

Władysław HOFMAN, Marta PAWŁOWSKA,
Wojciech WIERZCHOWSKI
Ośrodek Naukowo-Produkcyjnych Materiałów Półprzewodnikowych
Warszawa

Jan WĄSOWSKI

Biuro Technologiczne Fabryki Półprzewodników TEWA

Badanie defektów krystalograficznych generowanych w trakcie operacji wytwarzania tranzystora p-n-p

WSTĘP

Stosunkowo często uzyskanie wymaganych parametrów elektrycznych tranzystorów związane jest z wytworzeniem odpowiednich złącz emiter-baza i baza-kolektor. W stosowanych powszechnie epitaksjalno-planarnych konstrukcjach elementów poszczególne złącza otrzymuje się poprzez realizację szeregu procesów epitaksji lub selektywnej dyfuzji. Wytworzenie złącza składa się z następujących etapów: utleniania płytki, fotolitografii, chemicznego wytrawiania okienek w tlenkach oraz dyfuzji domieszek lub procesu epitaksji.

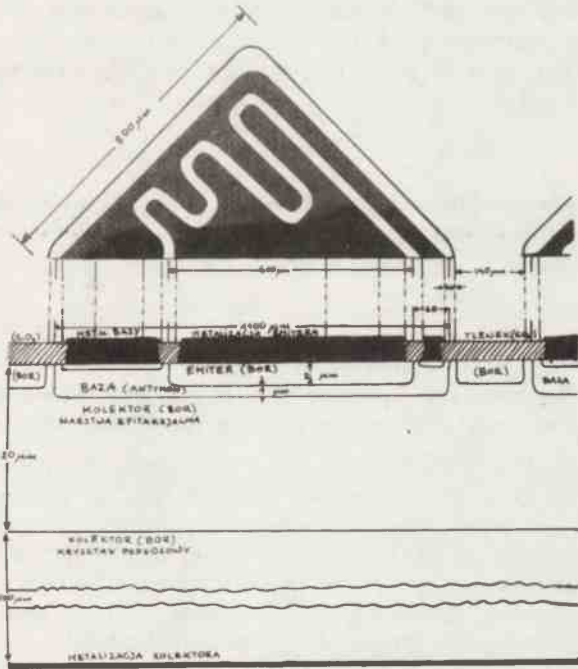
Powyższe operacje mogą istotnie zmienić doskonałość sieci krystalicznej materiału wyjściowego. Charakterystycznymi defektami obserwowanymi z reguły po operacjach wysokotemperaturowych są: dyslokacje, błędy ułożenia, wydzielenia domieszek, lokalne odkształcenia sprężyste oraz makroskopowe wygięcia próbek [np. 1,2]. Wpływ powstałych uszkodzeń na końcowe parametry elektryczne gotowego wyrobu jest przedmiotem badań prowadzonych od kilkunastu lat w wielu ośrodkach zajmujących się technologią elementów półprzewodnikowych. W większości publikowanych na ten temat prac autorzy dokonują porównań gęstości defektów z pomiarami elektrycznymi poszczególnych złącz. Statystyczny charakter opracowań podyktowany jest złożonością zjawiska, w którym różne typy defektów wprowadzają zmiany identycznych wielkości elektrycznych. Ustalenie przyczynków pochodzących od określonych, pojedynczych uszkodzeń jest bardzo trudne i - o ile nam wiadomo - nie zostało dotychczas przeprowadzone dla konkretnych elementów półprzewodnikowych.

Prawdopodobieństwo uformowania się defektów podczas procesu wytwarzania zależy od wielu czynników. Krytycznymi parametrami są rodzaje i koncentracje domieszek oraz czasy i temperatury poszczególnych operacji. W niektórych technologiach wartości powyższych parametrów mogą rozstrzygać o generacji i gęstości defektów. Jednocześnie nie można zmienić wartości tych parametrów, ponieważ prowadziło- by to do zmian właściwości elektrycznych elementu, np. wartości wzmocnienia

prądowego, oporności szeregowych, pojemności złącz itp. W rezultacie technologii te charakteryzują się na ogół niższą wydajnością, której poprawa jest uzależniona od nie zawsze optymalnej przebudowy rozwiązania konstrukcyjnego struktury.

Z powyższych powodów badania elementów wytwarzanych metodami takich technologii są szczególnie uzasadnione. Badania stanu realnej struktury materiału mają przede wszystkim na celu:

- a/ ustalenie, jakie uszkodzenia spowodowane są niewystarczającą sprawnością na rzędzi obróbczych i urządzeń technologicznych /defekty te można ograniczyć lub usunąć całkowicie/;
 - b/ ocenienie, wpływu przypadkowych uszkodzeń /rysy, defekty maski/ na generację defektów typowych wywołanych specyfiką procesu, tzn. rodzajem i koncentracją domieszek, temperaturą i czasem operacji;
 - c/ rozstrzygnięcie, które kategorie defektów zmieniają charakterystyki złącz.
- Poniższa praca przedstawia metodykę i wyniki badań struktury tranzystora epiplanarnego p-n-p, którego schemat przedstawiono na rys. 1. Wybrano taką technologię, która zakłada prowadzenie szeregu operacji przy krytycznych wartościach temperatur oraz znacznych niedopasowaniach sieci pomiędzy poszczególnymi obszarami czynnymi.



Rys. 1. Schemat i przekrój poprzeczny badanego tranzystora

Identyfikację defektów wykonywano na tych samych próbkach kolejno po następujących etapach: 1 - wzrostu warstwy epitaksjalnej, 2 - utlenienia termicznego warstwy, 3 - predyfuzji bazy, 4 - reoksydacji okienek baz, 5 - predyfuzji emiterów, 6 - reoksydacji obszarów emiterów.

Badania realizowano metodą topografii rentgenowskiej oraz metodą obserwacji powierzchni próbek przed i po trawieniu selektywnym. Obserwacje prowadzono za pomocą mikroskopu optycznego z kontrastem typu Nomarskiego oraz elektronicznego mikroskopu skaningowego.

Badania rentgenowskie wykonywano na dwóch układach topograficznych. Podstawową metodą była metoda Langa. Uzupełniająco zastosowano metodę odbiciową Berga-Barretta. Użyteczność wszystkich metod została sprawdzona eksperymentalnie poprzez kontrolę powtarzalności wyników dla różnych serii próbek.

Wybrane do badań płytki zostały przez fotolitografowanie i trawienie powierzchni - oznakowane cyframi. Ułatwiło to identyfikację poszczególnych próbek po każdej operacji technologicznej. Obserwacje selektywnie trawionej powierzchni próbek wykonywano po badaniach rentgenowskich. Umożliwiło to porównanie i określenie przydatności zastosowanych metod w ujawnianiu różnych typów defektów.

1. PRÓBKİ

Po etapie 1

Materiałem wyjściowym były słabo domieszkowane borem ($7 \cdot 10^{15}$ atom/cm³) homoepitaksjalne warstwy krzemu osadzone na bezdyslokacyjnych niskoporowych ($6,5 \cdot 10^{18}$ atom/cm³) kryształach podłożowych otrzymanych metodą Czochralskiego. Wzrost warstwy zachodził w procesie dwutemperaturowym na powierzchni odchylonej o 4° od płaszczyzny (111). Pierwsze 2 μm warstwy osadzono w temperaturze 1180°C; pozostałe 18 μm w temperaturze 1090°C. Czas wzrostu wynosił 30 minut.

Po etapie 2

W wyniku pierwszego utlenienia powierzchni krzemu otrzymano warstwę tlenku SiO + SiO₂ o grubości około 6200 Å. Stosowano metodę utleniania cieplnego /1050°C/² w atmosferze suchego i mokrego tlenu.

Po etapie 3

W kolejnym procesie warstwę tlenku poddano fotochemicznej obróbce w celu nadania kształtu obszarom baz. Operację dyfuzji baz prowadzono dwustopniowo w systemie otwartej rury. Podczas predyfuzji dyfundowano antymon z SbCl₅ do wartości koncentracji powierzchniowej ok. $2 \cdot 10^{19}$ atom/cm³ (dyfuzja z nieograniczonego źródła). Temperatura procesu wynosiła 1220°C, zaś końcowa głębokość położenia złącz ok. 1 μm. Wartość koncentracji powierzchniowej domieszki wyznaczono z pomiarów rezystancji powierzchniowej przyjmując, że uzyskana głębokość złącza nie odbiega od wartości typowej znanej dla tego procesu. Założono również, że rozkłady domieszek w głąb warstwy opisuje funkcja "erfc" dla procesu predyfuzji i funkcjo Gaussa dla procesu reoksydacji.

Po etapie 4

Proces reoksydacji okienek baz polegał na utlenieniu próbek w temperaturze 1200°C. W czasie tej operacji głębokość położenia złącz jak również koncentracja powierzchniowa domieszki zmieniły się odpowiednio do wartości 3 μm i $2 \cdot 10^{18}$ atom/cm³ (dyfuzja z cienkiej warstwy szkliva).

Po etapie 5

W kolejnym procesie fotolitografii odkryto obszary emiterów i pierścieni ochronnych. Dyfuzję emiterów prowadzono również dwustopniowo w układzie otwartym. Predyfuzję wykonano z BCl_3 (dyfuzja z nieograniczonego źródła). Otrzymano koncentrację powierzchniową domieszki $5 \cdot 10^{20}$ atom/cm³ i głębokość położenia złącz $1,5 \mu\text{m}$.

Po etapie 6

Utlenianie okienek emiterów prowadzi do obniżenia koncentracji powierzchniowej boru do wartości $1,5 \cdot 10^{20}$ atom/cm³ i przesunięcia się złącza na głębokość $2 \mu\text{m}$ (dyfuzja z cienkiej warstwy szkliva). Temperatura procesu wynosiła 1050°C . Koncentrację domieszki wyznaczono podobnie jak po procesie dyfuzji bazy. Jednocześnie z predyfuzją emiterów wykonano w obszary kolektora dyfuzję pierścieni, która poprzez zwiększenie koncentracji boru pod tlenkami zmniejszyła prądy zerowe kolektora.

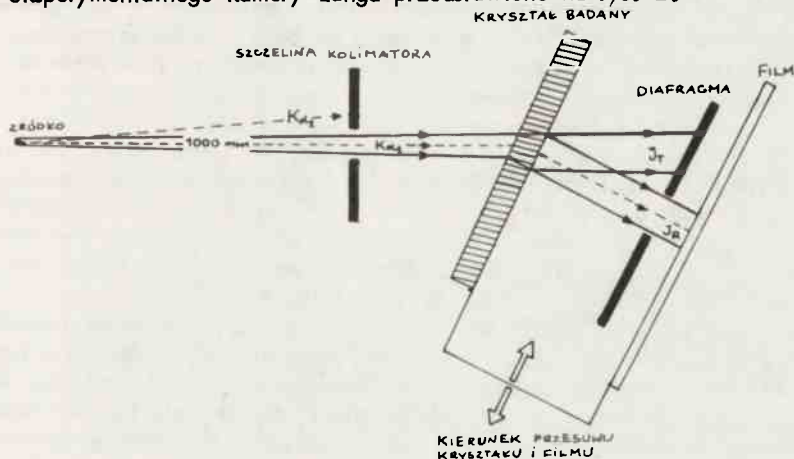
Dalsze etapy

W kolejnej operacji fotolitografii odkryto obszary kolektorów pod kontakty baz po czym wykonano dyfuzję z POCl_3 w temperaturze 1000°C w celu zmniejszenia rezystywności kontaktów baza-metalizacja. Następne operacje, tzn. fotolitografie, metalizacja, cięcie, lutowanie i termokompresja, nie powinny istotnie wpływać na stan struktury krystalicznej złącz dyfuzyjnych. Wynika to z faktu znacznie niższych temperatur oraz powierzchniowego charakteru tych operacji.

2. METODYKA BADAŃ

2.1. Topografia Langa

Sz szczególnie przydatną do badania struktur półprzewodników jest metoda rentgenowskiej topografii Langa [3]. Jest to skanowana metoda transmisyjna wykorzystująca odpowiednio skolimowaną wiązkę promieniowania polichromatycznego. Schemat układu eksperymentalnego kamery Langa przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2. Schemat metody Langa

Badany monokryształ oświetlany jest "mocno" skolimowaną wiązką wychodzącą z mikroogniska lampy rentgenowskiej. Kryształ ustawiany jest w położeniu odbijającym promieniowanie z wąskiego zakresu falowego wokół składowej $K\alpha_1$ widma charakterystycznego anody. Układ kolimujący uniemożliwia składowej $K\alpha_2$ udział w formowaniu obrazu na filmie.

Promieniowanie padające pod kątem Bragga na wybrane płaszczyzny sieciowe kryształu transmitowane jest dynamicznie przez całą grubość próbki.

Na wyjściowej powierzchni kryształu integralna intensywność wiązki ulega rozdzieleniu na część ugiętą " I_n " i transmisyjną " I_T ". Odwzorowanie wnętrza kryształu

uzyskuje się poprzez rejestrację na drobnoziarnistej emulsji fotograficznej rozkładu intensywności promieniowania w wiązce ugiętej. W czasie ekspozycji kryształ i film przesuwane są równoległe do nieruchomej diafragmy absorbującej wiązkę transmisyjną. W rezultacie uzyskany obraz topograficzny jest zrzuconym na płaszczyznę filmu rozkładem intensywności pochodzącym z całej objętości kryształu. Badania metodą Langa realizowano na kamerze LGL-3 firmy Rigaku-Denki. Kamera ta jest wyposażona w specjalny mechanizm umożliwiający wykonywanie topogramów z całego obszaru sferycznie wygiętych płytek. Nadaje on próbce dodatkowy obrót, tak że podczas przesuwu znajduje się ona zawsze w położeniu maksimum odbicia. Urządzenie koryguje niekorzystny wpływ wygięć dla dodatnich i ujemnych sferycznych krzywizn w zakresie od 0 do 0,28 m⁻¹. Ponieważ układ ustawiania korekcji jest wyskalowany, istnieje możliwość bezpośredniego odczytu promienia krzywizny próbki. Dokładność urządzenia umożliwia ocenę wartości promienia w przedziale od 3,6 m z błędem +1 cm do 120 m z błędem +12 m.

Kamera jest dostosowana do badania płytek o średnicach do 100 mm. Mocowanie próbek na goniometrze jest bardzo wygodne. Polega ono na umieszczeniu kryształu między dwiema elastycznymi foliami mylorowymi nie wprowadzającymi naprężeń oraz nie brudzącymi próbki. Rozwiązanie to jest bardzo korzystne, ponieważ umożliwia prowadzenie dalszych badań (np. metodą selektywnego trawienia) na niezanieczyszczonych powierzchniach preparatu.

