

**ZESZYTY
NAUKOWE
POLITECHNIKI
ŚLĄSKIEJ**

P. 33 59 104

Stanisław KOCHOWSKI

**ANALIZA POWIERZCHNIOWYCH
PROCESÓW ELEKTRONOWYCH
W STRUKTURZE METAL-SiO₂-GaAs**

MATEMATYKA - FIZYKA

z. 88



GLIWICE 2001

POLITECHNIKA ŚLĄSKA
ZESZYTY NAUKOWE
Nr 1509

P. 3359/01



Stanisław KOCHOWSKI

**ANALIZA POWIERZCHNIOWYCH
PROCESÓW ELEKTRONOWYCH
W STRUKTURZE METAL-SiO₂-GaAs**

OPINIODAWCY

Prof. dr hab. Andrzej Jakubowski
Prof. dr hab. Jan Misiewicz

KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY – Prof. dr hab. Zygmunt Kleszczewski
REDAKTOR DZIAŁU – Dr inż. Piotr Gawron
SEKRETARZ REDAKCJI – Mgr Elżbieta Leško

REDAKCJA

Mgr Kazimiera Szafir

REDAKCJA TECHNICZNA

Alicja Nowacka

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0072-470X

Wydawnictwo Politechniki Śląskiej
ul. Akademicka 5
44-100 Gliwice

tel./fax (0-32) 237-13-81

Dział Sprzedaży i Reklamy (0-32) 237-18-48

www.wydawnictwo.polsl.gliwice.pl

wydawnictwo@polsl.gliwice.pl

Spis treści

| | |
|---|----|
| 1. Wstęp | 7 |
| 2. Fizyczne podstawy analizy powierzchniowych procesów elektronowych w strukturze MIS | 11 |
| 2.1. Ładunek i pojemność stanów powierzchniowych w warunkach quasi-równowagowych | 12 |
| 2.2. Admitancja stanów powierzchniowych..... | 14 |
| 2.3. Przypowierzchniowy obszar ładunku przetrzennego w półprzewodniku | 22 |
| 2.3.1. Ładunek i pojemność przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego w półprzewodniku bez głębokich pułapek | 23 |
| 2.3.2. Charakterystyki obszaru ładunku przestrzennego w półprzewodniku z głębokimi pułapkami | 25 |
| 3. Poglądy na naturę stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik – dielektryk | 31 |
| 3.1. Charakterystyczne cechy stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik - dielektryk | 31 |
| 3.1.1. Powierzchnia międzyfazowa Si-SiO ₂ | 32 |
| 3.1.2. Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik III-V – dielektryk | 34 |
| 3.2. Modele stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik – dielektryk | 36 |
| 3.2.1. Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik-dielektryk jako układ nieuporządkowany ze statystycznymi fluktuacjami potencjału | 36 |
| 3.2.2. Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik-dielektryk jako układ izolowanych defektów | 45 |
| 3.2.2.1. Model wiszącego wiązania krzemu | 45 |
| 3.2.2.2. Model Flietnera | 47 |
| 3.2.2.3. Model defektów punktowych dla powierzchni międzyfazowej półprzewodnik III-V – dielektryk | 50 |
| 4. Wyniki badań struktur metal-SiO ₂ -GaAs | 52 |

| | |
|---|-----|
| 4.1. Przygotowanie struktur i warunki pomiarów | 52 |
| 4.2. Wyniki pomiarów charakterystyk elektrycznych | 54 |
| 4.2.1. Zależność pojemności i konduktancji od napięcia polaryzacji bramki | 54 |
| 4.2.2. Zależność pojemności i konduktancji od częstotliwości | 58 |
| 4.3. Wpływ temperatury na charakterystyki elektryczne | 61 |
| 4.4. Analiza profilowa SIMS układu SiO ₂ -GaAs..... | 66 |
| 5. Analiza wyników pomiarów | 68 |
| 5.1. Analiza elektrycznych własności struktury MIS na gruncie modelu powierzchni jako układu nieuporządkowanego | 68 |
| 5.1.1. Założenia modelu | 68 |
| 5.1.2. Teoretyczna analiza admitancji struktury MIS | 70 |
| 5.1.3. Analiza eksperymentalnych charakterystyk pojemności i konduktancji w funkcji częstotliwości | 79 |
| 5.2. Elektryczny układ równoważny struktury metal-SiO ₂ -GaAs | 90 |
| 5.2.1. Analiza parametrów układu równoważnego struktury metal-SiO ₂ -GaAs | 91 |
| 6. Podsumowanie | 107 |
| Podziękowania | 109 |
| Literatura | 110 |
| Streszczenie..... | 124 |

Contents

| | |
|--|----|
| 1. Introduction..... | 7 |
| 2. Physical principles of analysis of surface electron processes in MIS structure | 11 |
| 2.1. Surface state charge and capacitance at quasi-equilibrium conditions | 12 |
| 2.2. Surface state admittance..... | 14 |
| 2.3. Surface space-charge region in semiconductor | 22 |
| 2.3.1. Charge of surface space-charge region and surface space-charge region capacitance in semiconductor without deep traps | 23 |
| 2.3.2. Characteristics of surface space-charge region in semiconductor with deep traps | 25 |
| 3. Views on nature of surface states in semiconductor-insulator system | 31 |
| 3.1. Main features of surface states in semiconductor-insulator system | 31 |
| 3.1.1. Si-SiO ₂ interface | 32 |
| 3.1.2. III-V semiconductor-insulator interface | 34 |
| 3.2. Models of surface states in semiconductor-insulator system | 36 |
| 3.2.1. Semiconductor-insulator interface as a disordered system with statistical potential fluctuations | 36 |
| 3.2.2. Semiconductor-insulator interface as a system of isolated point defects | 45 |
| 3.2.2.1. Silicon dangling bond model | 45 |
| 3.2.2.2. Flietner's model | 47 |
| 3.2.2.3. Point defects model of III-V semiconductor-insulator interface | 50 |
| 4. Results of investigations of metal-SiO ₂ -GaAs structures | 52 |
| 4.1. Structures preparation and measurements conditions | 52 |
| 4.2. Results of measurements of electrical characteristics | 54 |
| 4.2.1. Dependence of capacitance and conductance on gate voltage | 54 |
| 4.2.2. Dependence of capacitance and conductance on frequency | 58 |
| 4.3. Influence of temperature on electrical characteristics | 61 |

| | |
|--|-----|
| 4. 4. SIMS profile analysis of SiO ₂ -GaAs system..... | 66 |
| 5. Analysis of measurements results..... | 68 |
| 5.1. Analysis of electrical properties of MIS structure on the basis of surface disorder model..... | 68 |
| 5.1.1. Model assumptions | 68 |
| 5.1.2. Theoretical analysis of MIS structure admittance | 70 |
| 5.1.3. Analysis of experimental characteristics of capacitance and conductance as a function of frequency..... | 79 |
| 5.2. Electrical equivalent circuit of metal-SiO ₂ -GaAs structure | 90 |
| 5.2.1. Analysis of parameters of equivalent circuit of metal-SiO ₂ -GaAs structures..... | 91 |
| 6. Summary | 107 |
| Aknowledgements | 109 |
| Literature..... | 110 |
| Abstract..... | 125 |

1. WSTĘP

Praktyczne wykorzystanie materiału półprzewodnikowego w elektronice o dużej skali integracji zależy od możliwości wytworzenia na jego powierzchni stabilnej warstwy dielektrycznej i uzyskania powierzchni międzyfazowej (międzypowierzchni) półprzewodnik-dielektryk z małą gęstością stanów powierzchniowych (stanów powierzchni międzyfazowej). Termin „stany powierzchniowe” oznacza specyficzne stany elektronowe, których funkcja falowa posiada maksimum na powierzchni i maleje eksponencjalnie przy oddalaniu od niej [1]. Oznacza to lokalizację elektronów na powierzchni. Z powierzchnią międzyfazową półprzewodnik-dielektryk związane są różne typy stanów zlokalizowanych [2-5]. W monografii jako stany powierzchniowe rozumie się te stany, które mogą wymieniać nośniki ładunku z półprzewodnikiem, ich poziomy energetyczne znajdują się w przerwie energetycznej półprzewodnika. Dominująca we współczesnych zastosowaniach rola struktur Si-SiO₂ wynika z faktu, że w tym układzie udało się zoptymalizować parametry międzypowierzchni półprzewodnik - dielektryk i uzyskać zanedbywalną gęstość stanów powierzchniowych [6]. Dla międzypowierzchni arsenek galu-dielektryk sytuacja jest bardziej skomplikowana [7] i w tym układzie generalnie obserwuje się dużą gęstość stanów powierzchniowych. Te stany ograniczając zmiany położenia poziomu Fermiego pod wpływem przyłożonego napięcia (*pinning*) nie tylko uniemożliwiają realizację układów MISFET (*Metal - Insulator - Semiconductor Field - Effect Transistor*), ale także wpływają na charakterystyki układów MESFET (*Metal - Semiconductor Field - Effect Transistor*) [8]. W tym ostatnim przypadku obszar między elektrodami pokrywany jest warstwą dielektryczną (SiO₂ lub Si₃N₄) i stany zlokalizowane powierzchni międzyfazowej aktywna warstwa GaAs-dielektryk wydają się być odpowiedzialne za dyspersję częstotliwościową transkonduktancji g_m , powolny dryf prądu drenu, szumy i in.[9-15]. W związku z tym badania powierzchni międzyfazowej GaAs-dielektryk są nadal aktualne i ciągle prowadzone [12, 13, 15-49]. Dynamiczne zachowanie stanów powierzchniowych, determinujące przebieg procesów elektronowych w międzypowierzchni GaAs-dielektryk, jest słabo zbadane i w konsekwencji przewidywanie wpływu tych stanów na działanie

układów półprzewodnikowych jest trudne. Źródłem informacji o powierzchniowych procesach elektronowych może być analiza elektrycznych charakterystyk struktur MIS. Pomiary pojemności i konduktancji struktur MIS wytworzonych na arsenku galu ujawniają występowanie silnej dyspersji częstotliwościowej oraz efektów histerezowych w rejestrowanych charakterystykach, co praktycznie uniemożliwia stosowanie do ich analizy standardowych metod, które stosuje się w badaniach struktur krzemowych [50-52]. W takiej sytuacji konieczne staje się wykorzystanie komputerowej symulacji wpływu parametrów stanów powierzchniowych na charakterystyki struktur MIS oraz wyznaczanie ich parametrów przez dopasowanie charakterystyk teoretycznych do doświadczalnych. Wymaga to użycia elektrycznego układu zastępczego badanych struktur. Możliwe są tutaj dwa podejścia.

Jedno podejście bazuje na zastosowaniu elektrycznego układu zastępczego struktury MIS otrzymanego na gruncie teoretycznego opisu procesów fizycznych, których istnienie zakłada się w strukturze [50, 51]. Powierzchniowe procesy elektronowe opisuje się zakładając model stanów powierzchniowych (poziomy dyskretne, ciągły rozkład gęstości w funkcji energii). Gdy obliczone charakterystyki odbiegają od doświadczalnych, wprowadza się do modelu dodatkowe elementy (niejednorodny rozkład ładunku na powierzchni, przestrzenny rozkład stanów).

Drugie podejście wykorzystuje metody spektroskopii impedancyjnej [53-55]. Analiza polega na znalezieniu najprostszego elektrycznego układu zastępczego (zawierającego elementy R,C,L i ewentualnie elementy stałofazowe CPE), opisującego impedancję badanego obiektu (tzw. układu równoważnego). Taki układ może służyć do modelowania zjawisk fizycznych w badanym obiekcie. Kryterium poprawności modelu w jednym i drugim sposobie analizy jest zgodność otrzymanych na podstawie modelu charakterystyk teoretycznych z doświadczalnymi i realność wartości parametrów, przy których ta zgodność została otrzymana.

W monografii przedstawiono oba sposoby podejścia w zastosowaniu do analizy elektrycznych charakterystyk struktur metal-SiO₂-GaAs. Celem prowadzonych prac było określenie przydatności wykorzystanych modeli do opisu elektrycznych własności badanych obiektów, próba uzyskania informacji o naturze procesów elektronowych determinujących przebieg charakterystyk i parametrach, które opisują te procesy. Materiał doświadczalny stanowiły pomiary pojemności i konduktancji w szerokim zakresie częstotliwości i napięć polaryzacji, w różnych temperaturach, dla struktur poddanych różnej obróbce technologicznej.

Autor we wcześniejszych pracach analizował procesy elektronowe na powierzchni krzemu zakładając istnienie zlokalizowanych stanów typu akceptorowego w górnej połowie przer-

wy energetycznej półprzewodnika i stanów typu donorowego w dolnej połowie, o eksponencyjnym wzroście gęstości stanów od środka przerwy w kierunku krawędzi pasm dozwolonych. Taki rozkład gęstości stanów znajduje uzasadnienie na gruncie modelu powierzchni jako układu nieuporządkowanego. Przedstawione w pracach [56-66] wyniki pokazały, że rozważany model dobrze opisuje rezultaty badań efektu polowego, fotonapięcia powierzchniowego i charakterystyk pojemnościowo-napięciowych (C-V) układów krzem-dielektryk. Założenie dodatkowo przestrzennego rozkładu stanów w postaci krzywej gaussowskiej z maksimum gęstości stanów na powierzchni półprzewodnika i zmniejszaniem gęstości w głąb dielektryka [67-71] pozwala wytłumaczyć silną dyspersję częstotliwościową pojemności i konduktancji struktur MIS z GaAs, a także efekty histerezowe w charakterystykach C-V. Dalej wykazano [72, 73], że można uzyskać dobre dopasowanie teoretycznych i doświadczalnych charakterystyk częstotliwościowych pojemności i konduktancji struktur metal-SiO₂-GaAs przy założeniu eksponencyjnego zaniku gęstości stanów w miarę oddalania od powierzchni półprzewodnika. Taki charakter rozkładu jest zastosowany w tej pracy do opisanego elektrycznych własności badanych struktur.

Spektroskopię impedancyjną wykorzystuje się szeroko w badaniach zjawisk elektrochemicznych. Nitsch pokazał [53], że jest ona także przydatna w badaniach materiałów izolacyjnych, półprzewodników oraz złożonych struktur, w tym struktur MIS, dla których zaproponował układ równoważny przedstawiony w pracach [74, 75]. Szczegółowa analiza parametrów tego układu jest przedstawiona w niniejszej rozprawie. Zastosowane podejście nie było dotychczas wykorzystywane w badaniach struktur MIS.

Układ monografii jest następujący. Rozdział 2 zawiera fizyczne podstawy opisu procesów elektronowych na powierzchni i w obszarze przypowierzchniowym półprzewodnika w strukturze MIS. Przedstawiono w nim elektryczną reprezentację procesów zmiany obsadzenia stanów powierzchniowych i głębokich pułapek wywołanych przyłożeniem do struktury małego przemiennego napięcia. Omówiono modele tłumaczące poszerzenie krzywych znormalizowanej konduktancji stanów powierzchniowych. Autor pokazał, że również zależność gęstości stanów od energii (generalnie pomijana w analizie charakterystyk struktur MIS) prowadzi do częstotliwościowej dyspersji elektrycznych charakterystyk stanów powierzchniowych.

W rozdziale 3 zaprezentowano poglądy na naturę stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik-dielektryk. Porównano charakterystyczne cechy stanów powierzchniowych dla krzemu i związków półprzewodnikowych III-V. Przedstawiono koncepcje pochodzenia sta-

nów powierzchniowych w ramach modelu powierzchni międzyfazowej jako układu nieuporządkowanego i układu izolowanych defektów punktowych.

