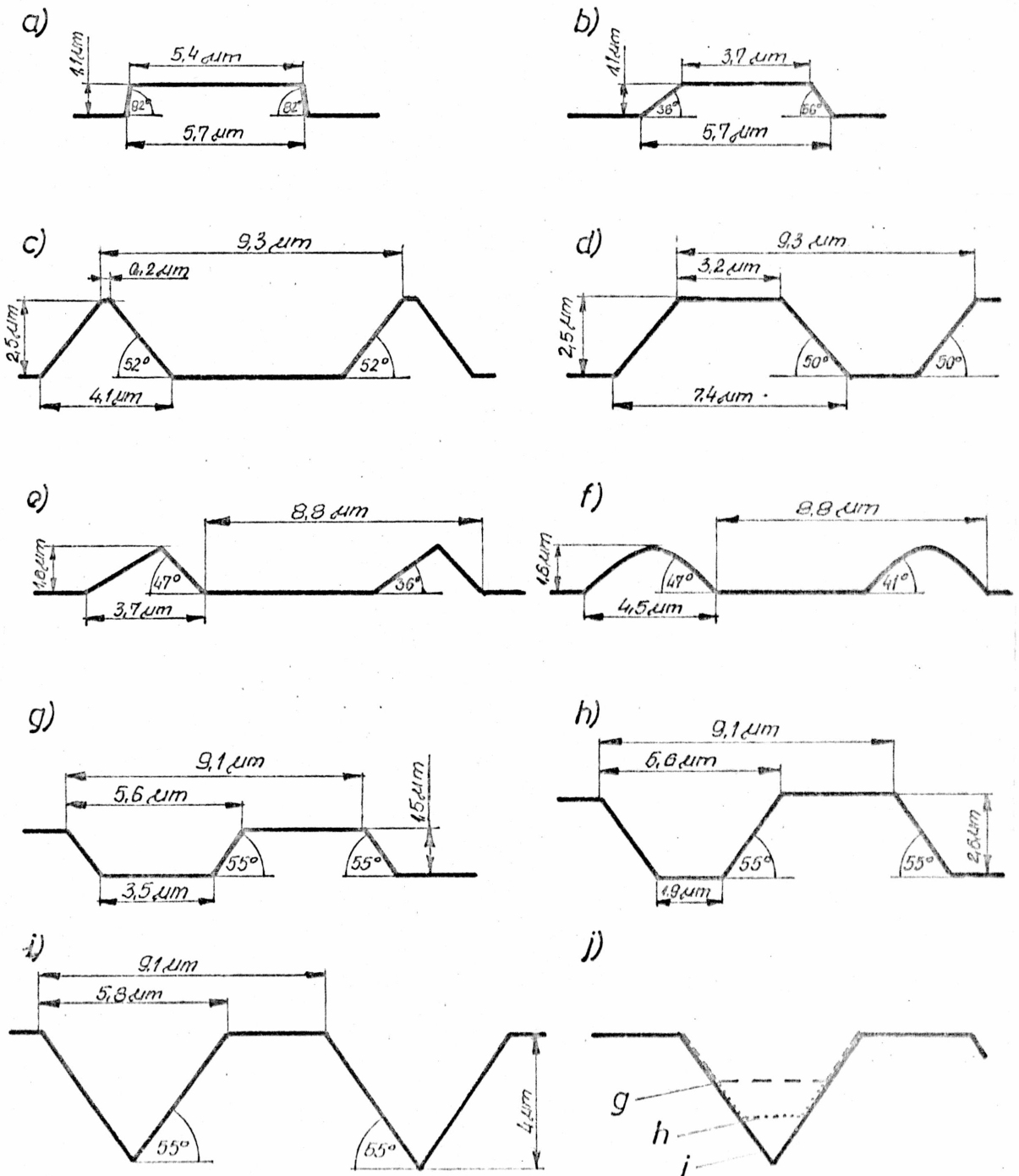
6.2.2. Kształty badanych znaków topograficznych

Za pomocą detektorów półprzewodnikowych rejestrowano sygnały EWR pochodzące ze znaków topograficznych otrzymanych w krzemie metodą trawienia mokrego oraz trawienia wiązką jonów /patrz rozdz. 5/.

W celu zbadania zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego oraz od kąta detekcji wybrano przede wszystkim ciągi znaków, gdyż:

- podczas analizy sygnału pochodzącego z ciągu złożonego z K znaków, błąd detekcji /wzór 4.7/ ulega zmniejszeniu \sqrt{K} razy [21, 92],
- w literaturze przedmiotu jest bardzo niewiele wyników tego typu badań [32, 92],
- badanie ciągu znaków stwarza możliwość poznania wzajemnego oddziaływania na sygnał EWR pobliskich elementów topograficznych.

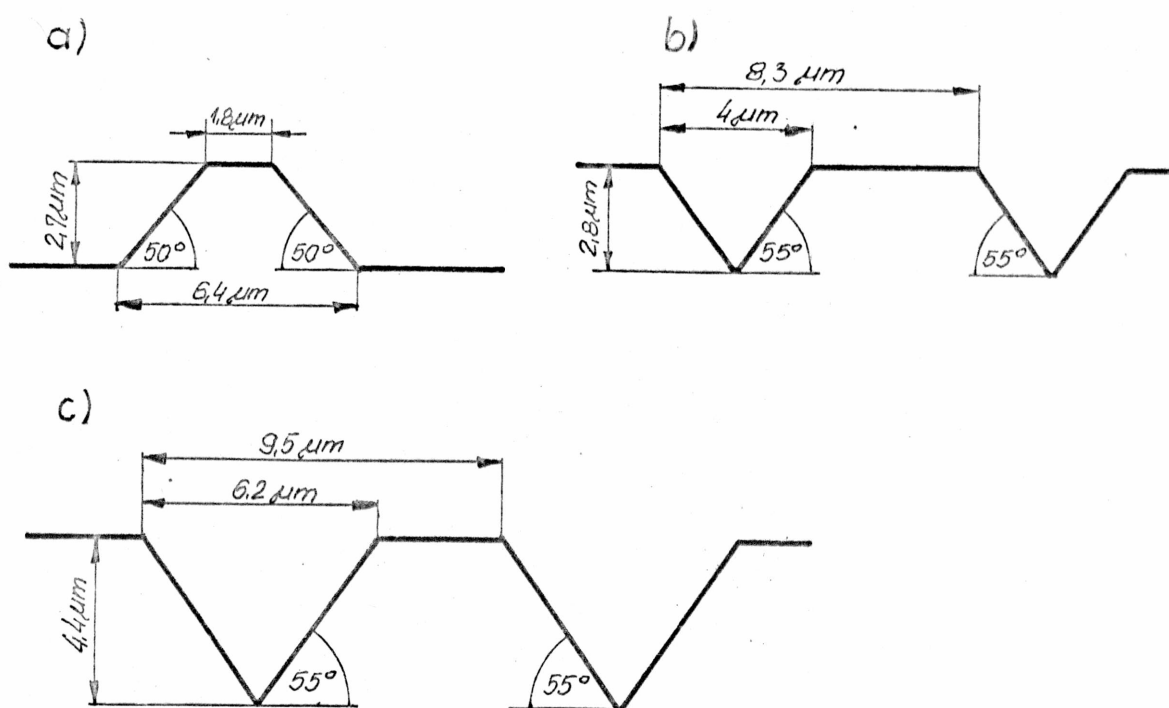
Profile oraz wymiary znaków topograficznych wybranych do badania zależności sygnału EWR od kształtu tych znaków pokazano na rys. 6.17. Są to pojedyncze grzbiety w kształcie trapezu o tej samej wysokości i szerokości podstawy, ale o różnych kątach nachylenia ścianek bocznych /rys. 6.17a,b/; ciągi grzbietów o różnych szerokościach, ale o tym samym okresie zmian kształtu, o tej samej wysokości i o podobnych kątach nachylenia ścianek bocznych /rys. 6.17 c,d/; ciągi grzbietów w kształcie trójkąta i fali o tym samym okresie zmian kształtu i o tej



Rys. 6.17. Kształty i wymiary znaków topograficznych wybranych do badania zależności sygnału EWR od kształtu znaku: a/, b/ - pojedyncze grzbiety w kształcie trapezu, c/, d/ - ciąg grzbietów w kształcie trapezu, e/ - ciąg grzbietów w kształcie trójkąta, f/ ciąg grzbietów w kształcie fali, g/, h/ ciągi rowków w kształcie trapezu, i/ ciąg rowków w kształcie V, j/ porównanie kształtów rowków g,h,i.

samej wysokości /rys. 6.17e,f/; ciągi rowków o tym samym kącie nachylenia ścianek bocznych i o tej samej szerokości, ale o różnych głębokościach /rys. 6.17g,h,i/, których kształty porównano na rysunku 6.17j/.

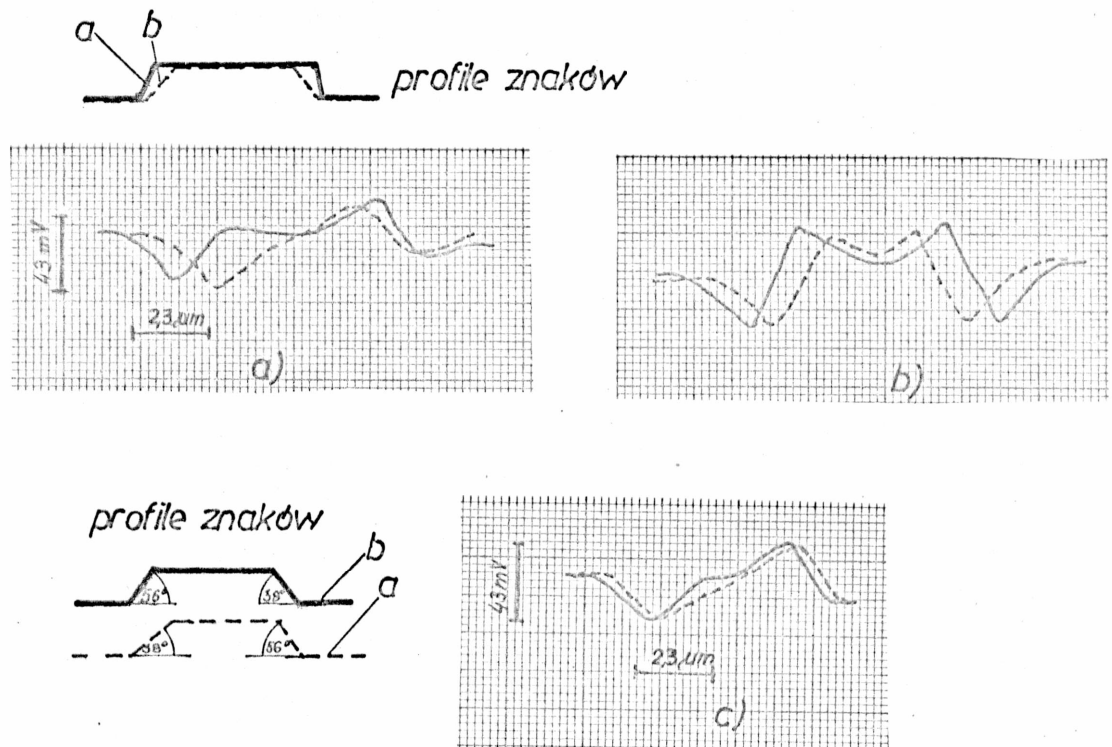
Niektóre znaki przedstawione na rys. 6.17 wybrano również do badania zależności sygnału EWR pochodzącego ze znaków topograficznych od kąta detekcji. Są to grzbiety i rowki z rysunku 6.17 a/, b/, g/ oraz h/. Na rysunku 6.18 pokazano pozostałe znaki zastosowane do badania zależności sygnału EWR od kąta detekcji: pojedyncze grzbiety o wysokości większej niż na poprzednim rysunku oraz ciągi rowków w kształcie V i W.



Rys. 6.18. Kształty i wymiary niektórych znaków topograficznych wybranych do badania zależności sygnału EWR od kąta detekcji: a/ pojedynczy grzbiet w kształcie trapezu, b/ ciąg rowków w kształcie V, c/ ciąg rowków w kształcie W.

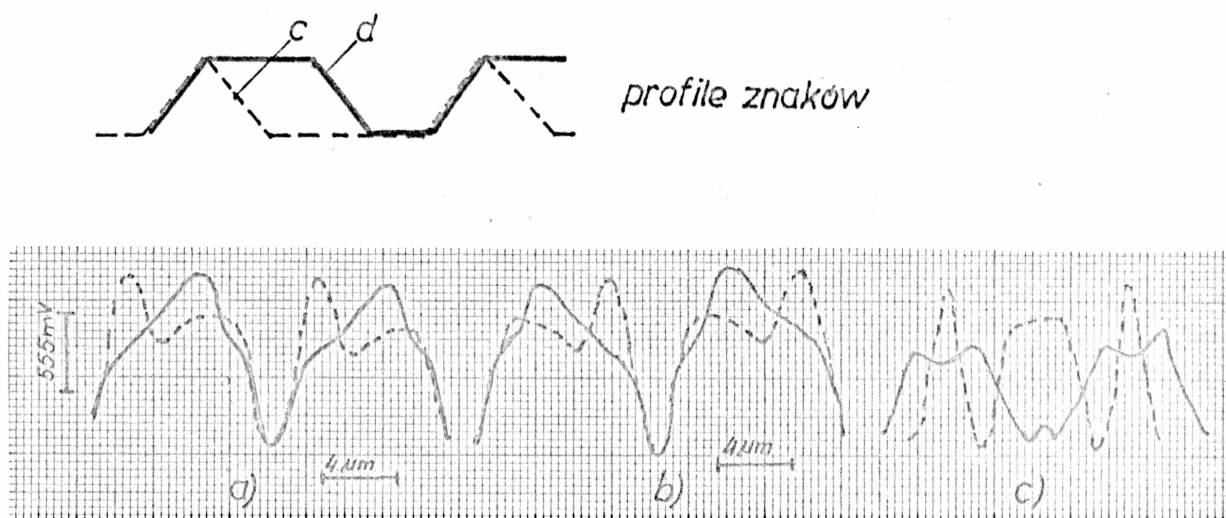
6.2.3. Badanie za pomocą detektorów półprzewodnikowych zależności sygnału EWR od kształtu znaku topograficznego

Na rysunkach 6.19-6.22 przedstawiono otrzymane za pomocą detektorów półprzewodnikowych przebiegi sygnałów, pochodzących ze znaków topograficznych pokazanych na rys. 6.17. Obok każdego wykresu pokazano przy zachowaniu proporcji kształty odpowiednich znaków. /Znakowi narysowanemu linią przerywaną odpowiada sygnał narysowany także linią przerywaną/.

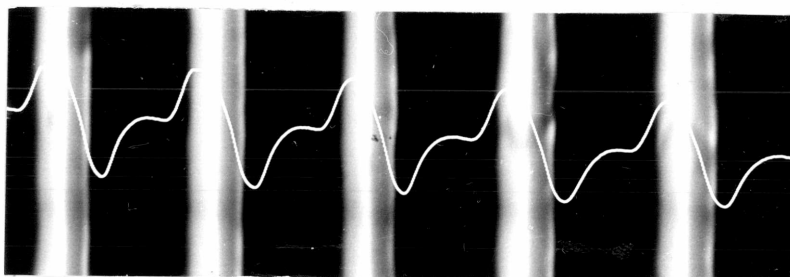


Rys. 6.19. Porównanie przebiegów sygnałów EWR pochodzących z grzbietów o różnych kątach nachylenia ścianek bocznych /znaki a, b z rys. 6.17/. Sygnały EWR otrzymano za pomocą detektorów półprzewodnikowych o powierzchni 0.06 mm^2 ustawionych pod kątami 39° i 141° w stosunku do powierzchni próbki /detektory D1, D4 z rys. 6.15 b/, przy czym: a/ sygnały EWR z detektora D1, b/ suma sygnałów EWR z detektorów D1 i D4, c/ sygnały z detektora D1 przy różnym ustawieniu znaku b z rys. 6.17.

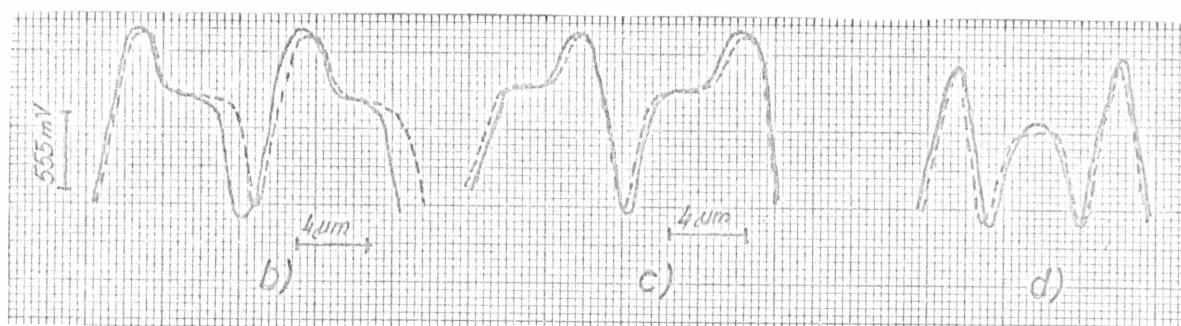
Na rysunkach 6.19 a,c; 6.20 a,b; 6.21 b,c; 6.22a pokazano przebiegi sygnałów EWR otrzymanych w zakresie średniego kąta detekcji przy użyciu jednego detektora półprzewodnikowego, a na rysunkach 6.19 b; 6.20 c; 6.21 d; 6.22b sumę sygnałów z dwóch detektorów umieszczonych naprzeciw siebie. Przy każdym wykresie podano skalę, która odnosi się tylko do sygnałów otrzymanych z detektorów pojedynczych. Dla przykładu na rys. 6.21a pokazano, zarejestrowany na kliszy fotograficznej, przebieg sygnału EWR pochodzący z ciągu znaków w kształcie trójkąta. Sygnał otrzymano za pomocą detektora D3 i pokazano go na tle powierzchni badanej próbki /widok z góry/.



Rys. 6.20. Porównanie przebiegów sygnałów EWR pochodzących z ciągu grzbietów o różnych szerokościach /znaki c, d z rys. 6.17/. Sygnały EWR otrzymano za pomocą detektorów półprzewodnikowych o powierzchni 16 mm^2 ustawionych pod kątami 58° i 122° w stosunku do powierzchni próbki /detektory D2, D3 z rys. 6.15 a/, przy czym: a/ sygnały EWR z detektora D2, b/ sygnały EWR z detektora D3, c/ suma sygnałów EWR z detektorów D2 i D3.

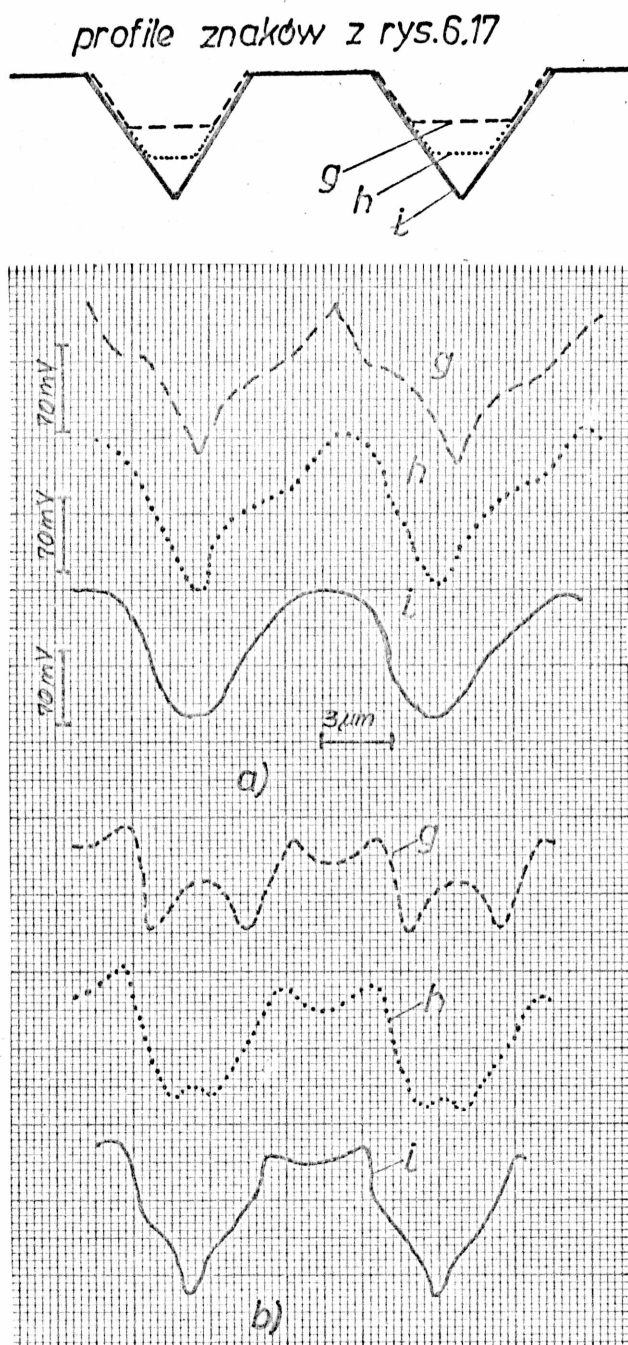


a.)



Rys. 6.21 Przebiegi sygnałów EWR pochodzących z ciągu grzbietów w kształcie trójkąta i fali /znaki e, f z rys. 6.17/. Sygnały EWR otrzymano za pomocą detektorów półprzewodnikowych o powierzchni 16 mm^2 ustawionych pod kątami 58° i 122° w stosunku do powierzchni próbki /detektory D2, D3 z rys. 6.15 a/, przy czym: a/ sygnał EWR, pochodzący z ciągu znaków w kształcie trójkąta, otrzymany z detektora D3 pokazany na tle widoku z góry badanej powierzchni krzemu; b/ sygnały EWR z detektora D2; c/ sygnały EWR z detektora D3, d/ suma sygnałów EWR z detektorów D2 i D3.

Z rysunków 6.19-6.22 wynika, że w przypadku stosowania detektorów półprzewodnikowych o małej powierzchni występuje ścisła zależność między kształtem znaku topograficznego a pochodzącą



Rys. 6.22. Porównanie przebiegów sygnałów EWR pochodzących z rowków o różnych kształtach, ale o tej samej szerokości /znaki g,h,i z rys. 6.17/. Sygnały EWR otrzymano za pomocą detektorów półprzewodnikowych o powierzchni $0,06 \text{ mm}^2$ ustawionych pod kątami 58° i 122° w stosunku do powierzchni próbki /detektory D2; D3 z rys. 6.15a/, przy czym: a/ sygnały EWR z detektora D2 w przypadku znaków g,h,i, b/ suma sygnałów EWR z detektorów D2 i D3 w przypadku znaków g,h,i.

cym z tego znaku sygnałem EWR. Na podstawie przebiegu sumy sygnałów EWR z dwóch naprzeciw siebie ustawionych detektorów można określić kształt znaku topograficznego, z którego sygnały EWR pochodzą. Natomiast z przebiegu sygnałów EWR otrzymanych z pojedynczych detektorów można wnioskować o ukształtowaniu zboczy znaku, szczególnie tych, które znajdują się po stronie detektora.

Ponizej, oprócz analizy wyników doświadczalnych, przedstawiono próbę wyjaśnienia zależności sygnału EWR od poszczególnych parametrów kształtu znaku topograficznego. W tym celu posłużono się modelem dyfuzyjnym wstecznego rozpraszania elektronów. Jakkolwiek model ten nie opisuje dokładnie tego zjawiska, to jednak, jak dalej wykazano, nadaje się on do przewidywania tendencji zmian sygnału EWR ze zmianą kształtu znaku. Model ten bowiem pozwala ocenić wielkość obszarów przypowierzchniowych, gdzie jest zwiększone wsteczne rozpraszanie elektronów. Ponieważ dyskusja zawiera wiele szczegółów trudnych do przekazania, autor przyjmuje skrótowy zapis własności stref w okolicy punktów padania wiązki na powierzchnię próbki, jeśli chodzi o wpływ efektów pochłaniania, brzegowego i zacienienia /rys. 2.13/ na przebieg sygnału EWR. Na rysunkach wpływ ten zaznaczono w następujący sposób:

efekt pochłaniania duży i bardzo duży - $p^{(+)}$, $p^{(++)}$,

efekt brzegowy - odpowiednio $b^{(+)}$, $b^{(++)}$

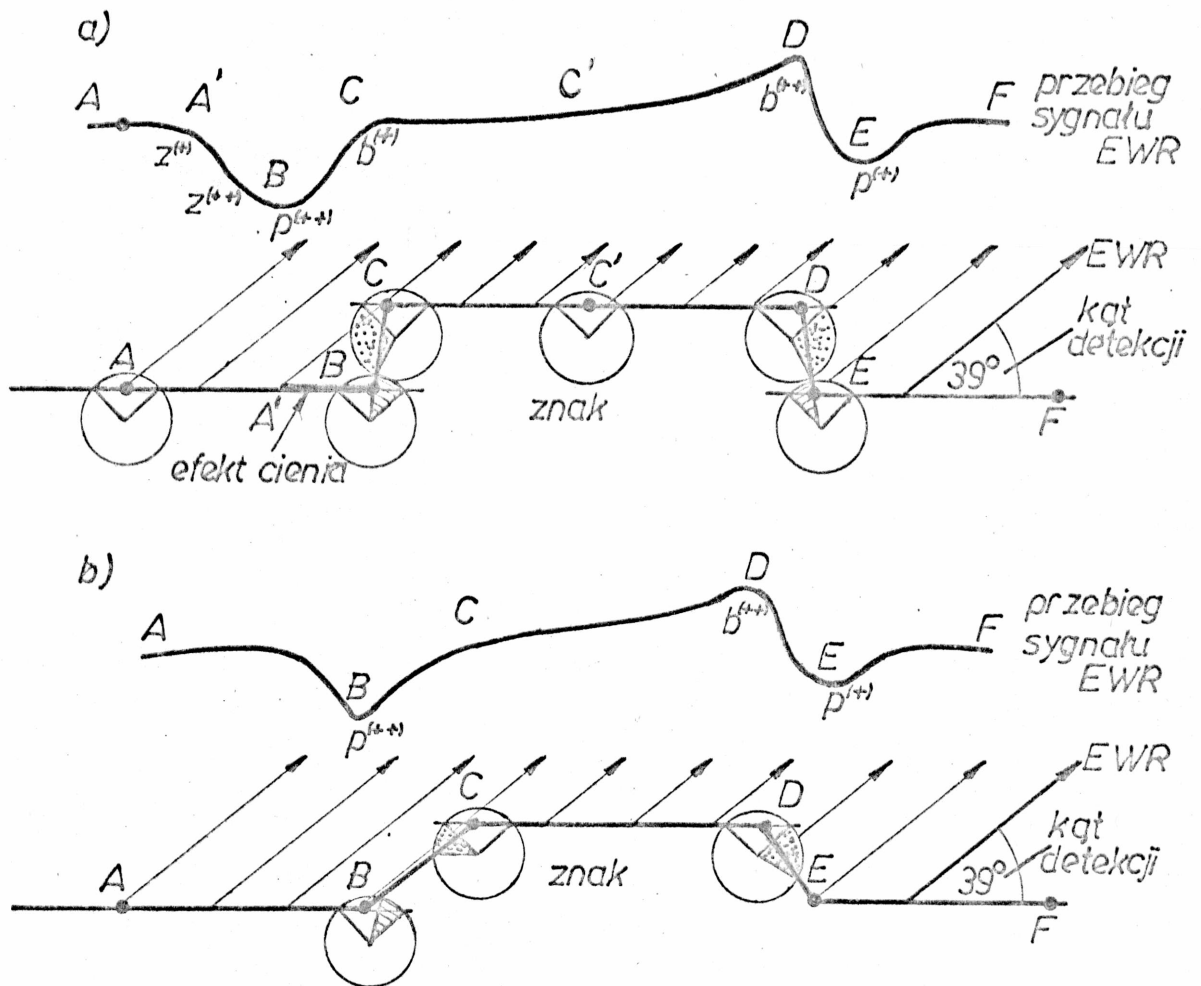
efekt zacienienia - odpowiednio $z^{(+)}$, $z^{(++)}$.