W zastosowanej metodzie źródłem promieniowania rentgenowskiego była lampa z wirującą anodą generatora RU-200 PL firmy Rigaku-Denki. Specjalnie chłodzony wirujący target lampy pozwala na ciągłą emisję promieniowania przy gęstościach prądu anodowego do 100 mA/mm² i napięciu do 60 kV. Duża intensywność promieniowania zapewnia kilkakrotne skrócenie czasów ekspozycji w porównaniu z czasami uzyskiwanymi przy stosowaniu lamp rentgenowskich o nieruchomych anodach.

Generator RU-200PL ma wbudowany układ cylindra Wehnelta, który przy poprawnym ustawieniu i właściwym doborze napięcia polaryzacji umożliwia zmniejszenie efektywnych wymiarów ogniska do 0,1 x 0,1 mm², zapewniając tym samym wysoką zdolność rozdzielczą metody. W zestawionym układzie pionowa i pozioma geometryczna zdolność rozdzielcza nie przekraczała rozdzielczości filmu, która w przypadku 100 μm emulsji jądrowych wynosi ok. 4 μm.

Mechanizm powstawania kontrastu w metodzie Langa jest stosunkowo złożony / tłumaczy go dynamiczna teoria interferencji promieni X/. Zastosowano warunki, w których stan struktury kryształu ujawniał się poprzez zjawisko kontrastu ekstynkcyjnego. W kontraście tym obszary zdefektowane odwzorowują się jako miejsca o zwiększonym zaczernieniu w stosunku do zaczernienia wywołanego przez promieniowanie odbite od sieci niezdefektowanej.

Kontrast ekstynkcyjny występuje przy stosowaniu wiązek o rozbieżnościach kątowych znacznie większych od szerokości połówkowej krzywej odbicia przy spełnieniu warunku $\mu D \ll 1$, gdzie " μ " jest współczynnikiem absorpcji fotoelektrycznej, a "D" - grubością kryształu mierzoną wzdłuż płaszczyzn odbijających.

W zestawionym przez nas układzie, przy typowej grubości próbek $D = 200 \mu\text{m}$, iloczyn μD nie przekracza 0,4, zaś rozbieżność wiązki padającej wynosiła ok. 100". W takich warunkach dla niezdefektowanych obszarów kryształu monochromatyczne promieniowanie rentgenowskie padające na wybrane płaszczyzny sieciowe pod kątem Bragga odbijane jest w zakresie pojedynczych sekund kątowych. Szerokość zakresu krzywej odbicia można określić na podstawie wzoru

$$W = 2C \frac{e^2}{mc^2} \frac{\lambda}{\pi V} \frac{|F|}{\sin 2\theta_B} \left[\frac{\sin \theta_B + \psi}{\sin \theta_B - \psi} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

gdzie: $\frac{e^2}{mc^2}$ - klasyczny thomsonowski promień elektronu, θ_B - kąt Bragga, F - czynnik strukturalny sieci, ψ - kąt nachylenia płaszczyzn odbijających do powierzchni kryształu, V - objętość komórki elementarnej sieci, C - czynnik polaryzacyjny równy 1 dla promieniowania o polaryzacji σ i $\cos 2\theta_B$ dla promieniowania o polaryzacji π .

Korzystając z wzoru (1) obliczono szerokości krzywych odbicia typowych refleksów transmisyjnych sieci krzemu w przypadku orientacji próbek (111) i promieniowania $\text{Mo K}\alpha_1$. Uzyskane wartości zamieszczono na rys. 3.

hkl	(111)	(220)	(400)	(422)	(511) (333)	(440)	(444)
$h^2+k^2+l^2$	3	8	16	24	27	32	48
σ	3.15"	2.24"	1.68"	1.1"	0.83"	0.81"	0.7"
π	3.06"	2.1"	1.45"	0.88"	0.62"	0.6"	0.41"

Rys. 3. Zestawienie szerokości połówkowych krzywych odbicia refleksów transmisyjnych w Si przy promieniowaniu $\text{Mo K}\alpha_1$

Jak można zauważyć dla wymienionych w tabeli refleksów obowiązuje reguła wzrostu zakresu kątowego odbicia przy spadku sumy kwadratów wskaźników Millera.

W metodzie Langa przy stosowaniu polichromatycznych rozbieżnych wiązek padających (dla krzemu maksymalnie do 200") obszary zdefektowane znacznie poszerzają zakres kątowy krzywych odbicia. Poszerzenie to prowadzi do wzrostu integralnej intensywności, która w ostatecznym efekcie staje się większa od intensywności promieniowania odbitego poza defektem. Obszar, który może dostarczyć zwiększonej integralnej intensywności, musi charakteryzować się taką deformacją płaszczyzn odbijających, która wywołuje efektywną zmianę kąta Bragga większą od pojedynczej szerokości krzywej odbicia [np. 4]

$$W < \delta \theta + \frac{\delta d}{d} \cdot \operatorname{tg} \theta_B \quad (2)$$

gdzie: $\delta \theta$ - lokalna zmiana orientacji płaszczyzn odbijających, $\frac{\delta d}{d} \operatorname{tg} \theta_B$ - lokalną zmianą kąta Bragga wywołaną względną zmianą odległości płaszczyzn odbijających.

Na podstawie nierówności (2), biorąc jednocześnie pod uwagę dane z rys. 3, można powiedzieć, że szerokość obrazu defektów /czułość metody/ wzrasta w refleksach wysokowskźnikowych, zaś rozdzielczość metody maleje przy wzroście wskaźników Millera.

Uwzględniając wyniki eksperymentalne uzyskane we wstępnym etapie badań oraz biorąc pod uwagę opisany powyżej mechanizm formowania kontrastu ustalono, że w metodzie transmisyjnej Langa najbardziej optymalne do rejestracji defektów są refleksy symetryczne. Dlatego też większość zamieszczonych topogramów odpowiada odbiciom 220 lub $\bar{4}22$.

Reasumując należy stwierdzić, że znajdujący się w Pracowni Rentgenografii ONPMP układ eksperymentalny Langa jest szczególnie przydatny do badania struktur półprzewodnikowych przede wszystkim ze względu na:

- a/ znaczne nieraz skrajnie różne sferyczne wygięcia płytek /możliwość korekcji wygięć/;
- b/ potrzebę przebadania dużej ilości próbek /możliwość szybkiej wymiany, łatwej orientacji próbek i krótkich czasów ekspozycji/
- c/ znaczną gęstość defektów /możliwość rozróżnienia pojedynczych uszkodzeń sieci ze względu na wysoką geometryczną rozdzielczość metody, np. dla dyslokacji do gęstości $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ /.

2.2. Topografia Berga-Barretta

W rentgenowskich badaniach elementów półprzewodnikowych obok metod transmisyjnych uzupełniająco stosuje się metody topografii odbiciowej. Okazują się one bardzo przydatne przede wszystkim ze względu na możliwość roztrzygnięcia, które z defektów zarejestrowanych na topogramach transmisyjnych znajdują się w warstwie przypowierzchniowej próbki. W warstwie tej stosunkowo często zlokalizowane są podstawowe obszary czynne elementów półprzewodnikowych. Występujące tu defekty mogą decydować o właściwościach elektrycznych gotowego przyrządu.

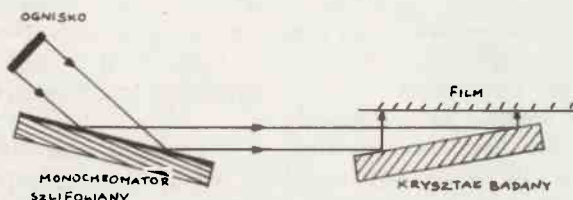
Wśród kilku metod odbiciowych najbardziej przydatną do badania półprzewodnikowych struktur krzemowych jest metoda Berga-Barretta [5, 6]. Realizuje się ją w układzie stacjonarnym, w którym preparat jest oświetlony polichromatyczną wiązką rozbieżną. Odwzorowanie struktury krystalograficznej daje wiązko odbita braggowsko od wybranych płaszczyzn sieciowych próbki. Najczęściej wykorzystuje się ugięcie odpowiadające linii $K\alpha_1$ widma charakterystycznego anody.

W takiej sytuacji, ze względu na dużą rozbieżność wiązki padającej otrzymuje się obraz pochodzący również od drugiej składowej dubletu $K\alpha_2$. W rezultacie zarejestrowany na filmie rozkład kontrastów składa się z podwójnego odwzorowania defektów, pogarszającego czytelność topogramu.

W niniejszej pracy metodę topografii odbiciowej realizowano na zmodyfikowanym układzie Berga-Barretta [7]. Zastosowano rozwiązanie eksperymentalne przedstawione schematycznie na rys. 4.

Zestawiony układ posiadał wszystkie zasadnicze własności układu Berga-Barretta a ponadto zapewniał pojedyncze odwzorowanie poszczególnych defektów. Eliminację udziału składowej $K\alpha_2$ uzyskano poprzez zastosowanie układu z monochromatorem.

Oświetlająca monochromator germanowy rozbieżna wiązka promieniowania rentgenowskiego ulegała dyfrakcji na płaszczyznach (111). W celu zmniejszenia szerokości odbitej wiązki płaszczyzny (111) były odpowiednio nachylone do powierzchni kryształu.



Rys. 4. Schemat stosowanej zmodyfikowanej metody Berga-Barretta

Promieniowanie wysyłane z ogniska lampy padało bezpośrednio na 30 μm warstwę uszkodzoną, którą otrzymano poprzez szlifowanie powierzchni monochromatora na drobnoziarnistym proszku diamentowym. Warstwę tę przygotowano w celu uzyskania większej intensywności promieniowania padającego na preparat oraz zachowania warunku rozbieżności wiązki znacznie większej od szerokości kilku sekund kątowych. Typogramy wykonywano w układzie (+ +), co oznacza, że odbicia na obu kryształach odchylają wiązkę w tę samą stronę. Promieniowanie odbite od próbki rejestrowano na 50 μm emulsji jądrowej Ilford L-4 ustawionej prostopadle do kierunku wiązki.

Układ eksperymentalny został zestawiony na dyfraktometrze rentgenowskim Dron 1,5. Źródłem promieniowania $K\alpha_1$ było liniowe ognisko lampy BSW-9. Ognisko posiadało wymiary 0,2 x 12 mm^2 . Geometryczne zdolności rozdzielcze układu były poniżej 5 μm . Czasy ekspozycji nie przekraczały 6 godzin, zaś wielkość odwzorowywanych pól zmieniały się w zależności od zastosowanego refleksu od 1 cm^2 dla odbić 333 do 3 cm^2 dla odbić 511. Niewątpliwą wadą układu była występująca na topogramach modulacja tła związana ze spiralną strukturą włókna katody. Wada ta jest szczególnie uciążliwa w przypadku konieczności pracy na wysokokontrastowych emulsjach jądrowych. Na podstawie wykonanych prób przekonano się, że niekorzystny wpływ włókna udaje się wyeliminować poprzez wprowadzenie skanowania próbki.

Podobnie jak w metodzie Langa również w metodzie Berga-Barretta defekty sieci krystalicznej odwzorowywane są poprzez zjawisko kontrastu ekstynkcyjnego. Oczywiście odwzorowywane są tylko te defekty, których pola odkształceń sięgają do przypowierzchniowych obszarów próbki - sondowanych przez padające promieniowanie rentgenowskie. Efektywna grubość tych obszarów mierzona od powierzchni płytki jest funkcją zastosowanego typu odbicia, a przy ustalonym refleksie silnie zależy od makroskopowego odkształcenia warstwy przypowierzchniowej. Ogólnie obserwowaną prawidłowością jest wzrost głębokości penetracji wiązki wraz ze zmniejszaniem się szerokości połówkowej krzywej odbicia. Jednak dla próbek o mocno zdefektowanych obszarach przypowierzchniowych może następować spadek czułości metody w refleksach głębiej wnikających - ze względu na silne /kilk-

krotne/ poszerzenie zakresu kąтового krzywej odbicia zwiększającego zaczerpnie-
nie tła.

Wyniki uzyskane we wstępnym etapie pracy wykazały, że wygodnymi refleksami odbiciowymi do badania struktur półprzewodnikowych są refleksy typu: 440, 511, 620. Są to odbicia o stosunkowo małej głębokości penetracji, zmieniającej się w granicach od $15 \div 20 \mu\text{m}$ dla refleksu 511 do $40 \div 50 \mu\text{m}$ dla refleksów 440 i 620. Pozwalają one na wydzielenie defektów znajdujących się w warstwie epitaksjalnej, w której są zlokalizowane podstawowe obszary czynne tranzystora.

Dodatkową zaletą jest wysoka zdolność rozdzielcza metody Berga-Barretta. Wynika ona ze znacznych szerokości naturalnych krzywych odbicia, które zmieniają się w zależności od refleksu od 2,5" do 7". Dzięki temu istnieje możliwość wykonywania badań na mocno zdefektowanych próbkach otrzymywanych po zaawansowanych etapach procesu technologicznego.

Metoda Berga-Barretta jest stosunkowo często stosowana przy analizie wektorów Burgersa dyslokacji. W niniejszej pracy układ odbiciowy umożliwił określenie wektorów Burgersa dyslokacji niedopasowania biegnących równoległe do powierzchni próbki. W metodzie transmisyjnej ze względu na anomalne zachowanie się kontrastu na liniach dyslokacji nie można było jednoznacznie ustalić kierunków wektorów Burgersa.

2.3. Mikroskopowe obserwacje powierzchni

W przypadku materiału o dużej gęstości defektów niska zdolność rozdzielcza układów topograficznych /w porównaniu do innych metod/ uniemożliwia rejestrację pojedynczych defektów. Dodatkowo istotnym ograniczeniem metod rentgenowskich jest skończony zakres czułości ujawniania defektów. W praktyce rejestruje się zakłócenia związane ze względną deformacją sieci $\frac{\Delta a}{a}$ nie mniejszą niż 10^{-7} .

Okaztałtowania mniejsze od tej wartości mogą być wywołane przez pojedyncze defekty punktowe lub ich skupiska, np.: wakansy, atomy międzywęzłowe, wytrącenia atomów zanieczyszczeń lub niewielkie niejednorodności w rozkładach domieszek. Dlatego też w wielu sytuacjach badawczych konieczność uzyskania możliwie pełnego opisu realnej struktury kryształu zmusza do stosowania wielu wzajemnie komplementarnych metod ujawniania defektów.

W niniejszej pracy obok przedstawionych metod topografii rentgenowskiej stosowano metodę mikroskopowych obserwacji powierzchni próbek przed i po selektywnym trawieniu chemicznym. Obserwacje wykonywano za pomocą mikroskopu optycznego. W miarę potrzeby uzyskania dodatkowych informacji stosowano mikroskop optyczny z kontrastem interferencyjnym typu Nomarskiego /obserwacje bardzo płtykich obrazów trawienia/ oraz elektronowy mikroskop skaningowy /obserwacje geometrii figur trawienia/. W porównaniu z metodami topograficznymi mikroskopowe obserwacje obrazów trawienia charakteryzują się znacznie wyższą czułością oraz wyższą rozdzielczością w ujawnianiu wielu rodzajów defektów.