Rozdział 4 zawiera wyniki badań struktur metal-SiO₂-GaAs. Mierzono charakterystyki pojemności i konduktancji struktury w szerokim zakresie częstotliwości i napięć polaryzacji, w różnych temperaturach dla struktur wykonanych według różnej technologii. Pomiarów charakterystyk elektrycznych uzupełniono analizą profilową układu SiO₂-GaAs metodą SIMS.

W rozdziale 5 opisano analizę wyników pomiarów pojemności i konduktancji w funkcji częstotliwości sygnału pomiarowego. W podrozdziale 5.1 zastosowano klasyczny układ zastępczy struktury MIS. Pojemność i konduktancję wnoszoną przez stany powierzchniowe obliczano przy założeniu ciągłego rozkładu stanów w funkcji energii i w przestrzeni w obszarze dielektryka. Wykonano analizę numeryczną wpływu parametrów stanów powierzchniowych i parametrów struktury MIS na zależność pojemności i konduktancji od częstotliwości. Wykorzystując opracowaną metodykę dopasowania charakterystyk teoretycznych do doświadczalnych wyznaczono parametry stanów powierzchniowych i parametry materiałowe struktury. W części 5.2 dokonano szczegółowej analizy układu równoważnego struktury metal-SiO₂-GaAs. Wyznaczono parametry układu przy różnych napięciach polaryzacji struktury, w różnych temperaturach, dla struktur przygotowanych w różnych warunkach technologicznych.

Rozdział 6 zawiera podsumowanie uzyskanych wyników.

2. FIZYCZNE PODSTAWY ANALIZY POWIERZCHNIOWYCH PROCESÓW ELEKTRONOWYCH W STRUKTURZE MIS

Ładunek w zlokalizowanych stanach elektronowych powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk, ładunki w dielektryku, różnica prac wyjścia między metalem bramki i półprzewodnikiem, a także napięcie przyłożone do struktury sprawiają, że w przypowierzchniowym obszarze półprzewodnika istnieje ładunek przestrzenny. Występujące w tym obszarze pole elektryczne, które można scharakteryzować przez różnicę potencjałów $V(x)$ względem obszaru neutralnego we wnętrzu, sprawia, że energia elektronu zmienia się o $-qV(x)$ (x jest współrzędną w kierunku prostopadłym do powierzchni, q natomiast bezwzględną wartością ładunku elektronu). Prowadzi to do zakrzywienia pasm w obszarze przypowierzchniowym stosownie do relacji

$$E_{c,v,i}(x) = E_{c,v,i}^b - qV(x), \quad (2.1)$$

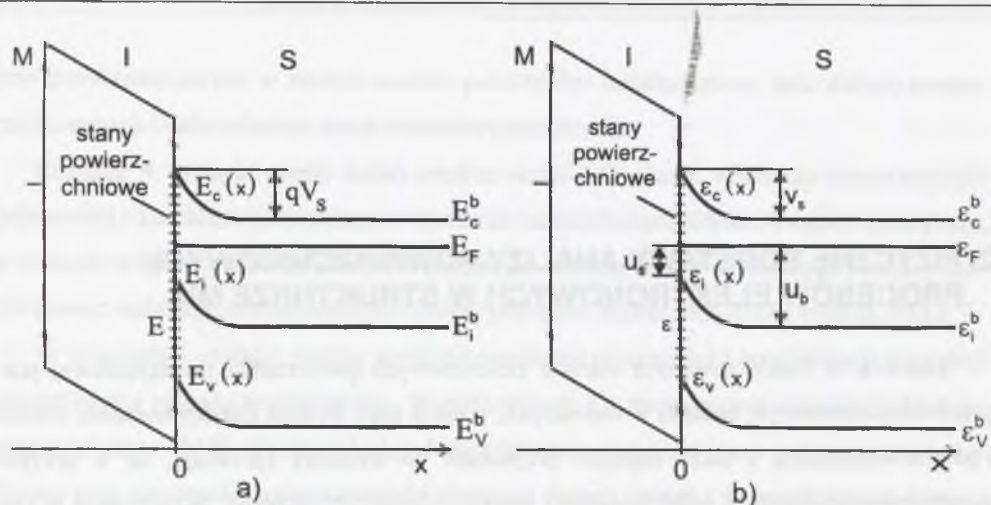
gdzie $E_{c,v,i}^b$ są odpowiednio wartościami energii krawędzi pasma przewodnictwa, walencyjnego oraz poziomu Fermiego półprzewodnika samoistnego we wnętrzu półprzewodnika, natomiast $E_{c,v,i}(x)$ w przypowierzchniowym obszarze ładunku przestrzennego. Schemat pasmowy tego obszaru przedstawiony jest na rys.1a. Występująca na powierzchni bariera potencjału V_s odgrywa podstawową rolę w przebiegu powierzchniowych procesów elektronowych.

W celu uproszczenia zapisu równań wygodnie jest wprowadzić wielkości bezwymiarowe i określać energie względem poziomu Fermiego półprzewodnika samoistnego. Wprowadzając oznaczenia

$$\varepsilon = \frac{E - E_i}{k_B T}, \quad \varepsilon_c = \frac{E_c - E_i}{k_B T}, \quad \varepsilon_v = \frac{E_v - E_i}{k_B T}, \quad u_b = \frac{E_F - E_i^b}{k_B T}, \quad u_s = \frac{E_F - E_i^s}{k_B T}, \quad (2.2)$$

gdzie k_B jest stałą Boltzmanna, a T jest temperaturą, otrzymuje się zredukowany schemat pasmowy (rys.1b). Bezwymiarowa wielkość

$$v_s = \frac{qV_s}{k_B T} \quad (2.3)$$



Rys.2.1. (a) Energetyczny schemat pasmowy struktury MIS, (b) Zredukowany schemat pasmowy struktury MIS
 Fig.2.1. (a) Energy band scheme for MIS structure, (b) Reduced band scheme for MIS structure

nazywana jest potencjałem powierzchniowym. u_b określa położenie poziomu Fermiego we wnętrzu półprzewodnika, natomiast u_s jego położenie na powierzchni. Zredukowany poziom Fermiego półprzewodnika samoistnego jest przesunięty względem środka przerwy energetycznej o wielkość $\Delta\epsilon_i = 0.5\ln(N_v/N_c)$. Efektywne gęstości stanów pasma walencyjnego i przewodnictwa dla GaAs wynoszą [76] $N_v = 9.51 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ i $N_c = 4.21 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (w $T = 300 \text{ K}$), co daje $\Delta\epsilon_i = 1.56$. Położenie krawędzi pasm względem poziomu ϵ_i we wnętrzu półprzewodnika określone jest przez wartości $\epsilon_v^b = -28.9$, $\epsilon_c^b = 25.8$.

Rozważymy dalej podstawowe charakterystyki stanów powierzchniowych i ładunku przestrzennego, opisujące procesy elektronowe w obszarze powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk.

2.1. Ładunek i pojemność stanów powierzchniowych w warunkach quasi-równowagowych

Generalnie stany powierzchniowe mogą być typu akceptorowego (są naładowane ujemnie, gdy są obsadzone przez elektrony i neutralne, gdy są nieobsadzone) lub typu donorowego (są neutralne przy obsadzeniu przez elektrony i naładowane dodatnio w stanie nieobsadzonym). Zakładając, że stany są centrami jednoładunkowymi, można ich całkowity, równowagowy ładunek Q_{it} w stałej temperaturze przedstawić w postaci:

$$Q_{it}(v_s) = qk_B T \left\{ \int_{\epsilon_c}^{\epsilon_c} D_{it}^d(\epsilon) [1 - f_0(\epsilon, v_s)] d\epsilon - \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_v} D_{it}^a(\epsilon) f_0(\epsilon, v_s) d\epsilon \right\}, \quad (2.4)$$

gdzie $D_{it}^d(\epsilon)$ i $D_{it}^a(\epsilon)$ są gęstościami stanów odpowiednio typu donorowego i akceptorowego, f_0 jest funkcją Fermiego-Diraca

$$f_0(\epsilon, v_s) = [1 + \exp(\epsilon - u_b - v_s)]^{-1}. \quad (2.5)$$

Energia stanu w (2.5) jest określona względem położenia na powierzchni poziomu Fermiego półprzewodnika samoistnego i jest traktowana jako wartość efektywna uwzględniająca współczynnik degeneracji [77].

Każda zmiana powierzchniowej bariery potencjału V_s (zmiana położenia poziomu Fermiego na powierzchni) prowadzi do zmiany obsadzenia stanów. Efekt ten opisuje się pojemnością stanów powierzchniowych definiowaną jako

$$C_{it} = \left| \frac{dQ_{it}}{dV_s} \right| = \frac{q}{k_B T} \left| \frac{dQ_{it}}{dv_s} \right|, \quad (2.6)$$

gdzie dQ_{it} przedstawia zmianę ładunku stanów powierzchniowych wywołaną małą, quasi-stacjonarną zmianą V_s .

Na podstawie (2.4), (2.5) i (2.6) otrzymuje się:

$$C_{it}(v_s) = q^2 \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} D_{it}(\epsilon) f_0(\epsilon, v_s) [1 - f_0(\epsilon, v_s)] d\epsilon, \quad (2.7)$$

gdzie $D_{it}(\epsilon) = D_{it}^a(\epsilon) + D_{it}^d(\epsilon)$. Wykorzystano także relację

$$\frac{df_0(\epsilon, v_s)}{dv_s} = f_0(\epsilon, v_s) [1 - f_0(\epsilon, v_s)]. \quad (2.8)$$

Wyrażenie (2.8) przedstawia w funkcji energii krzywą posiadającą maksimum dla $\epsilon = v_s + u_b = u_s$ i szerokość połowkową $\sim 4k_B T$. Jeżeli więc założyć, że gęstość stanów $D_{it}(\epsilon)$ nie zmienia się zbyt szybko w obrębie kilku $k_B T$ wokół $\epsilon = u_s$, można przyjąć $D_{it}(\epsilon) \cong \text{const} = D_{it}(u_s)$ i w wyrażeniu (2.7) wyłączyć tę wartość przed znak całki. Jeżeli dodatkowo założyć, że poziom Fermiego na powierzchni nie zbliża się do krawędzi pasm bardziej niż kilka $k_B T$, wtedy całkowanie (2.7) daje wartość równą jedności [78] i otrzymuje się

$$C_{it}(v_s) \cong q^2 D_{it}(u_s). \quad (2.9)$$

Zależność (2.9) jest generalnie wykorzystywana przy analizie pomiarów pojemności struktur MIS do wyznaczania rozkładu gęstości stanów powierzchniowych. Fizycznie wyrażenie (2.9) oznacza, że pojemność stanów powierzchniowych jest głównie determinowana gę-

stością stanów, których poziomy energetyczne odpowiadają położeniu Fermiego na powierzchni.

Trzeba jednak zwrócić uwagę na fakt, że o ile założenia prowadzące do relacji (2.9) są dobrze spełnione dla układów Si-SiO₂, to w przypadku struktur GaAs-dielektryk może to być problematyczne.

Pojemnościowy efekt stanów powierzchniowych wystarcza do opisu ich udziału w procesach elektronowych jedynie w warunkach quasi-równowagowych zmian ich obsadzenia, które opisywane jest funkcją Fermiego-Diraca. Przypadek ogólny będzie opisany w następnym rozdziale.

2.2. Admitancja stanów powierzchniowych

W warunkach nierównowagowych obsadzenie stanów powierzchniowych determinowane jest procesami wymiany nośników między nimi a obszarem przypowierzchniowym półprzewodnika. Te procesy, które opisuje się na gruncie teorii Shockley'a, Reada i Halla w ogólnym przypadku obejmują: wychwytywanie elektronu z pasma przewodnictwa, emisję elektronu do pasma przewodnictwa, wychwytywanie dziury z pasma walencyjnego (tj. emisję elektronu, który rekombinuje z dziurą w paśmie walencyjnym) i emisję dziury do pasma walencyjnego (tj. wychwytywanie elektronu z pasma walencyjnego połączony z kreacją dziury) [79]. Rozważmy dyskretne stany o energii ϵ i gęstości N_{it} . Zmiana gęstości elektronów w takich stanach opisywana jest relacją

$$N_{it} \frac{df}{dt} = [c_n n_s N_{it} (1-f) - e_n N_{it} f] - [c_p p_s N_{it} f - e_p N_{it} (1-f)], \quad (2.10)$$

gdzie f jest nierównowagową funkcją obsadzenia, c_n i c_p są prawdopodobieństwami wychwytywania elektronu i dziury przez stan powierzchniowy (nieobsadzony), natomiast e_n i e_p są prawdopodobieństwami emisji elektronu i dziury ze stanu (obsadzonego). n_s i p_s określają powierzchniowe gęstości elektronów i dziur. Prawdopodobieństwa wychwytywania powiązane są z przekrojami czynnymi na wychwytywanie elektronu σ_n (dziury σ_p) i średnimi termicznymi prędkościami elektronu v_n (dziury v_p) związkami: $c_n = \sigma_n v_n$ i $c_p = \sigma_p v_p$. Składniki w nawiasach kwadratowych (2.10) przedstawiają odpowiednio strumienie netto elektronów i dziur do stanów powierzchniowych. Równanie (2.10) pozwala znaleźć nierównowagową funkcję obsadzenia f potrzebną do opisu procesów relaksacyjnych z udziałem stanów powierzchniowych. Ograniczymy rozważania do przypadków, w których można pominąć wkład nośników

mniejszościowych, co ma miejsce w przypadku akumulacji i zubożenia w obszarze przypowierzchniowym. Rozpatrzmy półprzewodnik typu n .

Załóżmy, że do układu przyłożono sinusoidalnie zmienne napięcie o małej amplitudzie tak, że wywołuje ono niewielkie zmiany potencjału powierzchniowego $\delta v_s = \bar{v}_s \exp(i\omega t)$, gdzie $\bar{v}_s \ll 1$. Stany powierzchniowe położone w pobliżu poziomu Fermiego na powierzchni będą przechodzić przez ten poziom tam i z powrotem. W czasie, gdy znajdują się poniżej poziomu Fermiego, są obsadzane przez elektrony, a kiedy leżą powyżej, zostają opróżnione (rys.2.2a). Prowadzi to do zmian ładunku $\delta Q_{it} = q N_{it} \delta f$, a zatem zmian gęstości prądu δI płynącego do stanów powierzchniowych [80]

$$\delta I = \frac{d}{dt} \delta Q_{it}. \quad (2.11)$$

W warunkach małego sygnału funkcja obsadzenia f może być przedstawiona jako $f = f_0 + \delta f = f_0 + \bar{f} \exp(i\omega t)$, co pozwala napisać

$$\delta I = i\omega q N_{it} \delta f. \quad (2.12)$$

δf oblicza się ze wzoru (2.10). Po podstawieniu $n_s = n_{s0} + \delta n_s$, $\delta n_s = n_{s0} \delta v_s$, pominięciu udziału dziur i wykorzystaniu zależności

$$e_n = \sigma_n v_n n_{s0} \frac{1-f_0}{f_0} \quad (2.13)$$

otrzymuje się

$$\delta f = \frac{f_0 (1-f_0)}{\left(1 + i\omega \frac{f_0}{\sigma_n v_n n_{s0}}\right)} \delta v_s, \quad (2.14)$$

gdzie n_{s0} jest równowagową powierzchniową gęstością elektronów.

Na podstawie wyrażeń (2.12) i (2.14) uzyskuje się wyrażenie

$$\delta I = i\omega \frac{q^2 N_{it} f_0 (1-f_0)}{k_B T \left(1 + i\omega \frac{f_0}{\sigma_n v_n n_{s0}}\right)} \delta V_s, \quad (2.15)$$

w którym bezwymiarowy potencjał v_s zastąpiono potencjałem V_s wyrażonym w woltach.