Z rys. 6.19 a,c wynika, że sygnały otrzymane za pomocą detektora półprzewodnikowego rejestrującego EWR w zakresie średnich kątów wyjścia odzwierciedlają różnicę w kącie nachylenia ścianek bocznych grzbietów. Kąt nachylenia ścianki bocznej

znaku nie wpływa jednak na wielkość międzyszczytową sygnału EWR, a jedynie na szerokość oraz nachylenie pików sygnałowych. Powyższy wniosek został potwierdzony doświadczalnie także dla pozostałych zakresów kąta wyjścia EWR /patrz rozdz. 6.2.4/. Wprawdzie Aizaki /rys. 4.8/ oraz Lin i inni /rys. 4.11/, stosując metodę Monte Carlo, otrzymali maksymalną wartość współczynnika wstecznego rozpraszania η przy kącie nachylenia stopnia równym $60^{\circ} \pm 70^{\circ}$, ale wynik ten dotyczy całkowitego sygnału EWR w przypadku padania wiązki elektronów na wierzchołek znaku w kształcie stopnia. Wyniki otrzymane za pomocą metody Monte Carlo przez Aizakiego [2] oraz Lina i innych [54] potwierdzono częściowo doświadczalnie przy zastosowaniu kolektora /patrz rys. 6.7/. Dlatego też należy tu zwrócić uwagę, że kąt nachylenia zbocza znaku topograficznego ma wpływ na przebieg sygnału EWR, zależny od typu zastosowanego detektora.

W oparciu o wyniki doświadczalne /rys. 6.19a/ przedstawiono próbę uproszczonej analizy przebiegu sygnałów EWR w przypadku różnych kątów nachylenia ścianek bocznych znaków topograficznych w kształcie grzbietu /rys. 6.23/. Profile tych znaków podzielono na odcinki i oceniano wpływ poszczególnych form topograficznych na przebieg sygnału EWR. I tak w przypadku pokazanym na rys. 6.23a:

- sygnał pochodzący z odcinka AA^b jest na poziomie sygnału odniesienia. /Poziomem odniesienia nazywany jest poziom sygnału dla stacjonarnej wiązki przy normalnym jej padaniu na powierzchnię próbki/.
- na odcinku A^bB na przebieg sygnału EWR mają wpływ dwa zjawiska pokazane na rys. 2.13: efekt zacienienia /gdyż kąt nachylenia zbocza znaku wynosi 82° , a kąt detekcji 39° / oraz



Rys. 6.23. Zależność przebiegu sygnału EWR od kąta nachylenia ścianek bocznych znaku topograficznego w przypadku detekcji pod kątem 39° : a/ grzbietu o kącie nachylenia ścianek bocznych 82° , b/ grzbietu o kącie nachylenia ścianki lewej 38° i prawej 56° . /Punkty padania wiązki oznaczono literami A, A', B, C, C', D, E oraz F; powierzchnie zakropkowane i zakreskowane oznaczają odpowiednio wzrost i zmniejszenie kąta bryłowego wyjścia EWR w porównaniu z kątem bryłowym wyjścia EWR z płaskiej powierzchni/. Rysunek poglądowy.

efekt pochłaniania /w pobliżu narożnika B/. Efekt zacielenia powoduje obniżenie poziomu sygnału pochodzącego z dna

znaku oraz wzrost szerokości minimum sygnałowego. Również efekt pochłaniania wpływa na obniżenie poziomu sygnału w stosunku do poziomu odniesienia,

- na odcinek BC wiązka elektronów pada ukośnie $\psi = 82^\circ$.

Z charakterystyki rozkładu kąтового wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ /rys. 2.10/ wynika, że większość EWR wychodzących z tego zbocza będzie skierowana w stronę odcinka AB. Jednak z powodu efektu brzegowego następuje wzrost sygnału w miarę zbliżania się do wierzchołka C,

- sygnał pochodzący z odcinka CD znajduje się na poziomie odniesienia z tym, że w pobliżu wierzchołków C i D występuje efekt brzegowy. Ze względu na ustawienie detektora efekt ten wpływa na wzrost sygnału tylko w przypadku wierzchołka D,

- na odcinek DE wiązka elektronów pada ukośnie pod bardzo dużym kątem $\psi = 82^\circ$ i jak wynika z rozkładu kąтового wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$, w tym przypadku sygnał w kierunku detektora będzie dużo mniejszy niż z płaskiej powierzchni.

- poziom sygnału pochodzącego z odcinka EF najpierw obniża się w stosunku do poziomu odniesienia /efekt pochłaniania w pobliżu narożnika E/, a następnie przebiega na poziomie odniesienia.

Na rysunku 6.23b rozpatrywany jest przypadek detekcji znaku, kiedy efekt zacielenia nie występuje /kąt detekcji 39° , a kąt nachylenia zbocza znaku 38° /. W porównaniu z przebiegiem sygnału przedstawionym na rys. 6.23a widoczne są następujące różnice:

- minimum sygnału pochodzi z obszaru znajdującego się bliżej narożnika B i ma węższy przebieg /gdyż występuje tu tylko efekt pochłaniania/.

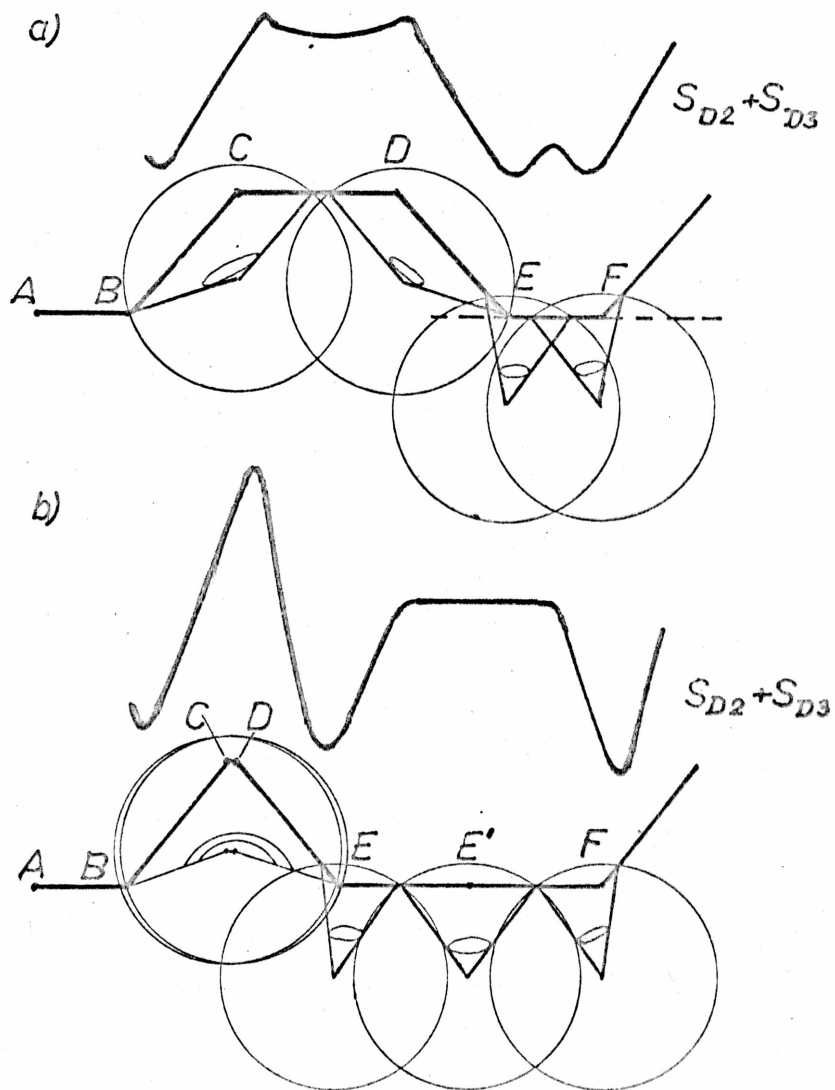
- sygnał pochodzący z odcinka CD nie przebiega na poziomie odniesienia, tylko rośnie monotonicznie w miarę zbliżania się wiązki do wierzchołka D /efekt brzegowy/.

Fakt, że wartość międzyszczytowa sygnałów EWR pochodzących ze znaków o różnych kątach nachylenia ścianek bocznych jest taka sama /rys. 6.19 a,c/ można w dużym uproszczeniu uzasadnić następująco: gdy kąt nachylenia ścianki bocznej znaku wynosi 82° , to efekt brzegowy bardziej wpływa na wzrost sygnału pochodzącego z wierzchołka D /rys. 6.23a/ niż, gdy ten kąt wynosi 56° . Z kolei rozkład kątowy wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ przy kącie padania wiązki $\Psi = 56^\circ$ powoduje, że ilość EWR wychodzących ze zbocza CD w kierunku detektora będzie w tym przypadku większa niż, gdy $\Psi = 82^\circ$ /rys. 2.10/.

Na rys. 6.20 przedstawiono kształty sygnałów EWR pochodzących z grzbietów o tej samej wysokości i nachyleniu ścianek bocznych, ale znacznie różniących się szerokością wierzchołka grzbietu. Z rys. 6.20a,b wynika, że w przypadku, gdy zbocza znaku są symetryczne, to sygnały EWR otrzymane z obu detektorów ustawionych symetrycznie względem osi padania są również symetryczne. Ponadto stwierdzono, że kształt sumy sygnałów pochodzących z grzbietu o bardzo małej szerokości wierzchołka /rys. 6.20c/ jest bardzo korzystny ze względu na pojawienie się wysokiego i wąskiego pików sygnałowego, łatwego do identyfikacji podczas detekcji znaku. Taki przebieg sygnału EWR związany jest ściśle z szerokością wierzchołka grzbietu.

W oparciu o uproszczoną analizę przeprowadzono próbę wyjaśnienia tej zależności. Na rys. 6.24 pokazano wzajemne położenie sfer rozpraszania elektronów pierwotnych w przypadku, gdy wiązka pada w punktach C i D na wierzchołki grzbietów o róż-

nych szerokościach. Gdy odcinek CD jest szeroki /rys. 6.24a/ wówczas każdy z detektorów ustawionych po obu stronach znaku



Rys. 6.24. Wpływ szerokości wierzchołków znaków topograficznych na przebieg sumy sygnałów S_{D2} , S_{D3} otrzymanych z detektorów D2 i D3 /rys. 6.15a/ przy średnim kącie detekcji, gdzie: a/ przypadek, gdy wierzchołek grzbietu jest szeroki, b/ przypadek, gdy wierzchołek grzbietu jest wąski. /Profile znaków oraz wielkość sfery rozpraszania elektronów wiązki, pokazano zachowując rzeczywiste proporcje. Zasięg wnikania elektronów pierwotnych $R = 3.95 \mu\text{m}$ obliczono według prawa Thomsona-Whiddingtona przy założeniu $E_0 = 20 \text{ keV}$ oraz $E_{pr} = 5 \text{ keV}$ - patrz rys. 6.12/.

rejestruje wzrost liczby EWR pochodzących tylko z wierzchołka znajdującego się po stronie danego detektora /efekt brzegowy/. Natomiast sygnał EWR pochodzący ze środkowej części odcinka CD znajduje się na poziomie odniesienia.

Gdy zaś wiązka pada w punktach wierzchołkowych wąskiego grzbietu /rys. 6.24b/, to wówczas oba detektory niezależnie od siebie rejestrują wzrost liczby EWR pochodzących z obydwu wierzchołków C i D. Dlatego pik sygnałowy jest tu prawie dwukrotnie wyższy niż w przypadku a.

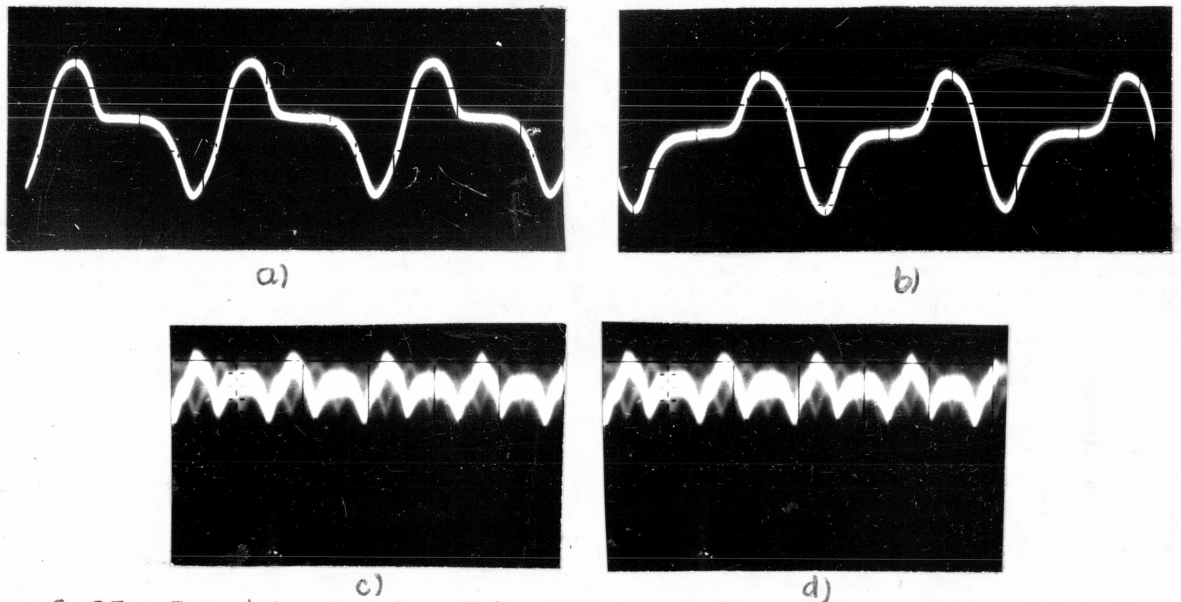
Na rys. 6.21 przedstawiono przebiegi sygnałów EWR pochodzących z ciągu grzbietów o podobnych wymiarach lecz o różnych kształtach. Z rysunku wynika, że przebieg sygnału EWR otrzymany za pomocą detektorów półprzewodnikowych o małej powierzchni odzwierciedla nawet nieznaczne różnice w kształcie znaków. W poprzednim rozdziale na rys. 6.8 przedstawiono przebiegi całkowitych sygnałów EWR, pochodzących z tych samych ciągów grzbietów w kształcie trójkąta i fali, otrzymanych przy użyciu kolektora. Porównując sygnały pochodzące z wierzchołka grzbietów stwierdzono, że w przypadku zastosowania dwóch umieszczonych naprzeciw siebie detektorów półprzewodnikowych o małej powierzchni, suma sygnałów EWR zarejestrowanych przez te detektory /rys. 6.21 d/ ma przebieg podobny do przebiegu sygnału uzyskanego za pomocą kolektora /rys. 6.8/.

Na rys. 6.22 pokazano przebiegi sygnałów EWR otrzymanych z rowków o tej samej szerokości i kącie nachylenia ścianek bocznych, ale o różnych głębokościach. Z analizy sygnałów otrzymanych z pojedynczego detektora półprzewodnikowego wynika, że przy kącie detekcji $\Theta = 58^\circ$ wartość międzyszczytowa sygnału nie zależy od głębokości znaku /przypadki g/ h/ na rys. 6.22a/.

Gdy jednak głębokość rowka wynosi $4 \mu\text{m}$ /przypadek i/ na rys. 6.22a/, sygnał EWR, otrzymany z detektora ustawionego pod kątem $\Theta = 58^\circ$ w stosunku do powierzchni, ma rozmyty kształt. Analizę zależności kształtu sygnału EWR od głębokości znaku topograficznego przedstawiono w następnym rozdziale /rozd. 6.2.4/ w oparciu o dodatkowe wyniki doświadczalne zależności sygnału EWR od kąta detekcji znaku topograficznego.

6.2.4. Badanie za pomocą detektorów półprzewodnikowych zależności sygnału EWR od położenia detektora względem próbki

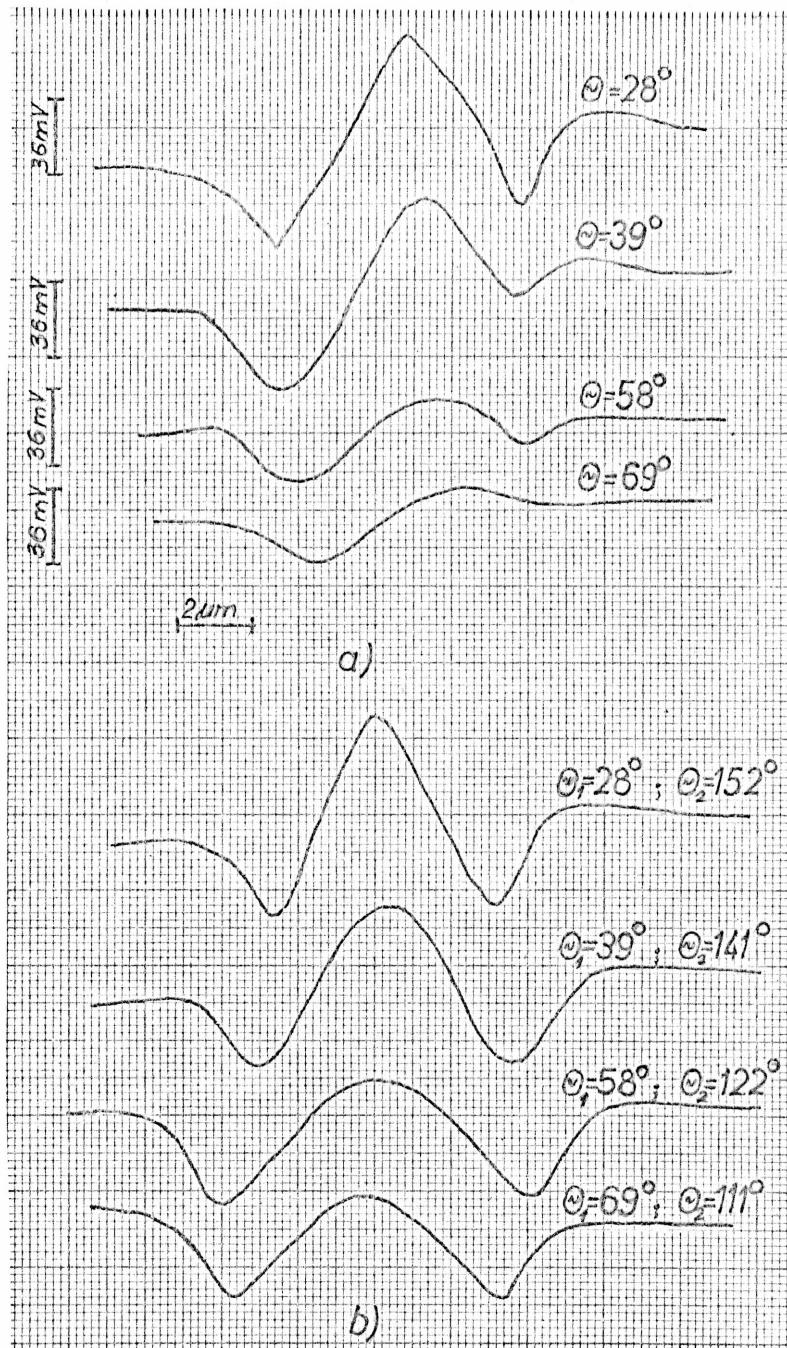
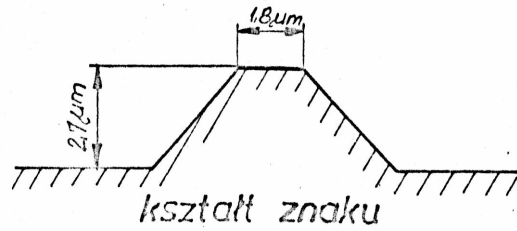
Zależność sygnału EWR od położenia detektora względem próbki badano wykorzystując układ detektorów półprzewodnikowych pokazanych na rys. 6.15. Na rysunkach 6.25-6.29 przedstawiono przebiegi sygnałów EWR otrzymanych za pomocą detektorów półprzewodnikowych przy różnych kątach detekcji znaków topograficznych w kształcie grzbietów i rowków. Na rysunku 6.25 pokazano sygnały EWR pochodzące z ciągu grzbietów w kształcie **fali** /rys. 6.17f/ w przypadku detekcji EWR w zakresie średnich kątów wyjścia Θ i przy różnych azymutalnych kąta wyjścia Φ . Jak wynika z rys. 6.25, sygnały EWR rejestrowane przez detektory D6 i D5 /ustawione wzdłuż osi y/ są takie same, przy czym mają dużo mniejszą wielkość międzyszczytową i dużo większy poziom szumów w porównaniu z sygnałami EWR otrzymanymi z detektorów D1 i D4. Jest to związane z charakterystyką rozkładu powierzchniowego elektronów wstecznie rozproszonych /rys. 2.12/. Tak więc sygnały te są mało użyteczne ze względu na ich wielkość i nie wnoszą istotnych informacji o kształcie znaku.



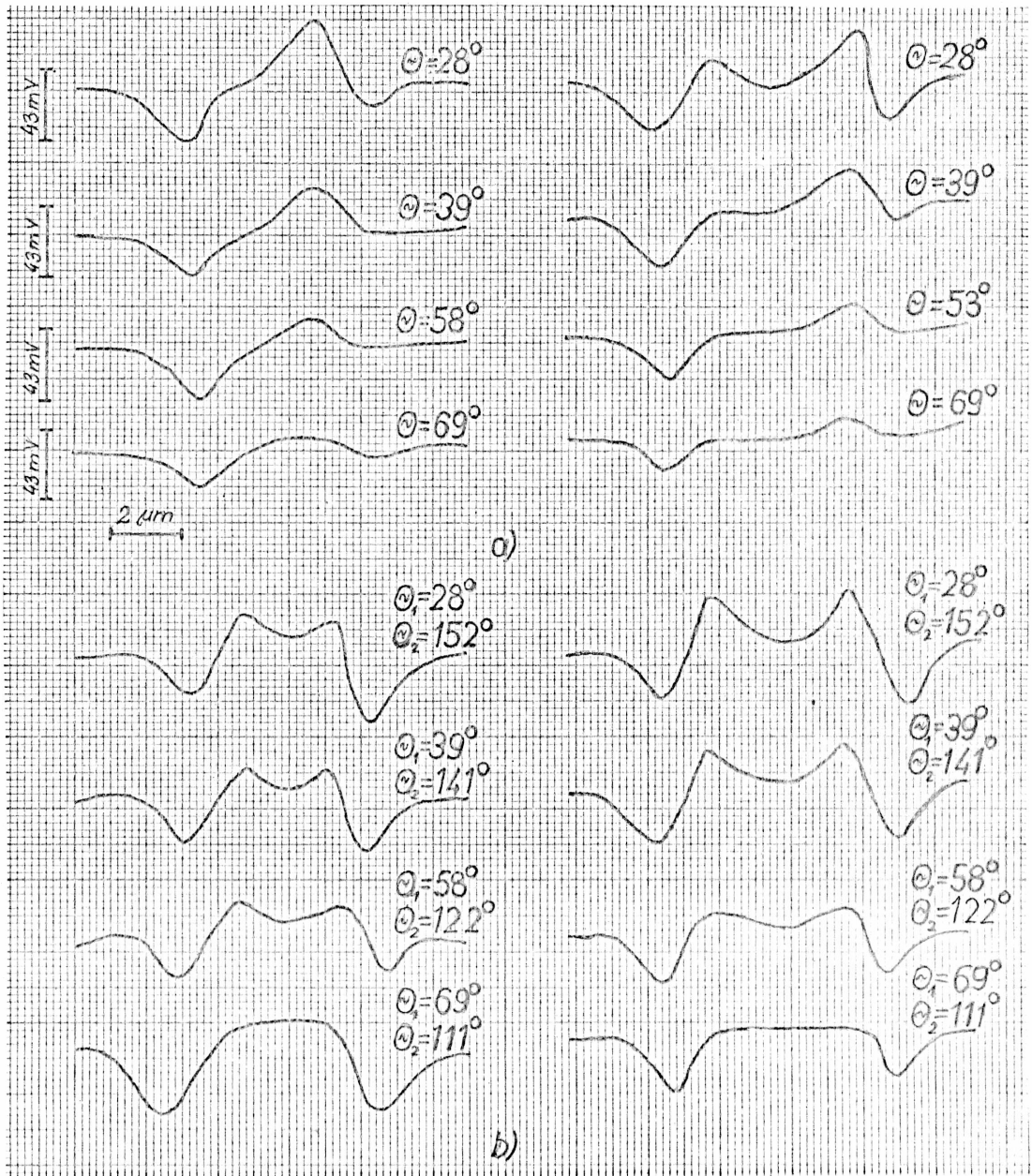
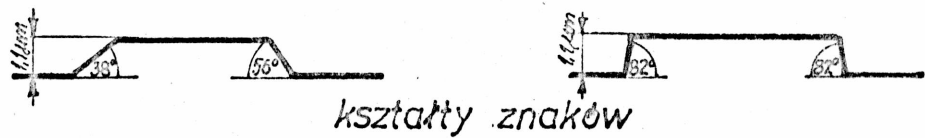
Rys. 6.25. Przebiegi sygnałów EWR pochodzących z ciągu grzbietów w kształcie fali /rys. 6.17f/ otrzymanych podczas detekcji EWR w zakresie średnich kątów wyjścia Θ , przy różnych azymutalnych kątach wyjścia Φ : a/ $\Phi = 0$; D1, b/ $\Phi = \pi$; D4, c/ $\Phi = \frac{\pi}{2}$; D5, d/ $\Phi = \frac{3\pi}{2}$; D6. /D1, D4, D5, D6 - detektory z rys. 6.15c; powierzchnia detektorów 16 mm^2 /.

Dlatego też w dalszej części pracy przedstawiono jedynie sygnały EWR rejestrowane przy użyciu detektorów D1, D2, D3 i D4 ustawionych wzdłuż osi x /patrz rys. 6.15/.

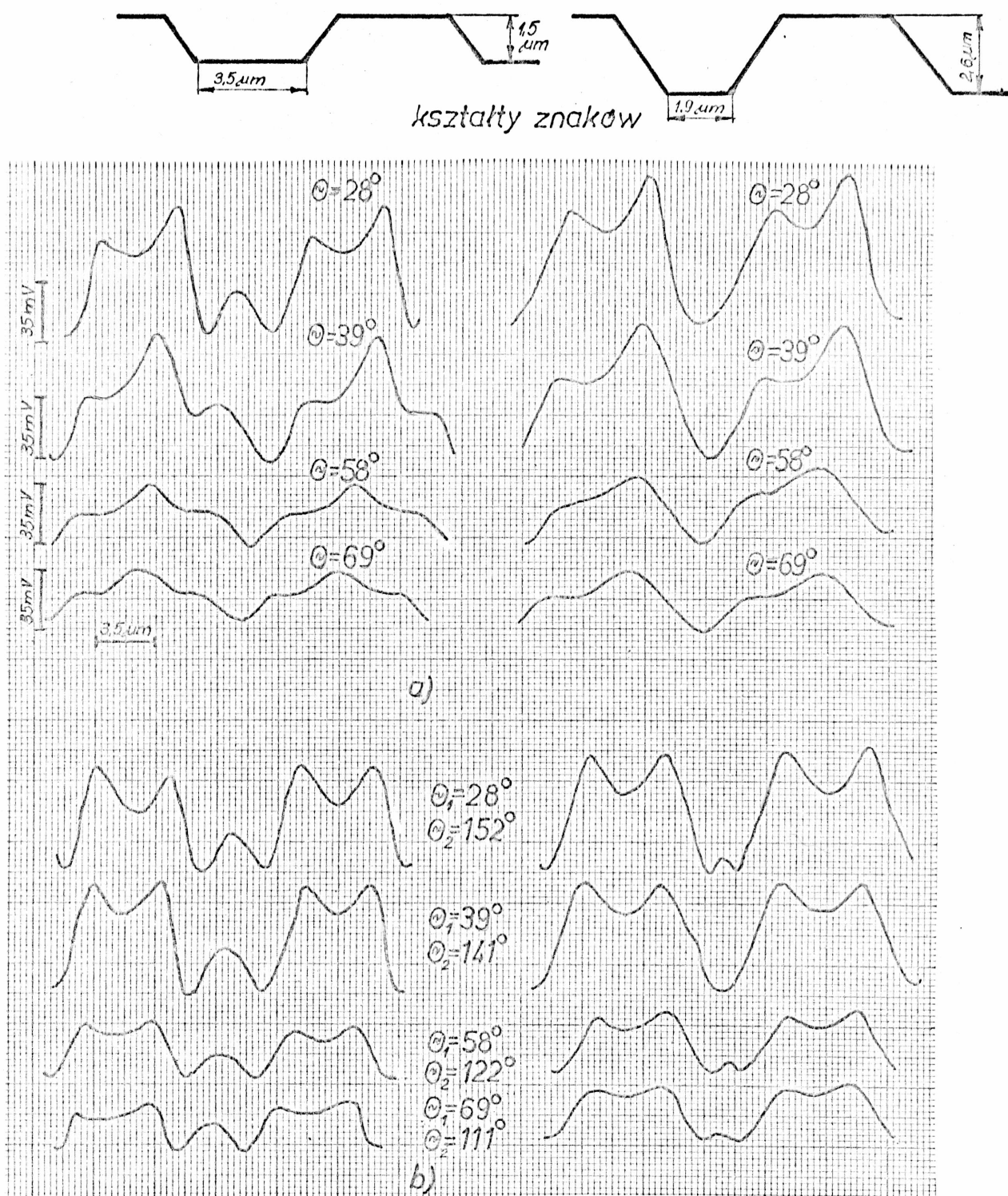
Na rysunkach 6.26a/ - 6.29a/ pokazano przebiegi sygnałów EWR otrzymanych ze znaków topograficznych przy użyciu jednego detektora półprzewodnikowego ze złączem p-n o powierzchni $0,06 \text{ mm}^2$, różnie ustawionego względem badanej powierzchni próbki. Detekcji podlegały EWR o kątach wyjścia $\Theta = 28^\circ$; 39° ; 58° i 69° , przy



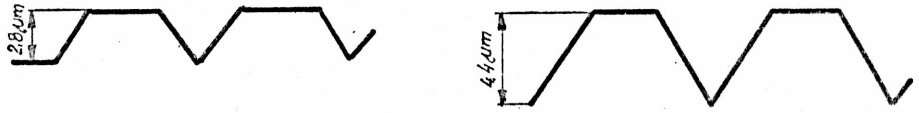
Rys. 6.26. Zależność sygnału EWR pochodzącego z grzbietu w kształcie trapezu /z rys. 6.18a/ od kąta detekcji θ /patrz rys. 6.15/, gdzie: a/ sygnały z jednego detektora, b/ suma sygnałów z dwóch detektorów / $E_0 = 20 \text{ keV}$; powierzchnia detektorów $0,06 \text{ mm}^2$ /.