Przygotowanie próbek polegało na usunięciu tlenków z powierzchni płytek, przez trawienie /ok. 10 minut/ w roztworze: 1 cz. HF + 1 cz. H_2O , oraz na selektywnym trawieniu chemicznym /od 30 do 80 sekund/ w roztworze: 1 cz. HF + 1 cz. kwasu chromowego. Ze względu na niszczący charakter badań kolejne obserwacje wykonywano na próbkach wycofanych z dalszych badań topograficznych.

3. WYNIKI BADAŃ

Przed rozpoczęciem badań warstw epitaksjalnych dla orientacji przebadano kilka kryształów podłożowych bez warstw. Monokryształy podłożowe charakteryzowały się wysoką jakością struktury. Oprócz nielicznych uszkodzeń (ozn. Γ) wprowadzonych podczas obróbki powierzchni oraz słabo zaznaczonych pierścieni segregacji domieszki nie zaobserwowano defektów typu dyslokacji, jak również nie stwierdzono wygięć próbek.

W miarę zaawansowania procesu technologicznego zachodził znaczny wzrost globalnej ilości defektów. Można przekonać się o tym na przykładzie rysunków: 5a-d. Odpowiednie topogramy wykonano z tej samej próbki po czterech krytycznych etapach procesu technologicznego. Gwałtowne zwiększenie ilości defektów obserwowano z reguły po predyfuzji bazy i emitera /rys. 5c i d/. Jednocześnie ze wzrostem globalnej ilości defektów obserwowano zanikanie pewnych typów uszkodzeń struktury wygenerowanych w czasie wzrostu warstwy /rys. 5a, b, c; ozn. defektów: Δ_1^w , Δ_2^w , θ /. Sukcesywnie wykonywane pomiary wygięć próbek potwierdziły

występowanie zmian wartości promienia krzywizny płytek po wszystkich kolejno badanych procesach.

Zgodnie z harmonogramem badań dokładną analizę materiału rozpoczęto od warstw epitaksjalnych. W celu polepszenia widzialności defektów w topografii transmisyjnej usunięto "pasożytniczą" warstwę epitaksjalną osadzoną z tylnej strony płytki. Warstwa ta narasta podczas procesu epitaksji z polikrystalicznego krzemu nanie-sionego no grafitowy grzejnik reaktora przed właściwym procesem wzrostu.

Ze względu na różne koncentracje boru w podłożu i warstwie epitaksjalnej między sieciami bikryształu istnieje niedopasowanie, które określa się poprzez względną różnicę stałych sieci w stanie nieodkształconym

$$f_o = \frac{1}{a_p} (a_w - a_p) \quad (3)$$

gdzie a_w i a_p - stałe sieci krystalicznej warstwy i podłoża.

Niedopasowanie sieci wprowadza sprężyste odkształcenie bikryształu, które przy pewnej grubości warstwy może uwalniać się poprzez generację odkształceń plastycznych nazywanych defektami niedopasowania.

W początkowym okresie wzrostu warstwy niedopasowanie prowadzi do zwiększenia wymiarów komórek sieci kryształu w kierunku [111] [8]. Przy grubszych warstwach komórki podlegają dodatkowemu odkształceniu sprężystemu odpowiedzialnemu za sferyczne wygięcia próbek. Z pomiaru wydłużenia komórek sieci oraz pomiaru promienia krzywizny płytek można oszacować wartość współczynnika f_o [9, 10]. Odpowiednie pomiary wykonano no spektrometrze dwukrystalicznym w układzie (+, -) stosując odbicie $(333)^s$, - $(333)^s$ Cu $K\alpha_1$. Otrzymana wartość $\langle f \rangle$ wynosiła $3 \cdot 10^{-5}$ i stosunkowo dobrze zgadzała się z wartością obliczoną ze wzoru.

$$f_o = \beta_B \cdot N_o \quad (4)$$

gdzie: $\beta_B = 5 \cdot 10^{-24}$ cm³/atom [11, 12] - współczynnik kontrakcji sieci krzemu domieszkowanego borem,

$N_o = 6,5 \cdot 10^{18}$ atom/cm³ - koncentracją boru w podłożu.

Ze względu na specyfikę wykonanego pomiaru obliczona wartość niedopasowania sieciowego jest wartością uśrednioną i dlatego może różnić się od wartości określonej za pomocą wzoru (3).

W rzeczywistości stała sieci kryształu nie zmienia się skokowo na granicy rozdziału podłoża-warstwa. Dyfuzja boru z podłoża "rozmywa" skokowy profil zmiany stałej sieci.

Uzasadnia to wprowadzenie uśrednionego parametru $\langle f \rangle$ dokładniej określającego realną wartość niedopasowania w czasie procesu epitaksji. Parametr ten można zdefiniować następująco

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\langle a_p \rangle} \left[\langle a_w \rangle - \langle a_p \rangle \right] \quad (5)$$

gdzie

$$\langle a_w \rangle = a_w \left[1 - \frac{\beta B}{h_w} \int_0^{h_w} N(x,t) dx \right] \quad (6)$$

$$\langle a_p \rangle = a_p \left\{ 1 + \frac{\beta B}{h_p} \int_{-h}^0 \left[N_0 - N(x,t) dx \right] \right\} \quad (7)$$

średnie wartości stałych sieci warstwy i podłoża, $N(x,t)$ - profil zmian koncentracji domieszki w kryształ, w którym warstwa nie była domieszkowana celowo, h_w i h_p - grubości warstwy i podłoża.

Jeżeli układ współrzędnych wybierzemy tak, żeby linia $x = 0$ reprezentowała granicę metalurgiczną między warstwą epitaksjalną o podłożem, to rozkład koncentracji domieszki można opisać funkcją

$$N(x,t) = \frac{N_0}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2 \left(\sum_{i=1}^n D_i t_i \right)^{1/2}} \right] \quad (8)$$

gdzie: N_0 - maksymalna koncentracja domieszki w podłożu,

D_i - współczynnik dyfuzji boru w temp. T_i ,

t_i - czas wzrostu warstwy w temperaturze T_i ,

n - ilość różnotemperaturowych operacji procesu epitaksji [13].

Wykonany po procesie epitaksjalnym pomiar zmian rezystancji rozplwy w styku punktowym na szlifie skośnym potwierdził możliwość opisanie profilu koncentracji $N(x)$ wzorem (8). Wartość współczynników dyfuzji D_i obliczono z otrzymanego wykresu $N(x)$, zakładając następujący związek między poszczególnymi współczynnikami D_i i temperaturą T_i .

$$D_i = D_i \exp \left[\frac{E_i}{k} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_i} \right) \right] \quad (9)$$

gdzie: $E_A \sim 3,69$ eV - energia aktywacji boru w krzemie,
 k - stała Boltzmana.

Przy wyrażeniu większej prędkości wzrostu warstwy od prędkości przesuwania się złącza całki występujące we wzorach (6), (7) można przybliżyć całkami niewłaściwymi.

Po zastosowaniu tego przybliżenia i wykorzystaniu wyrażeń (3) i (4) otrzymamy

$$\langle a_w \rangle \approx a_p (1 + f_o) \left[1 - \frac{f_o}{h_w} \left(\frac{\sum_{i=1}^{\infty} D_i t_i}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (10)$$

$$\langle a_p \rangle \approx a_p \left[1 + \frac{f_o}{h_p} \left(\frac{\sum_{i=1}^{\infty} D_i t_i}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (11)$$

Podstawiając (10) i (11) do (5) oraz zanedbując wyrazy małe możemy uśredniony parametr $\langle f \rangle$ wyrazić następującym wzorem

$$\langle f \rangle \approx f_o \left[1 - \frac{1}{h_w} \left(\frac{\sum_{i=1}^{\infty} D_i t_i}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (12)$$

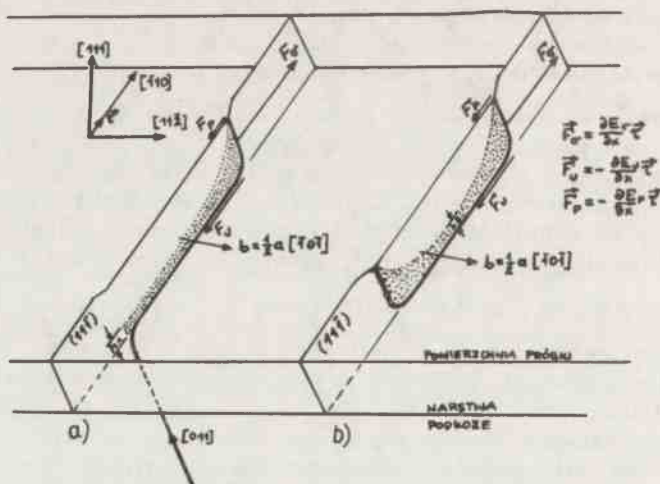
Wartości stałych procesu epitaksjalnego obliczone na podstawie przeprowadzonych pomiarów wynoszą: $D_1 = 1,28 \cdot 10^{-3}$ $\mu\text{m}^2/\text{s}$ i $t_1 = 120$ s dla pierwszego etapu wzrostu oraz $D_2 = 1,84 \cdot 10^{-4}$ $\mu\text{m}^2/\text{s}$ i $t_2 = 1980$ s dla drugiego etapu. Po wykonaniu odpowiednich rachunków otrzymano $\langle f \rangle = 0,98 f$. Wynik ten uzasadnia przekonanie, że w badanych warstwach proces samodiffuzji jedynie nieznacznie zmienia wartość niedopasowania zdefiniowaną wzorem (3).

Dla przebadanych próbek średni promień krzywizny wynosił 13,4 m, natomiast przeciętna gęstość defektów typu niedopasowania (ozn. Δ^w , Δ^w) nie przekroczyła 10 cm^{-2} . Charakterystyczny kształt i rozkład defektów niedopasowania przedstawiono na rys. 5a. Widoczne na topogramie długie proste linie układają się w trzech kierunkach typu $\langle 110 \rangle$ wyznaczonych przez przecięcia płaszczyzn typu $(11\bar{1})$ z płaszczyzną wzrostu. Gęstości tych linii zmieniały się od próbki do próbki, przy czym trafiały się również warstwy bez takich defektów. Większość linii odchodziła od dyslokacyjnych pasm poślizgowych (ozn. Δ^w) lub mechanicznych uszkodzeń krawędzi płytek (ozn. Δ_2^w) układając się w charakterystyczne pasmowe skupiska. Linie prostopadłe do ścieżki bazowego $(1\bar{1}0)$ występowały rzadziej w porównaniu z liniami biegnącymi w dwóch pozostałych kierunkach typu $\langle 1\bar{1}0 \rangle$.

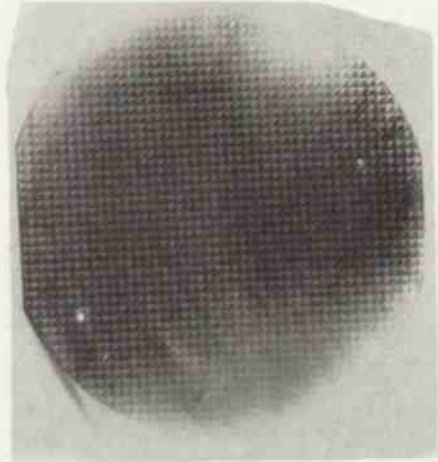
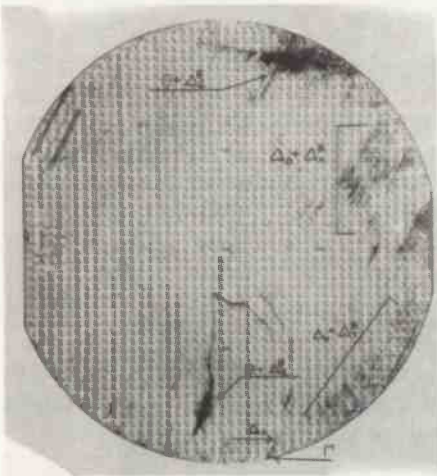
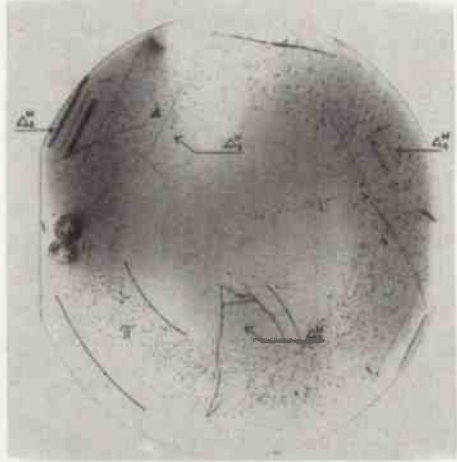
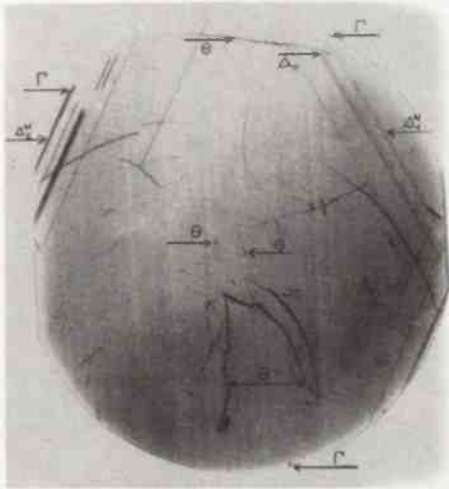
Bliższe badania defektów niedopasowania dały następujące wyniki:

- gęstości jamek dyslokacyjnych wytrawionych na powierzchni warstw były średnio o rząd większe od gęstości defektów niedopasowania;
- niektórym o obserwowanych na topogramach liniom odpowiadały liniowe stopnie nierówności występujące na powierzchni warstwy;
- podczas polerującego trawienia warstwy stopnie te zachowywały się;