Powyższa zależność może być zapisana jako

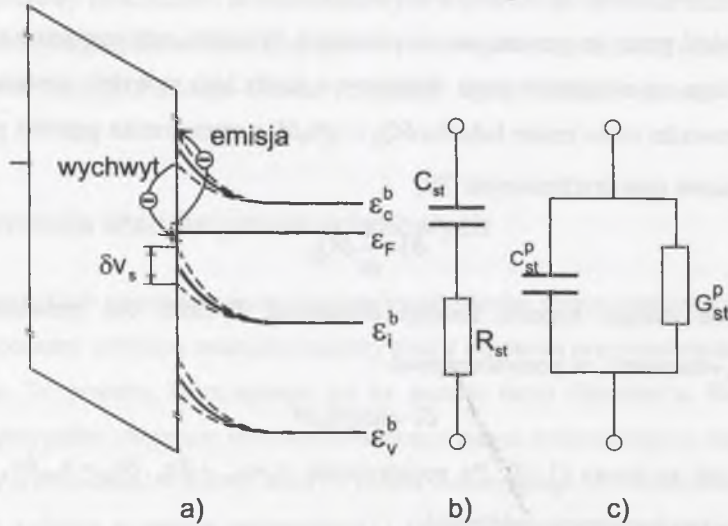
$$\delta I = Y_{st} \delta V_s, \quad (2.16)$$

gdzie Y_{st} reprezentuje admitancję monoenergetycznych stanów powierzchniowych. Podstawiając

$$\tau_o = \frac{f_o}{\sigma_n v_n n_{so}} \quad (2.17)$$

do (2.15) i wykorzystując (2.16) otrzymuje się

$$Y_{st} = \frac{q^2 N_{it} f_o (1-f_o)}{k_B T (1+\omega^2 \tau_o^2)} (\omega^2 \tau_o + i\omega). \quad (2.18)$$



Rys.2.2. (a) Zmiany obsadzenia stanów powierzchniowych wskutek małej sinusoidalnej zmiany położenia poziomu Fermiego na powierzchni oraz ich elektryczny model zastępczy (b) w reprezentacji szeregowej i (c) równoległej

Fig.2.2. (a) Changes of surface states occupation evoked by small signal changes of surface Fermi level and their electrical equivalent model (b) in series representation and (c) in parallel representation

Wyrażenie

$$\frac{q^2}{k_B T} N_{it} f_o (1-f_o) = C_{st} \quad (2.19)$$

reprezentuje pojemność stanów powierzchniowych o dyskretnym poziomie energetycznym.

Tak więc Y_{st} opisywane wzorem (2.18) przedstawia admitancję szeregowo połączonej pojemności C_{st} i rezystancji $R_{st} = \tau_o / C_{st}$ (rys.2.2b) lub równolegle połączonych pojemności

C_{st}^p i konduktancji G_{st}^p (rys.2.2c) równych:

$$C_{st}^p = \frac{C_{st}}{1+\omega^2 \tau_o^2}, \quad (2.20)$$

$$G_{st}^p = \frac{\omega^2 \tau_o C_{st}}{1+\omega^2 \tau_o^2}. \quad (2.21)$$

τ_o jest stałą czasową charakteryzującą proces wymiany nośników między stanami powierzchniowymi a pasmem przewodnictwa w półprzewodniku. Z przedstawionych rozważań wynika, że wywołane przemiennym napięciem procesy wychwyty i emisji nośników przez stany powierzchniowe prowadzić będą do strat energii reprezentowanych przez równoważną równoległą konduktancję. Dodatkowo stany mogą przetrzymywać elektrony przez pewien czas po wychwycie, więc zachowywany jest w nich pewien ładunek. Prowadzi to do pojemności proporcjonalnej do gęstości stanów.

Dla stanów powierzchniowych o ciągłym rozkładzie gęstości należy N_{it} zastąpić $k_B T D_{it}(\epsilon) d\epsilon$ i admitancję określoną wyrażeniem (2.18) scałkować po energii, co prowadzi do pojemności C_{it}^p i konduktancji G_{it}^p kontinuum stanów określonych wzorami:

$$C_{it}^p = q^2 \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} \frac{D_{it}(\epsilon) f_o(\epsilon, v_s) [1-f_o(\epsilon, v_s)]}{1+\omega^2 \tau_o^2} d\epsilon, \quad (2.22)$$

$$G_{it}^p = q^2 \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} \frac{\omega^2 \tau_o D_{it}(\epsilon) f_o(\epsilon, v_s) [1-f_o(\epsilon, v_s)]}{1+\omega^2 \tau_o^2} d\epsilon. \quad (2.23)$$

Stałą czasową τ_o (2.17) wygodnie jest przedstawić w formie

$$\tau_o = \tau_m(\epsilon, v_s) f_o(\epsilon, v_s), \quad (2.24)$$

gdzie

$$\tau_m(\epsilon, v_s) = [\sigma_n(\epsilon) v_n n_b \exp(v_s)]^{-1}. \quad (2.25)$$

Jeżeli założyć, podobnie jak w części 2.1, że rozkład gęstości $D_{it}(\epsilon)$ nie zmienia się zbyt szybko w obrębie kilku $k_B T$ wokół $\epsilon = u_s$, wtedy podstawiając $D_{it}(\epsilon) \equiv \text{const} = D_{it}(u_s)$ oraz $\tau_m(\epsilon, v_s) \equiv \text{const} = \tau_m(u_s)$ można obliczyć całki (2.22), (2.23) i otrzymuje się:

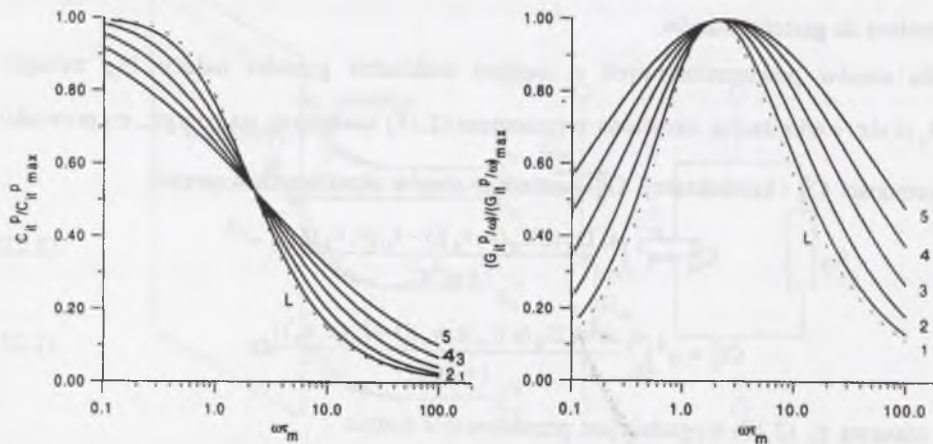
$$C_{it}^p = \frac{q^2 D_{it}(u_s)}{\omega \tau_m} \arctg(\omega \tau_m), \quad (2.26)$$

$$\frac{G_{it}^p}{\omega} = \frac{q^2 D_{it}(u_s)}{2\omega \tau_m} \ln(1+\omega^2 \tau_m^2). \quad (2.27)$$

Wyrażenie (2.27) przedstawia tzw. konduktancję znormalizowaną G_{it}^p / ω .

Zależności (2.26), (2.27) po raz pierwszy zostały wyprowadzone przez Lehovca [81] i są generalnie wykorzystywane do wyznaczania parametrów stanów powierzchniowych na podstawie pomiarów admitancji struktury MIS.

Charakter zależności $C_{it}^p(\omega\tau_m)$ i $C_{it}^p(\omega\tau_m)/\omega$ przedstawiony jest na rys.2.3. Znormalizowana konduktancja osiąga maksimum równe $0.402q^2D_{it}(u_s)/k_B T$ dla $\omega\tau_m = 1.98$. Pojemność osiąga największą wartość przy $\omega\tau_m \rightarrow 0$, wynoszącą $q^2D_{it}(u_s)/k_B T$ [82]. Pozwala to na wyznaczenie $D_{it}(u_s)$ oraz τ_m i stąd σ_n przez porównanie przebiegów teoretycznych z odpowiednimi zależnościami eksperymentalnymi.



Rys.2.3. Częstotliwościowe charakterystyki pojemności C_{it}^p i znormalizowanej konduktancji G_{it}^p/ω stanów powierzchniowych obliczone na podstawie wzorów Lehoc oraz Nicolliana i Goetzbergera. Krzywa L (przerywana) - wzory Lehoc, krzywe ciągłe obliczone są dla różnych wartości σ_s w modelu Nicolliana i Goetzbergera (wyjaśnienia w tekście): (1) $\sigma_s=0.5$, (2) $\sigma_s=1$, (3) $\sigma_s=1.5$, (4) $\sigma_s=2$, (5) $\sigma_s=2.5$

Fig.2.3. The frequency characteristics of surface state capacitance C_{it}^p and normalized surface state conductance G_{it}^p/ω calculated on the base of Lehoc formulae and Nicollian Goetzberger model. Curve L (dashed) - Lehoc formulae, solid curves are calculated for different values of parameter σ_s in Nicollian and Goetzberger model (explanation in text): (1) $\sigma_s=0.5$, (2) $\sigma_s=1$, (3) $\sigma_s=1.5$, (4) $\sigma_s=2$, (5) $\sigma_s=2.5$

Okazuje się jednak, że wyznaczone na podstawie pomiarów struktur MIS charakterystyki G_{it}^p/ω i C_{it}^p wykazują znacznie większą dyspersję częstotliwościową niż obliczone na podstawie (2.26) i (2.27). W celu wytłumaczenia tych rozbieżności generalnie wykorzystuje się dwa modele: model fluktuacji potencjału powierzchniowego [83, 84] i model tunelowania [85].

W pierwszym z wymienionych zwiększenie dyspersji częstotliwościowej (poszerzenie charakterystyk G_{it}^p/ω) jest przypisywane fluktuacjom potencjału powierzchniowego wywołanym przypadkowym rozkładem ładunków w obszarze granicy fazowej dielektryk-półprzewodnik (ładunków w dielektryku, ładunku stanów powierzchniowych oraz donorów

i akceptorów w półprzewodniku). Fluktuacje potencjału prowadzą, zgodnie z (2.24) i (2.25), do wystąpienia spektrum stałych czasowych i w konsekwencji znacznej częstotliwościowej dyspersji pojemności i znormalizowanej konduktancji. W zaproponowanym przez Nicolliana i Goetzbergera „mozaikowym” modelu powierzchni [83] otrzymuje się następujące wyrażenia na pojemność i znormalizowaną konduktancję stanów powierzchniowych

$$C_{it}^p = \frac{q^2 D_{it}(u_s)}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\arctg(\omega\tau_m)}{\tau_m} P(v_s) dv_s, \quad (2.28)$$

$$\frac{G_{it}^p}{\omega} = \frac{q^2 D_{it}(u_s)}{2\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_m^2)}{\tau_m} P(v_s) dv_s, \quad (2.29)$$

gdzie

$$P(v_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp\left[-\frac{(v_s - \bar{v}_s)^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (2.30)$$

określa prawdopodobieństwo, że potencjał powierzchniowy ma wartość v_s . \bar{v}_s jest średnią wartością potencjału, natomiast σ_s określa odchylenie standardowe fluktuacji potencjału. Wartość tego parametru decyduje o wielkości dyspersji częstotliwościowej pojemności oraz konduktancji (rys.2.3) i przez dobór wartości σ_s uzyskuje się zgodność przebiegu teoretycznego z charakterystykami eksperymentalnymi. Praktyczne procedury stosowane do wyznaczania parametrów stanów powierzchniowych na podstawie pomiarów konduktancji struktury MIS przy wykorzystaniu modelu Nicolliana – Goetzbergera można znaleźć w pracach [51, 86-91].

W modelu tunelowania zaproponowanym przez Preiera [85] dyspersję częstotliwościową charakterystyk G_{it}^p/ω oraz C_{it}^p wiąże się z tunelowaniem nośników między półprzewodnikiem a rozłożonymi przestrzennie w obszarze dielektryka zlokalizowanymi stanami elektronowymi. Jak wynika z pracy Heimana i Warfielda [92], przekrój czynny na wychwyt nośników przez takie stany zmniejsza się eksponencjalnie ze wzrostem odległości x , na którą one tunelują, zgodnie z zależnością

$$\sigma_n(x) = \sigma_{on} \exp(-2\kappa_n x), \quad (2.31)$$

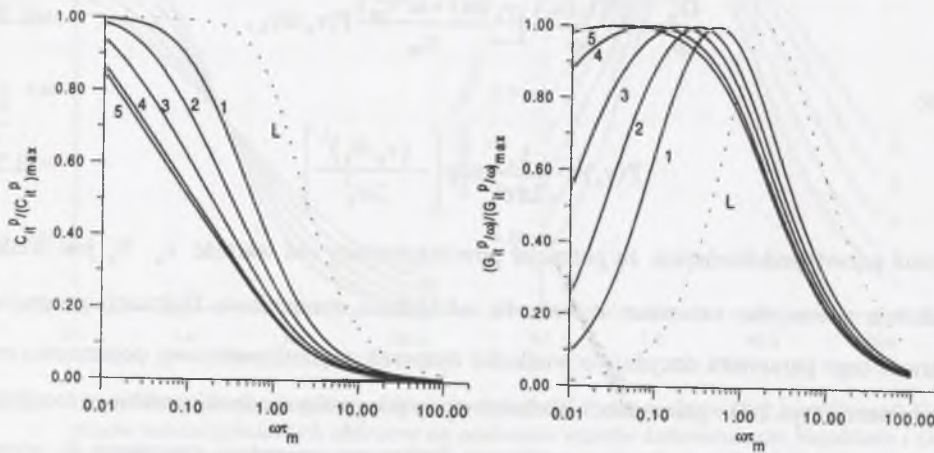
gdzie σ_{on} jest wartością przekroju czynnego na powierzchni, natomiast κ_n charakteryzuje zanik funkcji falowej elektronów w dielektryku. Jak wynika ze wzorów (2.24), (2.25), prowadzi to będzie do rozkładu stałych czasowych. Zakładając, że stany w dielektryku rozłożone są z gęstością $D_{it}(\epsilon, x)$ ($m^{-3}eV^{-1}$) niezależną od x i słabo zależną od energii oraz obsadzone są

przez elektrony do głębokości W , uzyskuje się następujące wyrażenia [82] na pojemność i znormalizowaną konduktancję:

$$C_{it}^p = q^2 D_{it}(u_s) \left\{ 1 + \frac{1}{2\kappa_n W} \left[\frac{\text{arctg}(\omega\tau_m)}{\omega\tau_m} - \frac{\text{arctg}(\omega\tau_w)}{\omega\tau_w} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \ln \omega^2 \tau_m^2}{1 + \ln \omega^2 \tau_w^2} \right] \right\}, \quad (2.32)$$

$$\frac{G_{it}^p}{\omega} = \frac{q^2 D_{it}(u_s)}{2\kappa_n W} \left[\text{arctg}(\omega\tau_w) - \text{arctg}(\omega\tau_m) + \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_m^2)}{2\omega\tau_m} - \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_w^2)}{2\omega\tau_w} \right], \quad (2.33)$$

gdzie $\tau_w = \tau_m \exp(2\kappa_n W)$.