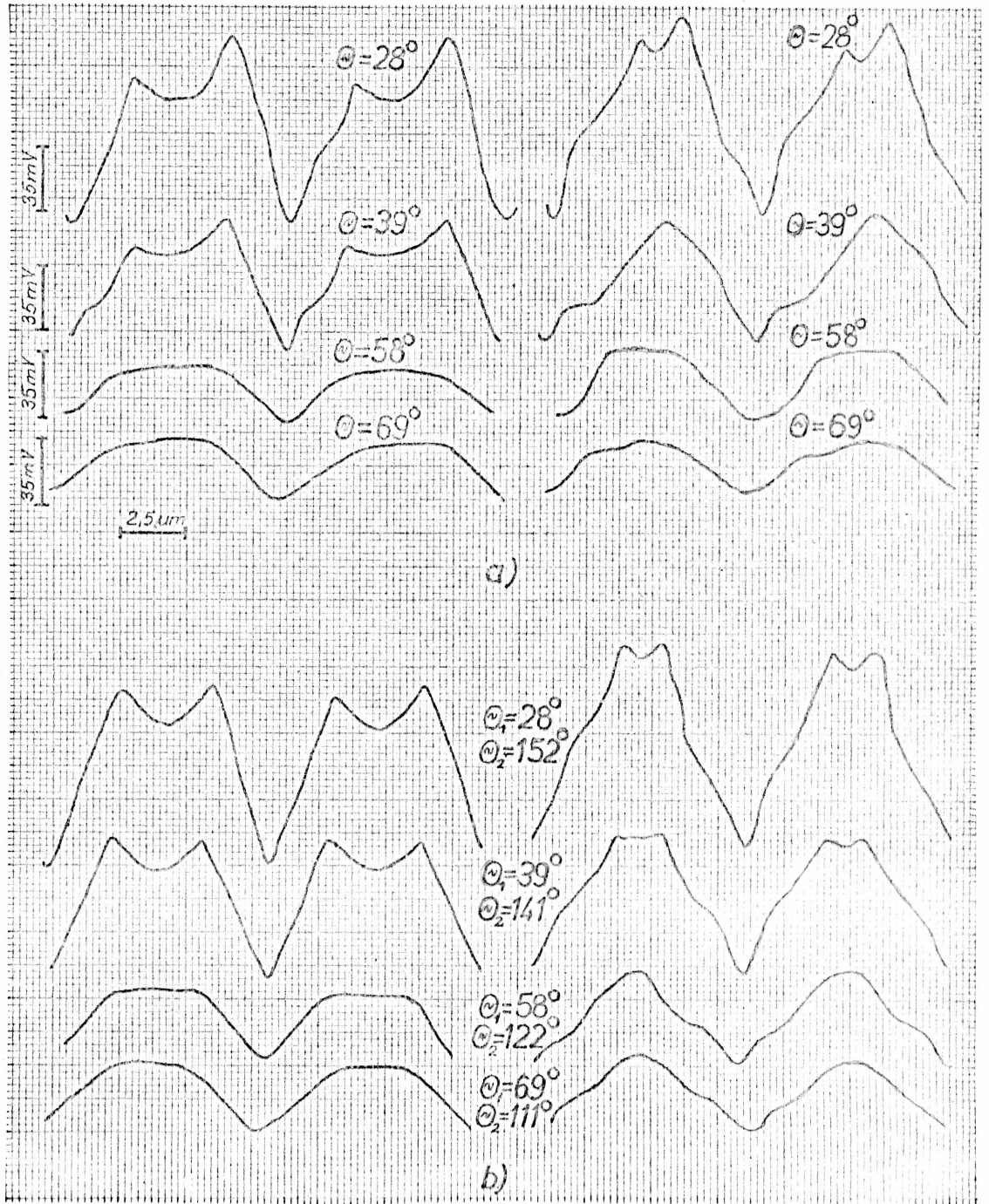
Rys. 6.27. Porównanie przebiegów sygnałów EWR przy różnych kątach detekcji Θ /patrz rys. 6.15/, w przypadku grzbietów o różnych kątach nachylenia ścianek bocznych /z rys. 6.17a,b/, gdzie: a/sygnały z jednego detektora, b/ sumy sygnałów z dwóch detektorów / $E_0 = 20 \text{ keV}$, - powierzchnia detektorów 0.06 mm^2 /.



Rys. 6.28. Porównanie przebiegów sygnałów EWR przy różnych kątach detekcji θ /patrz rys. 6.15/, w przypadku rowków w kształcie trapezu o różnych głębokościach /z rys. 6.17g,h/, gdzie: a/ sygnał z jednego detektora, b/ suma sygnałów z dwóch detektorów / $E_0 = 20 \text{ keV}$; powierzchnia detektorów $0,06 \text{ mm}^2$ /.



kształty znaków



Rys. 6.29. Porównanie przebiegów sygnałów EWR przy różnych kątach detekcji Θ /patrz rys. 6.15/, w przypadku rowków o różnych głębokościach /z rys. 6.18b,c/, gdzie: a/ sygnał z jednego detektora, b/ suma sygnałów z dwóch detektorów / $E_0 = 20 \text{ keV}$; powierzchnie detektorów 0.06 mm^2 /.

czym kąty bryłowe objęte przez detektor wynosiły odpowiednio $0.433 \cdot 10^{-4}$ sr; $0.423 \cdot 10^{-4}$ sr; $2.68 \cdot 10^{-4}$ sr oraz $1.41 \cdot 10^{-4}$ sr.

W celu bezpośredniego porównania tak rejestrowanych sygnałów, przeprowadzono ich normowanie względem kąta bryłowego. Natomiast przebiegi sumy sygnałów EWR /z dwóch detektorów ustawionych naprzeciw siebie/ podane na rysunkach 6.26 ÷ 6.29 nie są skalowane, gdyż otrzymano je przy użyciu wzmacniacza selekcyjnego /patrz rys. 6.16/.

Analiza sygnałów rejestrowanych w zakresie różnych kątów wyjścia EWR przez jeden detektor półprzewodnikowy /rysunki 6.26a, 6.27a, 6.28a, 6.29a/ wykazuje, że niezależnie od kształtu i rozmiarów znaku topograficznego, zawsze sygnał złożony z EWR wychodzących pod małym kątem z próbki / $\Theta = 28^\circ$ / ma największą wartość międzyszczytową i najmniejszą szerokość pików sygnałowych. W miarę wzrostu kąta detekcji przebieg sygnału EWR pochodzącego ze znaku topograficznego ulega zmianie: maleje wartość międzyszczytowa sygnału, przebieg sygnału staje się bardziej płaski. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów stwierdzono, że wartość międzyszczytowa sygnału EWR przy detekcji znaku pod kątem $\Theta = 28^\circ$ jest około 2 ÷ 3 razy większa niż pod kątem $\Theta = 69^\circ$.

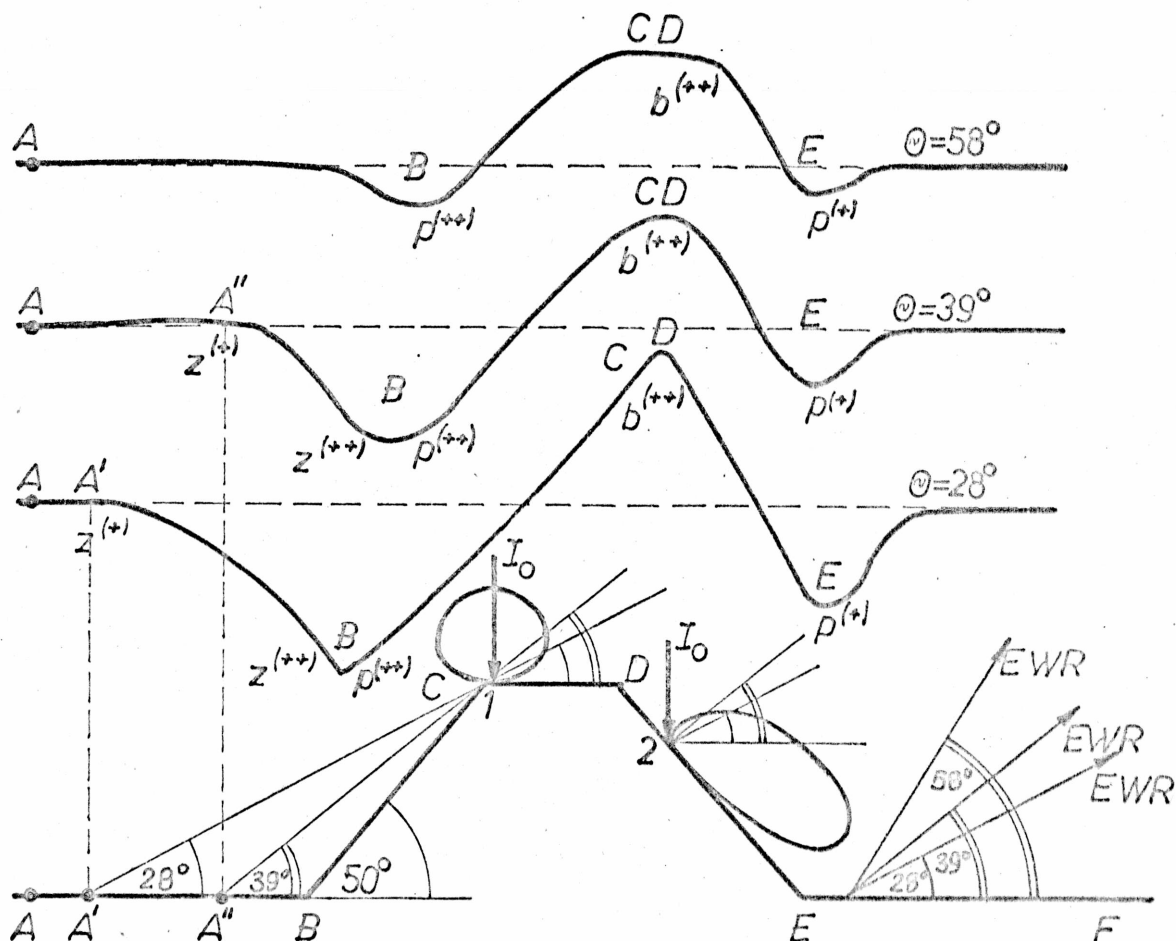
Wynika z tego, że w przypadku stosowania jednego detektora półprzewodnikowego o małej powierzchni najlepiej, ze względu na detekcję znaku topograficznego ustawić ten detektor w położeniu $\Theta_m < 30^\circ$; $\Phi = 0^\circ$ lub $\Phi = \pi$ /patrz rys. 6.15/. Podobny wynik uzyskał Lin i inni [56], tylko dla przypadku znaku w kształcie stopnia i przy nieco innych kątach detekcji / $\Theta_m = 13^\circ$, $\Theta_{sr} = 41^\circ$ i $\Theta_d = 79^\circ$ patrz rys. 4.16/.

Z kolei na podstawie przebiegów sygnałów EWR, będących sumą

sygnałów pochodzących z dwóch detektorów umieszczonych naprzeciw siebie /rysunki: 6.26b, 6.27b, 6.28b, 6.29b/ wynika, że kształt znaku najlepiej odwzorowuje suma sygnałów EWR otrzymanych z detektorów ustawionych pod dużym kątem w stosunku do próbki / $\Theta_d = 69^\circ$ /.

Niektóre z przedstawionych powyżej wyników poddano dokładniejszej analizie, aby w sposób poglądowy przedstawić tendencję zmian sygnału EWR w zależności od kąta detekcji. Posłużono się tutaj również uproszczonym modelem dyfuzyjnym wstecznego rozpraszania elektronów /przy uwzględnieniu zastrzeżeń z poprzedniego rozdziału/. Dodatkowo założono, że w sąsiedztwie punktów wierzchołkowych znaku topograficznego rozkład kątowy współczynnika wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ ma charakter cosinusowy /np. w punkcie 1 rys. 6.30/ i że w przypadku padania wiązki elektronów na zbocze znaku mamy do czynienia z ukośnym padaniem wiązki na nieskończenie długą płaszczyznę /np. w punkcie 2 rys. 6.30/. Na rysunkach, podobnie jak w rozdz. 6.2.3, zastosowano skrótowy zapis wpływu efektów pochłaniania, brzegowego i zacienienia na przebieg sygnału EWR.

Na rys. 6.30 przedstawiono analizę przebiegów sygnałów EWR otrzymanych za pomocą jednego detektora półprzewodnikowego ze znaku w kształcie grzbietu przy różnych kątach detekcji tego znaku. W przypadku małego kąta detekcji / $\Theta = 28^\circ$ /, sygnał EWR pochodzący z odcinka $A'B$ znajduje się w zasięgu efektu zacienienia. Dlatego, począwszy od punktu A' , następuje obniżenie poziomu sygnału w stosunku do poziomu odniesienia. Sygnał osiąga najniższą wartość w okolicy narożnika B z powodu wystąpienia tu dodatkowo efektu pochłaniania. Gdy kąt detekcji $\Theta = 39^\circ$, to efekt zacienienia obejmuje krótszy niż



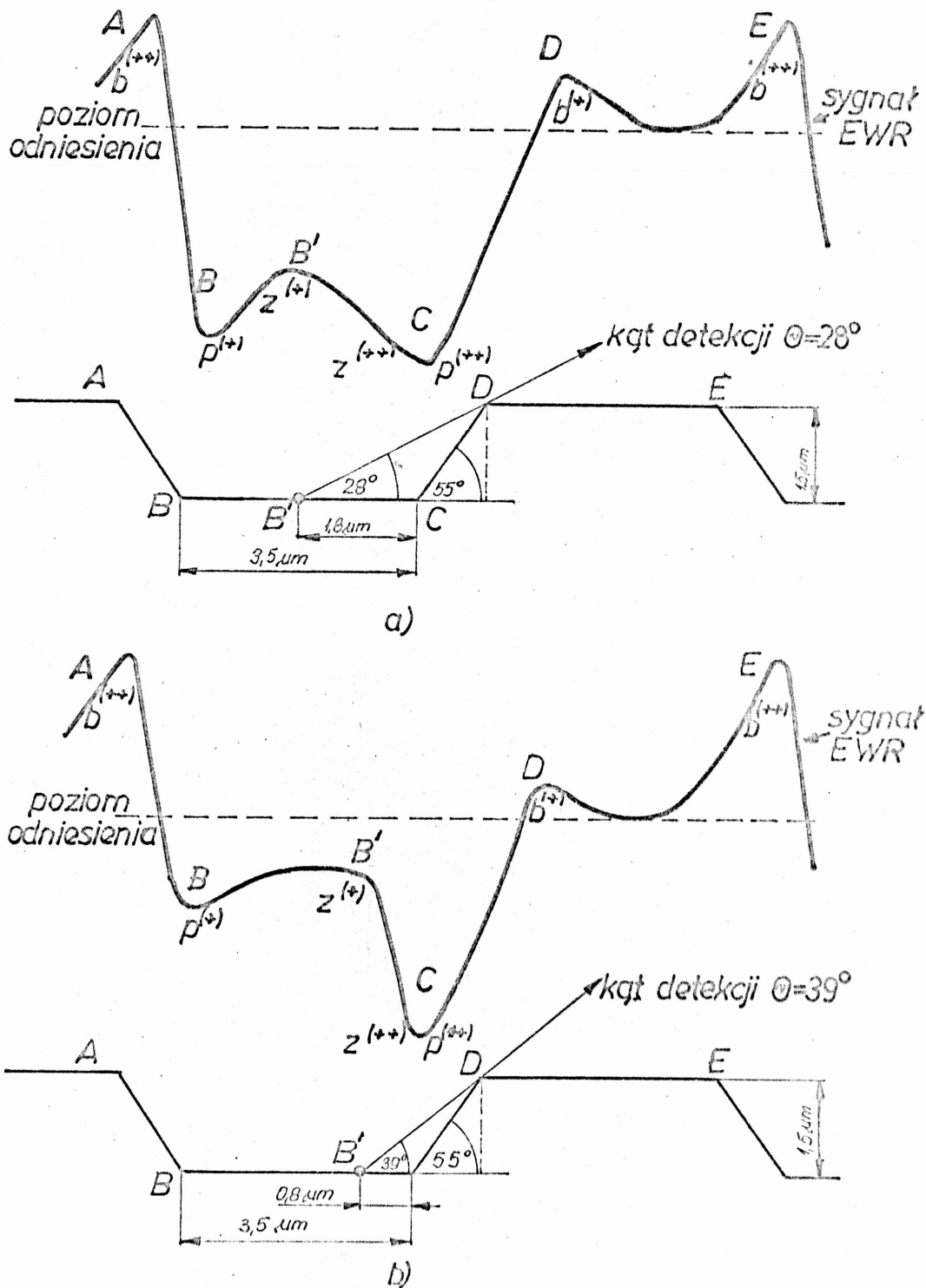
Rys. 6.30. Analiza przebiegów sygnałów EWR z rys. 6.26a, otrzymanych przy różnych kątach detekcji Θ ze znaku w kształcie grzbietu.

poprzednio odcinek $A''B$ i dlatego obniżanie się poziomu sygnału EWR rozpoczyna się w tym przypadku bliżej narożnika B. Przy większych kątach detekcji / $\Theta = 58^\circ; 69^\circ$ / nie występuje efekt zacienienia. Obniżenie sygnału EWR w pobliżu punktu B spowodowane jest efektem pochłaniania.

Analizując z kolei sygnał EWR pochodzący z wierzchołka znaku /rys. 6.30/ widać, że tylko przy małym kącie detekcji

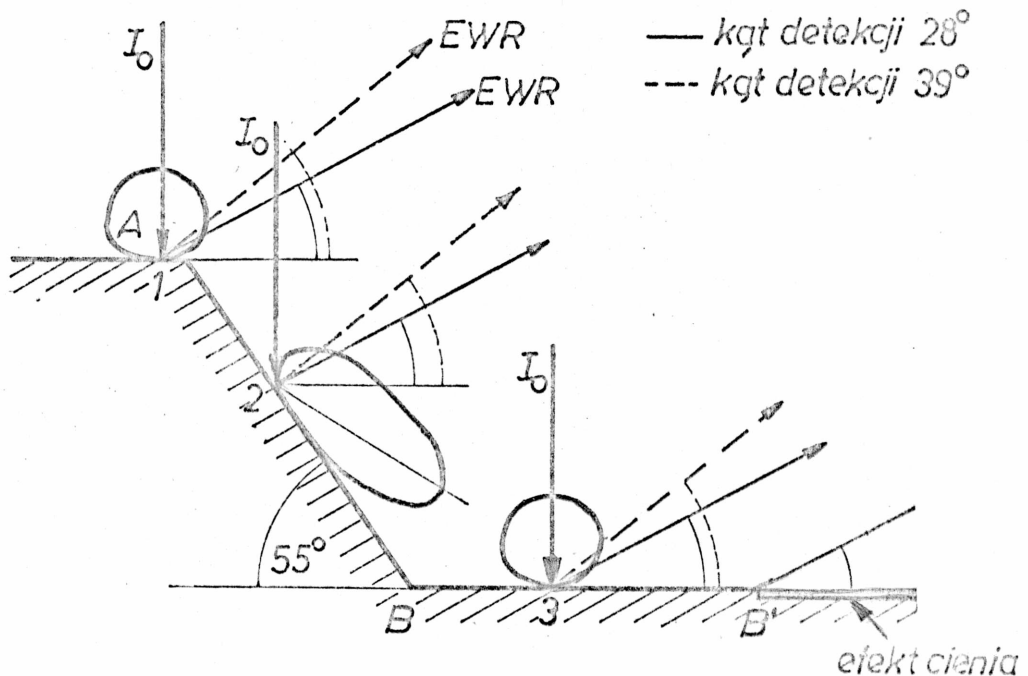
/ $\Theta = 28^\circ$ / występuje jeden wyraźny pik sygnałowy. Jest to spowodowane między innymi tym, że szerokość wierzchołka znaku jest niewielka / $CD = 1,8 \mu\text{m}$ / w porównaniu z wielkością sfery rozpraszania elektronów wiązki o energii $E_0 = 20 \text{ keV}$ /patrz rys. 6.24/. Pik sygnałowy w przypadku $\Theta = 28^\circ$ pochodzi głównie z wierzchołka D, ale w miarę wzrostu kąta detekcji, sygnał z wierzchołka C staje się coraz większy. Wskazuje na to charakterystyka rozkładu kąтового współczynnika wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ /rys. 2.10 przy $\Psi = 0^\circ$ /. Równocześnie sygnał pochodzący ze zbocza DE wraz ze wzrostem kąta detekcji jest coraz mniejszy /na podst. rys. 2.10 przy $\Psi = 60^\circ$ /. Stąd im większy jest kąt detekcji znaku tym bardziej płaski i szerszy jest przebieg sygnału EWR.

Poniżej przeprowadzono analizę przebiegu sygnałów EWR pochodzących z ciągu rowków o głębokości $1,5 \mu\text{m}$ /rys. 6.28a/. W zasadzie mamy tu do czynienia z przypadkiem detekcji ciągu kolejno następujących po sobie rowków i grzbietów o identycznych wymiarach /szerokość dna rowka i wierzchołka grzbietu wynoszą $3,5 \mu\text{m}$ - rys. 6.17g/. Dlatego też, niezależnie od kąta detekcji przebieg sygnału pochodzącego z tego rowka jest taki sam, lecz odwrócony w stosunku do przebiegu otrzymanego w wyniku detekcji grzbietu. Jest to równocześnie jedyny wśród prezentowanych wyników przypadek, w którym sygnały EWR rejestrowane pod kątami 28° i 39° zasadniczo różnią się od siebie kształtem. Próbę wytłumaczenia tego faktu podjęto na rysunku 6.31. Na różnicę w przebiegach sygnałów EWR w przypadku a i b /rys. 6.31/ wpływa między innymi to, że efekt zacienienia obejmuje prawie połowę szerokości dna rowka, gdy kąt detekcji $\Theta = 28^\circ$, natomiast przy kącie $\Theta = 39^\circ$ - zaledwie 1/4 długości odcinka BC. Oprócz tego, na rys. 6.31a sygnał pochodzący



Rys. 6.31. Wpływ efektu zacienienia na przebieg sygnału EWR pochodzącego z ciągu rowków z rys. 6.17g: a/ przy kącie detekcji 28° , b/ przy kącie detekcji 39° .

z dna rowka przebiega na dużo niższym poziomie w stosunku do poziomemu odniesienia niż ma to miejsce w przypadku b. Fakt ten wyjaśniono na rysunku 6.32 na podstawie analizy rozkładu kąto-
wego współczynnika wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ w przypadku nachylonej ścianki znaku. Gdy wiązka elektronów I_0 pada na po-



Rys. 6.32. Wpływ rozkładu kąto-
wego współczynnika wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ na wielkość sygnału EWR rejestrowanego przez detektory ustawione pod różnymi kątami względem powierzchni próbki. /Rysunek poglądowy/.

wierzchnię próbki w punktach 1 oraz 3, wówczas ilość EWR wychodzących z próbki pod kątem $\Theta = 39^\circ$ jest większa niż w przypadku $\Theta = 28^\circ$. Natomiast, gdy wiązka pada na zbocze znaku w punkcie 2, sytuacja jest odwrotna. Równocześnie w pobliżu narożnika B /rys. 6.32/ efekt pochłaniania powoduje jednakowe, niezależnie od kąta detekcji, obniżenie poziomu sygnału

EWR. Jednak z rozkładu kąтового $\frac{d\eta}{d\Omega}$ wynika, że poziom sygnału pochodzącego z narożnika B jest niższy przy kącie detekcji $\Theta = 28^\circ$ niż przy $\Theta = 39^\circ$. Na przebieg sygnału pochodzącego z dna rowka ma wpływ, obok charakterystyki rozkładu kąтового $\frac{d\eta}{d\Omega}$, szerokość tego rowka oraz fakt pojawienia się w punkcie B' efektu zacielenia /rys. 6.31/. Dlatego, jak wynika z rys. 6.31b, sygnał pochodzący z odcinka BB' znajduje się bliżej poziomu odniesienia, gdy kąt detekcji $\Theta = 39^\circ$.