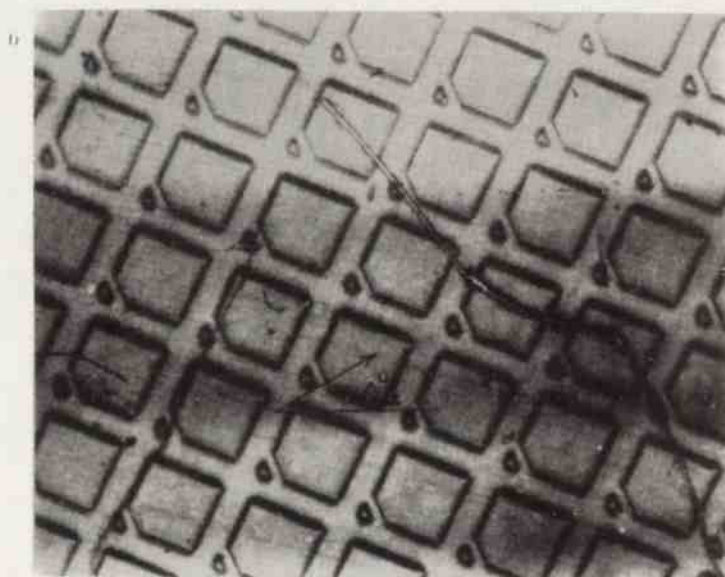
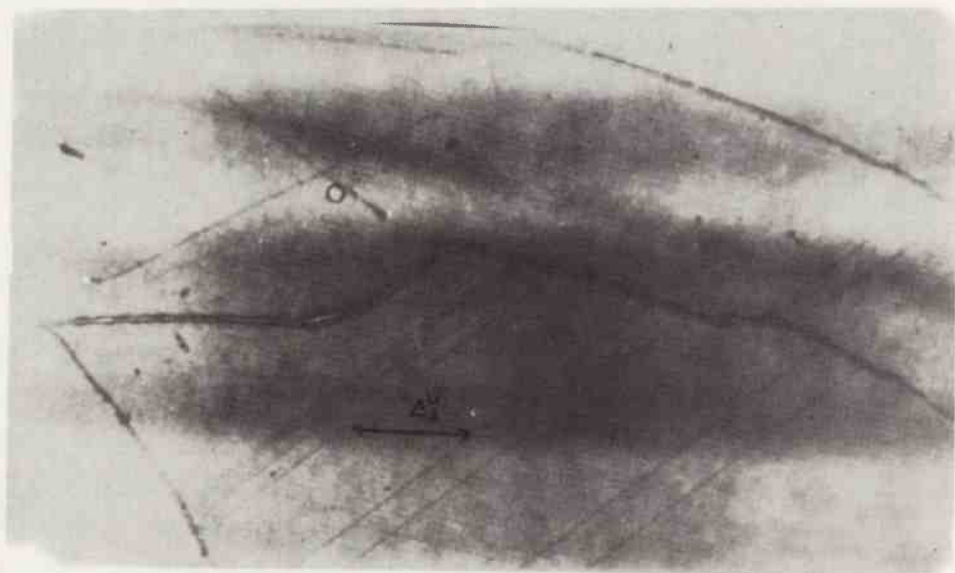
- d/ podczas selektywnego trawienia obszaru przejściowego warstwa podłoże oprócz widocznych liniowych stopni nierówności pojawiały się nowe linie odpowiadające obserwowanym na topogramach rentgenowskich. Często, ale nie zawsze, na końcach liniowych wytrawień występowały jamki odpowiadające uściom dyslokacji na powierzchnię; różniły się one swoim kształtem i głębokością od jamek odpowiadających dyslokacjom przechodzącym bezpośrednio z podłoża do warstwy;
- e/ na wysokowskaźnikowych topogramach transmisyjnych i odbiciowych sporadycznie obserwowano odwzorowania zakończeń defektów liniowych w postaci krótkich linii wychodzących na powierzchnię warstwy;
- f/ defektów niedopasowania nie obserwowano na topogramach rentgenowskich po strawieniu warstwy epitaksjalnej;
- g/ analiza kontrastu dyfrakcyjnego przeprowadzono na wybranych liniach w refleksach odbiciowych 333, 404, 440 i 044 wskazuje na to, że wektor Burgersa odpowiadający tym defektom nie leży w płaszczyźnie próbki /silny kontrast ekstynkcyjny w refleksie 333/. Najbardziej prawdopodobny jest wektor $1/2 \cdot a \cdot [10\bar{1}]$ leżący wraz z linią w płaszczyźnie $\{11\bar{1}\}$. W refleksach transmisyjnych ze względu na anomalne zmiany kontrastu /zaczernienie wzdłuż linii słabsze niż zaczernienie tła/ nie można było jednoznacznie określić kierunków wektora Burgersa;
- h/ ze względu na małą gęstość defektów nie zdołano zarejestrować i przebadać omawianych linii za pomocą elektronowego mikroskopu prześwietleniowego; W świetle powyższych faktów eksperymentalnych biorąc pod uwagę wyniki prac [14 ÷ 20], można obserwowane defekty interpretować jako:
- a/ dyslokacje generowane przez zakrzywienie i poślizg dyslokacji kontynuujących się z podłoża do warstwy /model A, rys. 7a/
- b/ półpełtle dyslokacyjne rozwinięte przez poślizg od powierzchni warstwy /model B, rys. 7b/



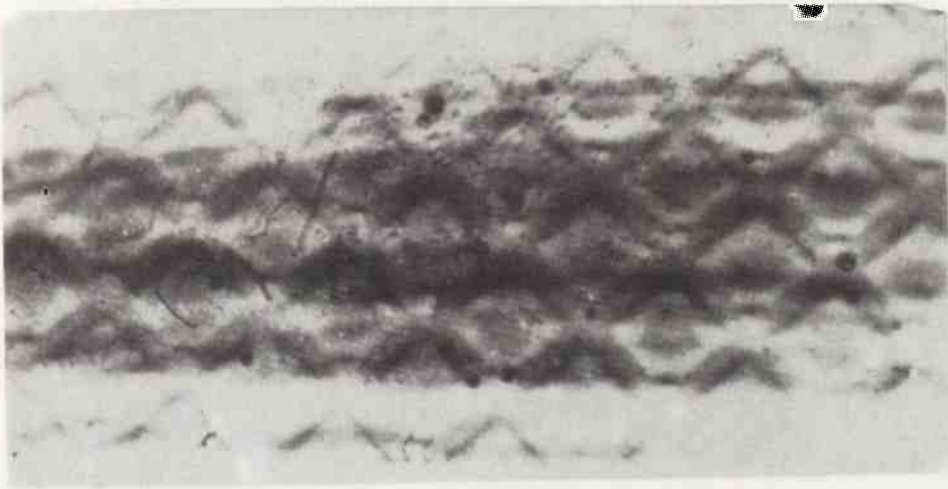
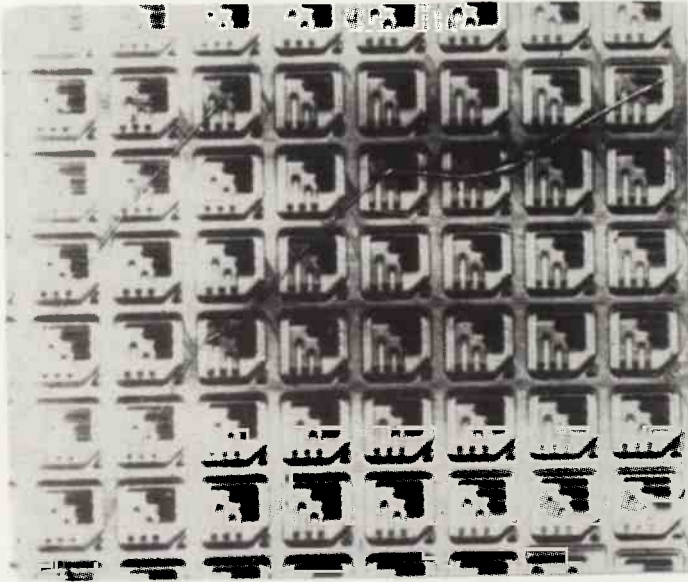
Rys. 7. Powstawanie dyslokacji niedopasowania na granicy warstwa epitaksjalna-podłoże;
a. zakrzywanie dyslokacji kontynuującej się z podłoża, b. rozwijanie półpełtli dyslokacyjnej



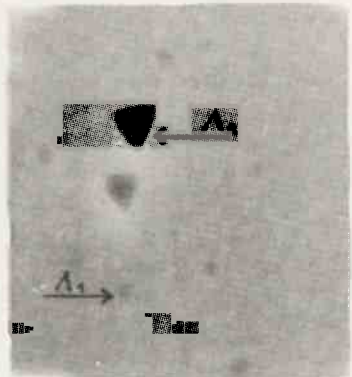
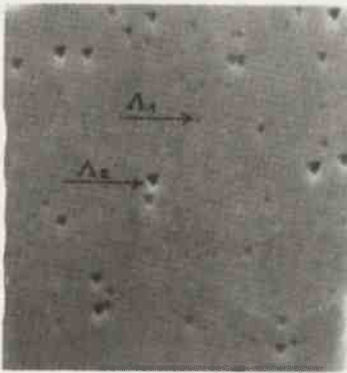
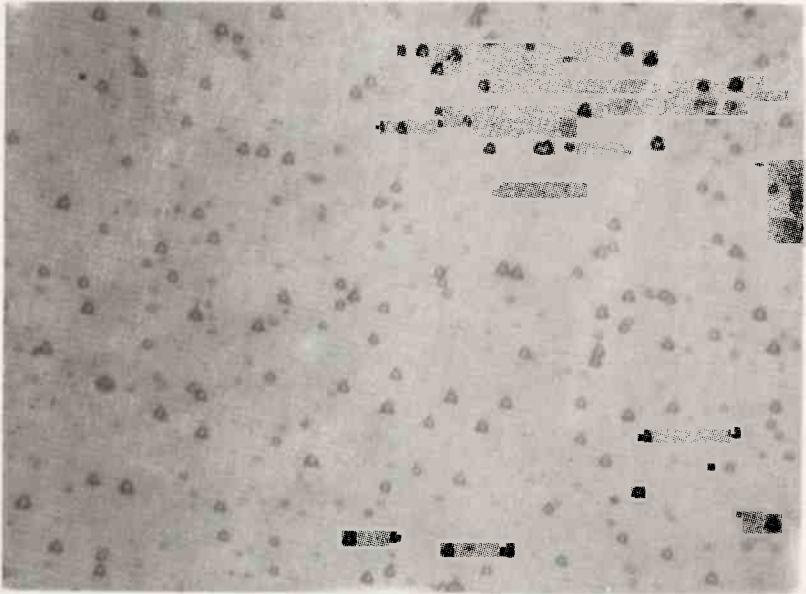
Rys. 5. Topogramy transmisyjne wykonane z tej samej próbki po kolejnych etapach procesu technologicznego, refleksi 220 powiększenie 2,5x:
 a/ po epitaksji, $R = 15 \text{ m}$, b/ po utlenieniu warstwy epitaksjalnej, $R = 5,8 \text{ m}$,
 c/ po predyfuzji bazy, $R = 6,6 \text{ m}$, d/ po predyfuzji emiterów, $R = 5,8 \text{ m}$



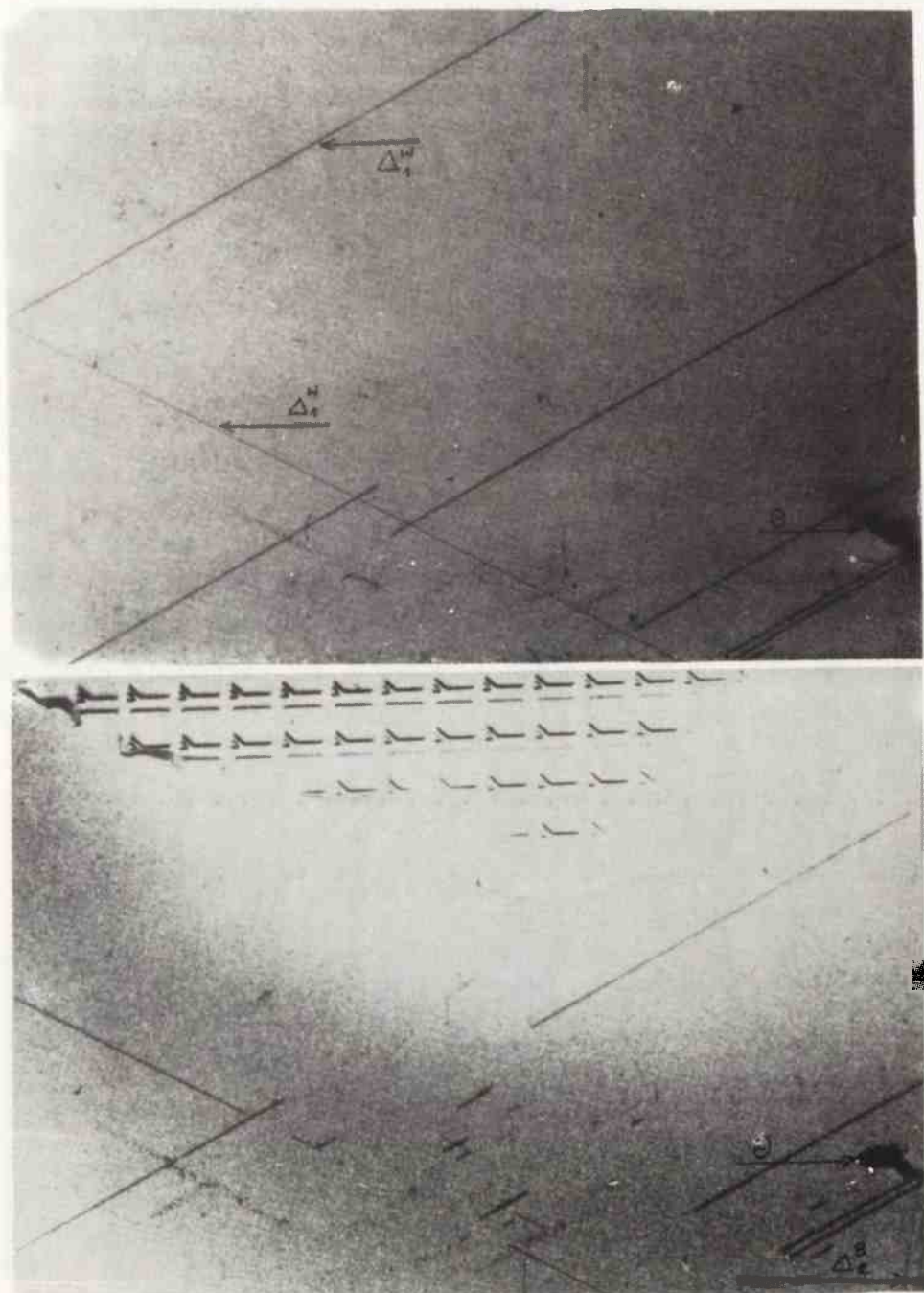
Rys. 6. Topogramy odbiciowe wykonane po różnych etapach z wybranego obszaru płytki przedstawionej na rys. 5:
a/ po utlenieniu warstwy epitaksjalnej, refleks 531, pow. 20x; b/ po predyfuzji bazy, refleks 440, pow. 20x; c/ po predyfuzji emiterów, refleks 440, pow. 14x; d/ po predyfuzji bazy od strony podłoża, refleks 533, pow. 20 x