Rys.2.4. Częstotliwościowe charakterystyki pojemności C_{it}^p i znormalizowanej konduktancji G_{it}^p/ω stanów powierzchniowych obliczone na podstawie wzorów Lehocveca oraz modelu Preiera. Krzywa L (przerywana) – wzory Lehocveca, krzywe ciągłe obliczone są dla różnych wartości W w modelu Preiera (wyjaśnienie w tekście): (1) $W=5 \text{ \AA}$, (2) $W=7 \text{ \AA}$, (3) $W=9 \text{ \AA}$, (4) $W=12 \text{ \AA}$, (5) $W=15 \text{ \AA}$

Fig.2.4. The frequency characteristics of surface state capacitance C_{it}^p and normalized surface state conductance G_{it}^p/ω calculated on the base of Lehocvec formulae and Preier model. Curve L (dashed) – Lehocvec formulae, solid curves are calculated for different values of parameter W in Preier model (explanation in text): (1) $W=5 \text{ \AA}$, (2) $W=7 \text{ \AA}$, (3) $W=9 \text{ \AA}$, (4) $W=12 \text{ \AA}$, (5) $W=15 \text{ \AA}$

Na rys.2.4 przedstawiono zależności G_{it}^p/ω i C_{it}^p w funkcji $\omega\tau_m$ obliczone na podstawie (2.32), (2.33) dla różnych wartości parametru W . Wzrost W powoduje zwiększenie dyspersji częstotliwościowej pojemności i konduktancji oraz przesunięcie maksimum G_{it}^p/ω w stronę niższych częstotliwości.

Oba modele, stosowane niezależnie, wykazały przydatność do analizy pomiarów konduktancji struktur MIS. Model fluktuacji potencjału generalnie jest wykorzystywany w badaniach struktur Si-SiO₂ (termiczny) [51, 93-96], model tunelowania w badaniach struktur krzemu z innymi dielektrykami [97-100] oraz układów związki półprzewodnikowe III-V -

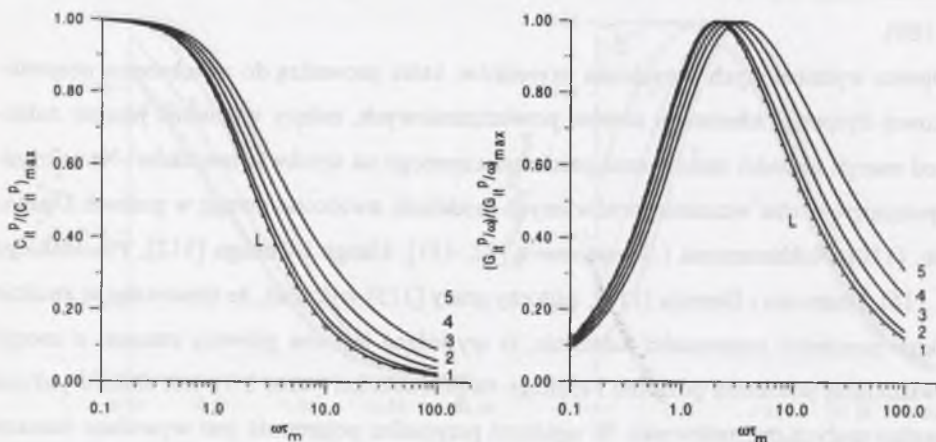
dielektryk [101-104]. Pojawiły się także pewne problemy. Wyniki pomiarów konduktancji struktur Al - SiO₂ (termiczny) - Si przeprowadzonych w szerokim zakresie częstotliwości przez Urena i in. [105], Collinsa i in. [106] pokazały, że obserwowanego spektrum stałych czasowych nie da się opisać jedynie w ramach modelu fluktuacji potencjału. Autorzy prac [105, 106] uzyskali zgodność zależności teoretycznych z eksperymentalnymi dopiero po założeniu występowania fluktuacji potencjału i tunelowania nośników do rozłożonych przestrzennie w dielektryku stanów powierzchniowych. Połączenie obu modeli do analizy pomiarów konduktancji zaproponowali również Ushirokava i in. [107], a ostatnio Bormontow i in. [108, 109].

Oprócz wymienionych dotychczas czynników, które prowadzą do zwiększenia częstotliwościowej dyspersji admitancji stanów powierzchniowych, należy wymienić jeszcze zależność od energii gęstości stanów oraz przekroju czynnego na wychwyty nośników. Na te czynniki, pominięte w obu wcześniej omówionych modelach, zwrócono uwagę w pracach Deulinga i in. [110], Nakhmansona i Sevastianova [82, 111], Hunga i Chenga [112], Plucińskiego [113, 114], Dharivala i Deoraja [115]. Autorzy pracy [115] wykazali, że stosowane w analizie wyników pomiarów pojemności założenie, iż wywołana jest ona głównie stanami o energii odpowiadającej położeniu poziomu Fermiego na powierzchni (wzór 2.9), jest słuszne jedynie dla bardzo małych częstotliwości. W ogólnym przypadku pojemność jest wywołana stanami o energii $\epsilon_{ms} = u_s + 0.5 \ln(1 + \omega^2 \tau_m^2)$, a do konduktancji wnoszą wkład wszystkie stany z przedziału energii między u_s i ϵ_{ms} .

Autor przeanalizował wpływ energetycznego rozkładu gęstości stanów powierzchniowych na zależność od częstotliwości pojemności i konduktancji wywołanej takimi stanami. Założony został rozkład stanów w postaci $D_{it}(\epsilon) = A \exp[a(\epsilon - \epsilon_m)] + B \exp[-b(\epsilon - \epsilon_m)]$, który był wcześniej wykorzystany do opisu powierzchniowych procesów elektronowych w krzemie (przy $\epsilon_m=0$). Parametry a i b charakteryzują rozkład gęstości stanów w funkcji energii, natomiast A i B określają gęstość dla energii ϵ_m , przy której występuje minimum gęstości. Obliczono charakterystyki C_{it}^p oraz G_{it}^p/ω w funkcji $(\omega\tau_m)$ na podstawie wzorów (2.22), (2.23) dla różnych wartości a , b . Rezultaty przedstawione są na rys.2.5 wraz z charakterystykami obliczonymi przy założeniu $D_{it}(\epsilon) = \text{const.}$ (wzory Lehocveca (2.26), (2.27)). Z rys.2.5 wynika, że wielkość dyspersji częstotliwościowej pojemności i znormalizowanej konduktancji oraz położenie jej maksimum zależą od energetycznego rozkładu gęstości stanów (scharakteryzowanego wartościami parametrów a i b). Zmiany gęstości stanów w funkcji

energii mogą więc być również przyczyną dyspersji częstotliwościowej admitancyjnych charakterystyk struktur MIS.

Rezultaty licznych prac wykazują, że w układach GaAs-dielektryk gęstość stanów powierzchniowych silnie zależy od energii. Wyniki przedstawione na rys. 2.5 sugerują więc konieczność stosowania w analizie admitancyjnych charakterystyk struktur MIS wykonanych na arsenku galu wyrażeń (2.22), (2.23) do obliczania pojemności i konduktancji stanów powierzchniowych, zamiast generalnie używanych dla struktur krzemowych wzorów (2.26), (2.27), pomijających zależność gęstości stanów od energii.



Rys.2.5. Częstotliwościowe charakterystyki pojemności C_{it}^p i znormalizowanej konduktancji G_{it}^p/ω stanów powierzchniowych obliczone na podstawie wzorów Lehoc oraz dla różnych rozkładów gęstości stanów po energii. Krzywa L (przerywana) - wzory Lehoc, krzywe ciągłe obliczone są dla różnych wartości parametrów a i b (objaśnienia w tekście): (1) $a=b=0.1$, (2) $a=b=0.15$, (3) $a=b=0.20$, (4) $a=b=0.25$, (5) $a=b=0.30$

Fig.2.5. The frequency characteristics of surface state capacitance C_{it}^p and normalized surface state conductance G_{it}^p/ω calculated on the base of Lehoc formulae and for different state energy distributions. Curve L (dashed) - Lehoc formulae, solid curves are calculated for different values of parameters a and b (explanation in text): (1) $a=b=0.1$, (2) $a=b=0.15$, (3) $a=b=0.20$, (4) $a=b=0.25$, (5) $a=b=0.30$

2.3. Przypowierzchniowy obszar ładunku przestrzennego w półprzewodniku

Podstawowe charakterystyki elektryczne obszaru przypowierzchniowego w półprzewodniku, jak: rozkład potencjału, natężenie pola, wielkość ładunku przestrzennego znajduje się na podstawie równania Poissona. Szczegółowe rozwiązanie tego zagadnienia można znaleźć w wielu monografiach [51, 77, 79, 116-119]. Poniżej zostaną omówione najważniejsze zależności, które będą wykorzystywane w dalszej części tej pracy.

Całkowita gęstość ładunku w dowolnym punkcie obszaru ładunku przestrzennego pochodzi od swobodnych nośników oraz od ładunku płytkich domieszek i ładunku głębokich pułapek. Zakładając jednorodność domieszki półprzewodnika oraz pełną jonizację domieszek donorowych o gęstości N_D i akceptorowych o gęstości N_A , równanie Poissona dla zredukowanego potencjału v przyjmuje postać [77]

$$\frac{d^2v}{dx^2} = -\frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T} [(p-p_b) - (n-n_b) - (n_t - n_{tb})]. \quad (2.34)$$

n_b i p_b są gęstościami swobodnych elektronów i dziur, a n_{tb} jest gęstością obsadzonych pułapek we wnętrzu półprzewodnika, natomiast n , p i n_t określają analogiczne wielkości w obszarze ładunku przestrzennego. ϵ_0 jest bezwzględną przenikalnością elektryczną próżni, ϵ_s zaś względną przenikalnością półprzewodnika. W zapisie (2.34) wykorzystano warunek neutralności w objętości półprzewodnika ($N_D - N_A = n_b - p_b$) oraz założono, że gęstość ładunku jest stała w płaszczyźnie równoległej do powierzchni. W dalszej części przedstawimy charakterystyki obszaru ładunku przestrzennego oddzielnie dla przypadku, gdy pomija się głębokie pułapki oraz przy ich uwzględnieniu.

2.3.1. Ładunek i pojemność przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego w półprzewodniku bez głębokich pułapek

Wielkość ładunku przestrzennego Q_{sc} , definiowaną jako stosunek całkowitego ładunku w obszarze przypowierzchniowym do pola powierzchni, określa wyrażenie [79]

$$Q_{sc} = \int_0^{\infty} \rho(x) dx = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T}{q} \left(\frac{dv}{dx} \right)_{x=0}. \quad (2.35)$$

W zależności tej wykorzystano fakt, że we wnętrzu półprzewodnika ($x \rightarrow \infty$) gęstość ładunku $\rho(x)$ oraz natężenie pola elektrostatycznego są równe zero. Spełnienie tych warunków jest możliwe, gdy grubość półprzewodnika znacznie przewyższa rozciągłość obszaru ładunku przestrzennego. Jeżeli ograniczyć rozważania do zakresu potencjałów, przy których gaz nośników ładunku jest niezdegenerowany oraz nie występuje kwantowanie ich energii, to podstawiając do (2.34) $n = n_b \exp(v)$ i $p = p_b \exp(-v)$ po scałkowaniu i wykorzystaniu (2.35) otrzymuje się wyrażenie na wartość ładunku przestrzennego w postaci

$$Q_{sc}(v_s) = -\frac{v_s \epsilon_0 \epsilon_s k_B T F(v_s, u_b)}{|v_s| q L_B}, \quad (2.36)$$

gdzie

$$F(v, u_b) = \sqrt{2} \left[\frac{\cosh(u_b + v)}{\cosh u_b} - v \tanh u_b - 1 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.37)$$

$$L_B = \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T}{q^2 (n_b + p_b)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.38)$$

Funkcja F (funkcja Kingstona) odgrywa podstawową rolę w opisie własności przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego w półprzewodniku. Analizę jej przebiegu oraz przybliżenia stosowane w różnych zakresach potencjału powierzchniowego można znaleźć w monografiach [77, 79, 116]. L_B nosi nazwę efektywnej długości Debye'a i określa rozciągłość obszaru ładunku przestrzennego.

Z zależności (2.36) wynika, że zmiany potencjału powierzchniowego v_s prowadzą do zmiany ładunku Q_{sc} . Pozwala to na wprowadzenie pojemności ładunku przestrzennego C_{sc} , która podobnie jak w przypadku stanów powierzchniowych wiąże małe quasi-stacjonarne zmiany bariery potencjału na powierzchni dV_s i ładunku przestrzennego dQ_{sc}

$$C_{sc} = \left| \frac{dQ_{sc}}{dV_s} \right| = \frac{q}{k_B T} \left| \frac{dQ_{sc}}{dv_s} \right|. \quad (2.39)$$

Na podstawie (2.39) i (2.36) otrzymuje się

$$C_{sc} = \frac{q \epsilon_0 \epsilon_s \{ n_b [\exp(v_s) - 1] + p_b [1 - \exp(-v_s)] \}}{|Q_{sc}|} \quad (2.40)$$

dla $v_s \neq 0$, natomiast w przypadku płaskich pasm ($v_s=0$) pojemność osiąga wartość

$$C_{sc}^{FB} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_B}. \quad (2.41)$$

Pierwszy składnik w liczniku wyrażenia (2.40) opisuje udział elektronów, a drugi dziur w obszarze ładunku przestrzennego. Wyrażenie (2.40) pozostaje słuszne, jeżeli zmiany ładunku w obszarze przypowierzchniowym (wynikające ze zmian gęstości nośników większościowych i mniejszościowych) nadążają za zmianami potencjału powierzchniowego. W przypadku nośników większościowych sytuacja taka ma praktycznie zawsze miejsce [50]. Tak więc w zakresie akumulacji i zubożenia można posługiwać się wzorem (2.40) praktycznie dla dowolnych częstotliwości zmian potencjału. W inwersji podstawową rolę odgrywają nośniki mniejszościowe. Zmiany gęstości nośników mniejszościowych determinowane są procesami generacji - rekombinacji z udziałem głębokich pułapek (w temperaturach pokojowych) lub dyfuzję w temperaturach wyższych, więc problem ich reakcji na zmiany potencjału staje się

bardziej złożony. Szczegółową analizę odpowiedzi nośników mniejszościowych w różnych zakresach częstotliwości można znaleźć w monografii [51]. Wzór (2.40) pozostaje słuszny dla małych częstotliwości.

W opisie elektrycznych charakterystyk struktur MIS często wykorzystuje się przybliżenie warstwy zubożonej (*depletion approximation*) [119]. Jego istotą jest pominięcie w ładunku przestrzennym udziału swobodnych nośników większościowych i mniejszościowych, założenie stałej gęstości domieszki oraz założenie ostrej granicy między obszarem ładunku przestrzennego i wnętrzem półprzewodnika na głębokości x_d . Określa się ją jako odległość od powierzchni, na której potencjał przyjmuje wartość $|v|=1$. Prowadzi to do następujących zależności (dla półprzewodnika typu n , przy założeniu, że wszystkie atomy domieszki są zjonizowane) na szerokość x_d , ładunek Q_{scd} i pojemność C_{scd} warstwy zubożonej

$$x_d = \left(\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s k_B T v_s}{q^2 N_D} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.42)$$

$$Q_{scd} = q N_D x_d, \quad (2.43)$$

$$C_{scd} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{x_d}. \quad (2.44)$$

Maksymalna szerokość warstwy zubożonej x_{dm} występuje przy przechodzeniu obszaru przypowierzchniowego w stan inwersji, co odpowiada wartościom potencjału powierzchniowego $|v_s|=|2u_b|$. Podstawienie tego warunku do (2.42) pozwala obliczyć na podstawie (2.44) minimalną wysokoczęstotliwościową pojemność obszaru ładunku przestrzennego w inwersji.