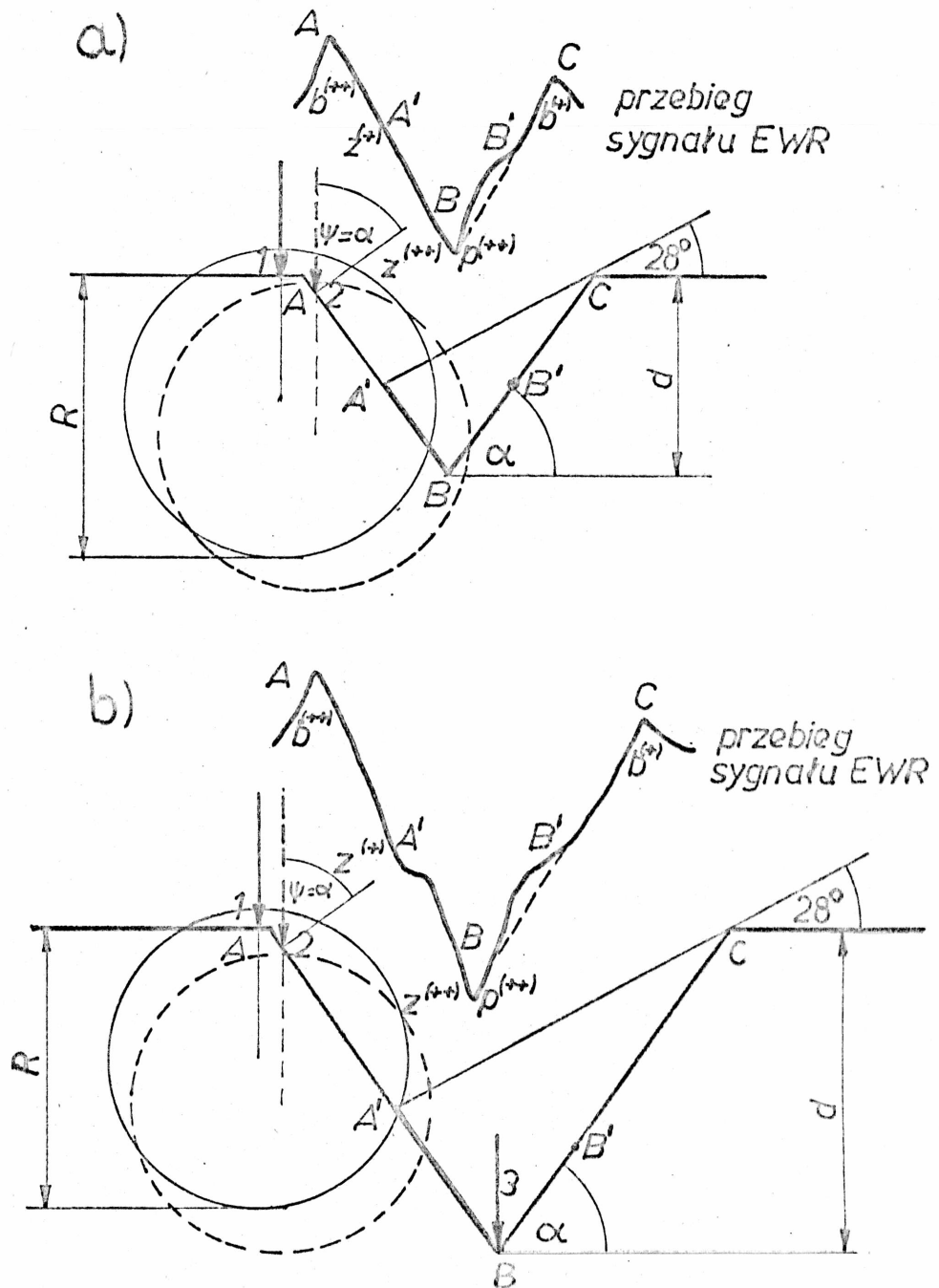
Na rys. 6.29 przedstawiono przebiegi sygnałów EWR otrzymanych przy różnych kątach detekcji w przypadku rowków w kształcie V o różnych głębokościach. Na podstawie wyników badań /rys. 6.22; 6.29/ stwierdzono, że przy niedużych kątach detekcji / $\Theta = 28^\circ; 39^\circ$ / wartość międzyszczytowa sygnału EWR rośnie ze wzrostem głębokości rowka. Jednak przy głębokości rowka większej od zasięgu wnikania wiązki pierwotnej sygnał EWR ulega deformacji. Objawia się to tym, że sygnały pochodzące z rowków o głębokościach $4 \mu\text{m}$ /rys. 6.22/ oraz $4.4 \mu\text{m}$ /rys. 6.29/ są rozszerzone i rozmyte w porównaniu z sygnałami pochodzącymi z rowka o głębokości $2.8 \mu\text{m}$ /rys. 6.29/, niezależnie od kąta detekcji. Próbę wyjaśnienia tego faktu przedstawiono poniżej.

Zwykle rozpatruje się głębokość znaku w odniesieniu do zasięgu wnikania wiązki elektronów o danej energii, przy czym często stosuje się do tego celu zasięg Bethego [9,34,46,54,56]. Zasięg Bethego R_B jest to długość drogi przebytej przez elektron w materiale, na której średnia energia elektronu maleje do zera. Dla przykładu, zasięg R_B dla krzemu w przypadku energii elektronów pierwotnych 20 keV wynosi $5.26 \mu\text{m}$. Otóż Lin i inni [54,55,56] na podstawie obliczeń przeprowadzonych metodą Monte Carlo stwierdzili, że optymalna /ze względu

na kontrast i średnie nachylenie zbocza sygnału/ jest głębokość znaku topograficznego większa niż $0,4 R_B$ przy danej energii wiązki, ale nie większa niż R_B , gdyż powoduje to zniekształcenie sygnału i spłaszczenie pików sygnałowych. Przedstawione z kolei przez tych samych autorów wyniki doświadczalne [57] dotyczą jedynie znaków o głębokościach powyżej $4 \mu\text{m}$ /rys. 4.12 i 4.13/, przy czym porównywane przez nich przebiegi sygnałów nie są unormowane względem kąta bryłowego objętego przez detektory. Dlatego też trudno jest ustosunkować się do tych wyników.

Natomiast na podstawie badań przedstawionych na rysunkach 6.22 i 6.29 stwierdzono, że przy detekcji rowków w kształcie V nawet o głębokości mniejszej niż R_B , pojawia się płaski odcinek w przebiegu sygnału pochodzącego ze zbocza znaku. Próbę wyjaśnienia tego faktu przedstawiono poniżej. Na rys. 6.33 w sposób poglądowy określono, jakie zjawiska mają wpływ na przebieg sygnału EWR pochodzącego z rowków w kształcie V o różnych głębokościach w przypadku małego kąta detekcji. Gdy głębokość znaku jest większa od zasięgu wnikania elektronów wiązki pierwotnej /rys. 6.33b/, wówczas na podstawie przebiegu sygnału widać, że:

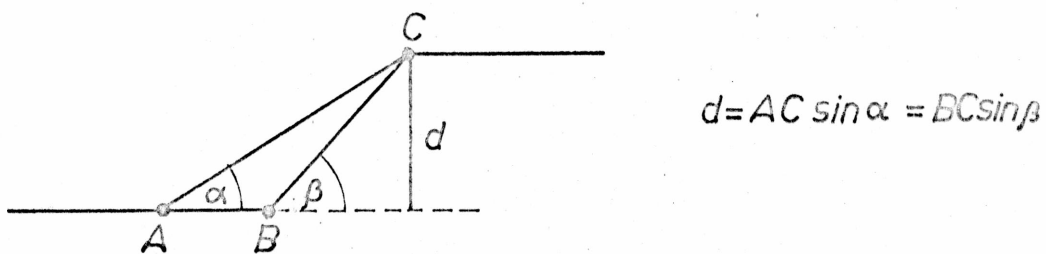
- przy padaniu wiązki w punkcie 1 sygnał EWR rośnie na skutek efektu brzegowego,
- gdy wiązka pada na zbocze AB w punkcie 2, jest to przypadek ukośnego padania wiązki na powierzchnię próbki /sfera rozpraszania wiązki pokazana linią przerywaną/. Poziomy sygnał pochodzący z dolnej części odcinka AA' jest stały, a jego wielkość zależy od kąta nachylenia zbocza znaku,



Rys. 6.33. Analiza przebiegu sygnałów EWR otrzymanych przy małym kącie detekcji z rowków w kształcie V o głębokościach: a/ $d = 2,8 \mu\text{m}$, b/ $d = 4,4 \mu\text{m}$ /Zasięg wnikania wiązki pierwotnej obliczono według prawa Thomsona-Whiddingtona, przy uwzględnieniu energii progowej detektora $E_{pr} = 5 \text{ keV}$.

- na odcinku $A'B$ występuje działanie efektu zacielenienia, stąd poziom sygnału obniża się osiągając minimalną wartość w punkcie B,
- gwałtowny wzrost sygnału EWR pochodzącego z odcinka BB' można wyjaśnić, między innymi, występowaniem odbić EWR od ścianki AB przy tak ukształtowanym dnie rowka.

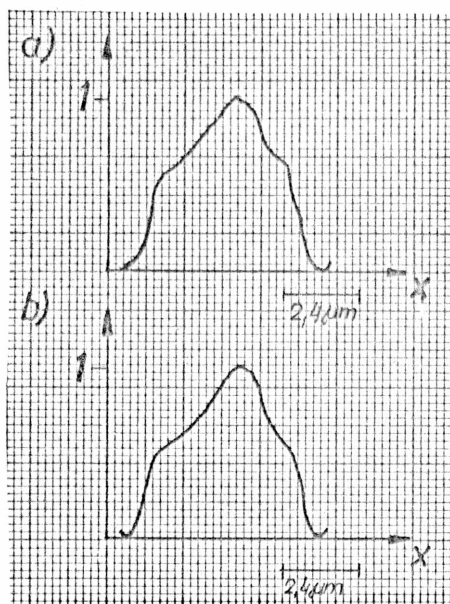
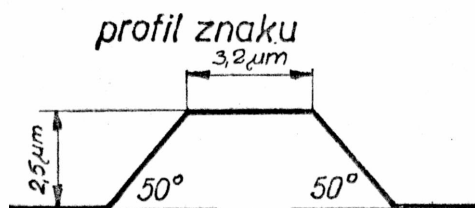
Na podstawie badań doświadczalnych /rys. 6.22, 6.29/ oraz powyższej analizy wydaje się, że optymalną głębokość znaku, przy której sygnał EWR nie ulega deformacji należy określać uwzględniając również długość zbocza rowka. Zauważmy, że przy tej samej głębokości znaku d , w zależności od kąta nachylenia zbocza znaku, długość tego zbocza jest różna /rys. 6.34/.



Rys. 6.34. Rysunek pomocniczy do określenia optymalnej głębokości znaku topograficznego.

Im dłuższe jest zbocze w stosunku do zasięgu wnikania wiązki elektronów o danej energii, tym bardziej wydłuża się odcinek, z którego sygnał EWR ma płaski przebieg. Wydaje się, że powyższy wniosek potwierdzają wyniki badania zależności sygnału EWR od szerokości rowka w kształcie V podane przez Shirakiego i Aizakiego [88] /patrz rys. 4.4/ chociaż nie podaje on głębokości badanych znaków.

Ponieważ do badania sygnału EWR pochodzącego ze znaków topograficznych zastosowano detektory półprzewodnikowe ze złączem p-n o różnych powierzchniach $0,06 \text{ mm}^2$ i 16 mm^2 oraz o nieco odmiennych charakterystykach wzmocnienia /rys. 6.12/, dlatego też porównano przebiegi uzyskane z tego samego znaku topograficznego za pomocą obu tych detektorów. Dla przykładu, na rys. 6.35 przedstawiono unormowane do maksymalnej wartości 1 sygnały, pochodzące z grzbietu w kształcie trapezu /w rzeczywistości wartość międzyszczytowa sygnału była kilkadziesiąt razy większa w przypadku a/ w porównaniu z przypadkiem b//.



Rys. 6.35. Unormowane przebiegi sygnałów EWR pochodzących z grzbietu w kształcie trapezu, otrzymane przy kącie detekcji 58° z detektora: a/ o powierzchni 16 mm^2 , b/ o powierzchni $0,06 \text{ mm}^2$.

Jak wynika z rys. 6.35 kształty sygnałów EWR otrzymanych z detektorów półprzewodnikowych o różnych powierzchniach są podobne, przy czym stwierdzono większy poziom szumu tła w przypadku detektorów o powierzchni $0,06 \text{ mm}^2$. Średni stosunek sygnału EWR

/w zakresie małych kątów detekcji/ do poziomu zakłóceń tworzących sygnał tła wynosił w przypadku detektorów o powierzchni 16 mm^2 - $S/N_b = 30$, a w przypadku detektorów o powierzchni 0.06 mm^2 - $S/N_b = 20$. Oszacowano, że stosunek sygnału do szumu śrutowego wiązki wynosił $S/N = 1000$.

7. MODEL TEORETYCZNY WSTECZNEGO ROZPRASZANIA ELEKTRONÓW W PRZYPADKU ROZWINIĘTEJ POWIERZCHNI PRÓBKII

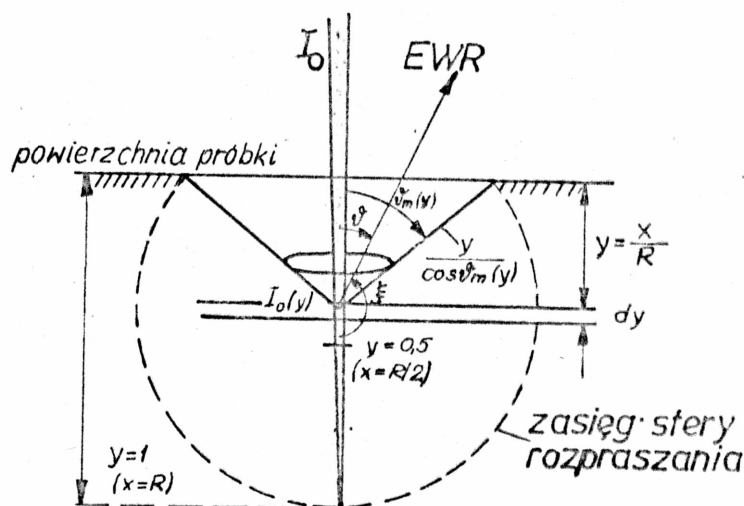
Model teoretyczny wstecznego rozpraszania elektronów w przypadku rozwiniętej powierzchni próbki opracowano w oparciu o model Niedriga [69,70,72] po jego uprzedniej modyfikacji. Uproszczony model analityczny Niedriga /z 1981 roku/ służy do opisu zjawiska wstecznego rozpraszania elektronów zarówno dla grubych próbek, jak i cienkich warstw, przy dowolnym kącie padania wiązki elektronów na płaską powierzchnię ciała stałego. Obliczona na podstawie tego modelu wartość współczynnika wstecznego rozpraszania wykazuje dużo lepszą zgodność z wynikami doświadczalnymi w porównaniu z innymi uproszczonymi modelami wstecznego rozpraszania [70].

7.1. Założenia modelu Niedriga

Niedrig przedstawił model, w którym założył, że wewnątrz ciała stałego prąd wiązki pierwotnej zmniejsza się zarówno na skutek procesu rozpraszania pojedynczego, jak i procesu dyfuzji, i że te dwa procesy są od siebie zależne. Model ten powstał w oparciu o model pojedynczego rozpraszania Everharta oraz model dyfuzyjny Thümmela.

7.1.1. Model Everharta pojedynczego rozpraszania

Everhart [26] rozpatruje przypadek, gdy wiązka elektronów o natężeniu prądu I_0 i energii elektronów E_0 pada prostopadle na powierzchnię grubej płytki w płaszczyźnie $x=0$ /rys. 7.1/.



Rys.7.1. Geometria modelu wstecznego rozpraszania Everharta [70]

Zakłada on, że elektrony wnikają bez odchylenia bezpośrednio w głąb próbki, doznając przy tym strat energii zgodnie z prawem Thomsona - Whiddingtona

$$v^4 - v_0^4 = -c_T \rho x. \quad /7.1/$$

gdzie v - prędkość elektronu na głębokości x ,

v_0 - prędkość elektronu padającego na próbkę,

c_T - stała Terrilla, $c_T = 5,05 \times 10^{33} \text{ m}^6 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-4}$

ρ - gęstość materiału próbki,

a następnie podlegają one zjawisku pojedynczego rozpraszania zgodnie z przekrojem czynnym Rutherforda pod kątami $\xi > 90^\circ$. Próbkę mogą opuścić /jako wstecznie rozproszone/ tylko te elektrony, które przebyły drogę o długości mniejszej od zasięgu wnikania R wiązki /rys. 7.1/.

Natężenie prądu elektronów rozproszonych w kącie bryłowym $d\Omega = \sin \xi \, d\xi \, d\Phi = -\sin \vartheta \, d\vartheta \, d\Phi$ z warstwy $dy = \frac{dx}{R}$ na zredukowanej głębokości y wynosi

$$dI(\gamma, \vartheta, \Phi) = \frac{a}{4\pi} \frac{I_0(\gamma) dy}{1-\gamma} \cdot \frac{d\Omega}{\cos^4 \frac{\vartheta}{2}}, \quad /7.2/$$

gdzie a - współczynnik Everharta, $a \approx 0.012 Z$

Φ - azymutalny kąt wyjścia EWR

ϑ - kąt wyjścia EWR, liczony od normalnej do powierzchni

Wiązka pierwotna wewnątrz ciała stałego jest pomniejszona o te elektrony, które są rozproszone w kątach $90^\circ \leq \xi \leq 180^\circ$ lub $90^\circ \leq \vartheta \leq 0^\circ$ i dlatego na głębokości y natężenie wiązki jest równe

$$I_0(\gamma) = I_0 - \int_{\gamma=0}^{\gamma} \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=\frac{\pi}{2}}^0 dI(\gamma, \vartheta, \Phi) \quad /7.3/$$

Po scałkowaniu /7.3/ względem Φ i ϑ otrzymujemy

$$I_0(\gamma) = I_0 - a \int_0^{\gamma} \frac{I_0(y)}{1-y} dy \quad /7.4/$$

Równanie /7.4/ przedstawia bardzo uproszczoną postać równania transportu, którego rozwiązaniem jest

$$I_0(\gamma) = I_0 \cdot (1-\gamma)^a \quad /7.5/$$

Wykorzystując /7.2/ i /7.5/, można otrzymać wzór na współczynnik wstecznego rozpraszania z warstwy dy na głębokości y przy rozpraszaniu w kącie bryłowym $d\Omega$:

$$d\eta_s(\gamma, \vartheta, \Phi) = \frac{dI(\gamma, \vartheta, \Phi)}{I_0} = \frac{a}{4\pi} (1-\gamma)^{a-1} dy \frac{d\Omega}{\cos^4 \frac{\vartheta}{2}}, \quad /7.6/$$

gdzie indeks "s" oznacza rozpraszanie pojedyncze.

Po scałkowaniu /7.6/ w objętości stożka wyjścia w granicach od $\Phi = 0$ do 2π i od $\vartheta = 0$ do $\vartheta_m(y)$ /rys.7.1/ oraz po nałożeniu warunku wyjścia

$$y + \frac{y}{\cos \vartheta_m(y)} = 1 \quad /7.7/$$

otrzymujemy

$$\eta_s(y) = a \int_0^y (1-y)^{a-1} (1-2y) dy \quad /7.8/$$

Maksymalna głębokość, z której elektrony mogą wyjść na powierzchnię próbki wynosi $x = \frac{R}{2} /y = 0.5/$. Tak więc po scałkowaniu po y równania /7.8/ otrzymamy

$$\eta_s = \frac{a-1 + 0.5^a}{a+1} \quad /7.9/$$

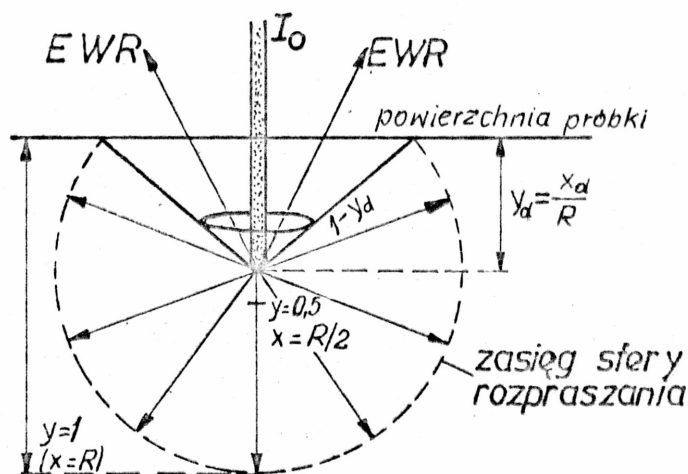
Jest to wzór Everharta na współczynnik wstecznego rozpraszania elektronów w ciele stałym, przy czym wartość współczynnika η obliczona na podstawie tego wzoru jest prawie trzykrotnie mniejsza od danych doświadczalnych. Po uwzględnieniu poprawki

$$a \rightarrow a' = 0.045 Z$$

model Everharta zgodny jest z wynikami doświadczalnymi w zakresie małych liczb atomowych $Z \leq 40$.

7.1.2. Model Thümmela z ciągłym rozkładem głębokości dyfuzji

Najprostszym modelem dyfuzyjnym jest model Archarda [3], który zakłada, że elektrony wiązki wnikają w ciało stałe bez odchylenia na głębokość dyfuzji y_d i wówczas podlegają procesowi dyfuzji równomiernie we wszystkich kierunkach /rys. 7.2/.



Rys.7.2. Geometria modelu Archarda punktowego źródła dyfuzji [70]

Z kolei Bothe założył, że zjawisko dyfuzji elektronów mogących wyjść z powrotem ponad powierzchnię próbki - zwane dalej w skrócie zjawiskiem "wstecznej" dyfuzji - zaczyna się na głębokości około $0,2 y_d$, przy czym wartość współczynnika "wstecznej" dyfuzji $d\eta_d$ jest największa z warstwy dy na głębokości $0,6 y_d$ a następnie asymptotycznie maleje do zera.

Thümmel zmodyfikował model Archarda zgodnie z teorią Bothe'go zakładając, że powrót ku powierzchni próbki elektronów, pochodzących z wiązki padającej, następuje zgodnie z rozkładem prawdopodobieństwa głębokości "wstecznej" dyfuzji P' /rys. 7.3/. Jest to model oparty na ciągłym rozkładzie głębokości dyfuzji. Jedynie elektrony spełniające warunek wyjścia $\psi(y) < \psi_m(y)$ /7.7/ mogą opuścić próbkę na skutek "wstecznej" dyfuzji.

W celu uproszczenia obliczeń, Thümmel zastąpił elementarną funkcję rozkładu Bothe'go P' , elementarną funkcję rozkładu

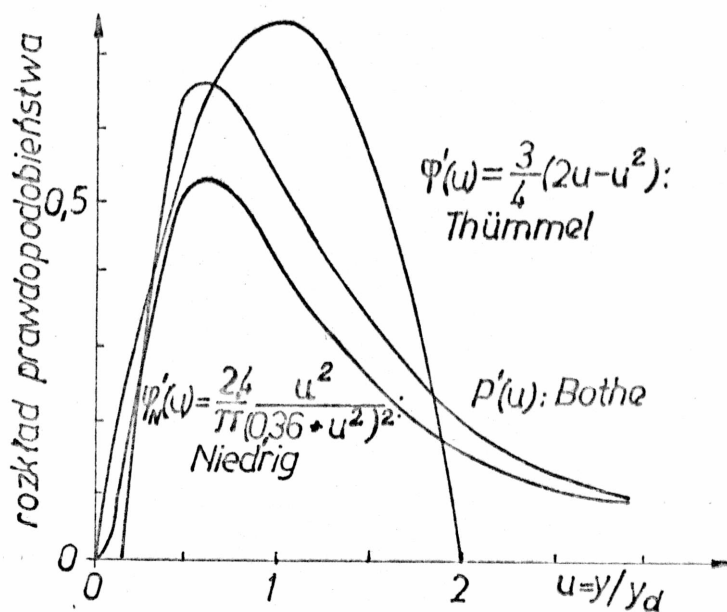
$\varphi'_T(u)$ /rys. 7.3/. Funkcja ta

$$\varphi'_T(u) = \frac{3}{4} (2u - u^2), \quad \text{gdzie } u = \frac{y}{y_d} \quad /7.10/$$

może być łatwo scałkowana i spełnia warunek normalizacji

$$\int_0^2 \varphi'_T(u) du = 1 \quad /7.11/$$

Oznacza to, że prawdopodobieństwo całkowitej dyfuzji wzdłuż całego toru od $y = 0$ do $y = 2y_d$ wynosi 1. W przeciwieństwie do funkcji Bothego, funkcja Thümmela uwzględnia udział dyfuzji w bardzo cienkich warstwach oraz w przypadku materiałów o bardzo małej liczbie atomowej.



Rys.7.3. Rozkład prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji w zależności od funkcji głębokości w różnych modelach dyfuzyjnych [70]

Zgodnie z modelem Archarda punktowego źródła dyfuzji, współczynnik dyfuzji elektronów mogących wyjść na powierzch-

nię w przypadku grubej próbki dany jest wzorem

$$\eta_d = \frac{1}{2} \frac{1-2y_d}{1-y_d}, \quad y_d \approx \frac{40}{7Z}, \quad /7.12/$$

gdzie y_d - zredukowana głębokość dyfuzji, $y_d = \frac{x_d}{R}$

Na podstawie /7.12/ współczynnik "wstecznej" dyfuzji elektronów z warstwy dy na głębokości y wynosi

$$d\eta_d = \varphi'(y) \frac{1}{2} \cdot \frac{1-2y}{1-y} dy \quad /7.13/$$

Przy $\varphi'(u)du = \varphi'(y/y_d) \frac{dy}{y_d}$ i korzystając z /7.10/ jest

$$\begin{aligned} \eta_d^T(y) &= \frac{3}{8y_d^3} \int_0^y \frac{1-2y}{1-y} (2y_d - y) y dy = \\ &= \frac{3}{8y_d^3} \left[(1-2y_d) \left(\ln \frac{1}{1-y} - y - y^2 \right) + \frac{y^2}{2} \left(1 - \frac{4}{3} y \right) \right] \quad /7.14/ \end{aligned}$$

Wzór /7.14/ słuszny jest dla $y \leq 2y_d$ i $y \leq 0.5$. Wstawiając $y = 2y_d$, gdy $2y_d \leq 0.5$ oraz $y = 0.5$, gdy $2y_d \geq 0.5$ otrzymuje się wzór Thümmela na współczynnik "wstecznej" dyfuzji w przypadku grubej próbki

$$\eta_d^T = \begin{cases} \frac{3(1-2y_d)}{8y_d^3} \ln \frac{1}{1-2y_d} - \frac{3}{4y_d^2} (1-y_d) + 1 & \text{dla } 2y_d \leq 0.5 \\ \frac{1}{y_d^3} (0.0426 y_d - 0.0057) & \text{dla } 2y_d \geq 0.5 \end{cases} \quad /7.15/$$

Obliczone na podstawie /7.15/ wartości współczynnika są mniejsze od wartości doświadczalnych, gdyż model Thümmela nie uwzględnia udziału procesów pojedynczego i wielokrotnego rozpraszania elektronów wiązki /rys. 7.4/.

7.1.3. Model uwzględniający proces pojedynczego rozpraszania oraz proces dyfuzji

Niedrig określił prąd elektronów wstecznie rozproszonych w warstwie dy na zredukowanej głębokości y i przy normalnym padaniu wiązki, modyfikując wzór Everharta /7.2/ w następujący sposób

$$dI(y, \psi, \phi) = \frac{a}{2\pi} \frac{I_0(y) dy}{1-y} \frac{d\Omega}{2\cos^4 \frac{\psi}{2}} + \frac{k}{2\pi} \frac{I_0(y) dy}{1-y} d\Omega \quad /7.16/$$

Pierwszy składnik wzoru /7.16/ opisuje pojedyncze rozpraszanie pod kątami $\psi \leq 90^\circ$, zgodnie ze wzorem /7.2/ Everharta. Drugi składnik /7.16/ odpowiada uproszczonemu modelowi dyfuzyjnemu, przy czym Niedrig uwzględnił tylko elektrony rozproszone pod kątami $\psi \leq 90^\circ$ /analogicznie do modelu pojedynczego rozpraszania/. Wyraz $(1-y)^{-1}$ w pierwszym składniku wynika z prawa Thomsona - Whiddingtona /wzór /7.1/ przy $y = \frac{x}{R}$ /. Natomiast w drugim składniku wyraz $(1-y)^{-1}$ został wprowadzony przez Niedriga dla podkreślenia zwiększonego wkładu do prądu EWR warstw położonych głębiej, przy czym kształt matematyczny tego czynnika pozwala jednocześnie na dogodne całkowanie wzoru /7.16/. Występujący we wzorze /7.16/ współczynnik udziału dyfuzji k dokładniej określono w dalszej części tego rozdziału.

Równanie transportu w modelu Niedriga przyjmuje postać

$$I_0(y) = I_0 - (a+k) \int_0^y \frac{I_0(y)}{1-y} dy \quad /7.17/$$

Rozwiązaniem tego równania jest

$$I_0(y) = I_0 (1-y)^{a+k} \quad /7.18/$$

Na podstawie /7.16/ i /7.18/ można otrzymać wzór na współczynnik wstecznego rozpraszania warstwy dy na zredukowanej głębokości y , przy rozproszeniu w kącie bryłowym $d\Omega$

$$d\eta(y, \vartheta, \Phi) = \frac{dI(y, \vartheta, \Phi)}{I_0} = (1-y)^{a+k-1} dy \left(\frac{a}{2\cos^4 \frac{\vartheta}{2}} + k \right) \frac{d\Omega}{2\pi} \quad /7.19/$$

Całkując wzór /7.19/ po zmiennych: Φ w granicach od 0 do 2π , ϑ w granicach od 0 do $\vartheta_m(y)$ i y w granicach od 0 do 0.5 i biorąc pod uwagę warunek wyjścia elektronów /7.7/, otrzymuje się wzór na współczynnik wstecznego rozpraszania z grubej próbki

$$\eta = a \frac{a+k-1+0.5^{a+k}}{(a+k)(a+k+1)} + k \frac{a+k-2+0.5^{a+k-1}}{(a+k)(a+k-1)} \quad /7.20/$$

Jeżeli udział procesu dyfuzji jest nieznaczący ($k=0$), wówczas /7.20/ przekształca się we wzór Everharta /7.9/. Pierwszy człon wzoru /7.20/ przedstawia wpływ pojedynczego rozpraszania, drugi zaś wpływ procesu dyfuzji na wielkość współczynnika η . Ze wzoru tego wynika również wzajemna zależność obu tych procesów, ponieważ współczynniki a i k są funkcjami liczby atomowej Z i występują w obu członach wzoru. Do obliczeń ilościowych konieczna jest znajomość wartości współczynnika udziału dyfuzji $k(Z)$.