Rys. 6. Topogramy odbiciowe wykonane po różnych etapach z wybranego obszaru płytki przedstawionej na rys. 5: a/ po utlenieniu warstwy epitakcjonalnej, refleks 531, pow. 20x; b/ po predyfuzji bazy, refleks 440, pow. 20x; c/ po predyfuzji emiterów, refleks 440, pow. 14x; d/ po predyfuzji bazy od strony podłoża, refleks 533, pow. 20 x

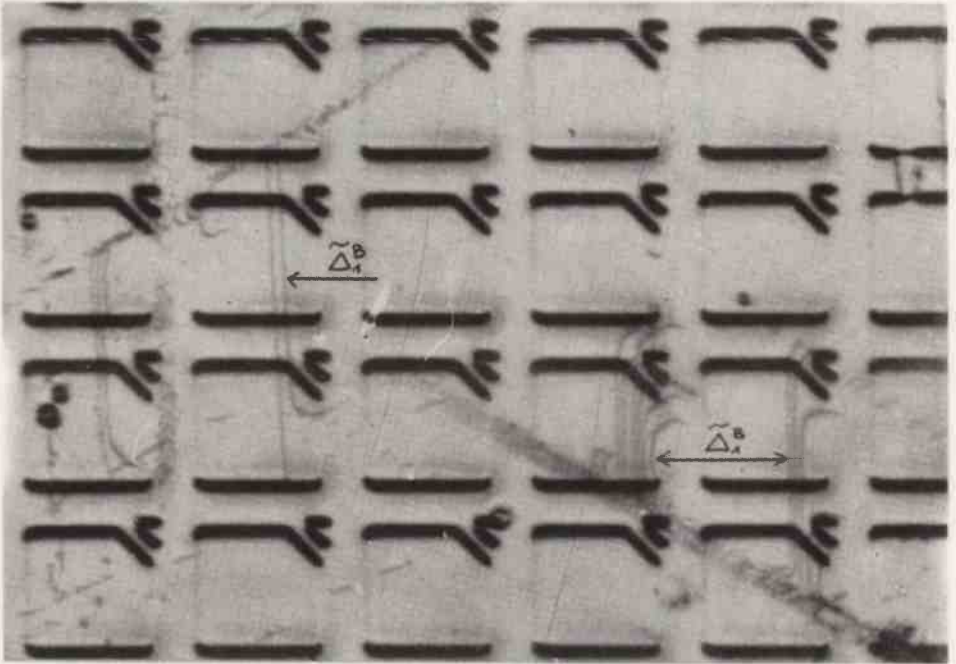


Rys. 8. Obrazy mikroskopowe płytkich jamek trawienia po utlenieniu warstwy epitaksjalnej. Powierzchnię płytek trawiono selektywnie po usunięciu warstwy tlenku:
a/ mikroskopia optyczna, pow. 450x; b, c/ mikroskopio skaningowa, pow. odpow. 500 i 1500x

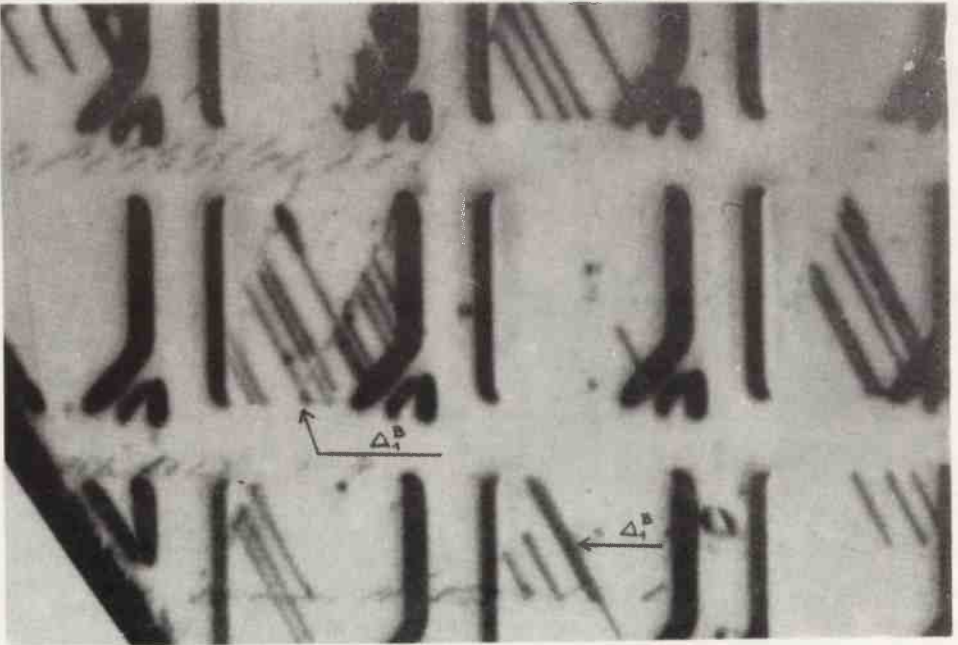


Rys. 9. Skracanie dyslokacji niedopasowania podczas predyfuzji bazy, reflektory transmisyjne 220 pow. 9x:
a. po utlenieniu warstwy, $R = 6$ m, b. po predyfuzji bazy, $R = 0,5$ m

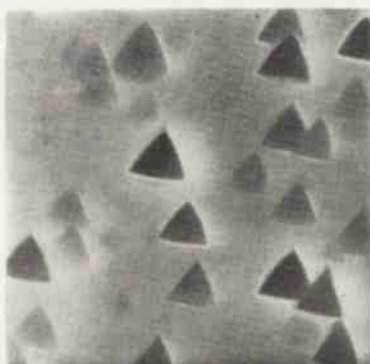
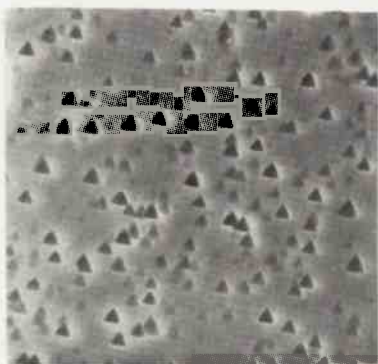
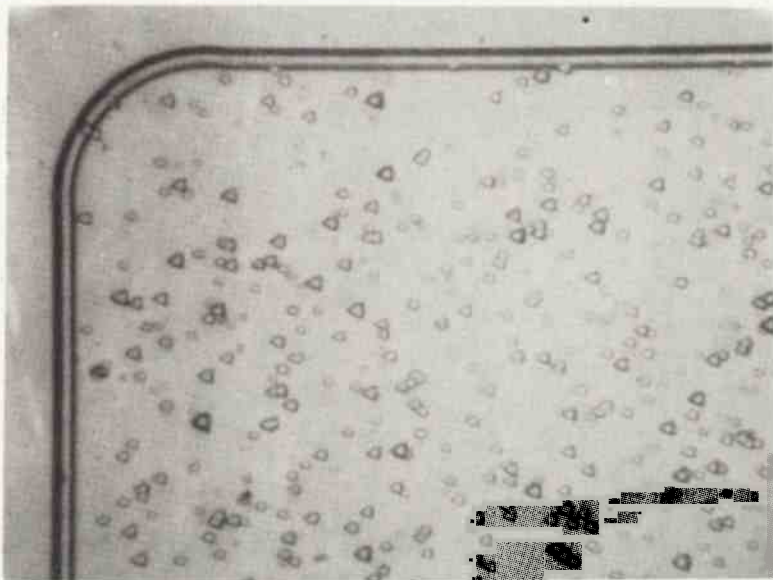
a



b

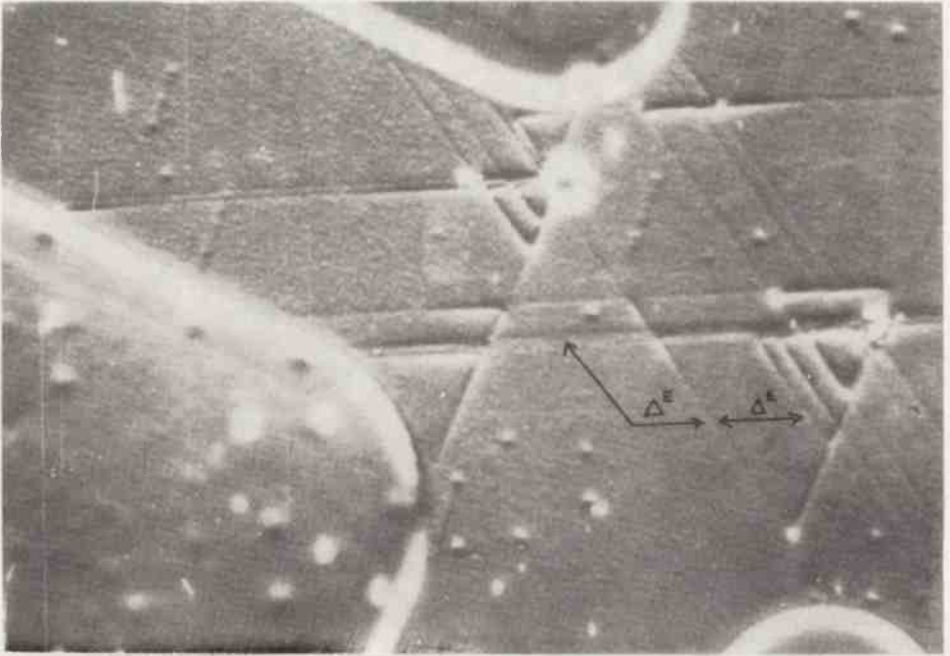


Rys. 10. Zakrzywienie się dyslokacji z pasm poślizgowych podczas predyfuzji bazy:
 a. refleks 220, $R = 7,8$ m, pow. 30x, b. refleks 422, pow. 45x, $R = 6,3$ m

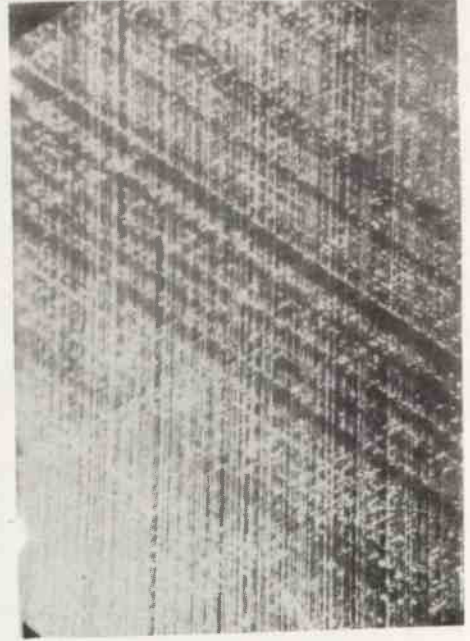
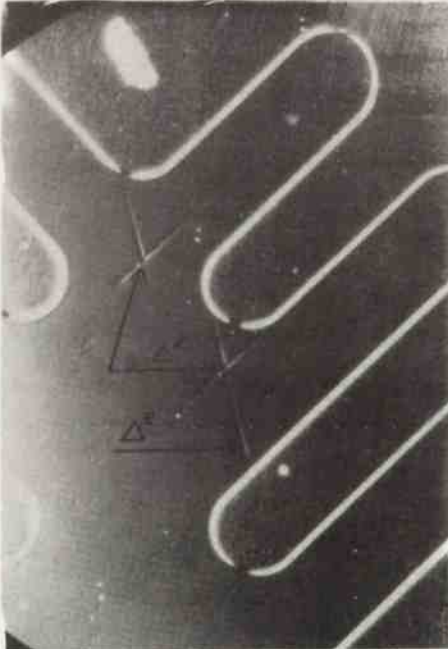


Rys. 11. Obrazy mikroskopowe płytkich jamek trawienia po reaktydacji baz. Powierzchnia trawiona selektywnie p
nięciu Henków:
a/ mikroskopia optyczna, pow. 450x, b/ mikroskopia skaningowa, pow. odpaw. 500 i 1500x

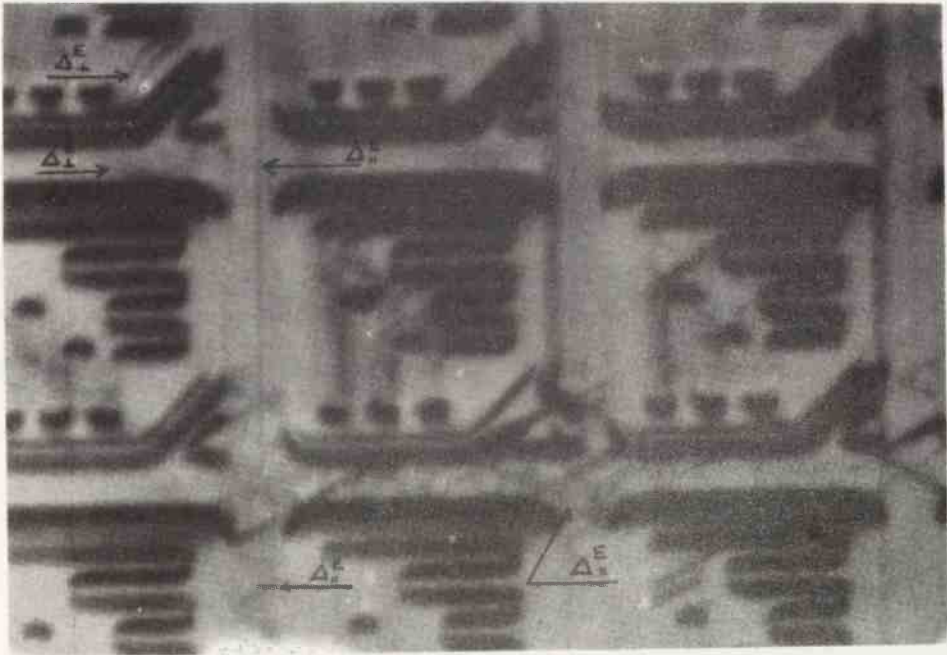
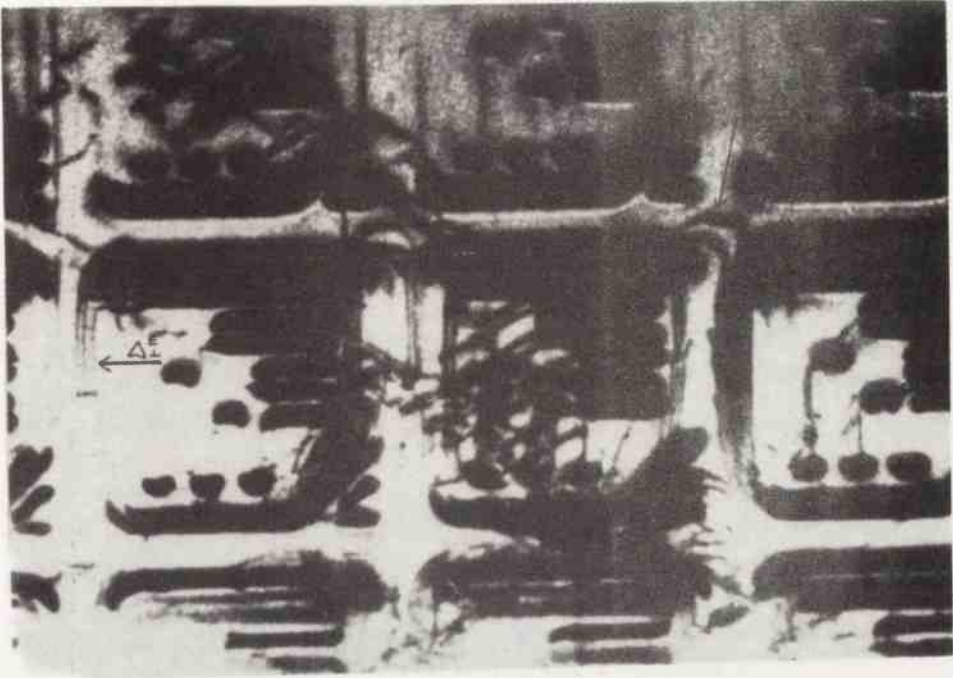
a