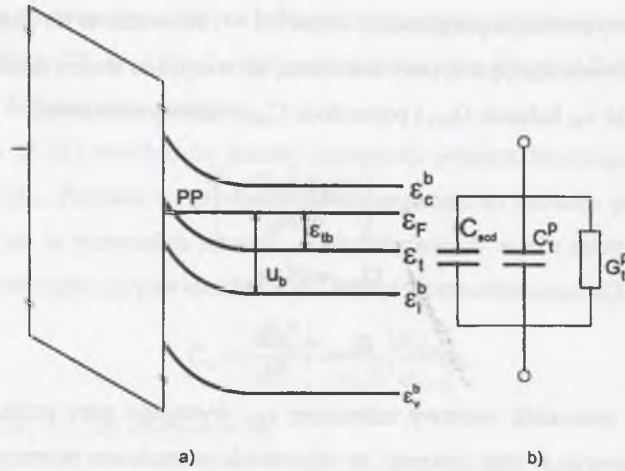
Opis obszaru przypowierzchniowego przy uwzględnieniu degeneracji nośników ładunku można znaleźć w pracach [119, 120].

2.3.2. Charakterystyki obszaru ładunku przestrzennego w półprzewodniku z głębokimi pułapkami

Przedstawiony wcześniej opis obszaru przypowierzchniowego opierał się na założeniu, że występujące w nim poziomy energetyczne domieszki są całkowicie zjonizowane, niezależnie od wysokości powierzchniowej bariery potencjału. Taka sytuacja dotyczy jedynie płytkich donorów i akceptorów w krzemie czy germanie.

W ogólnym przypadku należy brać pod uwagę występowanie głębokich poziomów (głębokich pułapek), których obecność jest regułą w półprzewodnikach o szerokiej przerwie [121-124]. Udział tych pułapek w tworzeniu ładunku obszaru przypowierzchniowego jest bardziej

złożony niż w przypadkach płytkich poziomów, ponieważ obsadzenie głębokich pułapek może zmieniać się w zależności od przestrzennej lokalizacji pułapki (rys. 2.6). Punkt (PP), w którym poziom pułapki przecina poziom Fermiego (*crossover point*), rozdziela obszar ładunku przestrzennego na dwie części: w jednej pułapki znajdują się poniżej poziomu Fermiego i są obsadzone przez elektrony, w drugiej - powyżej, więc są nieobsadzone. Zmiana potencjału powierzchniowego prowadzić będzie do zmiany obsadzenia pułapek przez elektrony, co znajdzie odzwierciedlenie w statycznych charakterystykach obszaru ładunku przestrzennego jak i w małosygnalowej admitancji.



Rys.2.6. (a) Obszar przestrzennego ładunku powierzchniowego w obecności głębokich pułapek i (b) jego małosygnalowy elektryczny układ zastępczy

Fig.2.6. (a) Space charge layer with deep traps and (b) their small signal equivalent electrical circuit

Dla pułapek o poziomach energetycznych w pobliżu ϵ_i^b konieczne jest duże zagięcie pasm, aby wystąpił punkt przecięcia, tak więc ich wpływ będzie występował w zakresie inwersji. Takie pułapki odgrywają podstawową rolę w procesach generacji i rekombinacji, które stanowią jeden z mechanizmów prowadzących do częstotliwościowej odpowiedzi nośników mniejszościowych w silnej inwersji. Szczegółową analizę dla tego zakresu potencjałów można znaleźć w pracach [51, 125, 126].

Jeżeli poziomy energetyczne pułapek położone są bliżej poziomu Fermiego niż środka pasma zabronionego, wtedy punkt przecięcia może wystąpić w zakresie zubożenia. Taka sytuacja często ma miejsce w półprzewodnikach o szerokiej przerwie.

Analizę wpływu głębokich pułapek na wielkość ładunku przestrzennego Q_{sc} można znaleźć np. w monografii [77]. Zakładając półprzewodnik typu n z monoenergetycznymi pułapkami o energii $\epsilon_{ib} = \epsilon_i - \epsilon_F$ (rys.2.6) i gęstości N_t uzyskuje się następujące wyrażenia:

$$F_t(v, u_b) = \sqrt{2} \left\{ \frac{\cosh(u_b + v)}{\cosh u_b} - v \tanh u_b - 1 + \frac{N_t}{n_b + p_b} \left[\ln \left(1 + \frac{\exp v - 1}{1 + \exp \epsilon_{ib}} \right) - \frac{v}{1 + \exp \epsilon_{ib}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.45)$$

$$L_t = \left\{ \frac{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T}{q^2 [n_b + p_b + N_t (1 + \epsilon_{ib})^{-1}]} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2.46)$$

Funkcja F_t jest odpowiednikiem funkcji F (2.37), lecz uwzględnia oprócz nośników swobodnych także nośniki związane w pułapkach. L_t odpowiada L_B (2.38) i określa rozciągłość obszaru ładunku przestrzennego, gdy w półprzewodniku występują głębokie pułapki. Podstawiając F_t i L_t do wyrażenia (2.36) otrzymuje się wartość $Q_{sc}(v_s)$.

Po przyłożeniu do układu przedstawionego na rys.2.6 małego przemiennego napięcia pułapki położone w pobliżu poziomu Fermiego (w obrębie punktu przecięcia) będą zmieniły obsadzenie analogicznie do omówionego w części 2.2 przypadku stanów powierzchniowych. Efekt będzie opisywany przez pojemność i konduktancję pułapek. Wkład głębokich pułapek do admitancji ładunku przestrzennego rozważany był między innymi w pracach [127-131].

Dharival i Deoraj [131] wykorzystując przybliżenie warstwy zubożonej i zaniedbując udział ładunku pułapek w ładunku przestrzennym znaleźli następujące wyrażenia na pojemność C_{sc} i konduktancję G_{sc} obszaru przypowierzchniowego półprzewodnika

$$C_{sc} = C_{scd} + C_i^p, \quad (2.47)$$

$$\frac{G_{sc}}{\omega} = \frac{G_i^p}{\omega} = \frac{1}{2} C_{scd} \frac{N_t}{N_D} \left\{ \left(\frac{\epsilon_{ib}}{|v_s|} \right)^{\frac{1}{2}} + \left[\frac{\epsilon_{ib} + 0.5 \ln(1 + \omega^2 \tau_i^2)}{|v_s|} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_i^2)^{\frac{1}{2}}}{\omega \tau_i} \right\}, \quad (2.48)$$

gdzie

$$C_i^p = C_{scd} \frac{N_t}{N_D} \left[\frac{\epsilon_{ib} - \ln(1 + \omega^2 \tau_i^2)}{|v_s|} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\arctg(\omega \tau_i)}{\omega \tau_i}, \quad (2.49)$$

$$\tau_i = [\sigma_{nt} v_n n_i \exp(u_b - |\epsilon_{ib}|)]^{-1}. \quad (2.50)$$

C_i^p i G_i^p reprezentują odpowiednio pojemność i konduktancję (rys. 2.6b) wnoszoną przez głębokie monoenergetyczne pułapki o energii $\epsilon_{ib} = \epsilon_F - \epsilon_i$ i gęstości N_t . τ_i jest stałą czasową charakteryzującą wymianę elektronów między poziomem pułapki a pasmem przewodnictwa,

σ_{nt} jest przekrojem czynnym na wychwyt elektronu przez pułapkę, C_{scd} określa pojemność warstwy zubożonej bez udziału pułapek (wzór (2.44)). W zakresie $\varepsilon_{tb} \gg 1$ czynnik $\ln(1 + \omega^2 \tau_t^2)$ w wyrażeniach pod pierwiastkiem może być pominięty i otrzymuje się:

$$C_t^p = C_{t0} \frac{\text{arctg}(\omega \tau_t)}{\omega \tau_t}, \quad (2.51)$$

$$\frac{G_t^p}{\omega} = \frac{C_{t0}}{\omega \tau_t} \ln(1 + \omega^2 \tau_t^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.52)$$

gdzie

$$C_{t0} = C_{scd} \frac{N_t}{N_D} \left(\frac{\varepsilon_{tb}}{|v_s|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.53)$$

jest pojemnością wnoszoną przez pułapki przy niskich częstotliwościach.

Warto zauważyć, że zależność pojemności i konduktancji pułapek od częstotliwości określona przez (2.51), (2.52) jest podobna do zależności otrzymanej dla stanów powierzchniowych przez Lehovca (2.26), (2.27). Podstawowa różnica tkwi w stałych czasowych τ_t (2.50) i τ_m (2.25), które charakteryzują proces wymiany nośników pomiędzy zlokalizowanymi stanami elektronowymi i pasmem nośników większościowych w obu tych przypadkach. Charakterystyka znormalizowanej konduktancji pułapek G_t^p / ω w funkcji częstotliwości osiąga maksimum dla $\omega \tau_t \sim 2$, podobnie jak to ma miejsce dla znormalizowanej konduktancji stanów powierzchniowych, gdzie obowiązuje warunek $\omega \tau_m \sim 2$. W przypadku głębokich pułapek warunek będzie spełniony przy tej samej częstotliwości niezależnie od potencjału powierzchniowego, w przeciwieństwie do stanów powierzchniowych, gdzie przy różnych v_s będzie on spełniony przy różnych częstotliwościach sygnału pomiarowego. Maksimum znormalizowanej konduktancji głębokich pułapek będzie więc występowało przy tej samej częstotliwości niezależnie od napięcia polaryzującego strukturę MIS, natomiast położenie maksimum konduktancji związanej ze stanami powierzchniowymi będzie ulegało zmianie.

Otrzymane zależności dla pułapek monoenergetycznych mogą być rozszerzone na przypadek wielu pułapek przez zsumowanie udziałów od każdego z nich. Stosownie do przyjętych przez autorów pracy [131] założeń wyrażenia (2.47) i (2.48) obowiązują dla koncentracji pułapek znacznie mniejszych od koncentracji donorów.

Analiza własności obszaru przypowierzchniowego przy uwzględnieniu udziału ładunku głębokich pułapek w ładunku przestrzennym została przeprowadzona przez Jakubowskiego

i Jagodzińskiego [132]. Opierając się na przybliżeniu zubożenia i zakładając istnienie ostrej granicy między obszarem, w którym pułapki są obsadzone i nieobsadzone, autorzy pracy [132] znaleźli analityczne wyrażenia na wielkość ładunku przestrzennego Q_{sc} i szerokość obszaru zubożenia x_d w postaci:

$$Q_{sc} = Q_0 \left[1 + v \left(\frac{|v_s|}{\varepsilon_{tb}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.54)$$

$$x_d = x_{do} \frac{\left[1 + v \left(\frac{|v_s|}{\varepsilon_{tb}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 + v}{v}, \quad (2.55)$$

gdzie

$$Q_0 = \left[\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s k_B T (N_D - N_t) \varepsilon_{tb}}{q} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.56)$$

$$x_{do} = \left[\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s k_B T \varepsilon_{tb}}{q^2 (N_D - N_t)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.57)$$

natomiast

$$v = \frac{N_D}{N_D - N_t} \quad (2.58)$$

jest miarą udziału pułapek akceptorowych. Powyższe wyrażenia zachowują słuszność dla pułapek donorowych po zamianie $N_D - N_t$ na N_D oraz podstawieniu $v = 1 + N_t / N_D$.

Wykorzystując wyprowadzone zależności obliczono następnie pojemność obszaru ładunku przestrzennego z udziałem głębokich pułapek jako

$$C_{sc}^{lf} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{x_d} \quad (2.59)$$

dla małych częstotliwości $f \ll \tau_t^{-1}$ oraz

$$C_{sc}^{hf} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{x_d} \quad (2.60)$$

dla dużych częstotliwości $f \gg \tau_t^{-1}$, gdzie

$$x_d^* = x_{do} \frac{\left[1 + v \left(\frac{|v_s|}{\varepsilon_{tb}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{v} \quad (2.61)$$

jest efektywną szerokością obszaru zubożenia.

Z przedstawionych w tej części rozważań wynika, że wywołane małym, przemiennym napięciem zmiany obsadzenia stanów zlokalizowanych (stanów powierzchniowych, głębokich pułapek) w strukturze MIS można opisać za pomocą elementów obwodu elektrycznego (pojemność, rezystancja). Wartości tych elementów powiązane są z parametrami stanów. Porównanie teoretycznych charakterystyk struktury MIS obliczonych na podstawie takich zależności z charakterystykami eksperymentalnymi może być wykorzystane do wyznaczenia parametrów stanów powierzchniowych i głębokich pułapek, determinujących elektryczne własności struktury. Obliczenie charakterystyk teoretycznych wymaga założenia rozkładu gęstości stanów powierzchniowych, który wynika z charakteru powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk. W następnym rozdziale omówimy poglądy na naturę stanów powierzchniowych i modele stosowane do opisu ich własności.

3. POGLĄDY NA NATURĘ STANÓW POWIERZCHNIOWYCH W UKŁADZIE PÓŁPRZEWODNIK-DIELEKTRYK

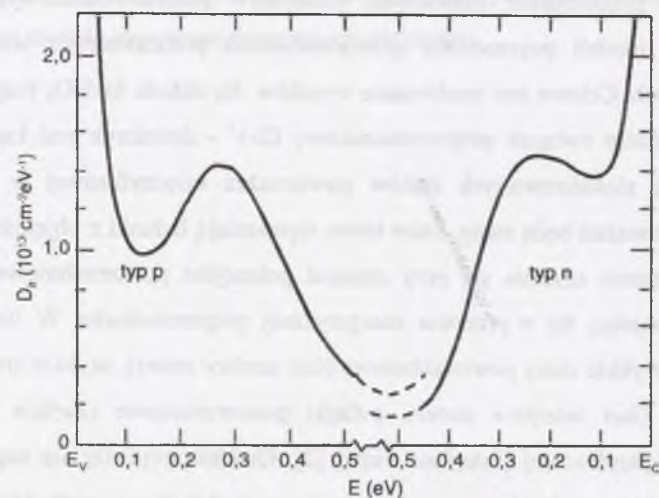
Problem natury stanów powierzchniowych, czyli odpowiedź na pytanie, jakie defekty struktury są źródłem tych stanów, stanowi zasadnicze i ciągle aktualne zagadnienie, szczególnie istotne dla praktycznych zastosowań materiałów półprzewodnikowych. Omówienie proponowanych modeli poprzedzimy przedstawieniem podstawowych własności stanów powierzchniowych. Celowe jest porównanie wyników dla układu Si-SiO₂ (najlepiej zbadanego) oraz dla struktur związków półprzewodnikowy III-V – dielektryk pod kątem znalezienia wspólnych cech zlokalizowanych stanów powierzchni międzyfazowej w tych układach. Przedmiotem rozważań będą stany, które łatwo wymieniają ładunki z objętością półprzewodnika, ich obsadzenie zmienia się przy zmianie potencjału powierzchniowego, a poziomy energetyczne znajdują się w przerwie energetycznej półprzewodnika. W literaturze są one określane jako szybkie stany powierzchniowe (*fast surface states*), szybkie stany powierzchni międzyfazowej (*fast interface states*), pułapki powierzchniowe (*surface traps*), pułapki powierzchni międzyfazowej (*interface traps*) [2]. Ostatnio pojawiły się sugestie celowości zmodyfikowania terminologii stosowanej do opisu tych zlokalizowanych stanów powierzchni międzyfazowej w strukturze MOS, które oddziałują z objętością półprzewodnika [3-5].

3.1. Charakterystyczne cechy stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik-dielektryk

Podstawowymi wielkościami charakteryzującymi stany powierzchniowe są: rozkład gęstości stanów w przerwie energetycznej półprzewodnika $D_{it}(E)$, rozkład przekrojów czynnych na wychwyty elektronów $\sigma_n(E)$ i dziur $\sigma_p(E)$, charakter ładunkowy (stany typu donorowego czy akceptorowego) oraz rozkład przekrojów czynnych na fotojonizację.