Model Niedriga w części odnoszącej się do procesu dyfuzji jest oparty na założeniu ciągłego rozkładu głębokości dyfuzji. W porównaniu z modelem Thümmela daje on inny rozkład prawdopodobieństwa dyfuzji wzdłuż toru wiązki pierwotnej /proporcjonalny do wyrazu $k(1-y)^{a+k-1}$ z równania /7.19/ /. Rozkład ten przyjmuje dodatnie wartości przy $y=0$ /w przeciwieństwie do rozkładów danych wzorami /7.10/ oraz /7.21/ / ze względu na operację całkowania. Prawdopodobieństwo dyfuzji rośnie lub maleje

ze wzrostem głębokości y zależnie od tego, czy $(a+k) < 1$ lub $(a+k) > 1$. Jeśli w procesie wychodzenia elektronów na powierzchnię udział pojedynczego rozpraszania jest pomijalnie mały ($a=0$), wówczas model Niedriga daje wzór na całkowity współczynnik wstecznego rozpraszania, wynikający z dyfuzyjnego charakteru procesu rozpraszania.

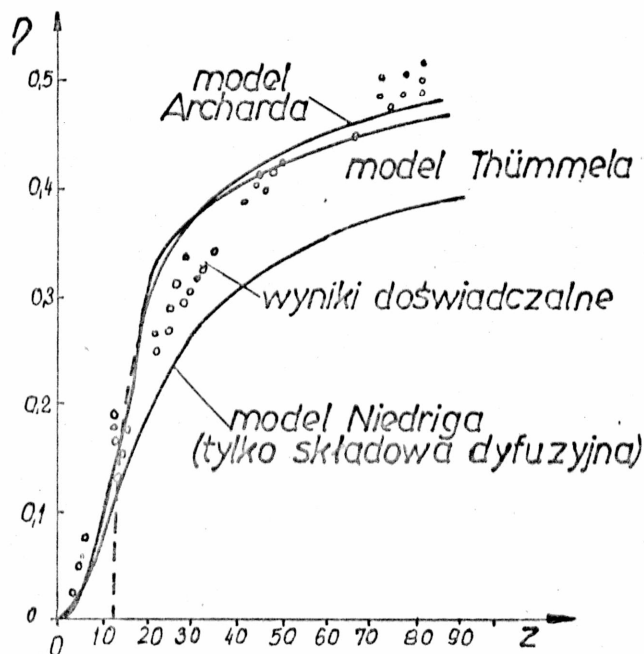
Niedrig, oprócz modelu przedstawionego powyżej, zastosował do opisu procesu dyfuzyjnego model Thümmela z tym, że wprowadził inną elementarną funkcję rozkładu prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji φ'_N zamiast φ'_T /7.10/, gdzie

$$\varphi'_N(u) = \frac{2.4}{\pi} \frac{u^2}{(0.6^2 + u^2)^2} \quad /7.21/$$

Jest ona bliższa funkcji rozkładu Bothego, ponieważ ma maksymalną wartość również dla $u=0.6 y_d$ /rys. 7.3/. Funkcja ta daje się także unormować według wzoru /7.11/. Wstawiając funkcję Niedriga /7.21/ do równania /7.13/, otrzymuje się wzór na współczynnik "wstecznej" dyfuzji w grubej próbce

$$\begin{aligned} \eta_d^N &= \frac{1.2 y_d}{\pi} \int_0^{0.5} \frac{(1-2y)y^2}{(1-y)(0.36 y_d^2 + y^2)^2} dy = \\ &= \frac{1.2 y_d}{\pi(1+0.36 y_d^2)^2} \left(\frac{1+1.8 y_d^2 + 0.259 y_d^4}{1.2 y_d} \operatorname{arc\,tg} \frac{1}{1.2 y_d} - \right. \\ &\quad \left. - \ln \frac{\sqrt{1+1.44 y_d^2}}{0.6 y_d} - \frac{1+0.36 y_d^2}{2} \right) \quad /7.22/ \end{aligned}$$

Na rys. 7.4. przedstawiono wykres współczynnika η_d obliczonego na podstawie /7.22/ w funkcji liczby atomowej i porównano go z wykresami współczynnika η otrzymanymi na podstawie modeli Archarda i Thümmela.

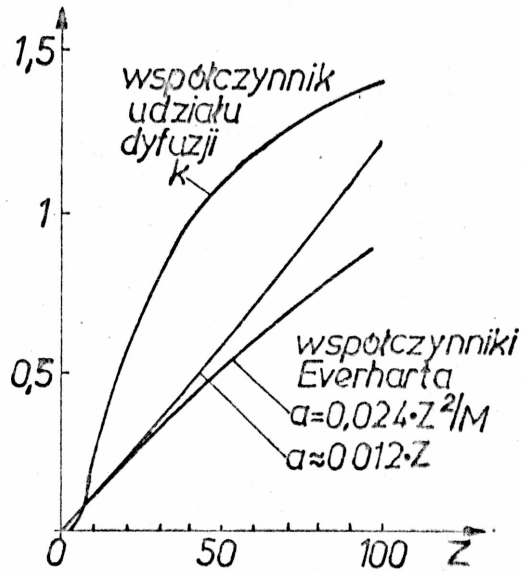


Rys.7.4. Zależność współczynnika wstecznego rozpraszania elektronów od liczby atomowej Z wynikająca z modeli Archarda, Thümmela i Niedriga w porównaniu z wynikami doświadczalnymi /we wszystkich przypadkach przyjęto głębokość dyfuzji wg Archarda $y_d = 40/7 \cdot Z$ / [70]

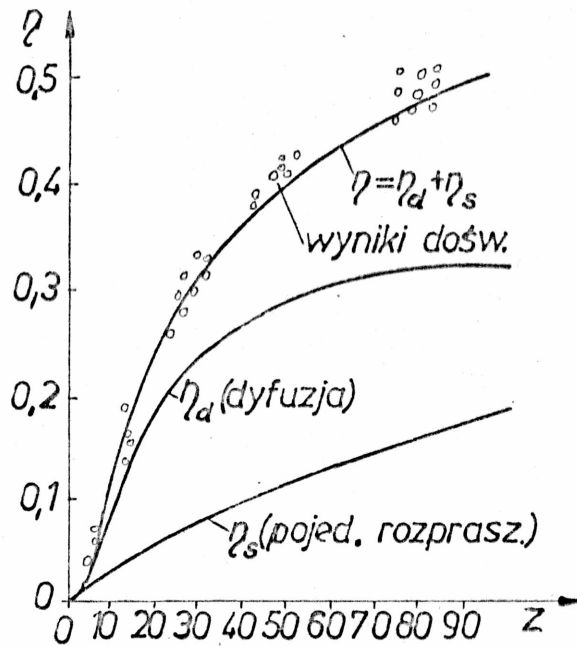
Wartości η_d^N obliczone na podstawie /7.22/ posłużyły Niedrigowi do obliczenia współczynnika udziału dyfuzji $k(Z)$ występującego w modelu wstecznego rozpraszania /wzór /7.20/ przy $a=0$ /

$$\eta_d^N (y_d) = \frac{k(Z) - 2 + 0.5^{k(Z)} - 1}{k(Z) - 1} \quad /7.23/$$

Prawa strona równania /7.23/ wyraża wartość współczynnika wstecznego rozpraszania wynikającą z modelu Niedriga przy założeniu, że nie występuje rozpraszanie pojedyncze. Równanie /7.23/ rozwiązuje się numerycznie. Na rys. 7.5 przedstawiono wykres współczynnika $k(Z)$ otrzymany przy założeniu, że $y_d = 40/7 \cdot Z$ / wg Archarda/.



Rys.7.5. Wykresy współczynnika Everharta $a(Z)$ i współczynnika $k(Z)$ w funkcji liczby atomowej Z [70]



Rys.7.6. Wykres współczynnika wstecznego rozpraszania z grubej próbki obliczony na podstawie modelu Niedrigo /7.20/ w funkcji liczby atomowej Z w porównaniu z wynikami doświadczalnymi [70]

Znajomość rozkładu $k(Z)$ pozwala na obliczenie za pomocą wzoru /7.20/ wartości współczynnika wstecznego rozpraszania w ciele stałym. Wyniki obliczeń pokazano na rys. 7.6. Na rysunku tym widać, że model Niedriga pozwala uzyskać wartości η bardzo zbliżone do wyników doświadczalnych. Udział dyfuzji w procesie rozpraszania /rys. 7.6/ jest około dwa razy większy od udziału rozpraszania pojedynczego /z wyjątkiem pierwiastków o liczbach atomowych $Z < 10$ /.

Model Niedriga opisuje w sposób uproszczony zjawiska zachodzące w wyniku oddziaływania wiązki elektronów z materiałem, gdyż nie uwzględnia on procesów kilku- i wielokrotnego rozpraszania elektronów. Pozwala on jednak z zadowalającą dokładnością określić wartości współczynników wstecznego rozpraszania η w przypadku materiałów o różnych liczbach atomowych.

7.2. Modyfikacja modelu Niedriga wstecznego rozpraszania elektronów w ciele stałym

Na podstawie analizy modelu wstecznego rozpraszania przedstawionego przez Niedriga stwierdzono, że jakkolwiek wykazuje on lepszą zgodność z wynikami doświadczalnymi niż pozostałe uproszczone modele wstecznego rozpraszania /rys. 7.4 i rys. 7.6/ to jednak w modelu tym założono taki rozkład prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji, że udział procesu dyfuzji jest znaczny już na samej powierzchni próbki /wzór /7.19/ /.

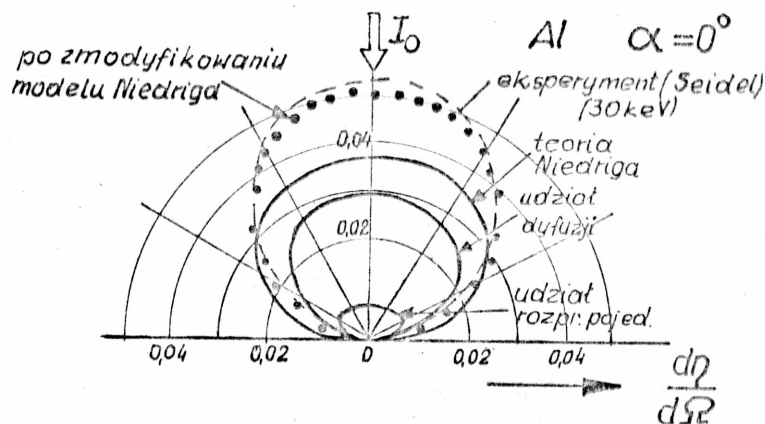
Dlatego też model Niedriga zmodyfikowano w taki sposób, aby udział procesu dyfuzji we wstecznym rozpraszaniu można było wyrazić za pomocą rozkładu prawdopodobieństwa głębokości dy-

fuzji i jednocześnie, aby rozkład kątowy współczynnika "wstecznej" dyfuzji $\frac{d\eta}{d\Omega}$ wykazywał dobrą zgodność z wynikami doświadczalnymi.

Prąd elektronów wstecznie rozproszonych z warstwy dy na zredukowanej głębokości y i przy normalnym padaniu wiązki przedstawiono za pomocą wzoru

$$dI(\gamma, \vartheta, \Phi) = \frac{a}{2\pi} \frac{I_0(\gamma)}{1-\gamma} dy \frac{d\Omega}{2\cos^4 \frac{\vartheta}{2}} + \gamma \frac{k}{2\pi} \frac{I_0(\gamma)}{1-\gamma} dy d\Omega \quad /7.24/$$

Wprowadzenie czynnika γ do drugiego składnika wzoru /7.24/ spowodowało, że prawa strona tego wzoru, przy założeniu $a=0$, określa prawdopodobieństwo rozkładu głębokości dyfuzji. Poza tym uzyskano dobrą zgodność rozkładów kątowych $\frac{d\eta}{d\Omega}$ z danymi doświadczalnymi /rys. 7.7/.



Rys.7.7. Rozkłady kątowe współczynnika wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ z grubej próbki Al przy normalnym padaniu wiązki elektronów. /Porównanie wyników własnych z danymi Niedriga i eksperymentem [70]/

Założono za Niedrigiem, że prąd wiązki pierwotnej, przy jej wnikaniu w głąb próbki, jest pomniejszony o wkład elektronów, które są rozproszone w kątach $0 \leq \vartheta \leq 90^\circ$ /rys. 7.1/ i dlatego na głębokości y natężenie prądu wiązki wynosi

$$I_0(y) = I_0 - \int_{y=0}^y \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=\frac{\pi}{2}}^0 dI(y, \vartheta, \Phi) \quad /7.25/$$

Po scałkowaniu /7.25/ względem Φ i ϑ przy uwzględnieniu zmodyfikowanego wzoru /7.24/ otrzymuje się

$$I_0(y) = I_0 - \int_0^y (a+ky) \frac{I_0(y)}{1-y} dy \quad /7.26/$$

Rozwiązaniem tego równania jest

$$I_0(y) = I_0 (1-y)^{a+k} e^{ky} \quad /7.27/$$

Na podstawie /7.24/ i /7.27/ otrzymano zmodyfikowany wzór na współczynnik wstecznego rozpraszania warstwy dy na zredukowanej głębokości y , przy rozproszeniu w kącie bryłowym $d\Omega$:

$$d\eta(y, \vartheta, \Phi) = \frac{dI(y, \vartheta, \Phi)}{I_0} = (1-y)^{a+k-1} e^{ky} dy \left(\frac{a}{2\cos^4 \frac{\vartheta}{2}} + k \cdot y \right) \frac{d\Omega}{2\pi} \quad /7.28/$$

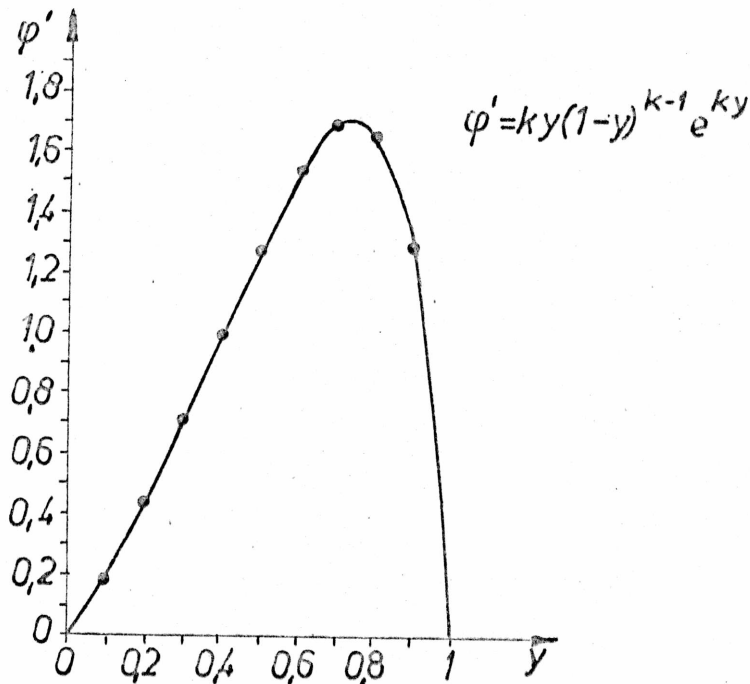
Ze wzoru 7.28, przy założeniu $a=0$, otrzymuje się wzór na współczynnik "wstecznej" dyfuzji elektronów z warstwy dy na głębokości y

$$d\eta_d(y) = k \cdot y (1-y)^{k-1} e^{ky} dy \frac{d\Omega}{2\pi} \quad /7.29/$$

Funkcja po prawej stronie równania /7.29/ określa rozkład prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji, gdyż

$$\int_0^1 ky(1-y)^{k-1} e^{ky} dy = 1 \quad /7.30/$$

dla dowolnej wartości $k \geq 1$. Na rysunku 7.8 przedstawiono otrzymany na podstawie równania /7.30/ rozkład prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji φ' w funkcji głębokości wnikania wiązki.



Rys.7.8. Rozkład prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji φ' w funkcji głębokości wnikania wiązki /na podstawie wzoru /7.30/ /

Całkując wzór /7.28/ po zmiennych Φ w granicach od 0 do 2π oraz ψ w granicach od 0 do $\psi_m(y)$ /rys. 7.1/ i biorąc pod uwagę warunek wyjścia elektronów /7.7/, otrzymuje się zmodyfikowany rozkład EWR względem ich głębokości wyjścia z próbki:

$$\frac{d\eta(y)}{dy} = a(1-y)^{a+k-1} (1-2y) e^{ky} + ky(1-y)^{a+k-2} (1-2y) e^{ky} \quad /7.31/$$

Przyjęto za Niedrigiem, że wartość współczynnika "wstecznej" dyfuzji określona jest wzorem /7.22/. Stąd na podstawie /7.31/ przy założeniu $a=0$ jest

$$\eta_d^N(y_d) = \int_0^{0.5} ky(1-y)^{k-2}(1-2y)e^{ky} dy \quad /7.32/$$

Z równania /7.32/, które rozwiązuje się numerycznie, wyznaczono zmodyfikowany współczynnik udziału dyfuzji k . W przypadku krzemu $k=1.82$ /wg modelu Niedrigo $k=0.45$ /. Wartość współczynnika k wstawiona do wzoru /7.28/ umożliwia obliczenie całkowitego współczynnika rozpraszania η w przypadku grubej próbki.

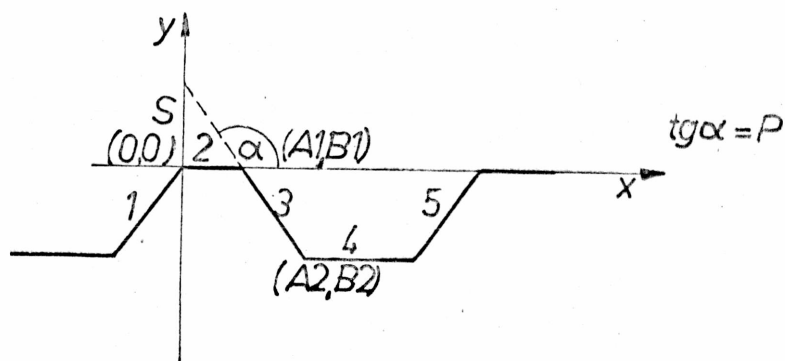
Reasumując, dokonano modyfikacji uproszczonego modelu wstecznego rozpraszania przedstawionego przez Niedrigo dla płaskiej powierzchni próbki, zmieniając rozkład prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji. Zachowano jednocześnie, wynikające z modelu Niedrigo, proporcje udziału we wstecznym rozpraszaniu zarówno procesu rozpraszania pojedynczego, jak i procesu dyfuzji /rys. 7.6/. Dzięki wprowadzonej modyfikacji po pierwsze - udział procesu dyfuzji we wstecznym rozpraszaniu wyrażono za pomocą rozkładu prawdopodobieństwa głębokości dyfuzji /wzór 7.29/, czego nie zrobił w swoim modelu Niedrig /wzór 7.19/ po drugie - uzyskano lepszą niż Niedrig zgodność rozkładu kątownego współczynnika wstecznego rozpraszania $\frac{d\eta}{d\Omega}$ z wynikami doświadczalnymi /rys. 7.7/.

7.3. Założenia teoretycznego modelu wstecznego rozpraszania dla rozwiniętej powierzchni

Przy założeniu, że wartość sygnału EWR pochodzącego z płaskiej powierzchni jest określona z zadowalającą dokładnością na podstawie zmodyfikowanego modelu Niedriga, zaproponowano teoretyczny model wstecznego rozpraszania do opisu sygnału EWR pochodzącego z rozwiniętej powierzchni próbki. W modelu tym przedstawiono sposób uwzględnienia elementów topografii powierzchni próbki oraz efektów zacielenia i brzegowego. Założono, że sygnał pochodzący z próbki rejestrowany jest przez punktowy detektor ustawiony pod dowolnie wybranym kątem względem badanej powierzchni, przy czym przedstawiono możliwość uwzględnienia charakterystyki wzmocnienia detektora. Wielkość prądu EWR pochodzącego z rozwiniętej powierzchni próbki określano, całkując równanie /7.28/ w granicach wynikających z topografii powierzchni, przy uwzględnieniu konkretnej wartości kąta ψ .

7.3.1. Wprowadzenie elementów topografii powierzchni próbki

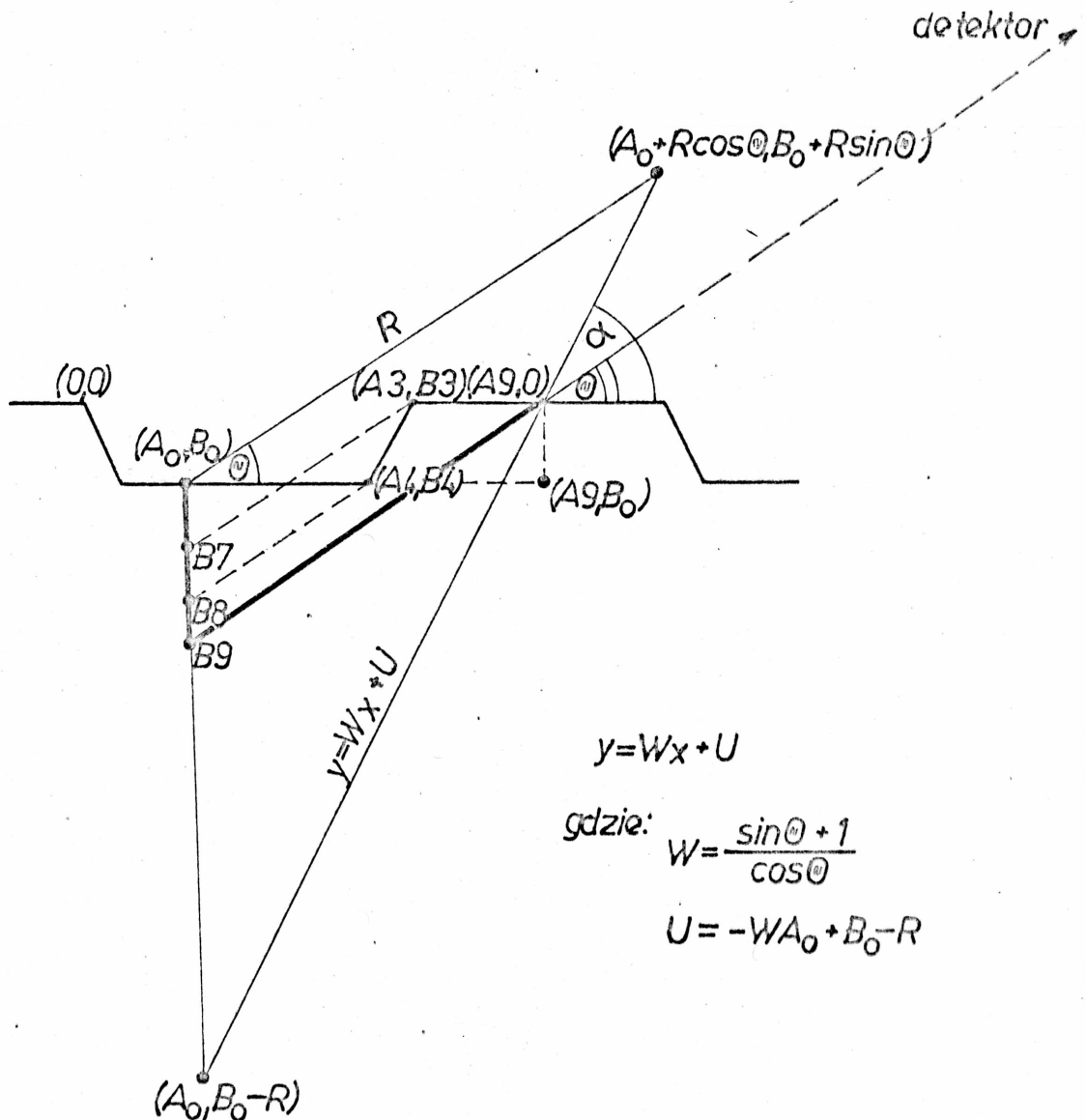
Profile znaków topograficznych na powierzchni próbki opisywano za pomocą odcinków na prostych. Opisu dokonywano w układzie współrzędnych prostokątnych za pomocą czterech parametrów: punktów granicznych danego odcinka profilu /A1, A2/ oraz parametrów prostej /nachylenie P oraz odcięta na osi Oy - S/. Każdą część profilu między punktami granicznymi oznaczono kolejną liczbą M /rys. 7.9/.



Rys.7.9. Opis profilu znaku topograficznego w układzie współrzędnych prostokątnych

Zgodnie z przedstawionym modelem próbkę mogą opuścić jako wstecznie rozproszone tylko te elektrony, które przebędą wewnątrz próbki drogę nie większą od zasięgu wnikania elektronów R , obliczonego ze wzoru Thomsona - Whiddingtona /7.1/. Detekcji podlegają zaś tylko te EWR, które wychodzą z próbki pod kątem Θ pod którym ustawiony jest detektor. W związku z tymi dwoma warunkami wyznaczono prostą określającą punkty, w których elektrony penetrujące próbkę pod kątem wyjścia Θ całkowicie tracą swoją energię /dodatek nr 1/. Na rysunku 7.10 pokazano sposób wyznaczania takiej prostej $y=Wx+U$. W skrócie oznaczono długość odcinka od punktu padania wiązki (x_0, y_0) lub od początku układu do danego punktu (x_1, y_1) wzdłuż osi x jako np. A_9 , natomiast wzdłuż osi y jako np. B_7, B_8, B_9 .

Z rysunku widać, że w przypadku, gdy wiązka elektronów pada na powierzchnię próbki w punkcie (A_0, B_0) szansę wyjścia pod kątem Θ z próbki mają tylko elektrony znajdujące się na głębokości nie większej od B_9 . Z kolei wyznaczono największą odległość wzdłuż osi x od początku układu współrzędnych do



Rys.7.10. Prosta określająca punkty, w których elektrony penetrujące próbkę pod kątem wyjścia θ całkowicie tracą swoją energię

punktu wyjścia elektronu z próbki

$$A_9 = (U - S) / (P - W) \quad /7.33/$$

oraz największą głębokość, z której elektrony mogą wyjść na powierzchnię próbki w kierunku detektora /przy zadanych warunkach/

kach początkowych A_0, B_0, θ, M

$$B_9 = 1 - (A_9 - A_0) / R \cos \theta \quad /7.34/$$

7.3.2. Uwzględnienie efektu zacielenienia, efektu brzegowego oraz charakterystyki wzmocnienia detektorów EWR

W zaproponowanym modelu uwzględniono fakt zmniejszenia się ilości EWR docierających do detektora na skutek zacielenienia drogi tych elektronów przez ścianki boczne sąsiednich elementów topograficznych.

Założono, że elektron, który opuścił powierzchnię próbki jako wstecznie rozproszony, a następnie znów na nią trafił, jest pochłaniany. Wpływ efektu zacielenienia na sygnał końcowy EWR jaki docierał do detektora ustawionego pod kątem θ /w stosunku do próbki/ uwzględniano w taki sposób, że przy obliczeniach końcowego sygnału EWR wykluczano najpierw elektrony będące na głębokościach, z których przy rozproszeniu pod kątem θ trafiałyby na swej drodze do detektora na ścianki sąsiednich znaków. Były to elektrony znajdujące się na głębokościach $B_7 < y < B_8$ /rys. 7.10/. Długość odcinka B_7, B_8 wyznaczano, wykonując pod kątem θ rzut na oś padania odcinka zacieleniającego drogę EWR wyznaczonego przez punkty (A_3, B_3) oraz (A_4, B_4) /rys. 7.10/.