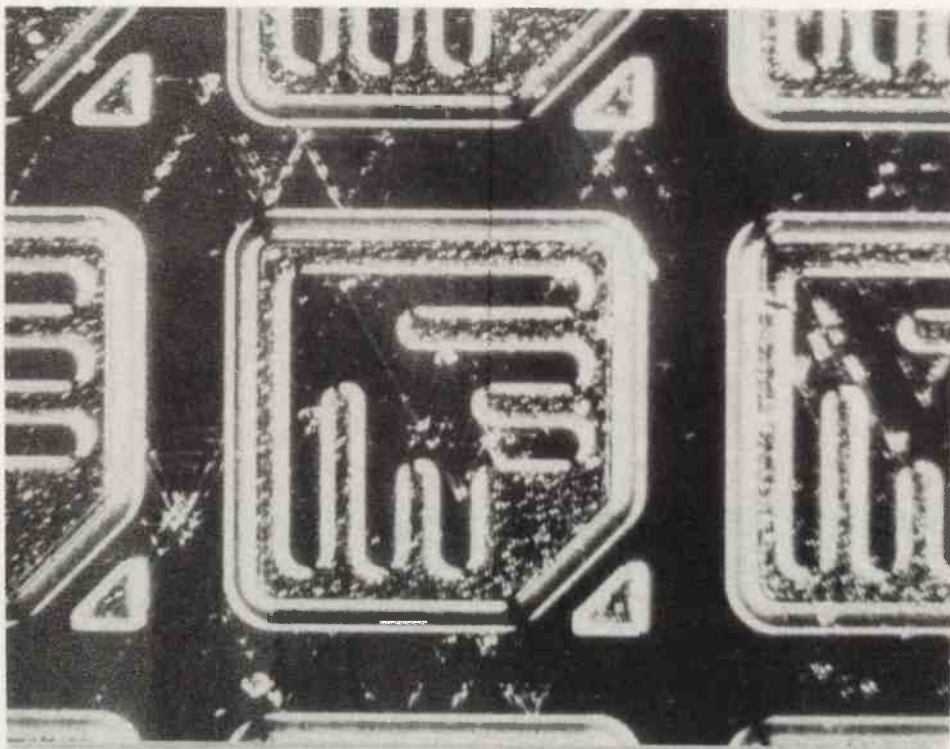
b



Rys. 12. Obrazy mikroskopowe selektywnie trawionej powierzchni próbek po predyfuzji bazy. Mikroskopia optyczno z kontrastem Nomarskiego:
a, b/ od strony warstwy epitaksjalnej, pow. odpow. 545 i 200x, c/ od strony podłoża, pow. 80x



Rys. 11. Naciski defektów generowanych podczas predyfuzji emiterów
 a, b/ topogramy transmisyjne 220 wykonane po strawieniu warstwy dyfuzyjnej znajdującej się od strony podłoża, pow. 52x.
 c/ po płytkim trawieniu powierzchni od strony warstwy epiitaksjalnej, mikroskopia optyczna z kontrastem Nomarskiego, pow. 43x



Rys. 13. Rozkłady defektów generowanych podczas predyfuzji emiterów
a, b/ topogramy transmisyjne 220 wykonane po strawieniu warstwy dyfuzyjnej znajdującej się od strony podłoża, pow. 52-
c/ po płytkim trawieniu powierzchni od strony warstwy epitaksjalnej, mikroskopia optyczna z kontrastem Nomarskiego, pow. 43x

W obu wymienionych modelach kreacja dyslokacji niedopasowania wymaga obecności "źródła" takiego defektu w warstwie epitaksjalnej. W przypadku wariantu A dyslokacje przechodzące ukośnie przez próbkę /ozn. Δ_{σ} / powstają pod wpływem naprężeń wywołanych gradientami temperatur występującymi w płytce w czasie procesu epitaksji [21 - 23]. Półpętle dyslokacyjne /model B/ powstają pod wpływem naprężeń związanych z mechanicznymi uszkodzeniami powierzchni /ozn. Γ / [24] oraz pod wpływem wydzielen boru w płytkach podłożowych [25].

Przy określonej wartości niedopasowania sieciowego tylko niektóre defekty warstwy mogą stać się źródłami dyslokacji niedopasowania. Proces uaktywniania źródła występuje pod wpływem zmiany grubości warstwy. Krytyczna grubość, przy której proces ten może się zacząć, nosi nazwę progu aktywacji danego źródła /ozn. h_A lub h_B /. Metodyka szacowania grubości krytycznej opiera się na założeniu niezmiennalności energii warstwy podczas procesu generacji defektu [np. 26]. W rachunkach z jednej strony uwzględnia się zmianę energii warstwy związaną z energią własną źródła defektu niedopasowania ΔE_u oraz z energią generowanego uskoku na powierzchni warstwy ΔE_p a z drugiej strony zmianą energii warstwy związaną z energią sprężystą wydawkowaną na rozwój defektu ΔE_{σ} . Zgodnie z powyższym bilans energetyczny procesu wygląda następująco:

$$\Delta E_{\sigma} = \Delta E_u + \Delta E_p \quad (13)$$

Jeżeli proces rozwoju źródła można opisać za pomocą jednej współrzędnej przestrzennej /ozn. x /, to równanie (13) oznacza, że znika pochodna cząstkowa funkcji

$$E(x, h) = E_u + E_p - E_{\sigma} \quad (14)$$

względem tej współrzędnej, tzn.

$$\frac{\partial}{\partial x} (E_u + E_p - E_{\sigma}) = 0 \quad (15)$$

Powyzszy warunek określa w uwikłany sposób wartość progu generacji defektu niedopasowania w funkcji wymiarów i typu źródła oraz w funkcji niedopasowania sieciowego warstwa-podłoże.

Kolejne składniki wyrażenia (14) reprezentują: energię własną źródła, energię uskoku na powierzchni warstwy oraz pracę wykonaną przez źródło przeciwko naprężeniom w elastycznie odkształconej warstwie epitaksjalnej.

Dla dyslokacji niedopasowania kreowanej według modelu A odpowiednie energie można przybliżyć następującymi zależnościami:

$$E_u^A = \left[\frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} (1 - \nu \cos^2 \theta) \ln\left(\frac{h}{b}\right) \right] x + E_{i1} \quad (16)$$

$$E_p^A = \left[\frac{\mu b^2}{8} \sin \theta \right] x \quad (17)$$

$$E_G^A = \left[\tau b \frac{h}{\cos \alpha_2} \right] \times \quad [\text{np. 27}] \quad (18)$$

gdzie: x - długość tego fragmentu dyslokacji, który jest równoległy do powierzchni próbki.

Występujące w powyższych wzorach wielkości oznaczają odpowiednio

$$\tau = 2 f_o \mu \left[\frac{(1-2\nu - \nu^2)}{(1-\nu)(1+\nu)} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + \frac{(1-\nu)}{(1-2\nu)} \cos \delta_1 \cos \delta_2 \right] \quad (19)$$

napężenie ścinające w warstwie epitaksjalnej działające w płaszczyźnie poślizgu w kierunku wektora Burgersa w wyniku wydłużenia komórek warstwy przez podłoże [28],

E_h - energia tego segmentu dyslokacji, który przechodzi ukośnie przez warstwę $/E_h$ nie zależy od x ;

μ - moduł ścinania Si w temperaturze procesu epitaksji,

ν - współczynnik Poissona,

b - moduł wektora Burgersa $1/2 \cdot a \cdot [\bar{1}0\bar{1}]$,

h - grubość narastającej warstwy,

f_o - współczynnik niedopasowania sieci,

α_1 - kąt między wektorem Burgersa o tym kierunku w płaszczyźnie próbki, który jest prostopadły do linii przecięcia płaszczyzny poślizgu $(11\bar{1})$ z powierzchnią próbki,

α_2 - kąt między normalną do płaszczyzny poślizgu a płaszczyzną próbki,

δ_1 - kąt między wektorem Burgersa a normalną do powierzchni próbki,

δ_2 - kąt między płaszczyzną poślizgu a powierzchnią próbki,

θ - kąt między linią dyslokacji a jej wektorem Burgersa.

Zgodnie z warunkiem (15) po zróżniczkowaniu funkcji $E^A = E_u^A + E_p^A - E_G^A$ otrzymuje się następujące równanie, uwikłane względem progu h_A

$$\tau b \frac{h_A}{\cos \alpha_2} = \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \left(1 - \nu \cos^2 \theta \right) \ln \left(\frac{h_A}{b} \right) + \frac{\mu b^2}{8} \sin \theta \quad (20)$$

Uwzględniając wzór (19) i stosując metodę iteracji można z dowolną dokładnością wyznaczyć wartość h_A .

W modelu B energie związane z poślizgowym rozwojem płaskiej kolistej półpętli dyslokacyjnej można przybliżyć następującymi wyrażeniami:

$$E_u^B = \left[\frac{\mu b^2 (2-\nu)}{8 (1-\nu)} \ln \left(\frac{8x}{e \cdot 2b} \right) \right] \times \quad [29] \quad (21)$$

$$E_p^B = \left[\frac{\mu b^2}{4} \sin \theta \right] \times \quad (22)$$

$$E_{\sigma}^B = \left[\frac{\pi \tau b}{2} \right] x^2 \quad (23)$$

gdzie: x - promień półpełti.

Po zróżniczkowaniu funkcji $E^B = E_u^B + E_p^B - E_{\sigma}^B$ i uwzględnieniu równości

$x = h / \cos \alpha_2$ otrzymano równanie podobne do (20)

$$\tau b \frac{h_B}{\cos \alpha_2} = \frac{\mu b^2}{8\pi} \left(\frac{2-\nu}{1-\nu} \right) \ln \frac{8h_B}{eb \cos \alpha_2} + \frac{\mu b^2}{4\pi} \sin \theta \quad (24)$$

Przyjmując, że ruch półpełti zachodzi przez poślizg dyslokacji częściowej z wektorem Burgersa $b_{cz} = 1/6 \cdot a \cdot [11\bar{2}]$, tzn. uwzględniając dodatkową energię związaną z błędem ułożenia

$$E_{Bu}^c = \left(\frac{\pi}{2} \gamma \right) x^2 \quad (25)$$

gdzie γ jest energią własną wewnętrznego błędu ułożenia to zgodnie z warunkiem (15) otrzymano równanie

$$\frac{h_c}{\cos \alpha_2} \left[\tau b_{cz} - \gamma \right] = \frac{\mu (2-\nu) b_{cz}^2}{8\pi (1-\nu)} \ln \left(\frac{8h_c}{eb_{cz} \cos} \right) + \frac{\mu b_{cz}^2}{4} \sin \theta \quad (26)$$

Przyjmując następujące wartości stałych: $\nu = 0,23$ [30], $\mu = 0,4 \text{ eV/\AA}^3$, $b = 3,84 \text{ \AA}$, $\alpha_1 = 73^{\circ}22'$, $\alpha_2 = 19^{\circ}47'$, $\gamma_1 = 35^{\circ}31'$, $\gamma_2 = 70^{\circ}53'$, $\theta = 60^{\circ}$, $f_0 = 3 \cdot 10^{-5}$, $b_{cz} = 2,22 \text{ \AA}$. $\gamma = 3,12 \cdot 10^{-3} \text{ eV/\AA}^2$ [31] można przekonać się

że progi aktywacji źródeł w modelu A i B są zbliżone ($h_A = 9,32 \text{ \mu m}$, $h_B = 9,36 \text{ \mu m}$), natomiast poślizg dyslokacji częściowej nie jest możliwy ze względu na wysoką energię własną błędu ułożenia (rozwiązanie równania (26) nie ma sensu fizycznego).

W świetle uzyskanych wyników doświadczalnych, biorąc jednocześnie pod uwagę powyższe oszacowania, można obserwowane defekty niedopasowania interpretować jako pojedyncze dyslokacje lub wiązki dyslokacji doskonałych. Dyslokacje te formowane są w obszarze przejściowym warstwa epitaksjalna-podłoże poprzez poślizgowy rozwój źródeł zgodnie z modelem A lub B. W takim przypadku wytrawiany w obszarze warstwy liniowy stopień nierówności może być "ślądem" defektów punktowych pozostawionym po poślizgu segmentu linii przechodzącego ukośnie przez warstwę epitaksjalną. "Widoczność" takiego śladu powinna być konsekwencją intensywnej dyfuzji boru z podłoża do odkształconego obszaru poślizgu.

Zauważalna nierównoliczność rozkładu defektów niedopasowania względem trzech kierunków typu $\langle 110 \rangle$ /linie prostopadłe do ścienia bazowego występowały bardzo rzadko/ może wynikać z dezorientacji powierzchni próbki względem płaszczyzny (111). Na skutek istniejącej dezorientacji dyslokacje biegnące w kierunkach nie prostopadłych do ścienia bazowego muszą mieć strukturę stopni, która powinna ułatwić ich rozwój.

.Na wielu topogramach oprócz opisanych linii obserwowano również charakterystyczne układy kontrastów związane z mechanicznymi uszkodzeniami powierzchni próbek (rys. 5a, ozn. θ). Są to niezamierzone zarysowania powierzchni wprowadzone podczas mechaniczno-chemicznego usuwania pasożytniczej warstwy epitaksjalnej. Część takich uszkodzeń znajduje się od strony właściwej warstwy. Można zauważyć, że defekty te nie ograniczają dyslokacji niedopasowania. Oczywiście naturalną potrzebą technologiczną jest ocena odkształcenia warstwy epitaksjalnej po procesie.