3.1.1. Powierzchnia międzyfazowa Si-SiO₂

Parametry stanów powierzchniowych w układzie Si - SiO₂ były badane w licznych pracach, a okresowe próby usystematyzowania uzyskanych rezultatów można znaleźć w publikacjach [133-141]. Wielu autorów uważa, że dla powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ charakterystyczne jest występowanie ciągłego spektrum stanów w kształcie litery U, na którego tle występuje wyraźne maksimum przy energii około $E_v + 0.3\text{eV}$. Uzyskano także rezultaty [93, 138, 142-144], z których wynika, iż w pobliżu pasma przewodnictwa ($E_c - 0.25\text{eV}$) występuje maksimum symetryczne do tego w pobliżu walencyjnego (rys.3.1).



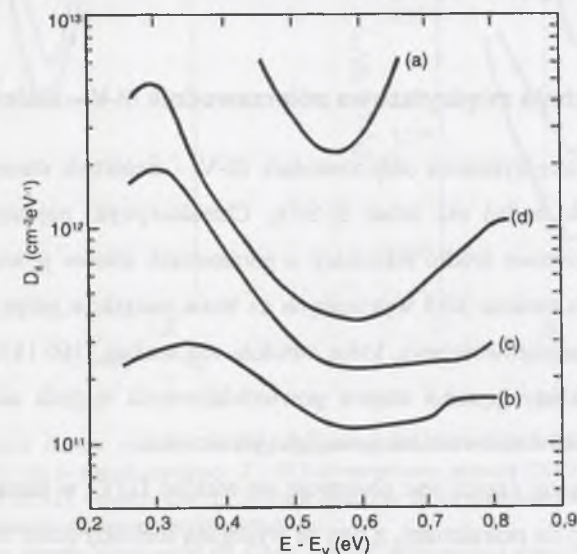
Rys.3.1. Rozkład gęstości stanów powierzchni międzyfazowej w układzie Si - SiO₂ wyznaczony dla półprzewodnika typu n i typu p (według [138])

Fig.3.1. Density distribution of interface states in Si - SiO₂ system obtained for n-type and p-type of semiconductor (from [138])

Przeoczenie w szeregu prac maksimum gęstości stanów przy energii $E_c - 0.25\text{eV}$ może być spowodowane faktem, że występuje ono na tle kontinuum stanów o dużej gęstości. Istnienie dwóch maksimów gęstości stanów w przerwie energetycznej Si jest skorelowane z amfoterycznymi własnościami podstawowego defektu powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂, jakim jest wiszące wiązanie (*dangling bond*) trójwartościowego krzemu [138, 142-145]. Dane literaturowe wskazują także na obecność maksimów na tle spektrum w kształcie litery U w strukturach z obecnością domieszek oraz strukturach poddanych naprężeniom napięciowo-temperaturowym czy napromieniowanym [136, 146, 147]. Część spektrum stanów w obszarze w pobliżu środka pasma zabronionego silnie zależy od warunków technologicznych

procesu utleniania (rys.3.2). Szczególnie zaobserwowano bardzo wyraźny wpływ wygrzewania próbek w wodorze na gęstość stanów [141, 148].

Wartości przekrojów czynnych na wychwytywanie elektronów σ_n przy danej energii, znalezione przez różnych autorów, cechuje duży rozrzut (nawet 4 rzędy wielkości) [149, 150]. Obserwowano zmniejszenie σ_n od $(10^{-14} - 10^{-17})\text{cm}^2$ w środku przerwy do 10^{-20}cm^2 w pobliżu pasma przewodnictwa, a także brak zależności od energii.



Rys.3.2. Rozkłady gęstości stanów powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ po sukcesywnej obróbce cieplnej (według [141]) (a) po utlenieniu w suchym O₂, 1200°C, powolne chłodzenie w N₂; (b) dodatkowo wygrzewanie w 10% H₂, 500°C, 10 min.; (c) dodatkowo wygrzewanie w N₂, 500°C, 60 min.; lub (d) dodatkowo wygrzewanie w N₂, 500°C, 2 godz.

Fig.3.2. Density distributions of Si-SiO₂ interface states obtained after successive thermal treatment (from [141]) (a) after initial oxidation, dry O₂, 1200°C, slow pull in N₂; (b) plus anneal in 10% H₂, 500°C, 10 m; (c) plus anneal in N₂, 500°C, 60 m; or (d) plus anneal in N₂, 500°C, 2h

W przypadku przekrojów czynnych dla dziur też obserwuje się dużą rozbieżność rezultatów [149].

Niedawne wyniki Urena i in. [95, 151], Albohna i in. [152, 153], Hanejji i in. [96] wskazują na istnienie dwóch różnych grup stanów powierzchniowych, które posiadają przekroje czynne na wychwytywanie elektronów różniące się o 1-2 rzędy wielkości. Może to tłumaczyć przyczynę rozrzutu wartości uzyskiwanych w poprzednich pracach.

Badania przekrojów czynnych na fotojonizację stanów powierzchniowych przedstawione w pracach kilku autorów np. [154, 155], wskazują, że są one opisywane w funkcji energii zależnościami takimi samymi jak dla pułapek w objętości. Te wyniki są całkowicie sprzeczne

z rezultatami prac [156-159], w których zaobserwowano, iż zależność przekrojów czynnych na fotojonizację od energii fotonu można opisać wyrażeniem

$$\sigma_{p,n}^0 = A_0 (h\nu - E_{th})^3, \quad (3.1)$$

gdzie E_{th} jest progiem fotojonizacji, A_0 jest wielkością stałą. Takie zachowanie jest zupełnie odmienne od obserwowanego dla pułapek w objętości i nie może być wytłumaczone przez istniejące teorie dla głębokich pułapek.

3.1.2. Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik III-V – dielektryk

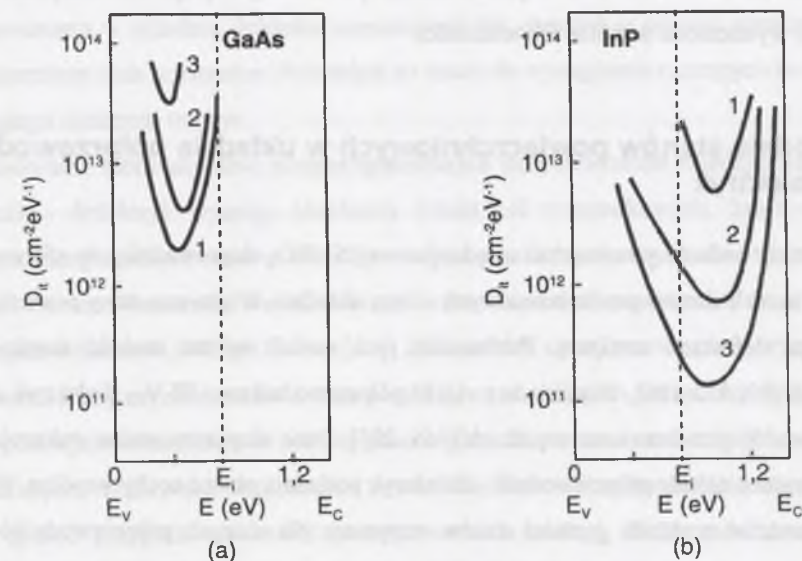
Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik III-V – dielektryk stanowi bardziej skomplikowany obiekt do badań niż układ Si-SiO₂. Charakterystyki pojemnościowo-napięciowe, stanowiące podstawowe źródło informacji o parametrach stanów powierzchniowych, wykazują w przypadku struktur MIS wykonanych na bazie związków półprzewodnikowych III-V silną dyspersję częstotliwościową, która utrudnia ich analizę [160-195]. Stąd prezentowane w literaturze rozkłady gęstości stanów powierzchniowych w tych układach cechuje duża rozbieżność wyników zarówno ilościowa, jak i jakościowa.

W przeważającej części prac obserwuje się rozkład $D_{it}(E)$ w kształcie litery U (czasem występuje na jego tle maksimum), z tym że występują rozkłady silnie niesymetryczne względem środka pasma zabronionego, jak i podobne do tych dla układu Si-SiO₂. Różnice w zakresie energii, w których obserwuje się rozkład w kształcie litery U, mogą być spowodowane błędami w wyznaczeniu zakresu zmian potencjału powierzchniowego w funkcji napięcia bramki dla badanych w różnych pracach struktur MIS [165].

Z analizy przeprowadzonej przez Hasegawę i in. [165, 196] wynika, że dla układu GaAs – dielektryk i InP – dielektryk charakterystyczne są rozkłady $D_{it}(E)$ niesymetryczne względem środka pasma zabronionego (rys.3.3). Okazuje się przy tym, że wartość energii, przy której występuje minimum gęstości stanów, nie zależy od rodzaju dielektryka, jest charakterystyczna dla każdego półprzewodnika i jest równa energii, przy której następuje stabilizacja poziomu Fermiego w układzie półprzewodnik-metal [196]. Autorzy pracy [196] zwracają także uwagę, że jeżeli tę energię liczyć względem poziomu próżni, to dla wszystkich badanych przez nich półprzewodników wynosi ona (5.0 ± 0.1) eV poniżej poziomu próżni.

Przekroje czynne na wychwytywanie elektronów odznaczają się dużymi (anomalnymi) wartościami od 10^{-9} – 10^{-16} cm² [161, 174, 177, 179]. Dla przekrojów czynnych na wychwytywanie dziur obserwuje się wartości zbliżone do znalezionych na krzemie.

Zależność od energii fotonów przekrojów czynnych na fotojonizację stanów powierzchniowych międzyfazowej GaAs – dielektryk oraz InP – dielektryk jest opisywana tym samym wyrażeniem (3.1) co dla Si [165, 197].



Rys.3.3. Rozkład gęstości stanów powierzchni międzyfazowej dla GaAs i InP z różnym dielektrykiem (według [196]); (a) 1 - tlenek anodowy, 2 - SiO₂ otrzymywany metodą PECVD, 3 - SiO₂ otrzymywany metodą PECVD, wygrzewany; (b) 1 - tlenek anodowy bez wygrzewania, 2 – wygrzewany przez 16h, 3 – wygrzewany warunkach optymalnych

Fig.3.3. Interface states density distribution for GaAs and InP with various dielectrics (from [196]); 1 - anodic native oxide, 2 - PECVD SiO₂, 3 - PECVD SiO₂ annealed; (b) 1 - anodic oxide as - grown, 2 - annealed for 16 hrs, 3 - optimized

Zupełnie odmienny od wyżej opisanego charakter rozkładu gęstości stanów powierzchniowych sugerują Spicer i in. [198-201], Kaskharov i in. [202], Kazior i in. [176]. Zdaniem tych autorów dla powierzchni międzyfazowej półprzewodnik III-V – dielektryk charakterystyczne są stany powierzchniowe o dyskretnych poziomach energii.

Z przedstawionego przeglądu wynika, że wspólną cechą stanów powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk jest ich rozkład gęstości w kształcie litery U, symetryczny względem środka przerwy dla Si i niesymetryczny dla półprzewodników III-V. To spektrum stanów wydaje się być związane z naturą samej granicy fazowej półprzewodnik - dielektryk. Drugą własnością stanów jest ich charakter ładunkowy. Generalnie uważa się, że stany w górnej połowie przerwy energetycznej są typu akceptorowego (naładowane są ujemnie, gdy są obsadzone przez elektrony i są neutralne gdy są nie obsadzone), natomiast stany w dolnej połowie – typu donorowego są neutralne, gdy są obsadzone i naładowane dodatnio, gdy są

nieobsadzone [133, 148, 164]. Prawidłowości obserwowane podczas fotojonizacji stanów też sugerują pewne wspólne cechy granicy fazowej półprzewodnik-dielektryk.

Proponowane modele stanów powierzchniowych muszą więc przede wszystkim wytłumaczyć te wymienione wspólne ich własności.

3.2. Modele stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik-dielektryk

Szerokie badania powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ doprowadziły do sformułowania licznych modeli stanów powierzchniowych w tym układzie. Wiążą one stany powierzchniowe z różnymi defektami struktury. Porównanie tych modeli można znaleźć między innymi w pracach [80, 133-136]. Dla układu związku półprzewodnikowe III-V - dielektryk charakterystykę modeli przedstawiono w pracach [165, 203]. Dane eksperymentalne wskazują jednak, że wymienione układy półprzewodnik - dielektryk posiadają pewne cechy wspólne. Podobieństwo charakteru rozkładu gęstości stanów otrzymane dla różnych półprzewodników i przy różnych obróbkach technologicznych sugeruje, że natura stanów powierzchniowych związana jest z ogólnymi własnościami powierzchni i tylko w drugim przybliżeniu zależy od jej indywidualnych własności, charakteru wiązań, rodzaju adsorbowanych atomów itp.

Celowe jest więc poszukiwanie modeli stanów powierzchniowych wiążących ich pochodzenie z takimi czynnikami, które są wspólne dla różnych układów. W tym kontekście na uwagę zasługują dwa podejścia do powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk [204]: jako nieuporządkowanego układu ze statystycznymi fluktuacjami potencjału oraz układu izolowanych defektów.

3.2.1. Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik-dielektryk jako układ nieuporządkowany ze statystycznymi fluktuacjami potencjału

Podstawą elektronowej teorii układów nieuporządkowanych jest opis zachowania elektronu w polach przypadkowych [205]. Występowanie pól przypadkowych prowadzi do powstania zlokalizowanych stanów elektronowych. Wartości energii jonizacji poziomów energetycznych odpowiadające tym stanom zmieniają się praktycznie w sposób ciągły w granicach przerwy ruchliwości. Większym wartościom energii odpowiadają głębsze fluktuacje potencjału, których prawdopodobieństwo wystąpienia jest mniejsze. W efekcie gęstość stanów maleje w miarę oddalania się od krawędzi ruchliwości - tworzą się ogony pasm. Poziomy

stanowiące ogony pasma przewodnictwa są typu akceptorowego, a ogony pasma walencyjnego typu donorowego. Rozciągłość tych ogonów zależy od stopnia nieuporządkowania w układzie. Obecność pola przypadkowego wpływa także na poziomy energetyczne związane z występowaniem w układzie defektów samoistnych lub obecnością obcych atomów powodując poszerzenie tych poziomów. Prowadzić to może do wystąpienia rozmytych maksimum na tle ciągłego spektrum stanów.

Zastosowanie teorii układów nieuporządkowanych do powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk wymaga określenia źródeł pól przypadkowych, które decydują o spektrum energetycznym stanów zlokalizowanych charakterystycznych dla tej między powierzchni. Pierwsze koncepcje zostały sformułowane dla realnej powierzchni Ge i Si. Zdaniem Ovsjuka i Rżanova [206], Rżanova [117, 207] defekty samej powierzchni, przypadkowy rozkład zaadsorbowanych atomów i cząsteczek itp. prowadzą do naruszenia translacyjnej symetrii potencjału atomowego w pobliżu powierzchni. Są to naruszenia takiego rodzaju, że przy translacjach rzędu stałej sieci wzdłuż powierzchni wartość potencjału atomowego fluktuuje w sposób przypadkowy wokół pewnej wartości średniej. Nieporządek w obszarze powierzchni jest odpowiedzialny za wystąpienie stanów typu akceptorowego (w górnej części przerwy energetycznej półprzewodnika) i typu donorowego (w dolnej części) o ciągłym rozkładzie gęstości stanów z jednej strony i ciągłym rozkładzie ich przekrojów czynnych na wychwyty nośników ładunku z drugiej strony [207]. Dla rozkładu gęstości stanów zaproponowano zależności:

$$D_{it}^a(E) = A \exp\left(a \frac{E}{k_B T}\right), \quad (3.2)$$

$$D_{it}^d(E) = B \exp\left(-b \frac{E}{k_B T}\right) \quad (3.3)$$

odpowiednio dla stanów typu akceptorowego i donorowego. A, B, a, b są parametrami charakteryzującymi rozkład stanów, E jest energią liczoną od poziomu Fermiego półprzewodnika samoistnego.