W przypadku występowania efektu zacielenienia /rys. 7.10/ w następujący sposób określano granice całkowania y_1, y_2 zmiennej y we wzorze /7.28/ do obliczania wartości sygnału EWR docierającego pod kątem θ do detektora $\theta = \frac{\pi}{2} \pm \psi$:

a/ gdy $B9 < B8$ przy $B7=0$, wówczas $\gamma_1=0$, $\gamma_2=0$

b/ gdy $B7 < B9 < B8$, wówczas $\gamma_1=0$, $\gamma_2=B7$

c/ gdy $B9 > B8$ przy $B7=0$, wówczas $\gamma_1=B8$, $\gamma_2=B9$

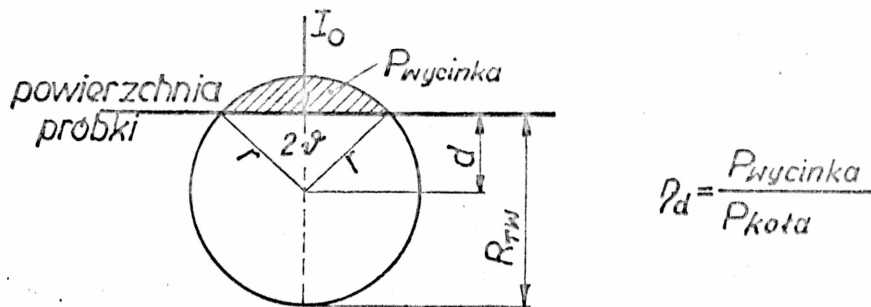
d/ gdy $B9 > B8$ przy $B7 \neq 0$, wówczas wynik stanowiła różnica

dwóch całek

$$\int_0^{B9} d\eta - \int_{B7}^{B8} d\eta$$

W zaproponowanym modelu uwzględniono także wpływ efektu brzegowego na przebieg sygnału EWR. Założono, że kształt znaku ma wpływ na charakter rozpraszania elektronów wiązki w obszarach przypowierzchniowych, zwłaszcza w pobliżu ostrych krawędzi znaku. Ponieważ w proponowanym modelu założono, że rozpraszanie wsteczne elektronu następuje poprzez zderzenie jednokrotne oraz poprzez proces dyfuzji, wobec tego uzależnienie wielkości $d\eta(\gamma, \vartheta, \Phi)$ od kształtu znaku było możliwe tylko przez zwiększenie lub zmniejszenie współczynnika udziału dyfuzji k .

Na rysunkach 7.11 i 7.12 pokazano, w jaki sposób uwzględniano wpływ efektu brzegowego na przebieg sygnału EWR. Ponie-



Rys.7.11. Sposób wyznaczenia głębokości wnikania d wiązki

waż w modelu rozpatrywano profile znaków opisane na płaszczyźnie, wobec tego dla uproszczenia zamiast sfery rozpraszania

elektronów wiązki rozpatrywano powierzchnię koła. Środek tego koła wyznaczono przy tym tak, aby stosunek powierzchni koła wystającej ponad krawędzią płaskiej próbki do całej powierzchni koła był równy wartości współczynnika "wstecznej" dyfuzji elektronów η_d obliczonej wg wzoru /7.22/. Stąd, stosując oznaczenia z rys. 7.11 otrzymujemy

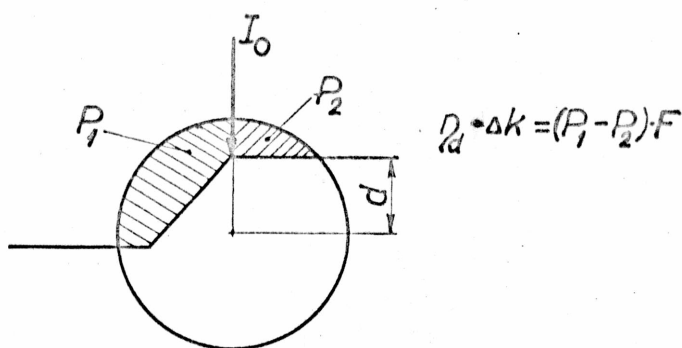
$$\eta_d = \frac{P_{\text{wycinka}}}{P_{\text{koła}}} = \frac{r^2 \arccos \frac{d}{r} - d \sqrt{r^2 - d^2}}{\pi r^2} \quad /7.35/$$

gdzie $r+d=R_{TW}$ /wg Thomsona - Whiddingtona/.

Po określeniu położenia koła rozpraszania względem płaszczyzny próbki wprowadzono poprawkę Δk , której wielkość uzależniono od powierzchni koła znajdującej się ponad profilem znaku topograficznego /rys. 7.12/. Stosując oznaczenia z rys. 7.12 mamy

$$\Delta k = \frac{P_1 - P_2}{\eta_d} \cdot F \quad /7.36/$$

gdzie F - współczynnik uwzględniający wpływ efektu brzegowego.



Rys.7.12. Sposób uzależnienia wartości współczynnika "wstecznej" dyfuzji η_d od kształtu profilu znaku topograficznego

Współczynnik F dobrano doświadczalnie szacując go dla kilku różnych znaków topograficznych i na tej podstawie ustalono, że jego wartość może być przyjęta w przybliżeniu jako stała $F=0.05$. /W programie współczynnik ten oznaczono symbolem $F1\emptyset$ /.

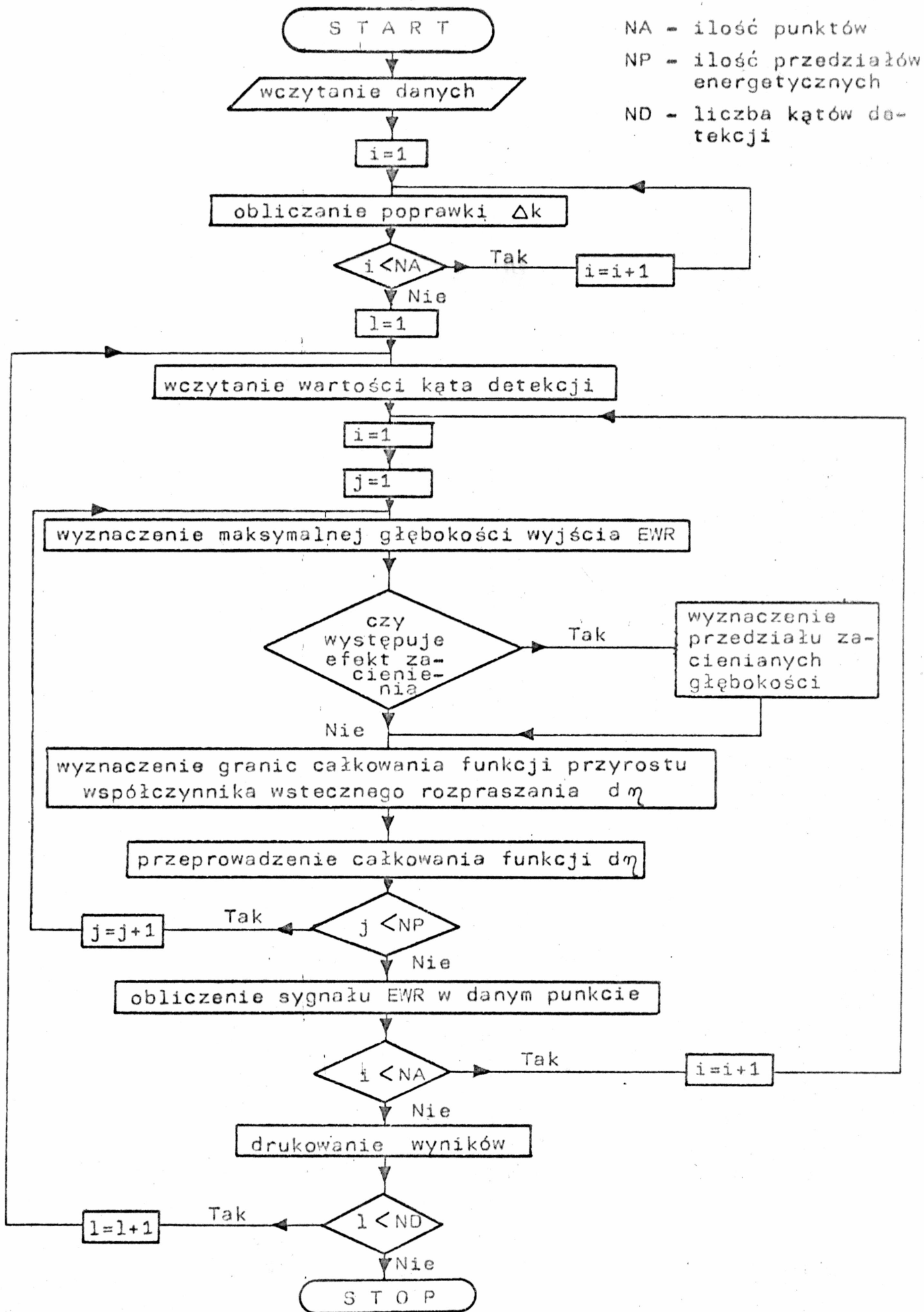
W proponowanym modelu przewidziano również możliwość uwzględnienia charakterystyki wzmocnienia zastosowanego detektora. Jest to także istotne przy weryfikacji wyników doświadczalnych i teoretycznych.

Dla przykładu, w programie obliczeń sygnału EWR przedstawionym w dodatku nr 2 uwzględniono charakterystykę wzmocnienia detektorów półprzewodnikowych o powierzchni 0.06 mm^2 /rys. 6.12/. Na podstawie tej charakterystyki obliczono procentowy udział w sygnale EWR z trzech przedziałów energetycznych: $8 \div 12 \text{ keV}$, $12 \div 16 \text{ keV}$ i $16 \div 20 \text{ keV}$ poprzez współczynnik E , gdzie odpowiednio $E /1/ = 0.32$, $E /2/ = 0.61$, $E /3/ = 1$.

7.4. Opis programu obliczeń sygnałów EWR pochodzących z rozwiniętej powierzchni próbki

Program obliczeń sygnałów EWR pochodzących z rozwiniętej powierzchni próbki napisany w języku BASIC, a także wykaz ważniejszych symboli stosowanych w trakcie obliczeń przedstawiono w dodatku nr 2. Obliczenia wykonano przy użyciu minikomputera typu "SPECTRUM +".

Na rys. 7.13 przedstawiono schemat blokowy programu obliczeń sygnałów EWR pochodzących z rozwiniętej powierzchni próbki. Na początku wczytuje się następujące dane: NA - zadana ilość punktów padania wiązki na powierzchnię próbki / $NA=42$ /;



NA - ilość punktów
NP - ilość przedziałów energetycznych
ND - liczba kątów detekcji

Rys.7.13. Schemat blokowy programu obliczania sygnałów EWR pochodzących z rozwiniętej powierzchni próbki

NP - ilość przedziałów energetycznych wybraną przy uwzględnianiu charakterystyki wzmocnienia detektorów półprzewodnikowych /NP=3/; ND - liczbę wartości kątów detekcji sygnału EWR w zakresie $0^\circ \div \frac{\pi}{2}$ lub $\frac{\pi}{2} \div \pi$ /ND=4/, tablicę A (•) w której podaje się kolejno: współrzędne punktu, w którym wiązka elektronów pada na próbkę ($A\emptyset, B\emptyset$), numer obszaru profilu znaku, w którym znajduje się punkt padania wiązki, współrzędne dwóch punktów granicznych odcinka ($A3, B3$) i ($A4, B4$) /rys. 7.10/, który może zasłonić drogę EWR w kierunku detektora /w załączonym programie obliczeń tablica A zawiera 42 zestawy takich danych/.

Ważniejsze stałe używane w programie: $Q = 4.20883$ [μm] - zasięg elektronów wiązki przy $E_0=20$ keV obliczony z prawa Thomsona - Whiddingtona /wzór /7.1/ /; $F1\emptyset = 0.05$ - współczynnik uwzględniający wpływ efektu brzegowego /rozd. 7.3.2/; $k=1.817$ - współczynnik udziału dyfuzji wyznaczony na podstawie równania /7.32/.

W kolejnej części programu /rys. 7.13/ obliczana jest poprawka Δk /wzór /7.36/ /, a wynik obliczeń przedstawiany jest w postaci tablicy danych, które są zapamiętywane w celu wykorzystania ich przy zmianie kąta detekcji EWR / Δk nie zależy od kąta detekcji/.

Następnie wczytuje się wartość kąta detekcji, po czym wyznaczona zostaje maksymalna głębokość wyjścia B9 /rys. 7.10/, z której EWR mogą wyjść na powierzchnię próbki przy zadanych warunkach początkowych.

W środkowej części programu określany jest przedział zacienianych głębokości wyjścia EWR /patrz rys. 7.10/. Wówczas

wyznaczane są granice całkowania funkcji przyrostu współczynnika wstecznego rozpraszania $d\eta$ /patrz rozdz. 7.3.2/. Całkowanie funkcji $d\eta$ odbywa się metodą Simpsona /w każdym z przedziałów energetycznych, wynikających z charakterystyki wzmocnienia detektora/.

Obliczanie sygnałów EWR przeprowadzono wykorzystując kompilator języka BASIC "SOFTEK'FP'48K V1.7", który o połowę skrócił czas obliczeń sygnałów pochodzących z każdego zadanego punktu rozwiniętej powierzchni próbki /maksymalny czas obliczenia sygnału z jednego punktu powierzchni wynosił 90 s/. Przedstawiony w dodatku nr 2 program obliczeń jest nieco rozbudowany, gdyż dostosowano go do wymagań kompilatora.

Wyniki obliczeń otrzymywano w postaci tabeli, która zawierała wartości całkowitego sygnału EWR oraz wartości składnika określającego udział procesu dyfuzji w sygnale EWR.

7.5. Porównanie modelu teoretycznego z wynikami doświadczalnymi

Na podstawie teoretycznego modelu do opisu sygnałów EWR pochodzących z rozwiniętej powierzchni /rozd. 7.3/ otrzymano przebiegi sygnałów EWR pochodzących z różnych znaków topograficznych, stosując program obliczeń przedstawiony w dodatku nr 2.

W celu porównania wyników teoretycznych z doświadczalnymi przeprowadzono obliczenia sygnałów EWR pochodzących ze znaków objętych badaniami eksperymentalnymi i przyjęto takie same wartości kątów detekcji, jakie zapewniał układ detekcyjny z rys. 6.15.

Na rysunkach 7.14 i 7.15 pokazano teoretyczne przebiegi sygnałów EWR pochodzących odpowiednio z ciągu rowków /z rys. 6.17h/ oraz z pojedynczego grzbietu w kształcie trapezu /z rys. 6.17b/ w przypadku kątów detekcji Θ takich jak w doświadczeniu. Każdy przebieg sygnału przedstawiono w odniesieniu do kształtu profilu znaku. /Ponieważ obliczano sygnał dla pełnego okresu zmiany kształtu profilu, dlatego na rys. 7.14 dorysowano linią przerywaną powtarzające się elementy topograficzne ciągu/.

Z rysunków 7.14 i 7.15 wynika, że

- wartość międzyszczytowa sygnałów jest największa w przypadku małych kątów detekcji / $\Theta=28^\circ$ /,
- ze wzrostem kąta detekcji piki sygnałowe ulegają spłaszczeniu i maleje wartość międzyszczytowa sygnału,
- wzrost kąta detekcji wpływa na wzrost poziomu sygnału względem poziomu zerowego.

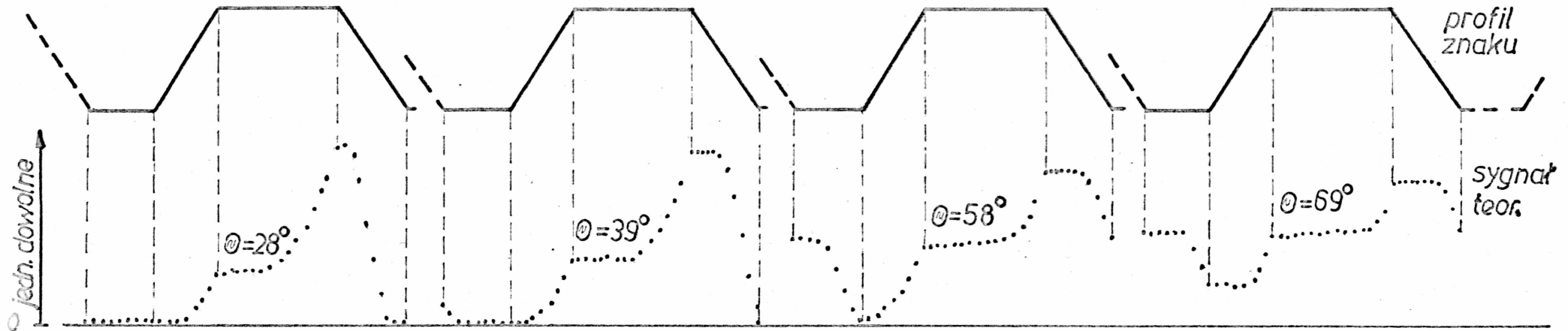
Przebiegi sygnałów otrzymane na drodze teoretycznej wykazują zatem podobne tendencje zmian wraz ze zmianą kąta detekcji, jak przebiegi otrzymane doświadczalnie /rys. 6.19c, 6.28a/.

Przeprowadzono analizę wyników badań teoretycznych i doświadczalnych pod kątem zmian wartości międzyszczytowych sygnałów EWR wraz ze zmianą kąta detekcji. Na rys. 7.16 porównano, jak w funkcji kąta Θ zmienia się iloraz

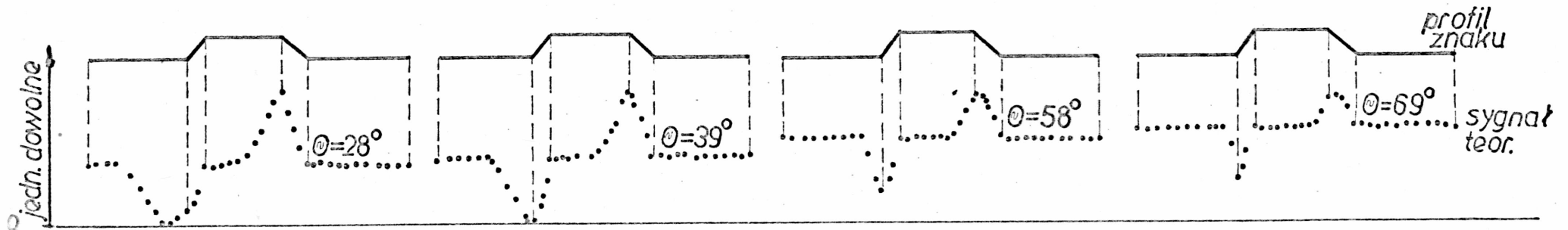
$$n = \frac{S(\Theta_1)}{S(\Theta_i)}, \quad /7.36/$$

gdzie $S(\Theta_1)$ - wartość międzyszczytowa sygnału przy $\Theta_1=28^\circ$
 $S(\Theta_i)$ - wartość międzyszczytowa sygnału przy pozostałych kątach detekcji

$$i - 2; 3; 4; \quad \Theta_2=39^\circ; \quad \Theta_3=58^\circ; \quad \Theta_4=69^\circ$$

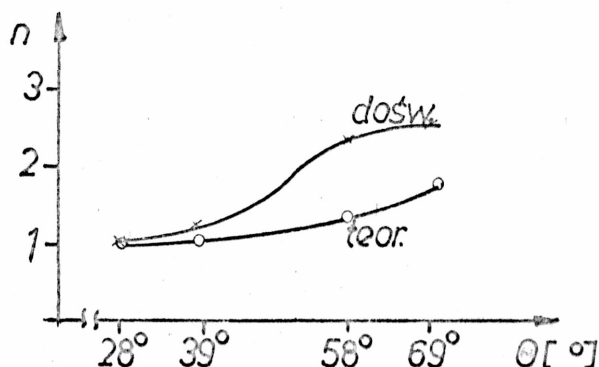


Rys.7.14. Obliczone przebiegi sygnałów EWR pochodzących z ciągu rowków w kształcie trapezu /z rys. 6.17h/



Rys.7.15. Obliczone przebiegi sygnałów EWR pochodzących z pojedynczego grzbietu w kształcie trapezu /z rys. 6.17b/

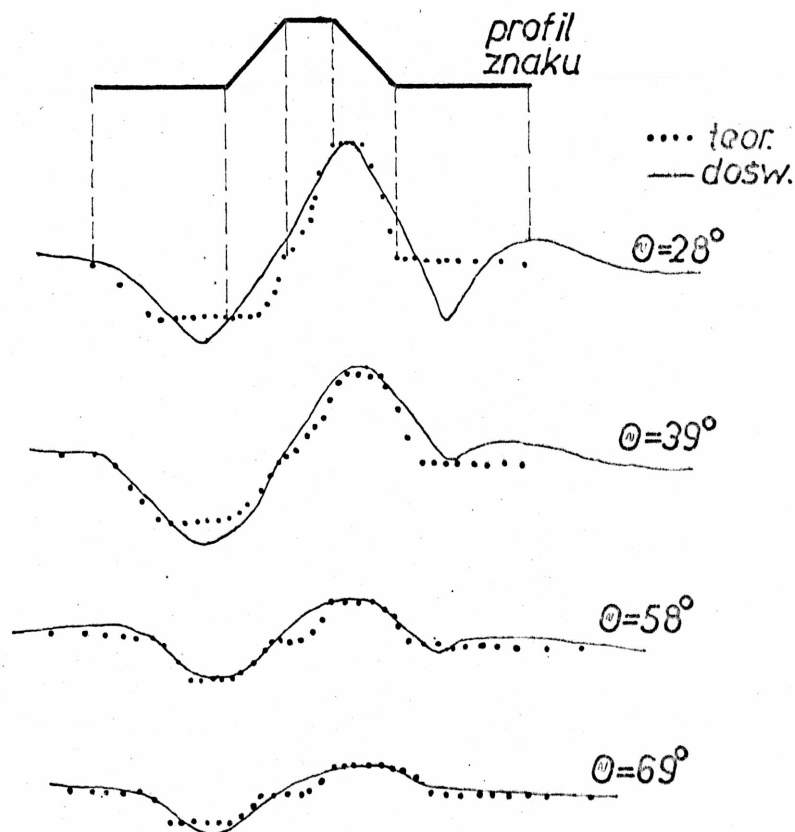
Iloraz n /z rys. 7.16/ stanowi średnią otrzymaną na podstawie analizy zarówno wyników teoretycznych, jak i doświadczalnych w przypadku detekcji pięciu znaków topograficznych o różnych kształtach.



Rys.7.16. Iloraz zmian wartości międzyszczytowych sygnałów EWR n przy zmianie kąta detekcji θ określony na podstawie wyników teoretycznych i doświadczalnych

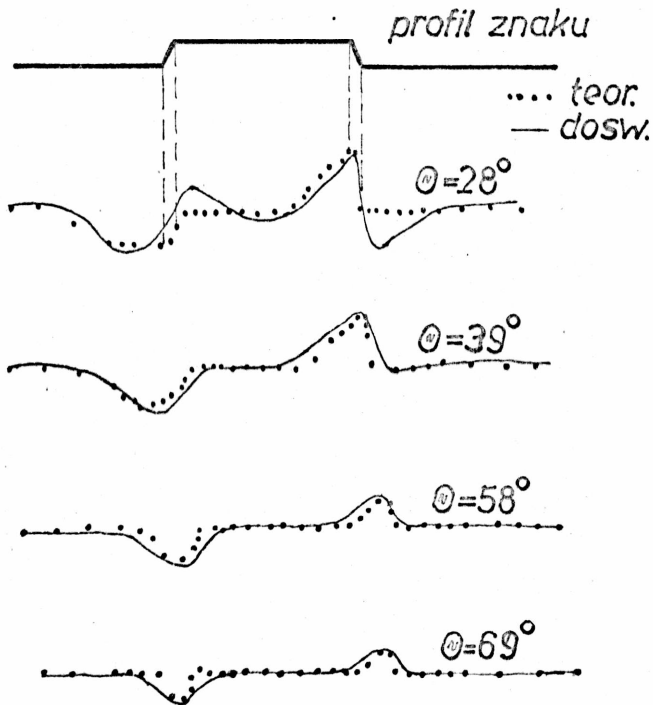
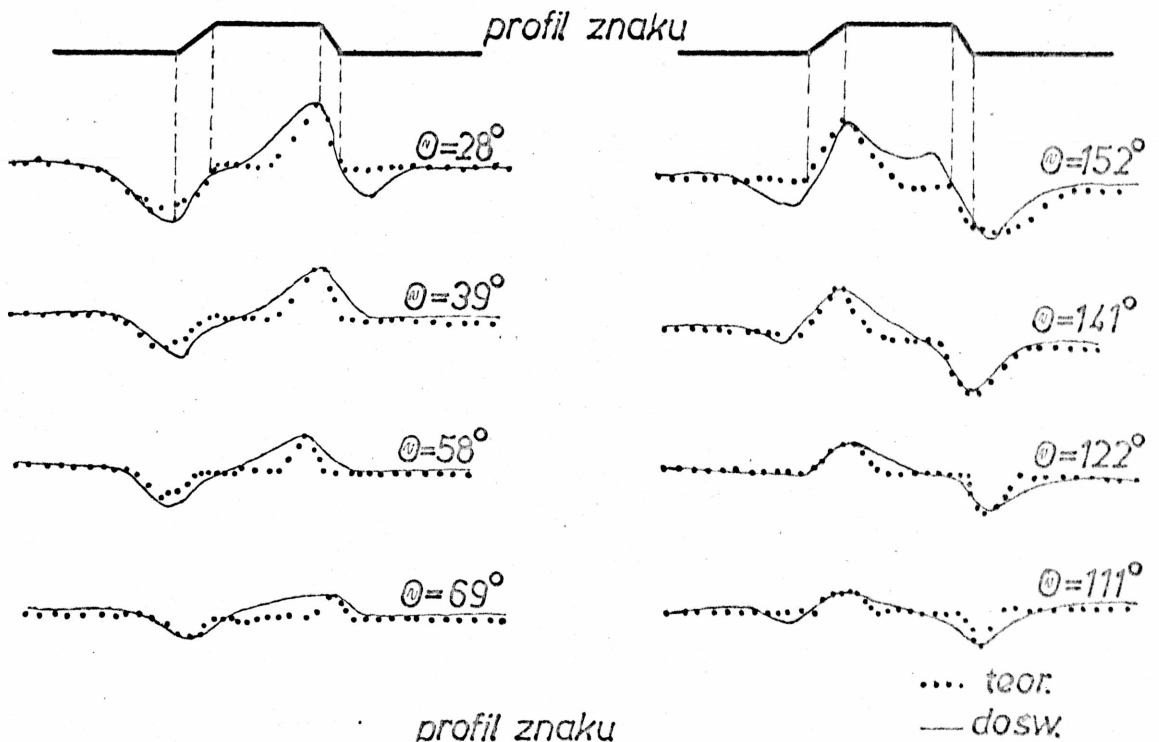
Z rys. 7.16 wynika, że na podstawie teorii wartość międzyszczytowa sygnału EWR przy $\theta=28^\circ$ jest średnio 1,8 raza większa niż przy $\theta=69^\circ$, natomiast badania doświadczalne wykazały w tym przypadku średnio 2,5-krotny wzrost wartości międzyszczytowej sygnału. Wydaje się, że różnica ta spowodowana jest faktem, że zaproponowany model teoretyczny wstecznego rozpraszania dla rozwiniętej powierzchni opracowano w oparciu o uproszczone modele wstecznego rozpraszania wiązki elektronów w ciele stałym. Poza tym w modelu nie uwzględniono zjawiska odbić wielokrotnych a także wpływu efektu pochłaniania na przebieg sygnału EWR, który jak wynika z doświadczenia powoduje obniżenie poziomu sygnału.