Na podstawie przedstawionych powyżej wyników można stwierdzić, że odkształcenie to składa się z deformacji plastycznej (obecność dyslokacji) oraz z deformacji sprężystej związanej z wygięciem kryształu i wydłużeniem komórek sieci. Po zakończonym procesie wzrostu sumaryczne odkształcenie układu można, zgodnie z wzorem (12) przybliżyć uśrednionym parametrem niedopasowania sieciowego $\langle f \rangle$. Znając gęstość i całkowitą długość dyslokacji obecnych w próbce można oznaczyć stosunek podziału obu typów odkształceń po procesie. Jeśli przez δ oznaczy się tę część parametru $\langle f \rangle$, która odpowiada deformacji plastycznej, a przez ξ - tę część, która jest związana z odkształceniem elastycznym, to współczynnik podziału η zdefiniowany jako

$$\eta = \frac{\xi}{\delta} \cdot 100\% \quad (27)$$

można obliczyć na podstawie wzoru

$$\eta = \frac{\xi}{\langle f \rangle - \delta} \cdot 100\% \quad (28)$$

jako że w każdej chwili procesu dla dowolnego kierunku krystalograficznego obserwuje zależność [32, 33]

$$\langle f \rangle = \xi + \delta \quad (29)$$

Metodę pomiaru wartości δ przedstawiono w pracy [28].

Na podstawie uzyskanych programów stwierdzono, że w zależności od próbki parametr η zmieniał się od wartości 0 do 0,25%. Wynik ten potwierdza dominujący udział deformacji sprężystej w badanych warstwach. Nieefektywna relaksacja odkształceń elastycznych /mała ilość dyslokacji niedopasowania/ może być związana z niewielką gęstością odpowiednich źródeł /np. brak dyslokacji mających odpowiednie wektory Burgersa/, jak również z mechanizmami utrudniającymi ich rozwój.

Zagadnienie to było przedmiotem kilku prac teoretycznych i doświadczalnych [32 ÷ 37]. Wydaje się jednak, że otrzymanie poprawnych opisów tego zagadnienia wymaga uwzględnienia wielu nieelementarnych zjawisk związanych z wzajemnym oddziaływaniem rozwijających się defektów oraz z zarodkowaniem nowych źródeł podczas procesu wzrostu. Zjawiska te silnie zależą od rodzaju i jakości materiału wyjściowego jak również od czystości i parametrów procesu technologicznego. W konsekwencji zagadnienie to jest bardzo złożone i do chwili obecnej nie ma ogólnego opracowania.

Pierwszym wysokotemperaturowym procesem poepitaksjalnym jest obustronne ciepłe utlenianie powierzchni próbek. Formowana warstwa tlenku $\text{SiO} + \text{SiO}_2$ działa w wyniku mniejszej rozszerzalności cieplnej rozciągająco, ale ponieważ naniesiona jest z obydwu stron wpływ jej na wygięcie próbki jest niezauważalny.

Reprezentatywne obrazy defektów rejestrowanych po utlenianiu przedstawiają rysunki: 5b, 6a, 8a ÷ c. Na wielu topogramach nie obserwowano istniejących uprzednio dyslokacji niedopasowania. Z reguły znikają linie przechodzące przez centralne obszary próbek. Linie występujące w pasmach przykrowędziowych ulegały znacznemu skróceniu /rys. 5a i b, ozn. Δ_1^W , Δ_2^W /. Efekty te można wytłumaczyć zwiżaniem się dyslokacji niedopasowania w wysokiej temperaturze procesu utleniania pod wpływem zmian lokalnych odkształceń warstwy w pobliżu obszaru poślizgu dyslokacji.

Podwyższona dyfuzja boru i tlenu zachodząca w tych miejscach powinna efektywnie dopasowywać warstwę do podłoża, a tym samym powinna prowadzić do skracania się linii.

Oprócz znikania dyslokacji obserwuje się również pojawianie nowych /rys. 5b, 6a, ozn. Δ_2^U /. Występują one jedynie w połączeniu z rysami. Na topogramie odbiciowym przedstawionym na rys. 6a widoczne są charakterystyczne zakrzywienia końców linii wychodzących na powierzchnię warstwy epitaksjalnej. Defekty te są dyslokacjami niedopasowania, które rozwinęły się z mikropętlei zgenerowanych na rysach. Lokalne naprężenia związane z rysami mogły istotnie ułatwić rozwój tych defektów.

Badania mikroskopowe ujawniają nową kategorię defektów nie rejestrowanych metodami topografii rentgenowskiej. Są to płytkie jamki trawienia /rys. 6a÷c/ występujące z różną gęstością na obu powierzchniach próbek. Po dokładnym prześledzeniu kształtu jamek /rys. 8c/ stwierdzono, że można wyróżnić wśród nich dwie kategorie. Zarówno jamki płytkie /ozn. λ_1 / jak i drugie, wyraźnie głębsze, /ozn. λ_2 / charakteryzowała zbliżona gęstość występowania równa około 10^5 cm^{-2} .

W okolicach ujść dyslokacji oraz w bezpośrednim sąsiedztwie mechanicznych uszkodzeń krawędzi próbek defekty te występowały sporadycznie. Zbieżność uzyskanych rezultatów z wynikami badań przedstawionymi w pracach [38 - 41] pozwala sądzić, że obserwowane jamki odpowiadają skupiskom defektów punktowych kondensujących podczas chłodzenia próbek na stabilnych zarodkach węgla lub tlenu. Ponieważ na wykonanych topogramach rentgenowskich nie obserwowano odwzorowań tych defektów należy założyć, że towarzyszące im naprężenia sieci nie inicjują rozległych mikropętlei dyslokacyjnych i błędów ułożenia.

Po operacji utleniania wytrawiono w warstwie tlenkowej cyfry, które ułatwiły identyfikację próbek. W czasie trawienia usunięto warstwę tlenku z tylnej strony próbki. W związku z tym średni promień krzywizny płytek uległ zmianie i wynosił ok. 6 m. Widoczne na rys. 5b pierścieniowo rozłożone charakterystyczne wysepki o wyraźnie zaznaczonych brzegach /ozn. η / pochodzą od niestrowionych fragmentów warstwy tlenkowej od strony podłoża.

Zdjęcia zamieszczone na rysunkach: 5c, 6b, 6d, 9b, 10a, 10b otrzymano po operacji dyfuzji bazy. Na wszystkich wykonanych topogramach obserwowano wzrost gęstości dyslokacji niedopasowania występujących w otoczeniu mechanicznych uszkodzeń powierzchni. Z reguły były to krótkie linie, do kilku mm, odchodzące od wyraźnych zarysowań powierzchni /ozn. Δ_2^D / oraz od dyslokacji występujących w pasmach poślizgowych /ozn. Δ_1^D /. Powiększone obrazy takich defektów pokazane są na rys. 10a i b. Widać, że część linii ograniczona jest do wymiarów pojedynczych okienek /rys. 10b, ozn. Δ_1^D / ale istnieją również takie, które kontynuują się przez kilka struktur /rys. 10b, ozn. Δ_2^D /.

W celu określenia głębokości zalegania omawianych dyslokacji wykonano serię topogramów po kolejnych krokach trawienia polerującego.

Ustalono, że większość linii znajduje się w obszarze przejściowym warstwa epitaksjalna-podłoże. Nie stwierdzono występowania defektów niedopasowania w pobliżu złącza baza-kolektor. Poniższy rachunek pokazuje, że mimo większej bezwzględnej zmiany stałej sieci na granicy bazo-kolektor niż na granicy warstwa epitaksjalna-podłoże brak defektów niedopasowania wynika z niewielkiej grubości obszaru dyfuzyjnego bazy.

Krytyczną grubość warstwy dyfuzyjnej dla dyslokacji kreowanej według modelu A można wyliczyć korzystając ze wzoru (20), w którym τ zastąpi się naprężeniem uśrednionym w obszarze dyfuzji

$$\tau = 2 \mu \left[\frac{(1-2\nu - \nu^2)}{(1-\nu)(1-2\nu)} \cdot \frac{1}{2} + \frac{(1-\nu)}{(1-2\nu)} \cdot \frac{1}{2} \right] \langle f_{Sb} \rangle \quad (30)$$

przy czym

$$\langle f_{Sb} \rangle = \frac{1}{\langle a_w \rangle} (\langle a_{Sb} \rangle - \langle a_w \rangle) \quad (31)$$

jest średnią wartością niedopasowania sieci bazo-kolektor po procesie predyfuzji antymonu. Ponieważ średnią wartość stałej sieci obszaru dyfuzyjnego można przybliżyć wzorem

$$\langle a_{Sb} \rangle \approx \langle a_w \rangle \left[1 + \frac{\beta_{Sb}}{h_{Sb}} \int_0^x N_{Sb}(x,t) dx \right] \quad (32)$$

gdzie

$$N_{Sb}(x,t) = N_{Sb}(0) \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2(D_{Sb}t)^{1/2}} \right] \quad (33)$$

$$h_{Sb} = 2(D_{Sb}t)^{1/2} \quad (34)$$

więc przy następujących stałych: $N_{Sb}(0) = 2 \cdot 10^{19}$ atom/cm³, $\beta_{Sb} = 3,8 \cdot 10^{-24}$ cm³/atom, wyliczona na podstawie ostatecznego wzoru

$$\langle f_{Sb} \rangle = (\pi)^{-1/2} \beta_{Sb} N_{Sb}(0) \quad (35)$$

wartość niedopasowania sieci wynosi $4,28 \cdot 10^{-5}$.

Uzyskana wielkość wyznacza próg generacji dyslokacji niedopasowania w modelu A lub B no poziomie $n_{A,B} = 6,3 \mu\text{m}$, to znaczy wyraźnie powyżej grubości otrzymanego obszaru bazy. W tym świetle pojawienie się nowych dyslokacji niedopasowania jedynie w strefie przejściowej warstwa epitaksjalna-podłoże jest w pełni zrozumiałe. Krecję tych defektów należy tłumaczyć wzrostem sumarycznego naprężenia całej warstwy epitaksjalnej pod wpływem dyfuzji antymonu. Relaksacja naprężeń zachodzi podobnie jak w czasie procesu epitaksjalnego. Zauważalny

wzrost ilości pasm poślizgowych oraz wysoka temperatura procesu dyfuzji umożliwiają i ułatwiają zjawisko odprężania układu.

Granice okienek dyfuzyjnych utrudniają rozwój poszczególnych dyslokacji. Większość linii jest zakotwiczona na krawędziach obszarów dyfuzyjnych. Po wykonaniu topogramu odbiciowego (533) od strony podłoża (rys. 6d) przekonano się o dużej rozciągłości naprężeń występujących w tych miejscach. Wyraźnie zaznaczone ślady konturów okienek odpowiadają silnej deformacji elastycznej sieci wywołanej różną rozszerzalnością tlenku i krzemu. Po usunięciu warstwy tlenku /rys. 9b/ odkształcenia te znikają, o czym świadczy brak kontrastu na okienkach. Szczególne odkształcenia wywołane selektywną dyfuzją antymonu nie są wykrywalne metodami topografii Langa i Berga-Barretta.

Porównując topogramy 9a i 9b można przekonać się, że podczas predyfuzji bazy - podobnie jak podczas procesu utleniania - występuje usuwanie lub skracanie wygenerowanych wcześniej dyslokacji niedopasowania.

Obserwacje mikroskopowe powierzchni wykonywano po usunięciu tlenków. Stwierdzono wzrost ilości płytkich jamek trawienia w obszarach okienek. Gęstości obu typów jamek poza okienkami były wyraźnie mniejsze /rys. 11a/. Kształty jamek nie zmieniły się, natomiast nieznacznie zwiększyły się ich wymiary. Wyniki te potwierdzają rys. 8b, 8c i 11b, 11c.

Po operacji redystrybucji bazy nie stwierdzono istotnych różnic w rozkładach wygenerowanych wcześniej defektów jak również nie zaobserwowano nowych rodzajów uszkodzeń.¹ Prawidłowość ta wynika z charakteru wykonanego procesu redystrybucji podczas, którego wzrostowi grubości obszaru dyfuzji /przesunięcie położenia złącza/ towarzyszy takie zmniejszenie niedopasowania, że generacja nowych defektów jest mało prawdopodobna. Można uzasadnić stwierdzenie, że podczas redystrybucyjnego wygrzewania płytek generacja nowych dyslokacji niedopasowania na granicy obszaru dyfuzyjnego jest niemożliwa, jeżeli defekty te nie są generowane podczas procesu predyfuzji. Argumentacja oparta jest na równaniu (15) oraz na zależności zmian współczynnika niedopasowania podczas procesu wygrzewania. Zgodnie z równaniem (15) dyslokacje niedopasowania nie mogą być generowane jeśli w dowolnej chwili procesu spełniona jest nierówność

$$\left. \frac{\partial E \sigma}{\partial x} \right|_{h=h_t} < \left. \frac{\partial}{\partial x} (E_u + E_p) \right|_{h=h_t} \quad (36)$$

Założmy, że warunek ten obowiązuje po procesie predyfuzji. Ponieważ podczas redystrybucji ilość domieszki w układzie jest stała, tzn.

$$\int_0^{\alpha} N(x,t) dx = \frac{N(0) \cdot h_1}{(\pi)^{1/2}} \quad (37)$$

gdzie h_1 jest głębokością położenia złącza p-n, a $N(0)$ koncentracją powierzchniową domieszki po procesie predyfuzji, to zgodnie ze wzorami (32) i (35) średnia wartość niedopasowania sieci może być wyrażona wzorem

$$\langle f_t \rangle = \langle f_1 \rangle \frac{h_1}{h_t} \quad (38)$$

W powyższej równości $\langle f_1 \rangle$ i $\langle f_t \rangle$ są uśrednionymi wartościami niedopasowania sieci przed i po procesie redyfuzji, a h_t jest głębokością położenia złącza p-n

po predyfuzji. Równość (38) w połączeniu ze wzorami (18), (23) oznacza, że po dowolnym czasie wygrzewania t obowiązuje warunek

$$\left. \frac{\partial E_G}{\partial x} \right|_{h=h_i} = \left. \frac{\partial E_G}{\partial x} \right|_{h=h_1} \quad (39)$$

Jednocześnie podczas wygrzewania prawa strona równania (15) wzrasta, ponieważ na podstawie wzorów (16) i (21) przy $h_i > h_1$ spełniona jest nierówność

$$\left. \frac{\partial E_u}{\partial x} \right|_{h=h_i} \times > \left. \frac{\partial E_u}{\partial x} \right|_{h=h_1} \quad (40)$$

Tak więc przyjęte założenie (36) w połączeniu z zależnościami (39) i (40) wyznacza warunek

$$\left. \frac{\partial E_G}{\partial x} \right|_{h=h_i} < \left. \frac{\partial}{\partial x} (E_u + E_p) \right|_{h=h_i} \quad (41)$$

który obowiązuje dla dowolnej chwili procesu. W interpretacji fizycznej odpowiada to niemożliwości generacji dyslokacji niedopasowania podczas radystrybucji domieszki.