Autor monografii pokazał [56-64], że rozkład stanów w postaci (3.2), (3.3) pozwala opisać wyniki badań efektu polowego i fotonapięcia powierzchniowego dla realnej powierzchni krzemu oraz charakterystyki C-V dla układów krzem - dielektryk.

Zarifjanc i in. [208], Kiselew i in. [209, 210] uważają, że źródłem pól przypadkowych na realnej powierzchni Si (czy Ge) są zmiany długości wiązań i kątów między nimi w tetraedrach krzemowo (germanowo) - tlenowych (SiO₄, GeO₄), a także tetraedry niepełne (SiO_x, x < 4)

lub hydratyzowane (Si(OH)₄). Deformacje tetraedrów prowadzą do zmiany efektywnego ładunku ich centralnych atomów (Si, Ge), a w ten sposób do powstania pól przypadkowych. Zmiany długości i kątów wiązań w tetraedrach stwierdzono na podstawie analizy widm w podczerwieni i rentgenowskich.

Dla powierzchni międzyfazowej Si- termiczny SiO₂ nieporządek jako źródło stanów powierzchniowych został zaproponowany przez Revesza i in. [211], jednak bez wyraźnego wymienienia czynników odpowiedzialnych za wystąpienie pola przypadkowego.

Giber [134] analizując wyniki doświadczalne dochodzi do wniosku, że powierzchnię międzyfazową Si-SiO₂ łącznie z tlenkiem należy traktować jako układ nieuporządkowany. Zniekształcenia wiązań między tetraedrami SiO₄ i Si₄ powodują wystąpienie rozciągniętych ogonów pasma przewodnictwa i walencyjnego SiO₂. Te ogony odpowiadają obserwowanym eksperymentalnie stanom powierzchniowym. Niektóre z wiązań mogą ulegać zerwaniu. Takie wiązania zdaniem autora pracy [134] nie zmieniają spektrum stanów.

Singh i Madhukar [212, 213] zakładając, że fluktuacje długości i kątów wiązań między atomami Si w obszarze powierzchni międzyfazowej prowadzą do powstania pól przypadkowych, pierwsi podjęli teoretyczną próbę opisanie powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ jako układu ze statystycznymi fluktuacjami potencjału. Przeprowadzili obliczenia gęstości stanów symulując fluktuacje potencjału przypadkowymi fluktuacjami koncentracji składników w dwuskładnikowym stopie A-B. Łącząc metody statystyczne z zasadą wariacyjną uzyskali wyrażenie na gęstość stanów w ogonach pasm w postaci:

$$D_{it}(E) = N_0 \exp \left[\frac{-(E-E_r)}{E_0} \right]^{1.5} \quad (3.4)$$

dla $E \approx E_r$. N_0 i E_0 są stałymi określonymi przez względne średnie koncentracje składników A i B, E_r reprezentuje energię, od której mogą występować ogony stanów zlokalizowanych. Mimo że wyrażenie (3.4) zostało wyprowadzone dla przypadkowego stopu A-B, jest ono również ważne dla dowolnych półprzewodników prostych i złożonych, w których fluktuacje potencjału mają zasadniczo charakter gaussowski. E_r spełniać tu będzie rolę krawędzi ruchliwości. Wartość wykładnika w eksponencie wyrażenia (3.2) może być różna (między 0.5 a 2.0). W przypadku powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk można oczekiwać zależności prawie eksponencjalnej. Przeprowadzona w pracach [212, 213] analiza wykazała, że rozkłady gęstości stanów w postaci (3.4) dobrze opisują wyniki doświadczalne dla układu Si-SiO₂ nie tylko w sąsiedztwie pasm dozwolonych ale i w pobliżu środka pasma zabronionego. Wartości E_0 , przy których uzyskano najlepsze dopasowanie teoretycznych

i doświadczalnych rozkładów $D_{it}(E)$, były zbliżone z wartościami, jakie można znaleźć dla tej wielkości w przypadku amorficznego krzemu.

Gergel i Suris [214, 215] zakładają, że przyczyną przestrzennych fluktuacji potencjału elektrostatycznego w przypowierzchniowym obszarze struktury MOS są statystyczne fluktuacje gęstości naładowanych centrów, wbudowanych w dielektryku, w pobliżu granicy z półprzewodnikiem. Autorzy wykazali, że fluktuacyjne pole elektryczne w obszarze powierzchni międzyfazowej jest znacznie większe od średniego pola prostopadłego do powierzchni, spowodowanego atomami domieszek w obszarze zubożenia. W tej sytuacji można, przy zaniedbaniu tego średniego pola, przedstawić rzeźbę fluktuacji w postaci trójwymiarowych jam i garbów potencjału, przyległych do granicy półprzewodnik - dielektryk. W równowadze termodynamicznej elektrony i dziury zapełniają stany zlokalizowane w minimach i maksimach potencjału. Zakładając, że wbudowany w dielektryk ładunek jest rozłożony bezpośrednio na granicy rozdziału dielektryka i półprzewodnika w pracy [215] obliczono zależność średniego ładunku elektronów i dziur w stanach zlokalizowanych od średniego zagięcia pasm i na tej podstawie efektywną gęstość stanów $D_{it}(E)$ jako pochodną ładunku względem potencjału powierzchniowego. Uzyskano wyrażenie w postaci:

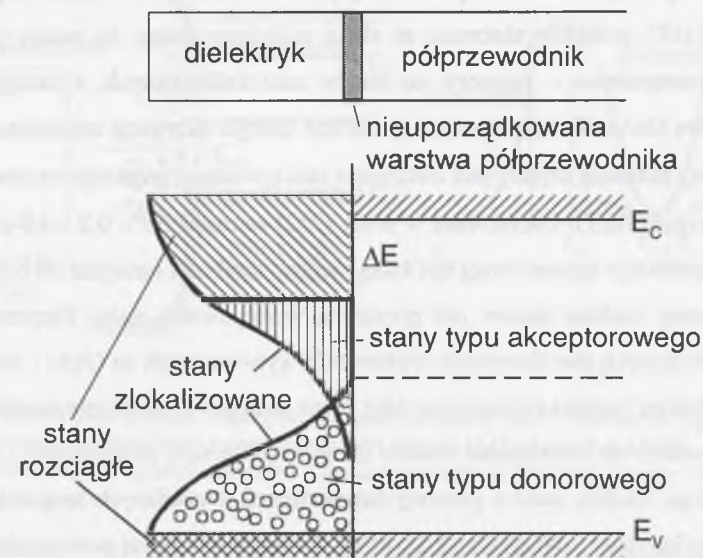
$$D_{it}(E) = \left(\frac{\sigma}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \Theta^{-1} (4\alpha_n \alpha_p)^{\frac{2}{3}} \exp \left(-\frac{E_g}{4\Theta} \right) \cosh \left(\frac{E-E_{o1}}{2\Theta} \right), \quad (3.5)$$

gdzie $\sigma = \sigma^+ + \sigma^-$ jest sumaryczną gęstością powierzchniową naładowanych centrów obu znaków, chaotycznie rozłożonych w obszarze powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk, $\Theta = q^2 \kappa^{-1} \sqrt{\pi \sigma}$ jest charakterystyczną energią fluktuacji, $\kappa = 0.5(\epsilon_s + \epsilon_{ox})$, ϵ_s i ϵ_{ox} są względną przenikalnością dielektryczną półprzewodnika i dielektryka. α_n i α_p oznaczają bohrowski promień elektronu i dziury, $E_{o1} = (1/2) E_g + (3/4) \ln(m_n^*/m_p^*)$ określa położenie minimum spektrum stanów powierzchniowych, E_g jest szerokością pasma zabronionego, m_n^* i m_p^* są masami efektywnymi elektronów i dziur. Rozkład gęstości stanów w postaci (3.5), zawierający tylko jeden parametr związany z powierzchnią (σ), pozwala opisać dobrze jakościowo i dość dobrze ilościowo znalezione doświadczalnie rozkłady gęstości stanów powierzchniowych w strukturach Si-SiO₂ [215] oraz InSb - tlenek anodowy [216]. Uwzględnienie w teorii przestrzennego rozkładu wbudowanych w dielektryku naładowanych centrów [217] poprawiło ilościową zgodność między przewidywanymi teoretycznie rozkładami gęstości stanów a otrzymanymi z pomiarów. W pracy [218] Gergel znalazł wyrażenie na wysokoczęstotliwościową konduktancję struktury MOS. Obliczenia wykazały, że wskutek

specyficznej superpozycji fluktuacyjnych pól elektrycznych i pola średniego w obszarze przestrzennego ładunku powierzchniowego energia jonizacji stanów powierzchniowych fluktuuje wokół pewnej średniej wartości, co prowadzi do statystycznego rozkładu czasów generacji nośników, którego wartość określa dynamikę przeładowania stanów przy odchyleniu od warunków równowagowych. Prowadzi to zdaniem autora do poszerzenia eksperymentalnych charakterystyk częstotliwościowych konduktancji kondensatora MOS. Trzeba zwrócić uwagę, że podana w pracy [218] interpretacja przyczyny poszerzenia krzywych eksperymentalnych jest odmienna od zaproponowanej przez Nicolliana i Goezbergera [83]. W pracy [83] rozważa się układ ze stanami powierzchniowymi, w którym dodatkowo występują fluktuacje potencjału powierzchniowego, wywołane przestrzenną niejednorodnością ładunku wbudowanego w dielektryk struktury MOS. Gergel [218] natomiast rozpatruje stany powierzchniowe, których źródłem są fluktuacje potencjału w obszarze powierzchni międzyfazowej, wywołane fluktuacjami wbudowanego w dielektryk ładunku. Zaproponowany model tłumaczy także obserwowane w eksperymentach eksponencjalne zmniejszenie efektywnego przekroju czynnego na wychwytywanie nośników przy zmniejszaniu potencjału powierzchniowego dla stosunkowo małego zakrzywienia pasm, jak i dużą wartość tych przekrojów dla dużego zakrzywienia. W pracy [219] wykazano, że w ramach przedstawionej teorii można wytłumaczyć również podstawowe osobliwości przewodnictwa powierzchniowego warstw inwersyjnych w strukturze MOS.

Hasegawa i Sawada [164, 165] na podstawie analizy rezultatów badań układów związki półprzewodnikowe III-V – dielektryk postulują, że nieporządek jest wprowadzany do powierzchniowego obszaru półprzewodnika podczas formowania dielektryka (*surface disorder model*) i wynika on z przypadkowych zmian długości i kątów wiązań (autorzy określają go jako nieporządek pozycyjny). Prowadzi to do powstania zlokalizowanych stanów elektronowych o ciągłym rozkładzie gęstości w przerwie energetycznej półprzewodnika (rys.3.4) i w przestrzeni. Pośrednim potwierdzeniem modelu są przedstawione w pracy [165] rezultaty badania rezystancji GaAs i InP z dużym nieporządkiem w objętości (wywołanym bombardowaniem protonami), wskazujące na stabilizację (przyczepienie) poziomu Fermiego w położeniu bliskim położeniu minimum gęstości stanów w strukturach MIS z GaAs i InP, gdzie powierzchniowy poziom Fermiego jest przyczepiony wskutek wysokiej gęstości stanów powierzchniowych. Te wyniki sugerują, że proces osadzania dielektryka wywołuje powstanie przy powierzchni półprzewodnika warstwy nieuporządkowanej, której natura jest podobna do nieporządku w objętości. Rezultaty opublikowane przez Bagnolię i in. [220] wskazują, że

uszkodzenia powierzchniowej warstwy półprzewodnika, wywołane osadzaniem dielektryka metodą PECVD, prowadzą do kontinuum stanów w kształcie litery U. Kształt rozkładu wyraźnie zależał od warunków procesu osadzania.



Rys.3.4. Pochodzenie stanów powierzchniowych na gruncie modelu powierzchni jako układu nieuporządkowanego (według [165])

Fig.3.4. Origin of surface states on the base of surface disorder model (from [165])

Badania za pomocą skaningowego mikroskopu tunelowego wykonane przez Feenstre [221] pokazują, że podczas osadzania na powierzchni GaAs submonowarstw metali pojawiają się w przerwie energetycznej półprzewodnika, wskutek nieporządku, stany o rozkładzie gęstości podobnym do sugerowanego w pracy [165].

Zdaniem Hasegawy i Sawady [165] nieporządek pozycyjny prowadzi do stanów powierzchniowych zarówno w układach MIS wykonanych na krzemie, jak i na związkach półprzewodnikowych III-V. Różnice w rozkładach gęstości stanów wynikają z faktu, że w układzie Si - SiO₂ stopień nieporządku jest mniejszy i przestrzenna rozciągłość obszaru nieuporządkowanego jest bardzo mała (kilka monowarstw). W przypadku związków półprzewodnikowych III-V nieporządek jest większy i prowadzi do ogonów pasma walencyjnego oraz pasma przewodnictwa rozciągających się głęboko w przerwie energetycznej półprzewodnika. Różnica w stopniu nieuporządkowania podsieci kationów i anionów w związkach półprzewodnikowych III-V prowadzi do rozkładu stanów asymetrycznego względem środka przerwy.

Istotną cechą zaproponowanego modelu jest występowanie stanów zdelokalizowanych (rozciągniętych) (rys. 3.4), co pozwala zrozumieć obserwowane duże wartości przekrojów czynnych na wychwytywanie elektronów przez stany powierzchniowe. Jak wynika z przeprowadzonej analizy [165], przejście elektronu ze stanu zlokalizowanego do pasma przewodnictwa zachodzi dwustopniowo - najpierw do stanów zdelokalizowanych, a następnie do pasma przewodnictwa GaAs. W konsekwencji termiczna energia aktywacji zmniejsza się o wartość ΔE i mierzony przekrój czynny jest iloczynem rzeczywistego przekroju czynnego pomnożonego przez $\exp(\Delta E/k_B T)$. Oszacowane w pracy [222] wartości $\Delta E \sim 0.2 - 0.3$ eV wskazują, iż rzeczywiste przekroje czynne mogą być kilka rzędów wielkości mniejsze od obserwowanych.

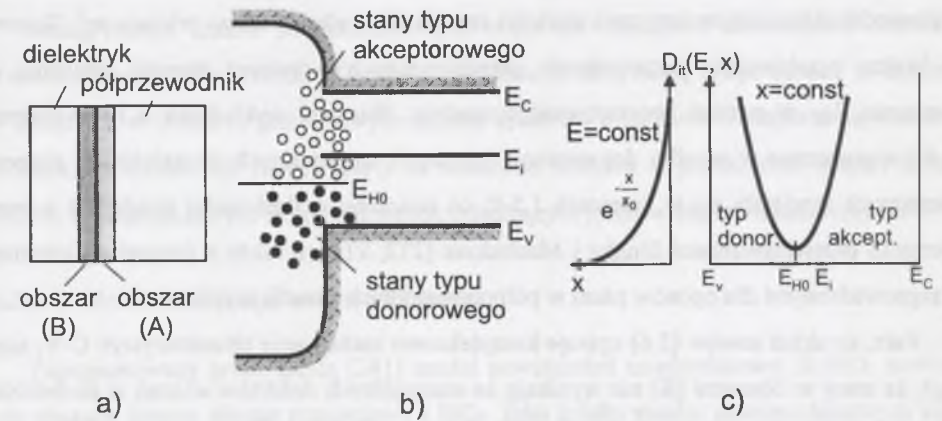
Przestrzenny rozkład stanów jest przyczyną występowania dużej dyspersji częstotliwościowej elektrycznych charakterystyk struktur MIS utworzonych na GaAs i InP [164, 165].