Na rysunkach 7.17 - 7.20 przedstawiono otrzymane na podstawie zaproponowanego modelu teoretycznego zależności sygnału

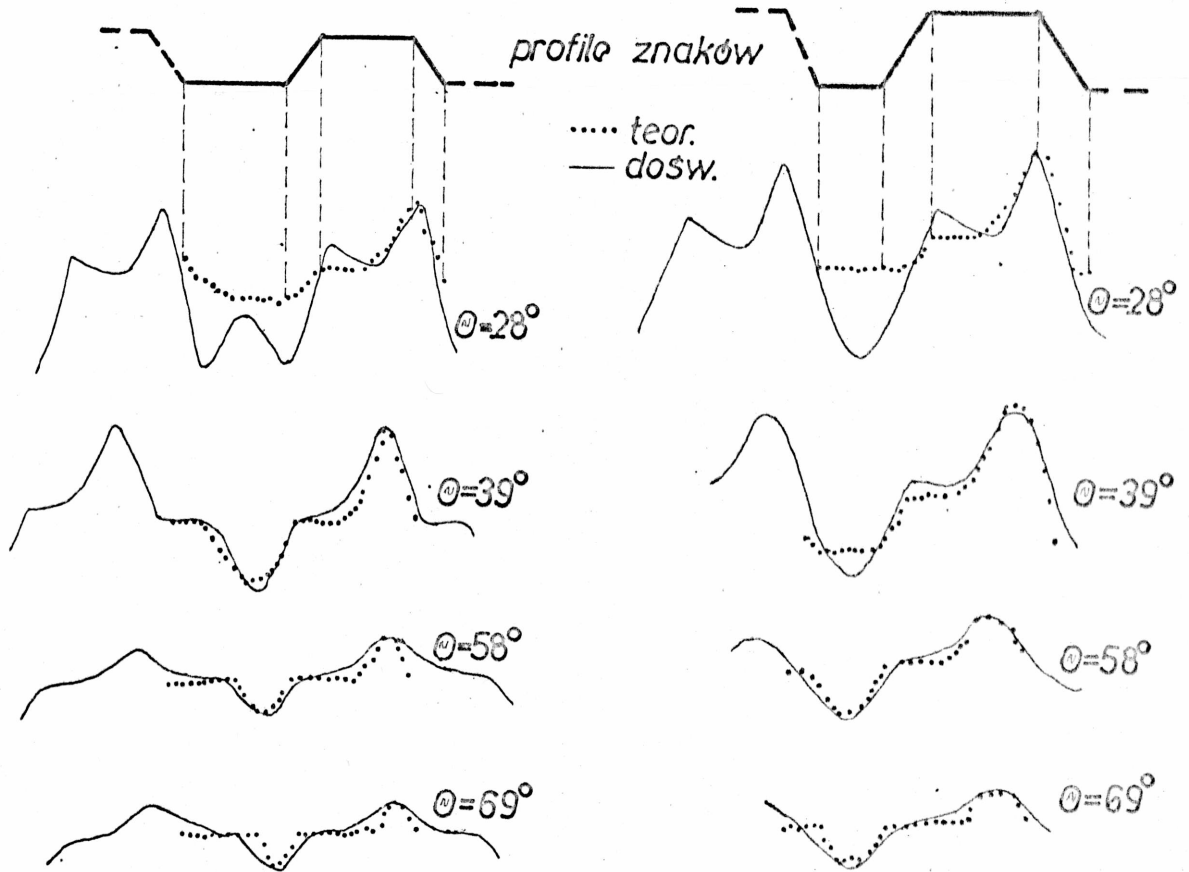


Rys.7.17. Otrzymana na drodze teoretycznej zależność sygnału EWR od kąta detekcji w przypadku pojedynczego grzbie-
tu w kształcie trapezu /w porównaniu z wynikami doś-
wiadczałnymi z rys. 6.26a/

EWR od kształtu znaków topograficznych przy różnych kątach de-
tekcji. W celu weryfikacji wyników otrzymanych na podstawie
obliczeń z badaniami doświadczalnymi unormowano wartości międ-
zyszczytowe teoretycznych przebiegów sygnałów EWR względem
wartości międzyszczytowych odpowiednich przebiegów doświadczal-
nych. Bezpośrednie porównanie tych przebiegów przeprowadzono
przy założeniu, że poziomy sygnałów dla stacjonarnej wiązki
przy normalnym jej padaniu na powierzchnię płaskiej próbki są

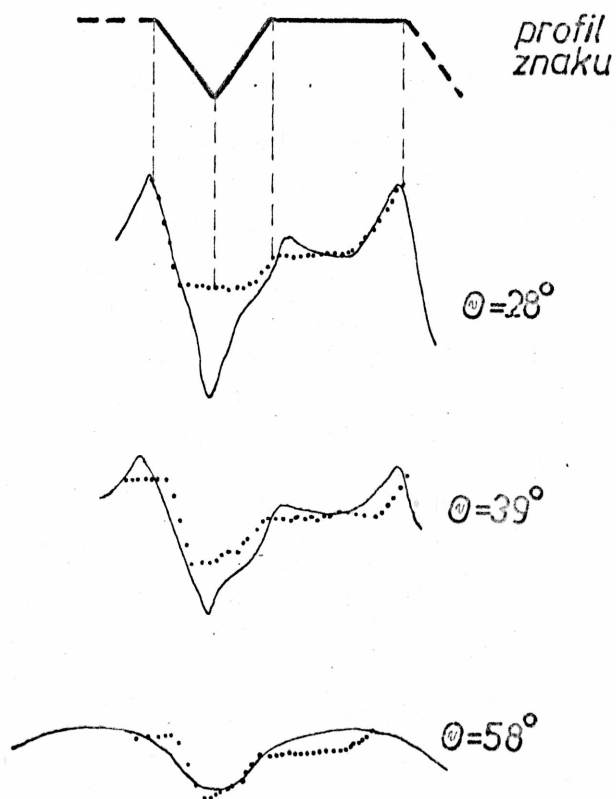


Rys.7.18. Otrzymano na drodze teoretycznej zależność sygnału EWR od kąta detekcji w przypadku pojedynczych grzbieców o różnych kątach nachylenia ścianek bocznych /w porównaniu z wynikami doświadczalnymi/



Rys.7.19. Otrzymana na drodze teoretycznej zależność sygnału EWR od kąta detekcji w przypadku ciągu rowków w kształcie trapezu o różnej głębokości /w porównaniu z wynikami doświadczalnymi z rys. 6.28a/

takie same dla przebiegów doświadczalnych i teoretycznych. Z rysunków 7.17 - 7.18 wynika, że uzyskano dobrą zgodność przebiegu sygnału EWR przewidzianego na podstawie modelu teoretycznego z przebiegami doświadczalnymi. Natomiast na rys. 7.19 widać pewne różnice między przebiegami obliczonymi i doświadczalnymi przy małych kątach detekcji / $\theta = 28^\circ$ /. Wyda-



Rys.7.20. Otrzymana na drodze teoretycznej zależność sygnału EWR od kąta detekcji w przypadku ciągu rowków w kształcie V /w porównaniu z wynikami doświadczalnymi z rys. 6.29a/

je się, że jest to spowodowane faktem, iż w zakresie niedużych kątów detekcji o przebiegu sygnału EWR pochodzącego ze znaku topograficznego decyduje w dużej mierze efekt zacielenia. Również wpływ pominiętych w teorii procesów zderzeń wielokrotnych wewnątrz próbki oraz odbić EWR od sąsiednich ścianek znaków jest największy przy małych kątach detekcji. Szczególnie jest to widoczne na rys. 7.20, na którym pokazano sygnały otrzymane z ciągu rowków w kształcie V. Jak widać w przypadku rowków w kształcie V, a także rowków w kształcie trapezu o nie-

dużej szerokości dna znaku /rys. 7.19/ z wyżej wymienionych powodów przebiegi teoretyczne odbiegają dość znacznie od przebiegów doświadczalnych /również przy wyższych kątach detekcji/. W tym przypadku bowiem o przebiegu sygnału z dna rowka decyduje przede wszystkim zjawisko odbić EWR od ścianek bocznych znaku /patrz rozdz. 6.2.4/, czego teoria nie uwzględnia.

Reasumując, można stwierdzić, że zaproponowany model teoretyczny wstecznego rozpraszania dla rozwiniętej powierzchni próbki pozwala dość dobrze przewidywać przebiegi sygnałów EWR, szczególnie w zakresie średnich i dużych kątów detekcji w przypadku dowolnych kształtów znaków topograficznych. Pewne ograniczenia, wynikające z uproszczonego charakteru modelu, dotyczą jego zastosowania do opisu przebiegu sygnału pochodzącego z wąskich i głębokich rowków.

8. WNIOSKI KOŃCOWE

Rozwiązanie problemu stanowiącego przedmiot niniejszej pracy wymagało osiągnięcia następujących celów szczegółowych:

- 1/ opanowania kilku metod technologicznych, pozwalających na dostatecznie dokładne wykonanie zestawu znaków topograficznych o zróżnicowanej geometrii,
- 2/ opracowania właściwych układów detekcji sygnału EWR, pozwalających na uzyskanie dużej ilości informacji o znakach topograficznych,
- 3/ opracowania modelu pozwalającego z zadowalającą dokładnością opisać przebieg sygnału EWR w przypadku powierzchni rozwiniętych.

Ad 1. W pracy zastosowano dwie metody wykonywania znaków topograficznych: trawienie wiązką jonów oraz trawienie mokre powierzchni krzemu maskowanej fotolakierem. Autor wprowadził pewne zmiany w technologii wykonywania typowych dla procesu fotolitografii masek z fotolakieru typu AZ 1350 H, dzięki czemu zwiększono grubość maski do $2.5\ \mu\text{m}$ oraz uzyskano kąty nachylenia ścianek bocznych maski od 30° do 70° . Pozwoliło to na otrzymanie znaków topograficznych o różnych kątach nachylenia ścianek bocznych.

Ad 2. Zaprojektowano i wykonano dwa układy detekcyjne do pomiaru sygnałów EWR pochodzących ze znaków topograficznych:

- układ z kolektorem do badania całkowitego sygnału EWR
- układ z detektorami półprzewodnikowymi do badania syg-

nałów EWR w zakresie różnych kątów wyjścia.

Za najbardziej użyteczne uznano detektory półprzewodnikowe ze względu na duże wzmocnienie, możliwość dokonywania optymalizacji położenia detektora w stosunku do powierzchni próbki, uzyskanie informacji o ukształtowaniu zboczy znaku, możliwość przetwarzania sygnałów otrzymanych z kilku detektorów, a także łatwość montażu tych detektorów w urządzeniach elektronowięzkowych. Stwierdzono, że najlepszym spośród zastosowanych był układ złożony z detektorów półprzewodnikowych o powierzchni 16 mm^2 ze względu na małą zawartość szumów w sygnale.

Ad 3. Zbadano możliwość wykorzystania modelu Niedriga do analizy sygnału EWR z powierzchni rozwiniętych. W celu poprawienia zgodności z doświadczeniem zmodyfikowano model Niedriga, wprowadzając do członu dyfuzyjnego we wzorze /7.16/ czynnik γ /głębokość zredukowana/. Zaproponowany przez autora zmodyfikowany model Niedriga w znaczący sposób poprawił dokładność opisu sygnału EWR w przypadku płaskiej powierzchni próbki. Na podstawie tego modelu zaproponowano teoretyczny model wstecznego rozpraszania do opisu sygnału EWR pochodzącego z powierzchni rozwiniętej. W celu porównania wyników teoretycznych z doświadczalnymi obliczono sygnały EWR pochodzące ze znaków objętych badaniami eksperymentalnymi. Stwierdzono, że wyniki teoretyczne zgadzają się dobrze z doświadczalnymi w przypadku dowolnych kształtów znaków topograficznych z wyjątkiem wąskich i głębokich rowków. Reasumując, można uznać, że teza postawiona w niniejszej pracy została potwierdzona.

Praca miała również pewien cel użytkowy. Było nim określenie optymalnych warunków detekcji znaków topograficznych, tzn. warunków, przy których można uzyskać sygnał o dużym kontraście i o kształcie pozwalającym na dużą dokładność lokalizacji znaku. Tego rodzaju ustalenia mogą mieć zastosowanie w technice elektronolitografii.

Na podstawie badań stwierdzono, że dwa typy znaków pozwalają uzyskać sygnały EWR, których przebiegi ułatwiają lokalizację tych znaków na powierzchni próbki. Są to rowki w kształcie V oraz grzbiety w kształcie trójkąta i trapezu o bardzo wąskim wierzchołku. Warunki detekcji polepsza również wzrost nachylenia ścianek bocznych znaku, gdyż wówczas rośnie nachylenie zbocza sygnałowego. Stwierdzono ponadto, że głębokość oraz długość ścianki bocznej znaku w kształcie rowka nie powinna być większa niż zasięg wnikania w próbkę wiązki elektronów o danej energii.

Na przebieg sygnału EWR, oprócz kształtu znaku, ma wpływ rodzaj i ustawienie detektora względem próbki. Na podstawie badań doświadczalnych i teoretycznych ustalono, że największą wartość międzyszczytową sygnału EWR można uzyskać w przypadku detekcji danego znaku topograficznego przy użyciu jednego detektora półprzewodnikowego o małej powierzchni, który rejestruje EWR w zakresie małych kątów wyjścia $\Theta \approx 30^\circ$ przy azymutalnym kącie wyjścia $\Phi = 0^\circ$. Doświadczalnie stwierdzono, że wartość międzyszczytowa sygnału EWR otrzymanego przy kącie detekcji $\Theta \approx 30^\circ$ jest średnio 2.5 raza większa niż przy $\Theta \approx 70^\circ$.

Dokładność detekcji danego znaku topograficznego oraz możliwość prawidłowej analizy kształtu sygnału EWR pochodzącego

z tego znaku zależy w dużym stopniu od poziomu szumów wprowadzanych głównie przez wiązkę elektronów oraz układ detekcji. Jak wykazały badania, wzrost współczynnika S/N można uzyskać dzięki stosowaniu detektorów półprzewodnikowych o większej powierzchni lub umieszczenie ich bliżej badanej próbki. Błąd detekcji, który jest zależny od poziomu szumów można zmniejszyć między innymi przez zwiększenie napięcia przyspieszającego wiązki oraz stosowanie ciągu znaków topograficznych o identycznym kształcie.

9. SPIS LITERATUREY

- [1] Adesida I., Everhart T.E., "Substrate thickness considerations in electron beam lithography", J.Appl.Phys. vol.51, nr 11, 1980, s.5994-6005
- [2] Aizaki N., "Monte Carlo simulation of alignment mark signal for direct electron-beam writing", Jpn. J.Appl.Phys., vol.18, Supplement 18-1, 1979, s.319-325
- [3] Archard G.D., "Back scattering of electrons", J.Appl.Phys., vol.32, nr 8, 1961, s.1505-1509
- [4] Autrata R., "A double detector system for BSE and SE imaging", Scanning /USA/ vol.6, nr 4, 1984, s.174-182
- [5] Badami D.A., Knight S., Robic J., "Photoresist slope control by adjusting the bandwidth and wavelength of the exposure light", IBM Technical Disclosure Bulletin /USA/, vol.26, nr 4, 1983, s.1935-1936
- [6] Ball M.D., Amor M.P., Lamb H.J., "Some applications of quantitative backscattered electron imaging using a Robinson-type detector", Electron Microscopy and Analysis 1981, Proc. of the Inst. of Phys. El. Micr. and Analysis Group Conference, Cambridge, 1981, s.59-62
- [7] Ball M.D., Mc Cartney D.G., "The measurement of atomic number and composition in an SEM using backscattered detectors", Journal of Microscopy, vol.124, Pt1, 1981, s.57-68
- [8] Baumann W., Reimer L., "Comparison of the noise of different electron detection systems using a scintillator-photomultiplier combination", Scanning, vol.4, nr 3, 1981, s.141-151
- [9] Bethe H., "Zur Theorie des Durchgangs Schneller Korpuskulartahlen durch Materie", Ann. Phys., vol.5, 1930, s.325-400

- [10] Bird J.R., Duerden P., Cohen D.D., Smith G.B. Hillery P., "Depth profiles and microtopology", Nucl. Instr. and Methods Phys. Res., Holland, vol.218, nr 1-3, 1983, s.53-56
- [11] Bishop H.E., "Electron scattering in thick targets", Brit. J.Appl.Phys. vol.18, 1967, s.703-715
- [12] Brand J.O., "Über die Energieverteilung rückdiffundierter Katodenstrahlen", Ann.Phys., vol.26, nr 7, 1936, s.609-624
- [13] Brunner M., "Simulation of backscattered electrons by reflection of primary electrons applied to optimization of detector designs", Appl.Phys.Lett., vol.43, nr 4, 1983, s.391-393
- [14] Chinn J.D., Adesida J., Wolf E.D., "Profile control by chemically assisted ion beam and reactive ion beam etching", Appl.Phys.Lett., vol.43, nr 2, 1983, s.185-187
- [15] Cleaver J.R.A., Ahmed H., "A combined electron and ion beam lithography system", J.Vac.Sci. and Technol.B /USA/, vol.3, nr 1, 1985, s.144-147
- [16] Coselett V.E., Thomas R.N., "Multiple scattering of 5÷30 keV electrons in evaporated metal films III: Backscattering and absorption", Brit. J.Appl.Phys., vol.16, 1965, s.779-796
- [17] Czarczyński W., "Elektrono- i rentgenolitografia", I Konf. Naukowa Technol. El., Wyd.P.Wr., 1982, s.119-128
- [18] Czyżewski Z., "Determination of energy spectra of backscattered electrons", 26 Intern.Wiss.Koll. TH Ilmenau, heft 6, 1981, s.107-110
- [19] Czyżewski Z. "Rozkład energetyczny elektronów wstecznie rozproszonych w zakresie średnich energii początkowych", ITE Politechnika Wrocławska, praca doktorska, raport nr 34, 1982, s.8-99

- [20] Darliński A., "Badanie rozkładu kąтового elektronów wstępnie rozproszonych w zakresie energii $5 \div 30$ keV", ITE Politechnika Wrocławska, praca doktorska, raport nr 5, 1979, s.1-148
- [21] Davis D.E., "Registration mark detection for electron-beam lithography - EL1 system", IBM J.Res.Develop, vol.24, nr 5, 1980, s.545-553
- [22] Ducoumun J.P., Cantagrel M., Moulin M., "Evolution of well-defined surface contour submitted to ion bombardment: computer simulation and experimental investigation", J.Mat. Sci., vol.10, 1975, s.52-62
- [23] Einar L., Olof V., "On topographic contrast formation in emissive mode SEM a comparison between CSM and CTEM detector geometries", Materiały Konf. z IV Konferencji Mikroskopii Elektronowej Ciała Stałego, Krynica, 1981, s.27-30
- [24] Erdmann M., Linders J., Niedrig H., Sternberg M., "Microprocessor controlled determination of film thickness distributions", Proc. of EUREM'84, Budapest, 1984, vol.1, s.121-122
- [25] Erlenwein P., Hohn F.J., Niedrig H., "Thickness distribution determination of thin sputtered top layers on bulk metal collectors by electron backscattering", Optik, vol.49, nr 3, 1977, s.357-363
- [26] Everhart T.E., "Simple theory concerning the reflection of electrons from solids", J.Appl.Phys., vol.31, nr 8, 1960, s.1483-1490
- [27] Everhart T.E., Hoff P.H., "Determination of kilovolt electron energy dissipation vs penetration distance in solid materials", J.Appl.Phys., vol.42, nr 13, 1971, s.5837-5846

- [28] Everhart T.E., Thornley R.F.M., "Wide-band detector for micro-microampere low-energy electron currents", J.Sci. Instrum., vol.37, 1960, s.246-248
- [29] Flanders D.C., Efremow N., "Generation of <50 nm period gratings using edge defined techniques", J.Vac.Sci. Technol. B, vol.1, nr 4, 1983, s.1105-1108
- [30] Friedrich H., Zeitler H.U., Bierhenke H., "Optimization of alignment marks and their electrons signals in a semiconductor process", J.Electrochem. Soc., vol.124, nr 4, 1977, s.627-629
- [31] Frost M.T., Harrowfield I.R., Zaiderwyk M., "A wide bandwidth solid state BSE detector for the SEM and microprobe", J.Phys.E: Sci.Instrum., vol.14, 1981, s.597-601
- [32] George E.P., Robinson V.N.E., "The influence of electron scattering on the detection of fine topographic detail in the scanning electron microscope", Scanning Electron Microscopy, vol.1, 1977, s.63-70
- [33] Glendinning W.B., Goodreau W.M., "Direct-write electron beam patterning reregistration and metrology", Proc. SPIE Int.Soc.Opt.Eng. /USA/, vol. 480, 1984, s.141-144
- [34] Goldstein J.I., Newbury D., Echlin P., Joy D., Fieri C., Lifshin E., "Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis", Plenum Press, New York and London, 1981, s.53-204
- [35] Hall L.H., Crosthwait D.L., "The use of silane silicon dioxide films to contour oxide edges", The Solid Films, vol.9, nr 3, 1972, s.447-455
- [36] Harper J., Cuomo J., Kaufman H., "Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part II: Applications", J.Vac.Sci.Technol., vol.21, nr 3, 1982, s.737-756

- [37] Hosaka S., Hashimoto S., "Influence of sample inclination and rotation during ion-beam etching on ion-etched structures", J.Vac.Sci.Technol., vol.15, nr 5, 1978, s.1712-1717
- [38] Howard R.E., Hu E.L., Jackel L.D., Grabbe P., Tennant D.T. "400 Å linewidth e-beam lithography on thick silicon substrates", Appl.Phys.Lett., vol.36, 1980 s.592-593
- [39] Huiser A., van Toorn P., "Optimal detection in scanning electron microscopy", J.Phys.D: Appl.Phys. /GB/, vol.15, nr 5, 1982, s.747-755
- [40] Hunger H.J., KÜchler L., "Measurements of the electron backscattering coefficient for quantitative EPMA in the energy range of 4 to 40 keV", Phys.Stat.Sol. /a/, vol.56, 1979, s.K45-K48
- [41] Jacobowitz L., Rottman H.R., "Method to improve the study of edge slopes of lithographic images", IBM Technical Disclosure Bulletin, vol.25, nr 9, 1983, s.4840-4841
- [42] Kaczmarek D., "Metoda badania topografii powierzchni półprzewodnika przy wykorzystaniu elektronów wstecznie rozproszonych /EWR/". Sprawozdania ITE Pol.Wr., raport nr 21, 1983, s.5-120
- [43] Kaczmarek D., "Badania topografii powierzchni półprzewodników przy wykorzystaniu elektronów wstecznie rozproszonych /EWR/", ITE Pol.Wr., raport nr 7, 1984, s.3-87
- [44] Kanaya K., Okayama S., "Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets", J.Phys.D: Appl.Phys., vol.5, 1972, s.43-48
- [45] Kato Y., Takigawa T., Yoshimi M., Kawabuchi K., "Mask detection in high voltage E beam lithography", Intern.Conf.

- on Microlithography, Microcircuit Engineering 82, Grenoble - France, 1982, s.28-33
- [46] Klein C.A., "Further remarks on electron beam pumping of laser materials", Appl.Opt., vol.5, nr 12, 1966, s.1922-1924
- [47] Komuro M., Hiroshima H., Tanoue H., Kanayama T., "Maskless etching of a nanometer structure by focused ion beams", J.Vac.Sci.Technol. B, vol.1, nr 4, 1983, s.985-989
- [48] Kyser D.F., Murata K., "Monte Carlo simulation of electron beam scattering and energy loss in thin film on thick substrates", Proc. 6th Int.Conf.Electron Ion Beam Sci. Tech., 1974, s.205-223
- [49] Lebiedzki J., "An automatic topographical surface reconstruction in the SEM", Scanning, vol.2, nr 4, 1979, s.230-237
- [50] Lebiedzki J., White E.W., "Multiple detector method for quantitative determination of microtopography in the SEM", Scanning Electron Microscopy, part I, 1975, s.181-188
- [51] Lehmann H.W., Widmer E., "Fabrication of deep square wave structures with micron dimensions by reactive sputter etching", Appl.Phys.Lett., vol.32, nr 3, 1978, s.163-165
- [52] Liengme O., Martinoli P., "Fabrication of multilayer lift-off masks for single step submicron circuit using an optical microscope", Proc. of Intern.Conf. on Microlithography, Grenoble-France, 1982, s.323-327
- [53] Lin B.J., "Optical manipulation of resist profile in conformable printing", J.Vac.Sci.Technol., vol.15, nr 3, 1978, s.1012-1015
- [54] Lin Y.C., Adesida I., Neureuther A.R., "Monte Carlo simulation of registration signals for electron beam microfa-

- brication", Appl.Phys.Lett., vol.36, nr 8, 1980, s.672-674
- [55] Lin Y.C., Neureuther A.R., "Alignment signals from resist-coated marks for direct wafer writing", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-28, nr 11, 1981, s.1397-1405
- [56] Lin Y.C., Neureuther A.R., Adesida I., "Alignment signals from silicon tapered steps for electron beam lithography", J.Appl.Phys., vol.53, nr 2, 1982, s.899-911
- [57] Lin Y.C., Neureuther A.R., Oldham W., "Alignment signals from symmetrical silicon marks for electron beam lithography", J.Electrochem. Soc., vol.130, nr 4, 1983, s.939-944
- [58] Makh S.S., Smith R., Walls J.M., "The development of surface topography using two ion beams", J.Mat.Sci. vol.17, 1982, s.1689-1699
- [59] Maydan D., "X-ray lithography for microfabrication", J.Vac. Sci.Technol., vol.17, nr 5, 1980, s.1164-1168
- [60] Meyerhofer D., "Comparison of positive photoresist systems", Proc. of Intern.Conf. on Microlithography, Grenoble-France, 1982, s.254-259
- [61] Mulak A., "Random movement model of electron backscattering from solid target", Proc.of the Fourth Inter.Conf. on Surf.Sci., Cannes, France, vol.II, 1980, s.1112-1115
- [62] Mulak A., Szymański H., "Simple analytical model of backscattered electrons at registration marks", Proc.of EUREM '84, Budapest, vol.1, 1984, s.147-148
- [63] Murata K., "Spatial distribution of backscattered electrons in the scanning electron microscope and electron microprobe", J.Appl.Phys. vol.45, nr 9, 1974, s.4110-4117
- [64] Müller H., Schröder B., "Electron backscattering from thin silicon crystals", J.Appl.Phys., vol.49, nr 6, 1978,

s.3595-3596

- [65] Nehmiz P., Behringer U., Bohlen H., Kallmeyer M., "Registration mark detection in electron beam proximity printing", J.Vac.Sci.Technol. B, vol.1, nr 4, 1983, s.1023-1027
- [66] Nemietz A., Reimer L., Tollkamp C., "Analogue and digital reconstruction of the surface profile by the difference signal of two secondary electron detectors", Proc. of EUREM'84, Budapest, 1984, s.639-640
- [67] Newbury D., Yakowitz H., "Studies of the distribution of signals in the SEM/EPMA by Monte Carlo electron trajectory calculations", National Bureau of Standards Special Publication 460, Gaithersburg, Maryland, 1976, s.15-30
- [68] Niedrig H., "Thickness determination of thin films by electron backscattering: principles, problems and applications", Ninth Intern. Congress on Electron Microscopy, Toronto, vol.1, 1978, s.208-209
- [69] Niedrig H., "Ein kombiniertes Einfachstreu - und Diffusionsmodell für die Elektronen - Rückstreuung dünner Schichten", Beitr. elektronenmikroskop. Direktabb. Oberfl. vol.14, 1981, s.291-308
- [70] Niedrig H., "Simple theoretical models for electron backscattering from solids films", Scanning Electron Microscopy, I, 1981, s. 29-45
- [71] Niedrig H., "Electron backscattering from thin films", J.Appl.Phys., vol.53, nr 4, 1982, s.R15-R49
- [72] Niedrig H., "Analytical models in electron backscattering", SEM, Inc., USA, 1984, s.51-68
- [73] Niedrig H., "Backscattered electrons in SEM and related fields", Proc. of EUREM'84, Budapest, 1984, vol.1, s.627-636

- [74] Oatley C.W., "Detectors for the scanning electron microscope", J.Phys.E: Sci.Instrum., vol.14, 1981, s.971-976
- [75] Pluta M., "Mikroskopia optyczna", Państw.Wyd.Nauk., Warszawa, 1982, s.313-385
- [76] Radzinski Z., "Rozpraszanie wtenczne elektronów przy różnych kątach padania w zakresie energii od 10 do 120 keV", Politechnika Wrocławska, praca doktorska, ITE, Komunikat nr 86, 1976, s.8-118
- [77] Radzinski Z., Rangełow I., "Trawienie jonowe Al, Si i SiO₂", I Konf.Nauk.Technol.El., Wyd.Pol.Wr., 1982, s.227-229
- [78] Rangełow I., "Badanie nad przenoszeniem wzorów z warstwy maskującej za pomocą strumienia jonów", rozprawa doktorska, ITE Pol.Wr., praca doktorska, raport nr 1, 1982, s.8-120
- [79] Reimer L., "Electron signal and detector strategy", Electron Beam Interactions, SEM, Inc., AMF O'Hare, 1984, s.305-309
- [80] Reimer L., "Quantitative scanning electron microscopy of surfaces", Jour.de Phys.Coll.C2,Suppl. au n^o2, Tome 45, 1984, s.C2 291-C2 296
- [81] Reimer L., Riepenhausen M., "Dependence of the signal of backscattered electrons on surface tilt and take-off angles", Proc. of EUREM'84, Budapest, 1984, s.641-642
- [82] Reimer L., Riepenhausen M., "Detector Strategy for secondary and backscattered electrons using multiple detector systems", w druku, 1985, s.1-41
- [83] Reimer L., Tollkamp C., "Measuring the backscattering coefficient and secondary electron yield inside a scanning electron microscope", Scanning, vol.3, 1980 s.35-39