Proces predyfuzji emiterów jest prowadzony przy dużej koncentracji powierzchniowej boru /na granicy rozpuszczalności/ i dlatego jest on najbardziej krytycznym procesem w technologii badanego tranzystora. Po predyfuzji pojawia się gęsta sieć dyslokacji niedopasowania występujących w obszarach emiterów. Dyslokacje te są stosunkowo płytko położone i łatwo ulegają usunięciu podczas chemicznego trawienia powierzchni /rys. 12a i b, ozn. ΔE_i . Można wśród nich wyróżnić dyslokacje z wektorem Burgersa $1/2 \cdot a \cdot [101]$ leżącym w nachylonej do powierzchni wzrostu płaszczyźnie $[111]$ oraz linie z wektorem $1/2 \cdot a \cdot [101]$ leżącym w płaszczyźnie próbki. Pierwszej kategorii odpowiadają dyslokacje prostoliniowe /rys. 13b i c, ozn. $\Delta_{II} E_i$ / natomiast drugiej dyslokacje krzywoliniowe występujące z reguły w połączeniu z krawędziami okienek /rys. 13a i b, ozn. $\Delta_I E_i$. [np. 42].

Nie zdołano ustalić, czy omawiane dyslokacje znajdują się jedynie w obszarze emitera czy też schodzą poniżej złącza emiter-baza lub bazo-kolektor. Przy dyskusji kryteriów występowania tych defektów przyjęto założenia modeli Matthews'a. Poniższy rachunek potwierdza spełnienie tych założeń przy położeniu złącza emiter-baza na głębokości jedynie ok. 0,16 μm od powierzchni próbki.

Średnia wartość niedopasowania emiter-baza zdefiniowana jako

$$\langle f_B \rangle = \frac{1}{\langle a_{Sb} \rangle} (\langle a_{Sb} \rangle - \langle a_B \rangle) \quad (42)$$

może być obliczona za pomocą wzoru

$$\langle a_B \rangle = \langle a_{Sb} \rangle \left[1 - \frac{\beta_B}{h_B} \int_0^\alpha N_B(x, t) dx \right] \quad (43)$$

w którym

$$N_B(x, t) = N_B(0) \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2(D_B t)^{1/2}} \right] \quad (44)$$

$$h_B = 2(D_B t)^{1/2} \quad (45)$$

Po przekształceniu wzoru (43) i obliczeniu całki otrzymamy

$$\langle f_B \rangle = \left(\frac{\pi}{\beta_B} \right)^{1/2} \cdot \beta_B \cdot N_B(0) \quad (46)$$

Przy następujących stałych procesu: $N_B(0) = 5 \cdot 10^{20}$ atom/cm³ i $\beta_B = 5 \cdot 10^{-24}$ cm³/atom wartość niedopasowania $\langle f_B \rangle$ wynosi 10^{-3} . Wartość ta wyznacza krytyczną głębokość złącza równą 0,16 μm, od której może zacząć się proces generacji defektów niedopasowania. Jest to wielkość prawie dziesięciokrotnie mniejsza od końcowej grubości obszaru emitera. W tym świetle widoczna na rys. 12c gęsta sieć linii znajduje pełne uzasadnienie. Na podstawie rys. 12c można również przekonać się, że dyfundowanie domieszki w całą powierzchnię próbki prowadzi do wyindukowania długich dyslokacji kończących się na krawędziach płytki. Zauważalnie mniejsza ilość tych defektów od przedniej strony płytek wynika z dyskretnego rozmieszczenia obszarów dyfuzji w warstwie epitaksjalnej. Ponadto "choinkowy" kontur okienek emitera stanowi dodatkową przeszkodę utrudniającą rozwój poszczególnych źródeł. Ze względu na koncentrację boru bliską koncentracji rozpuszczalności w temperaturze procesu predyfuzji można przypuszczać, że większość obserwowanych linii powstało z półpełni dyslokacyjnych zarodkowanych na wydzieleniach domieszki.

Obserwacje płytkich jamek trawienia dostarczyły następujących rezultatów. Po dyfuzji zmniejszyła się ilość jamek w okienkach emitera /rys. 12c/. Gęstość i kształt jamek w obszarach baz nie uległ zmianie natomiast wymiar jamek zauważalnie się zwiększył.

Po operacji redyfuzji emiterów oprócz nieznacznego wzrostu promienia krzywizny płytek /do wartości 9 m/ nie zarejestrowano istotnych zmian konfiguracji istniejących uprzednio defektów.

PODSUMOWANIE

W wykonanej pracy skoncentrowano się na dwóch sprawach: opracowaniu metodyki badawczej krzemowych warstw epitaksjalnych poddanych wpływom różnych operacji technologicznych oraz scharakteryzowaniu i sklasyfikowaniu defektów strukturalnych powstających w materiale wyjściowym podczas realizowania kolejnych procesów. Skorelowane zastosowanie wzajemnie komplementarnych technik badawczych, tzn. metod topografii rentgenowskiej i metody selektywnego trawienia, umożliwiło uzyskanie stosunkowo pełnego zespołu informacji o charakterze i właściwościach poszczególnych defektów.

Na podstawie uzyskanych wyników można stwierdzić, że w przebadanym materiale dominującymi defektami strukturalnymi były dyslokacje. Występowały one w dwóch kategoriach: jako dyslokacje przechodzące ukośnie przez kryształ i jako dyslokacje niedopasowania biegnące równolegle do powierzchni kryształu. Pierwsze z nich

powstają albo pod wpływem naprężeń związanych z mechanicznymi uszkodzeniami krawędzi próbek, albo pod wpływem naprężeń wywołanych niejednorodnym rozkładem temperatury w płytkach. Przy starannej mechaniczno-chemicznej obróbce powierzchni płytek oraz przy optymalnym sposobie mocowania płytek w reaktorach epitaksjalnych i piecach dyfuzyjnych można radykalnie zmniejszyć ilość tych defektów [2]. Drugi typ uszkodzeń, tzn. dyslokacje niedopasowania, powstają z rozwoju odpowiednich źródeł pod wpływem naprężeń wywołanych niedopasowaniem sieci poszczególnych obszarów tranzystora. Wśród najbardziej prawdopodobnych źródeł takich defektów można wyróżnić dyslokacje przechodzące ukośnie przez graniczące ze sobą niedopasowane obszary tranzystora. Dlatego też ograniczenie ilości dyslokacji pierwszego typu powinno prowadzić do zmniejszenia ilości defektów niedopasowania. Niemniej w niektórych procesach epitaksjalnych i dyfuzyjnych nie można uniknąć generacji dyslokacji niedopasowania. Dotyczy to takich operacji, kiedy do materiału obok stosunkowo jednorodnych odkształceń niedopasowania wprowadzane są niejednorodne, lokalne naprężenia sieci związane z wydzieleniami domieszek i zanieczyszczeń. W miejscach tych mogą generować się pętle dyslokacyjne, które pod wpływem sił niedopasowania będą rozwijać się kreując dyslokacje drugiego typu.

Innymi rodzajami uszkodzeń badanego tranzystora były defekty ujawniające się w postaci płytkich jamek trawienia. Odpowiadające im odkształcenia sieci są niewykrywalne metodami rentgenowskiej topografii Langa i Berga-Barretta. Podobnie jak dyslokacje występują one w dwóch kategoriach. Obserwowane zmiany konfiguracji jamek po procesach wysokotemperaturowych świadczą o wysokiej kinetyce tych defektów. W pracy podano jedynie sugestie na temat ich natury i pochodzenia. Bliższe ustalenie struktury tych defektów wymagałoby zastosowania metod transmisyjnej mikroskopii elektronowej w połączeniu z techniką odpowiedniego przygotowania próbek [np. 43 - 45].

Autorzy pragną wyrazić podziękowanie Pani E. Powojskiej i Panu M. Hoffmannowi za wykonanie dokumentacji fotograficznej do przedstawionego powyżej opracowania.

SKOROWIDZ OZNACZEN DEFĘKTÓW

- Γ - mechaniczne uszkodzenia krawędzi próbek podłożowych
- Δ_0 - dyslokacje przechodzące ukośnie przez próbkę
- Δ_1^w - dyslokacje niedopasowania odchodzące od pasm dyslokacji poślizgowych /defekty wygenerowane podczas procesu wzrostu warstwy epitaksjalnej/
- Δ_2^w - dyslokacje niedopasowania odchodzące od uszkodzeń powierzchni /defekty wygenerowane podczas procesu wzrostu warstwy epitaksjalnej/
- θ - zarysowania powierzchni wprowadzone podczas mechaniczno-chemicznego usuwania pasożytniczej warstwy epitaksjalnej
- Δ_2^u - dyslokacje niedopasowania odchodzące od uszkodzeń powierzchni /defekty wygenerowane podczas procesu utleniania/
- λ_2 - defekty wytrawiające się w postaci płytkich-szerszych jamek trawienia po procesie utleniania
- λ_1 - defekty wytrawiające się w postaci płytkich-węższych jamek trawienia po procesie utleniania
- π - wysepki tlenkowe z tylnej strony płytek
- Δ_1^B - krótkie dyslokacje niedopasowania odchodzące od pasm dyslokacji poślizgowych /defekty wygenerowane podczas predyfuzji bazy/
- $\tilde{\Delta}_1^B$ - długie dyslokacje niedopasowania odchodzące od pasm dyslokacji poślizgowych /defekty wygenerowane podczas predyfuzji bazy/
- Δ_2^p - dyslokacje niedopasowania odchodzące od mechanicznych uszkodzeń powierzchni /defekty wygenerowane podczas predyfuzji bazy/
- Δ_{\perp}^E - dyslokacje niedopasowania z wektorem Burgersa równoległym do powierzchni próbki /defekty wygenerowane podczas predyfuzji emitera/
- Δ_{\parallel}^E - dyslokacje niedopasowania z wektorem Burgersa nachylonym do powierzchni próbki /defekty wygenerowane podczas predyfuzji emitera/

Literatura

1. Howard J.K., Schwuttke G. H.: Adv. in X-Ray Analysis 10, 118, 1966
2. Schwuttke G. H.: Microelectronics and Reliability 9, 397, 1970
3. Lang A. R.: J. Appl. Phys. 29, 597, 1958; 30, 1748, 1959
4. Authier A.: Adv. in X-Ray Analysis 10, 9, 1966
5. Berg W.: Naturw. 19, 391, 1931
6. Barrett C. S.: Trans. A JME 161, 15, 1945
7. Wierzchowski W.: Sprawozdanie wewnętrzne ONPMP 12/80335/1975
8. Kishino S., Ogirima M., Kajimura T., Kurata K.: J. Crystal Growth 24/25, 266, 1974
9. Estop E., Izroel A., Sauvage M.: Acta Cryst. A32, 627, 1976
10. Wierzchowski W.: Komunikat na I Konferencji Naukowo-Technicznej Jadwisin k.W-wy 12-15.12.1977
11. Kishino S.: Adv. in X-Ray Analysis 16, 367, 1972
12. Takano Y., Maki M.: Semiconductor Silicon 469, 1973, New Jersey
13. Grove A. S., Roder A., Sah C.T.: J. Appl. Phys. 36, 802, 1965
14. Washburn J., Thomas G., Queisser H.J.: J. Appl. Phys. 35, 1909, 1964
15. Joshi M.L., Wilhelm F.: J. Electrochem. Soc. 112, 185, 1965
16. Levine E., Washburn J., Thomas G.: J. Appl. Phys. 38, 81, 1967; 38, 87, 1967
17. Matthews J. W.: Phil. Mag. 13, 1207, 1966
18. Matthews J. W., Jesser W. A.: Acta Metall. 15, 595, 1967
19. Sugita Y., Tamuro M., Sugawara K.: J. Appl. Phys. 40, 3090, 1969
20. Matthews J. W., Blakeslee A. E.: J. Crystal Growth 27, 118, 1974; 29, 273, 1975
21. Dyer L. D., Huff H. R., Boyd W. W.: J. Appl. Phys. 42, 5680, 1971
22. Huff H. R., Bracken R. C., Rea S. N.: J. Electrochem. Soc. 118, 143, 1971
23. Bloem J. Goemans A. H.: J. Appl. Phys. 43, 1281, 1972
24. Booker G.R., Stickler R.: Appl. Phys. Lett. 3, 158, 1963
25. Miller P. D., Moore E. J., Moore C. R.: J. Appl. Phys. 33, 2648, 1962
26. Matthews J. W. /ed./: Epitaxial Growth, Academic Press, New York, 529, 1975
27. Cottrell A. H.: Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Clarendon Press, Oxford, 1958
28. Hofman W.: Komunikat na I Konferencji Naukowo-Technicznej, Jadwisin k.W-wy, 12-15.12.1977
29. Naborro F.R.N.: Theory of Crystal Dislocations, Clarendon Press Oxford, 75, 1967
30. Anderson O. L.: Physical Acoustic, Ed. Mason W.P., Vol III, Part 13, Academic Press, 1965
31. Aerts E., Delavignette P., Siems R., Amelinks S.: J. Appl. Phys. 33, 3078, 1962
32. Matthews J. W., Crawford J. L.: Thin Solid Films 5, 187, 1970
33. Matthews J. W., Mader S., Light T. B.: J. Appl. Phys. 41, 3800, 1970
34. Matthews J. W.: Thin Solid Films 5, 369, 1970
35. Matthews J. W.: J. Appl. Phys. 42, 5640, 1971
36. Tamura M., Yoshinaka A., Sugita Y.: J. Cryst. Growth 24/25, 255, 1974
37. Matthews J. W., Blakeslee A. E., Mader S.: Thin Solid Films 33, 1976
38. A. J. R. de Koch.: Philips Res, Repts. Suppl. 1, 1973
39. Ravi K. V., Varker C. J.: J. Appl. Phys. 45, 263, 1974
40. Ravi K. V., Thin Solid Films 31, 171, 1976
41. Mohajan S., Rozgonyi G. A., Brasen D.: Appl. Phys. Lett. 33, 73, 1977
42. Cerutti A., Ghezzi C.: Phys. Stat. Sol. /a/ 17, 237, 1973
43. Kolbesen B. O., Mayer K. R., Schuh G. E.: J. Phys. E. /Sc. Instr./ 8, 197, 1975
44. Bernewitz L. I., Kolbesen B. O., Mayer K. R., Schuh G. E.: Appl. Phys. Lett. 25, 277, 1975
45. Föll., Kolbesen B. O.: Appl. Phys. 8, 319, 1975