- [84] Reimer L., Volbert B., "Detector system for backscattered electrons by conversion to secondary electrons, Scanning, vol.2, 1979, s.238-248
- [85] Robinson V.N.E., "Imaging with backscattered electrons in a Scanning Electron Microscope", Scanning, vol.3, 1980, s.15-26
- [86] Rosenfield M.G., Neureuther A.R., Viswanathan R., "Simulation of backscattered electron signals for X-ray mask inspection", J.Vac.Sci.Technol. B, vol.1, nr 4, 1983, s.1358-1363
- [87] Rosenfield M.G., Goodman D.S., Neureuther A.R., Prouty M.D., "A comparison of backscattered electron and optical images for submicron defect detection", vol.3, nr 1, 1985, s.377-382
- [88] Shiraki H., Aizaki N., "Backscattered electron signal from alignment mark: experiment and simulation", Jpn. J.Appl. Phys., vol.20, nr 6, 1981, s. L385-L388
- [89] Somekh S., "Reactive sputter etching and its applications", Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng. /USA/, vol.334, 1982, s.182-187
- [90] Stephani D., "Monte Carlo calculations of backscattered electrons at registration marks", J.Vac.Sci.Technol., vol.16, nr 6, 1979, s.1739-1742
- [91] Stephani D., Fröschele E., "High-precision automatic alignment procedure for vector scan e-beam lithography", J.Vac. Sci.Technol., vol.15, nr 3, 1978, s.906-908
- [92] Stickel W., "Method of optimizing registration signals for electron-beam microfabrication", J.Vac.Sci.Technol., vol.15, nr 3, 1978, s.901-905

- [93] Stickel W., Langner G.O., "Edge contrast: A new definition for comparative lithography tool characterization", J.Vac.Sci.Technol. B, vol.1, nr 4, 1983, s.1007-1010
- [94] Teterycz H., "Anizotropowe i selektywne roztwarzanie krzemu w technologii elektronowej", Politechnika Wrocławska, praca doktorska, ITE, raport nr 59, 1980, s.1-113
- [95] Thwaite E.G., "Surface topography measurement and analysis", Aust.J.Phys., vol.35, 1982, s.777-784
- [96] Ting C.H., Andersen R.L., Saiki D.Y., Kraft A.J., "Chrome mask fabrication with electron-beam lithographic system", J.Vac.Sci.Technol., vol.15, nr 3, 1978, s.948-952
- [97] Vallenbroek F.A., Spiertz E.J., Kroon H.J.J., "Profile modification of resist patterns in optical lithography", Polymer Engineering and Science, vol.23, nr 17, 1983, s.925-930
- [98] Via G., "Mobile detector for a scanning electron-beam microscope", IBM Technical Disclosure Bulletin, vol.26, nr 3A, 1983, s.1175-1176
- [99] Vossen J.L., Schnable G.L., Kern W., "Processes for multi-level metallization", J.Vac.Sci.Technol., vol.11, nr 1, 1974, s.60-70
- [100] Warburton W.K., "Soft X-ray microscopy/lithography branch line at SSRL", Nucl.Instrum.and Methods, vol.172, 1980, s.387-391
- [101] Wells O.C., "Backscattered electron image /BSI/ in the scanning electron microscope /SEM/", Scanning Electron Microscopy 1977/I, Chicago, 1977, s.747-771
- [102] Wolf E.D., Coane P.J., "Coates-Kikuchi patterns and electron-spectroscopy from single crystals", J.Vac.Sci.Technol.,

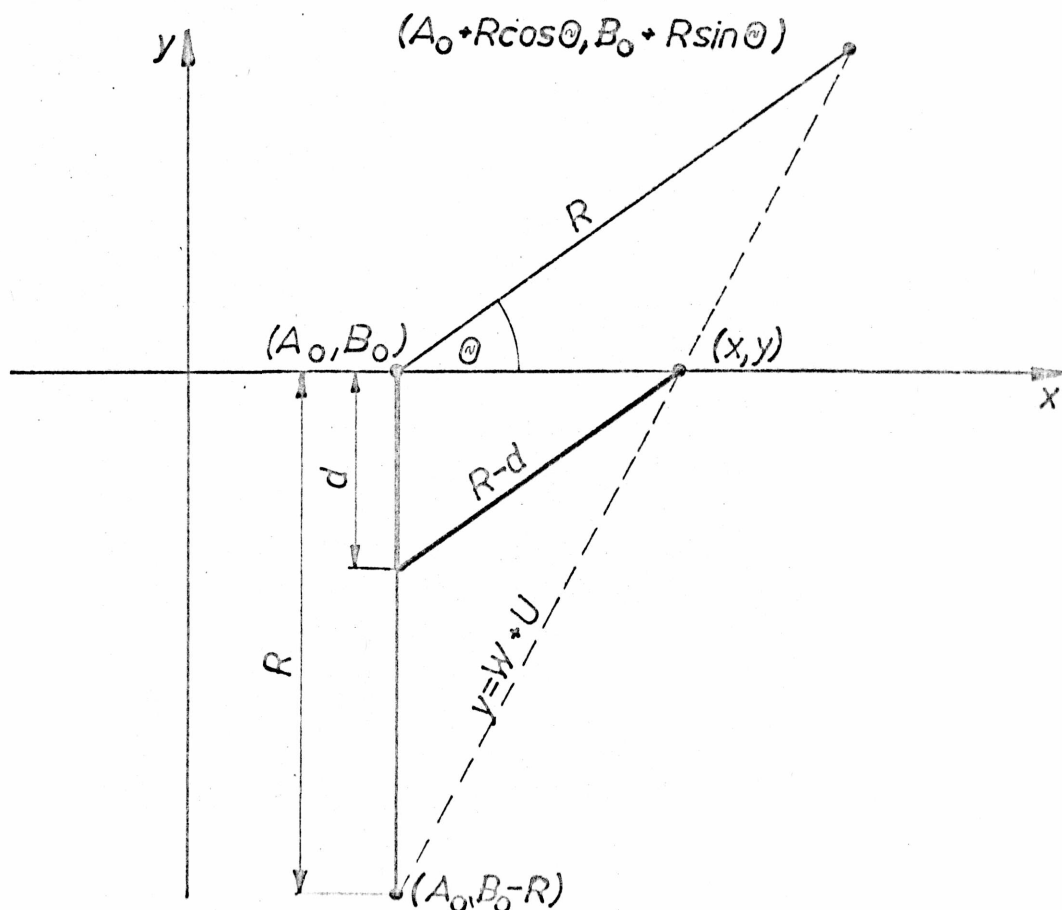
vol.10, nr 6, 1973, s.1064-1067

- [103] Wolf E.D. Coane P.J., Ozdemir F.S., "Composition and detection of alignment marks for electron-beam lithography", J.Vac.Sci.Technol., vol.12, nr 6, 1975, s.1266-1270
- [104] Zdanowski J., "Technologia jonowa", I Konf.Nauk.Technol. El., Wyd. Pol.Wr., 1982, s.159-174.

D O D A T E K N R 1

WYZNACZANIE KRZYWEJ OKREŚLAJĄCEJ PUNKTY, W KTÓRYCH
ELEKTRONY PENETRUJĄCE PRÓBKĘ POD KĄTEM WYJŚCIA θ
CAŁKOWICIE TRACĄ SWĄ ENERGIĘ

Jeżeli elektron po przebyciu drogi d w głąb próbki ulegnie rozproszeniu pod kątem θ /rys. 1/, to do punktu x, y w którym całkowicie utraci swoją energię, może przebyć jeszcze drogę $R - d$, gdzie R jest to zasięg wnikania elektronu w próbkę według prawa Thomsona-Whiddingtona.



Rys. 1. Wyznaczanie krzywej określającej punkty, w których elektrony penetrujące próbkę pod kątem wyjścia θ całkowicie tracą swoją energię.

Współrzędne punktu, w którym elektron penetrujący próbkę pod kątem wyjścia Θ całkowicie traci energię są następujące

$$\left. \begin{aligned} x &= A_0 + (R-d) \cos \Theta \\ y &= B_0 + (R-d) \sin \Theta - d \end{aligned} \right\} /1/$$

Układ równań /1/ przedstawia pewną krzywą w postaci parametrycznej. Aby stwierdzić, jaka to krzywa, należy przedstawić ją w sposób jawny.

Z równania /1/ wyznaczony jest parametr d

$$d = R - \frac{x - A_0}{\cos \Theta} \quad /2/$$

i podstawiony do równania /2/

$$y = B_0 + \left(R - R + \frac{x - A_0}{\cos \Theta} \right) \sin \Theta - R + \frac{x - A_0}{\cos \Theta} \quad /3/$$

$$y = \frac{\sin \Theta + 1}{\cos \Theta} (x - A_0) + B_0 - R \quad /4/$$

$$y = \frac{\sin \Theta + 1}{\cos \Theta} x - \frac{\sin \Theta + 1}{\cos \Theta} A_0 + B_0 - R \quad /5/$$

$$y = Wx + U \quad /6/$$

gdzie:

$$W = \frac{\sin \Theta + 1}{\cos \Theta}, \quad U = -W A_0 + B_0 - R \quad /7/$$

Tak więc układ równań /1/ przedstawia równanie prostej.

D O D A T E K N R 2

PROGRAM OBLICZANIA SYGNAŁÓW E W R POCHODZĄCYCH
Z ROZWINIĘTEJ POWIERZCHNI PRÓBKII

Wykaz ważniejszych symboli zastosowanych w programie

I. Zmienne wejściowe

- QZ - zmienna pomocnicza przyjmująca wartości 0 lub 1.
Wprowadzono ją w celu uniknięcia ponownego obli-
czania współczynnika Δk przy zmianie kąta detekcji
- NA - zadana ilość punktów padania wiązki na powierzchnię
próbki
- NP - ilość przedziałów energetycznych wybrana w celu
uwzględnienia charakterystyki wzmocnienia detektora
- ND - liczba wartości kątów detekcji sygnału EWR
- A (•) - tablica, w której należy podać kolejno:
- A \emptyset , B \emptyset - współrzędne punktu, w którym wiązka
 elektronów pada na próbkę
- M - numer obszaru profilu znaku, w którym
 znajduje się punkt padania wiązki
- A3, B3
 A4, B4 - współrzędne (x,y) dwóch granicznych
 punktów odcinka, który odpowiada ściance
 znaku zacieniającej drogę EWR w kierunku
 detektora. W przypadku występowania efek-
 tu zacinienia obliczane jest B7, B8.

- T - kąt /liczony względem osi x/, pod którym ustawiony jest detektor w stosunku do punktu padania wiązki.

II. Inne symbole

- B7, B8 - znormalizowany względem zasięgu wnikania zakres głębokości z których EWR nie docierają do detektora z powodu efektu zacielenia
- A1, A2 - wartość współrzędnych x_1 i x_2 punktów granicznych
- P, S - parametry prostej $y = P_x + S$, na której leży dany odcinek profilu
- A9 - największa odległość wzdłuż osi x, liczona od początku układu współrzędnych do punktu wyjścia elektronu z próbki
- B9 - unormowana względem zasięgu wnikania wiązki największa głębokość, z której elektrony mogą wyjść na powierzchnię próbki pod kątem T przy zadanych warunkach początkowych /wg tablicy A (") /
- R, U - parametry prostej $y = R_x + U$, określającej punkty, w których elektrony penetrujące próbkę pod kątem wyjścia T całkowicie tracą energię
- A, B - granice całkowania zmiennej y we wzorze /7.28/ do obliczania wartości sygnału EWR docierającego pod kątem T do detektora /patrz rozdz. 7.3.2/,
- C - zadana ilość kroków podczas całkowania, zależna od wielkości obszaru całkowania

- $C(\cdot)$ - tablica zawierająca współrzędne x, y punktów granicznych profilu znaku
- $X(\cdot)$ - tablica zawierająca współrzędne x punktów granicznych profilu znaku
- $E(\cdot)$ - tablica zawierająca dane dotyczące udziału w sygnale końcowym elektronów wstecznie, rozproszonych o różnych energiach /dane oparte na podstawie charakterystyki wzmocnienia detektora/
- $Z(\cdot)$ - tablica zawierająca wartości zasięgów wnikania wiązki elektronów w poszczególnych przedziałach energetycznych E
- $D(\cdot), V(\cdot)$ - tablice pomocnicze służące do przechowywania wyników pośrednich.

III. Ważniejsze stałe

- $Q = 4.20883$ - zasięg elektronów wiązki przy $E_0 = 20$ keV, obliczony z prawa Thomsona-Whiddingtona
- $F1\phi = 0.05$ - współczynnik uwzględniający wpływ efektu brzegowego
- $k = 1.817$ - współczynnik udziału dyfuzji, wyznaczony na podstawie równania /7.32/.

IV. Zmienne wyjściowe

- $W(\cdot)$ - tablica wartości Δk obliczanych dla każdego punktu padania wiązki
- $B(\cdot)$ - tablica zawierająca wartości całkowitego sygnału EWR oraz wartości składnika określającego udział procesu dyfuzji w sygnale EWR /w przypadku każdego punktu padania wiązki/.

Wydruk programu /w języku BASIC/

```
1 REM "KASK"
2 INPUT QZ
3 INPUT NA
4 DIM E(6): DIM D(100): DIM Z(6)
7 DIM F(2): DIM X(12): DIM W(50)
10 DIM V(20): DIM R(250): DIM B(100): DIM C(20)
17 LET C(1)=-8.8: LET C(2)=0
19 LET C(3)=-6.6: LET C(4)=1.6
21 LET C(5)=-5.1: LET C(6)=0
23 LET C(7)=0: LET C(8)=0
25 LET C(9)=2.2: LET C(10)=1.6
27 LET C(11)=3.7: LET C(12)=0
29 LET C(13)=8.8: LET C(14)=0
31 LET C(15)=11: LET C(16)=1.6
30 FOR K=1 TO NA
40 PRINT K
42 FOR J=1 TO 5
44 INPUT A((K-1)*5+J)
45 NEXT J
46 NEXT K
47 IF QZ>0.5 THEN GO TO 49
48 GO TO 2000
49 FOR L=1 TO 4
50 PRINT "WPROWADZ KAT"
52 INPUT T: INPUT NP
56 LET Q=4.20003
60 LET T=T*PI/180
65 LET LF=1
70 IF T>PI/2 THEN --LET LF=-1
76 LET R=(1+SIN T)/COS T
79 LET E(1)=1: LET E(2)=0.61475: LET E(3)=0.91967
82 LET E(4)=0: LET E(5)=0: LET E(6)=0
85 LET Z(1)=1.5149: LET Z(2)=2.6935: LET Z(3)=3.535
88 LET Z(4)=0: LET Z(5)=0: LET Z(6)=0
93 FOR K=1 TO NA
94 FOR I=1 TO 2
95 LET D((K-1)*2+I)=0: LET B((K-1)*2+I)=0
97 NEXT I: NEXT K
100 FOR K=1 TO NA
110 LET A0=A((K-1)*5+1): LET B0=A((K-1)*5+2)
116 LET J=A((K-1)*5+4): LET A3=C((J-1)*2+1): LET B3=C((J-1)*2+2)
122 LET J=A((K-1)*5+5): LET A4=C((J-1)*2+1): LET B4=C((J-1)*2+2)
140 FOR Y=1 TO NP
145 LET Z=Z(Y): LET M=A((K-1)*5+3)
150 LET U=-R*A0+B0-Z
188 IF M>5 THEN GO TO 200
190 IF M=5 THEN GO SUB 450: GO TO 220
192 IF M=4 THEN GO SUB 440: GO TO 220
194 IF M=3 THEN GO SUB 430: GO TO 220
196 IF M=2 THEN GO SUB 420: GO TO 220
198 IF M=1 THEN GO SUB 410: GO TO 220
200 IF M=6 THEN GO SUB 460: GO TO 220
202 IF M=7 THEN GO SUB 470: GO TO 220
204 IF M=8 THEN GO SUB 480: GO TO 220
206 IF M=9 THEN GO SUB 490: GO TO 220
208 IF M=10 THEN GO SUB 500: GO TO 220
210 IF M=11 THEN GO SUB 510: GO TO 220
220 IF P<R THEN GO TO 250
230 PRINT "ZLE T": STOP
250 LET A9=(U-S)/(P-R)
260 IF A9<A1 THEN GO TO 290
270 IF A9>A2 THEN GO TO 290
280 GO TO 310
290 LET M=M+LF
300 GO TO 188
310 LET B9=1-(A9-A0)/(Z*COS T): LET B9=B9*Z/Q
320 IF B9<0 THEN LET B9=0
330 GO TO 520
410 LET A1=-8.8: LET A2=-6.6: LET P=0.72727: LET S=6.399: RETURN
420 LET A1=-6.6: LET A2=-5.1: LET P=-1.0667: LET S=-5.44022: RETURN
430 LET A1=-5.1: LET A2=0: LET P=0: LET S=0: RETURN
440 LET A1=0: LET A2=2.2: LET P=0.72727: LET S=0: RETURN
450 LET A1=2.2: LET A2=3.7: LET P=-1.0667: LET S=3.9467: RETURN
460 LET A1=3.7: LET A2=8.8: LET P=0: LET S=0: RETURN
470 LET A1=8.8: LET A2=11: LET P=0.72727: LET S=-6.399: RETURN
520 LET KJ=0
560 LET B1=B3+TAN T*(A0-A3): LET B2=B4+TAN T*(A0-A4)
580 IF B1>B2 THEN GO TO 610
585 LET A=0: LET B=B9: LET C=100+4*INT (B/0.02)
600 GO TO 710
610 IF B1>B0 THEN LET B1=B0
620 IF B2>B0 THEN LET B2=B0
630 LET B7=(B0-B1)/Q: LET B8=(B0-B2)/Q
660 IF B9<B7 THEN GO TO 704
662 IF B7>0 THEN GO TO 672
664 IF B9>B8 THEN GO TO 672
666 LET A1=0: LET F1=0
670 GO TO 1003
672 LET A=B8: LET B=B9: LET C=100+4*INT ((B-A)/0.02)
676 GO TO 710
678 IF B9>B8 THEN GO TO 686
680 LET A=0: LET B=B7: LET C=100+4*INT (B/0.02)
684 GO TO 710
```

```
686 LET KJ=1
688 LET A=0: LET B=B7: LET C=100+4*INT (B/0.02)
692 GO TO 710
694 LET KJ=0
696 LET A=B8: LET B=B9: LET C=100+4*INT ((B-A)/0.02)
702 GO TO 770
704 LET A=0: LET B=B9: LET C=100+4*INT (B/0.02)
710 LET F1=0: LET I1=0: LET H1=0
745 LET T1=ABS (P1/2-T)
750 LET E=0.168: LET K1=1.817
770 LET G=0: GO SUB 1100
790 LET I=X: LET F=G**X
810 LET D=(B-A)/C: LET O=C/2
830 LET G=G+D: GO SUB 1100
850 LET I=I+4**X: LET F=F+4**X**G
870 LET G=G+D: GO SUB 1100
890 LET I=I+2**X: LET F=F+2**X**G
910 LET Q=0-1: IF Q>0 THEN GO TO 830
930 LET G=B: GO SUB 1100
950 LET I=I-X: LET F=F-G**X
970 LET I=D**E*I/(3*PI*(1+COS T1)^2)
980 LET F=D**K1**F*(1+LF**W(K))/(6*PI)
985 LET H=I+F
987 LET F1=F1+F: LET I1=I1+I: LET H1=H1+F+I
995 IF KJ<0.5 THEN GO TO 999
997 GO TO 694
1003 LET B((K-1)*2+1)=B((K-1)*2+1)+(H1-D((K-1)*2+1))*E(Y)
1005 LET B((K-1)*2+2)=B((K-1)*2+2)+(F1-D((K-1)*2+2))*E(Y)
1007 LET D((K-1)*2+1)=H1: LET D((K-1)*2+2)=F1
1020 NEXT Y
1022 CLS : PRINT K," " ; B((K-1)*2+1)," " ; B((K-1)*2+2)
1025 NEXT K
1027 FOR K=1 TO NA STEP 2
1029 LET KZ=K+1
1030 LPRINT K;CHR# (16)+"08";B((K-1)*2+1);CHR# (16)+"22";B((K-1)*2+2);CHR# (16)+
"38";KZ;CHR# (16)+"44";B((KZ-1)*2+1);CHR# (16)+"58";B((KZ-1)*2+2)
1033 NEXT K
1040 BEEP 10,14: BEEP 0.5,12: BEEP 10,14
1048 CLS
1050 FOR K=1 TO NA
1055 PRINT K," " ; B((K-1)*2+1);TAB 20;B((K-1)*2+2)
1057 NEXT K
1059 BEEP 1,1
1059 CLS
1060 PLOT 0,0: PLOT 255,0: PLOT 0,175: PLOT 255,175: PLOT 0,10: PLOT 130,10: PLO
T 255,10
1062 LET AA1=A(206)-A(1): LET BB1=0.041
1066 LET C=-A(1)
1070 FOR K=1 TO NA
1073 LET A=(A((K-1)*5+1)+C)/AA1: LET B=B((K-1)*2+1)/BB1: LET AQ=(A(K*5+1)+C)/AA1
: LET BQ=B((K*2+1)/BB1
1075 PLOT 130*A,80*B+10
1080 NEXT K
1082 BEEP 10,10
1084 COPY
1085 CLS
1086 NEXT L
1090 STOP
1100 REM CALKA
1110 LET X=(1-G)^(E+K1-1)*EXP (K1*G)
1120 RETURN
2000 REM K
2010 LET X(1)=-0.8: LET X(2)=-6.6: LET X(3)=-5.1: LET X(4)=0
2050 LET X(5)=2.2: LET X(6)=3.7: LET X(7)=8.8: LET X(8)=11
2090 LET X(9)=100: LET X(10)=100: LET X(11)=100: LET X(12)=100
2190 LPRINT "WARTOSCI K"
2200 FOR J=1 TO NA
2210 LET A0=A((J-1)*5+1): LET B0=A((J-1)*5+2)-1.62028: LET M=A((J-1)*5+3)
2240 LET X1=A0-2.58855: LET X2=A0+2.58855
2260 REM WYZNACZANIE MAX NUMER ODD. PROF.
2270 FOR I=1 TO 11
2280 IF (X(I)<=X1) AND (X1<X(I+1)) THEN GO TO 2300
2290 NEXT I
2300 LET M11=I
2310 FOR I=1 TO 11
2320 IF (X(I)<=X2) AND (X2<X(I+1)) THEN GO TO 2340
2330 NEXT I
2340 LET M12=I
2341 REM WYZNACZ. GRANIC CALKOWANIA
2342 FOR K=1 TO 2
2343 IF K)=1.5 THEN GO TO 2347
2344 LET M21=M11: LET M22=M: GO TO 2350
2347 LET M21=M: LET M22=M12
2350 LET N5=0
2360 FOR I=M21 TO M22
2361 IF I>5 THEN GO TO 2367
2362 IF I=5 THEN GO SUB 450: GO TO 2380
2363 IF I=4 THEN GO SUB 440: GO TO 2380
2364 IF I=3 THEN GO SUB 430: GO TO 2380
2365 IF I=2 THEN GO SUB 420: GO TO 2380
2366 IF I=1 THEN GO SUB 410: GO TO 2380
2367 IF I=6 THEN GO SUB 460: GO TO 2380
2368 IF I=7 THEN GO SUB 470: GO TO 2380
```

```
2369 IF I=8 THEN GO SUB 480: GO TO 2380
2370 IF I=9 THEN GO SUB 490: GO TO 2380
2371 IF I=10 THEN GO SUB 500: GO TO 2380
2372 IF I=11 THEN GO SUB 510: GO TO 2380
2380 LET Z1=1+P*P: LET Z2=2*P*(S-B0)-2*A0
2400 LET Z3=A0*A0+(S-B0)*(S-B0)-6.70059
2410 LET DZ=Z2*Z2-4*Z1*Z3
2420 IF DZ<=0 THEN GO TO 2530
2430 LET Z4=(-Z2+SQR(DZ))/(2*Z1)
2440 LET Z5=(-Z2-SQR(DZ))/(2*Z1)
2441 IF (K=1) AND (I=M22) THEN GO TO 2532
2442 IF (K=2) AND (I=M21) THEN GO TO 2444
2443 GO TO 2450
2444 LET N5=N5+1: LET V((N5-1)*2+1)=A0: LET V((N5-1)*2+2)=M: LET A1=A0
2450 IF (A1>Z4) OR (Z4>=A2) THEN GO TO 2490
2460 LET N5=N5+1: LET V((N5-1)*2+1)=Z4: LET V((N5-1)*2+2)=I
2490 IF (A1>Z5) OR (Z5>=A2) THEN GO TO 2530
2500 LET N5=N5+1: LET V((N5-1)*2+1)=Z5: LET V((N5-1)*2+2)=I
2530 NEXT I
2531 GO TO 2534
2532 LET A2=A0: GO TO 2450
2534 IF K=2 THEN GO TO 2540
2535 LET N5=N5+1: LET V((N5-1)*2+1)=A0: LET V((N5-1)*2+2)=M
2540 LET N6=N5/2
2550 LET F=0
2560 FOR I=1 TO N6
2570 LET F1=0: LET F2=0: LET N7=2*I
2600 LET A=V((N7-2)*2+1): LET B=V((N7-1)*2+1): LET C=32+4*INT((B-A)*10)
2630 LET G=A: GO SUB 3100
2650 LET F1=F1+X: LET G=B
2670 GO SUB 3100: LET F1=F1+X: LET D=(B-A)/C
2700 FOR L=1 TO C-1 STEP 2
2710 LET G=A+L*D: GO SUB 3100: LET F1=F1+4*X
2740 NEXT L
2750 FOR L=2 TO C-1 STEP 2
2760 LET G=A+L*D: GO SUB 3100: LET F1=F1+2*X
2790 NEXT L
2800 LET F1=F1*D/3: LET L1=V((N7-2)*2+2): LET L2=V((N7-1)*2+2)
2811 IF L1>5 THEN GO TO 2817
2812 IF L1=5 THEN GO SUB 450: GO TO 2830
2813 IF L1=4 THEN GO SUB 440: GO TO 2830
2814 IF L1=3 THEN GO SUB 430: GO TO 2830
2815 IF L1=2 THEN GO SUB 420: GO TO 2830
2816 IF L1=1 THEN GO SUB 410: GO TO 2830
2817 IF L1=6 THEN GO SUB 460: GO TO 2830
2818 IF L1=7 THEN GO SUB 470: GO TO 2830
2819 IF L1=8 THEN GO SUB 480: GO TO 2830
2820 IF L1=9 THEN GO SUB 490: GO TO 2830
2821 IF L1=10 THEN GO SUB 500: GO TO 2830
2822 IF L1=11 THEN GO SUB 510: GO TO 2830
2830 IF L1<>L2 THEN GO TO 2880
2850 LET F2=F2+P*(B*B-A*A)/2+S*(B-A)
2860 GO TO 2940
2880 LET F2=F2+P*(A2*A2-A*A)/2+S*(A2-A)
2890 FOR L=L1+1 TO L2
2895 IF L>5 THEN GO TO 2901
2896 IF L=5 THEN GO SUB 450: GO TO 2910
2897 IF L=4 THEN GO SUB 440: GO TO 2910
2898 IF L=3 THEN GO SUB 430: GO TO 2910
2899 IF L=2 THEN GO SUB 420: GO TO 2910
2900 IF L=1 THEN GO SUB 410: GO TO 2910
2901 IF L=6 THEN GO SUB 460: GO TO 2910
2902 IF L=7 THEN GO SUB 470: GO TO 2910
2903 IF L=8 THEN GO SUB 480: GO TO 2910
2904 IF L=9 THEN GO SUB 490: GO TO 2910
2905 IF L=10 THEN GO SUB 500: GO TO 2910
2906 IF L=11 THEN GO SUB 510: GO TO 2910
2910 IF L=L2 THEN LET A2=B
2920 LET F2=F2+P*(A2*A2-A1*A1)/2+S*(A2-A1)
2930 NEXT L
2940 LET F=F+F1-F2
2950 NEXT I
2960 LET F6=F/(PI*6.70059): LET F(K)=F6-0.06467
2964 NEXT K
2966 LET F10=0.05: LET W(J)=F10*(F(2)-F(1))/0.12934
2970 CLS
2975 PRINT J,W(J)
2976 LPRINT J;CHR$(16)+"10" W(J)
2980 NEXT J
2995 CLS
2997 BEEP 5,0: BEEP 0.3,15: BEEP 10,5
3000 GO TO 49
3100 REM KOLD
3110 LET X=50+SQR(6.70059-(G-A0)*(G-A0)): RETURN
```