Kompleksowe badania prowadzone dalej przez Hasegawę i współpracowników [196, 203, 223] doprowadziły do rozwinięcia modelu nieuporządkowanej powierzchni i sformułowania zuniifikowanego modelu stanów przerwy energetycznej, wywołanych nieporządkiem (*Disorder Induced Gap State, DIGS*) (rys.3.5), który tłumaczy własności powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk, półprzewodnik - metal i półprzewodnik - półprzewodnik.

Zdaniem autorów w cienkiej nieuporządkowanej warstwie półprzewodnika można wyróżnić dwa obszary (A) i (B). Obszar (A) jest cienkim obszarem krystalicznego półprzewodnika (rzędu jednej lub kilku monowarstw), charakteryzującym się przypadkowymi zmianami długości wiązań i kątów między nimi. Zachowane jest tutaj uporządkowanie dalekiego zasięgu. Obszar (B), rzędu kilkudziesięciu Å, jest obszarem między półprzewodnikiem a dielektrykiem (gdzie zanika uporządkowanie dalekiego zasięgu) i można go przedstawić jako amorficzny półprzewodnik ze zmienną przerwą. Istnienie nieporządku prowadzi do niecałkowitego rozdzielania wiążących i nie wiążących stanów lokalnych wiązań, dając w rezultacie układ zlokalizowanych stanów, które są rozłożone zarówno w skali energii, jak i w przestrzeni.

Autorzy pracy [196] uważają, że wspomniana w 3.1.2 zbieżność między wartością energii, przy której występuje minimum gęstości stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik - dielektryk a wartością energii, przy której następuje stabilizacja poziomu Fermiego w układzie półprzewodnik - metal sugeruje, iż ta energia jest charakterystyczną wielkością dla danego materiału, która „ujawnia się” podczas formowania powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk bądź półprzewodnik - metal. Wykonane obliczenia [196] wykazały, że jest ona praktycznie równa energii zhybrydyzowanego wiązania sp^3 dla GaAs, InP,

GaP, Si, Ge. W układzie stanów powierzchniowych ta energia E_{H0} (rys. 3.5) rozgranicza stany wiążące (typu donorowego) i niewiążące (typu akceptorowego).



Rys.3.5. (a) Model powierzchni międzyfazowej półprzewodnik III-V- dielektryk, (b) schemat pasmowy, (c) funkcjonalna zależność gęstości stanów $D_{it}(E, x)$ (według [223])
Fig.3.5. (a) Model of semiconductor III-V- insulator interface, (b) band scheme, (c) functional form of state density $D_{it}(E, x)$ (from [223])

Przeprowadzona w pracach [223-226] analiza charakterystyk C-V struktur MIS wykonanych na bazie związków półprzewodnikowych III-V wykazała, że na gruncie zaproponowanego modelu powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk można opisać krzywe eksperymentalne, jeżeli rozkład gęstości stanów przedstawić w postaci:

$$D_{it}^{a,d}(E, x) = N_0 \exp\left(\frac{E - E_{HC}}{E_{a,d}}\right)^n \exp(-\alpha x) \quad (3.6)$$

odpowiednio dla stanów typu akceptorowego a i donorowego d. N_0 , $E_{a,d}$, α i n są parametrami określającymi rozkład stanów. Sukcesem było wykazanie, że wykorzystując rozkład stanów w postaci (3.6) można dokładnie odtworzyć efekty histerezowe w eksperymentalnych charakterystykach C-V struktur metal- Al₂O₃ -tlenek naturalny-InP [224], dyspersję częstotliwościową pojemności, jak i dryf prądu drenu w MISFET-ach utworzonych na InGaAs [225]. Wynika z tego, że jeden układ stanów powierzchniowych może być odpowiedzialny za dyspersję częstotliwościową pojemności struktury w akumulacji, jak i efekty histerezowe oraz dryf prądu drenu. Jest to ciekawy rezultat, gdyż wcześniej generalnie przyjmowano, że stany powierzchniowe odpowiedzialne są jedynie za dyspersję częstotliwościową pojemności, natomiast efekty histerezowe wywołane są pułapkami w dielektryku innej natury niż stany powierzchniowe. Przyczyn dryfu prądu drenu w MISFET-ach upatrywano także w czynnikach innych niż stany powierzchniowe. Dalej okazało się [226], że modyfikacja powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk podczas wygrzewania struktury MIS wykonanej

na InP prowadzi do zmiany przestrzennej rozciągłości stanów powierzchniowych, zmiany wartości ich gęstości, ale parametr E_{HO} pozostawał stały i z dokładnością do 0.1 - 0.2 eV odpowiadał obliczonej teoretycznie wartości energii zhybrydowanego orbitalu sp^3 . Stanowi to bardzo przekonujące potwierdzenie przedstawionych wcześniej sugestii odnośnie do znaczenia E_{HO} w ramach prezentowanego modelu. Wartości wykładnika n (w wyrażeniu (3.6)) wyznaczone w wyniku dopasowania krzywych teoretycznych do zależności eksperymentalnych zawierały się w granicach 1.5-2, co pozostaje w doskonałej zgodności z teoretycznymi przewidywaniami Singha i Madhukara [212, 213], a także z innymi obliczeniami przeprowadzonymi dla ogonów pasm w półprzewodnikach amorficznych.

Fakt, że układ stanów (3.6) opisuje kompleksowo zachowanie charakterystyk C-V, sugeruje, że stany w obszarze (B) nie wynikają ze szczególnych defektów wiązań w dielektryku, lecz są związane z nieuporządkowaniem powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk, gdzie występuje stopniowa amorfizacja wskutek mieszania elementów półprzewodnika i dielektryka.

Nieporządek w obszarze przypowierzchniowym pozwala wytłumaczyć również osobiwe zachowanie przekrojów czynnych na fotojonizację (3.1). Brak wyraźnego maksimum w zależności tych przekrojów od częstotliwości promieniowania (czego należałoby oczekiwać) może być spowodowany ograniczeniem (wywołanym nieporządkiem) reguł wyboru dla przejść optycznych, co sprawia, że prawdopodobieństwo przejścia nie zależy od energii promieniowania. Takie zachowanie jest obserwowane dla amorficznego krzemu.

Z modelu DIGS wynika, że wprowadzenie między półprzewodnik a dielektryk cienkiej warstwy Si, zapewniającej dobre dopasowanie wiązań do półprzewodnika i dielektryka na bazie krzemu (Si_3N_4 , SiO_2) (*Interface Control Layer, ICL*), powinno doprowadzić do zmniejszenia gęstości stanów powierzchniowych [185]. Wyniki eksperymentalne przedstawione w pracach [8, 185, 227-232] w pełni potwierdzają słuszność tej koncepcji i stwarzają perspektywy rozwiązania problemu wysokiej gęstości stanów powierzchniowych w układach związku półprzewodnikowe III-V - dielektryk.

Gdy w obszarze przypowierzchniowym półprzewodnika występują nadmiarowe elektrony i dziury, wtedy kontinuum stanów powierzchniowych działa jako centra rekombinacji. W pracach [227, 233-240] przedstawiono wyniki komputerowej symulacji procesów rekombinacyjnych poprzez DIGS oraz przykłady jej wykorzystania do analizy pomiarów natężenia fotoluminescencji przeprowadzonych na poddanych różnej obróbce technologicznej powierzchniach GaAs, InP, InGaAs, AlGaAs, Si.

3.2.2. Powierzchnia międzyfazowa półprzewodnik - dielektryk jako układ izolowanych defektów

Szereg modeli stanów powierzchniowych wiąże ich istnienie z izolowanymi defektami w obszarze międzypowierzchni. W przypadku układu Si-SiO₂ mogą to być defekty w krzemie, w tlenku lub w obszarze przejściowym między krzemem a tlenkiem. Jednym z najwcześniej rozwiniętych modeli był model oparty na koncepcji istnienia w powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ trójwartościowych atomów krzemu posiadających jedno wiązanie ($Si_3=Si-$).

3.2.2.1. Model wiszącego wiązania krzemu

Zaproponowany przez Deala [241] model powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ zawierał trzy obszary: krzem, obszar przejściowy i SiO₂. Jako źródło stanów powierzchniowych autor przyjmuje zerwane wiązania krzemu wynikające z niedopasowania sieci lub braku tlenu. Zbliżoną koncepcję, opartą na różnych formach trójwartościowego krzemu, zaproponował Svensson [242]. Podstawowe mankamenty modelu Deala i Svenssona to brak określenia przyczyny występowania ciągłego spektrum stanów powierzchniowych oraz donorowego i akceptorowego charakteru tych stanów. Wiszące wiązanie krzemu z jednym elektronem ma bowiem charakter donorowy. Temu defektowi przypisywano pochodzenie dyskretnego poziomu w dolnej połowie pasma zabronionego. Przyłączenie drugiego elektronu przez zerwane wiązanie dawałoby stan typu akceptorowego, ale uważano, że oddziaływanie elektron - elektron jest na tyle duże, iż jest mało prawdopodobne, aby ten stan mógł leżeć w pasmie zabronionym. Dopiero zastosowanie EPR do badania powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ dostarczyło dodatkowych informacji odnośnie do własności defektu, jaki stanowi wiązanie Si. Caplan i in. [243], Poindexter i in. [244] obserwowali wyraźne centrum paramagnetyczne (nazwane centrum P_b) dla utlenionych powierzchni (111) krzemu oraz dwa rodzaje centrów (oznaczonych P_{b1} i P_{b0}) dla powierzchni (100). Centra te zostały zidentyfikowane jako defekty $Si_3=Si-$ (niesparowany elektron na atomie krzemu ze zwrotnymi wiązaniami (*back bonds*) do trzech innych atomów krzemu) występujące w międzypowierzchni Si-SiO₂ [141, 145]. Defekty w postaci wiszącego wiązania Si zidentyfikowano także dla powierzchni Si pokrytych Si_3N_4 [245, 246]. Najistotniejszym rezultatem badań EPR było stwierdzenie, że amplituda sygnału EPR ulegała zmianie przy zmianie położenia poziomu Fermiego na badanej powierzchni [141, 247-249]. Obserwowano zmniejszanie sygnału EPR podczas przesuwania poziomu Fermiego od środka pasma zabronionego w kierunku pasm dozwolonych.

Wskazuje to na kompensację spinów paramagnetycznego centrum Si₃≡Si-, co sugeruje istnienie dwóch stanów wiszącego wiązania Si: donorowego (naładowanego dodatnio po oddaniu elektronu) w dolnej części pasma zabronionego Si oraz akceptorowego (naładowanego ujemnie po przyłączeniu drugiego elektronu) w górnej części pasma zabronionego.

Natura amfoterycznego charakteru defektu, jaki stanowi wiszące wiązanie krzemu, została zanalizowana przez White'a i Ngai [250-252] w ramach modelu centrum zrekonstruowanego. Autorzy oparli się na fakcie znanym z badań zachowania powierzchni Si po czyszczeniu w ultrawysokiej próżni, że atom posiadający zerwane wiązanie wykazuje tendencję do niewielkich odkształceń od "normalnego" położenia, jeżeli to wiązanie jest obsadzone przez jeden elektron. Zatem jeżeli wiszące wiązanie będzie obsadzone przez dwa elektrony lub będzie nieobsadzone, możliwe jest zmniejszenie energii takiego układu w rezultacie lokalnego przesunięcia atomu. Wiąże się to z rehybrydyzacją wiązania. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że efektywna energia oddziaływania elektron - elektron dla takiego centrum opisywana jest wyrażeniem:

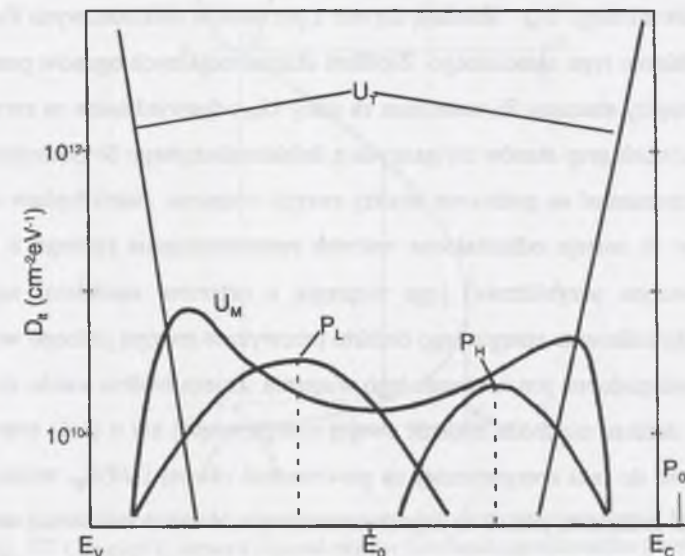
$$U_{ef} = U_c - \frac{\lambda^2}{C_L}, \quad (3.7)$$

gdzie U_c określa kulombowskie oddziaływanie (odpychanie) elektronów (z uwzględnieniem ekranowania), λ określa wpływ dehybrydyzacji, C_L natomiast opisuje wpływ sieci krystalicznej. Oszacowana na podstawie (3.7) wielkość U_{ef} wynosi około 0.6 eV. Możliwe więc jest istnienie w paśmie zabronionym krzemu dwóch poziomów energetycznych odpowiadających zerwanemu wiązaniu - obsadzonego przez dwa elektrony i nieobsadzonego. Wykazano także, iż podobna sytuacja występuje w przypadku odształconych wiązań Si - Si. Powierzchniowe atomy Si w różny sposób związane z leżącymi w głębi atomami krzemu lub tlenu dają w rezultacie spektrum stanów w kształcie litery U.

Rezultaty licznych prac sugerują, że wiszące wiązanie może być źródłem części stanów powierzchniowych. Obserwowano proporcjonalność między gęstością spinów rejestrowaną w badaniach EPR a gęstością stanów uzyskaną na podstawie pomiarów elektrycznych, np. [140, 141, 143, 145]. W tym kontekście zaskakujący jest wniosek sformułowany w pracy Cartiera i Stathisa [253], że struktura mikroskopowa większości elektrycznie aktywnych defektów powierzchni międzyfazowej Si-SiO₂ jest nieznaną.

3.2.2.2. Model Flietnera

Model ten można uznać na obecnym etapie za najbardziej rozwiniętą koncepcję powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk. Stanowi on połączenie modelu zerwanego wiązania i centrum zrekonstruowanego ze strukturą pasmową krzemu.



Rys.3.6. Grupy stanów zlokalizowanych w układzie Si-SiO₂ (wg [260])
Fig.3.6. The groups of localized states in Si-SiO₂ system (from [260])

Opierając się na wynikach licznych prac [137, 254-260] Flietner dochodzi do wniosku, że kontinuum stanów w przerwie energetycznej Si nie ma jednolitego charakteru. Można w nim wydzielić pewne grupy stanów, które w odmienny sposób zachowują się w różnych procesach obróbki technologicznej (rys.3.6). Do grup tych należą:

- U_T ; eksponencjalne ogony pasm pozostawiające wolny od stanów obszar około $(3/4)E_g$, są one nieczułe na procesy obróbki technologicznej po utlenieniu.
- U_M ; rozkład z dwoma maksimumami oraz minimum dla energii E_0 nieco poniżej środka pasma zabronionego. Dla $E < E_0$ stany są typu donorowego, a dla $E > E_0$ typu akceptorowego. Ta grupa stanów wypełnia około $(3/4)E_g$.
- P_L i P_H ; rozkłady typu gaussowskiego położone odpowiednio w dolnej i górnej połowie przerwy energetycznej.
- P_{ox} ; centra o energii powyżej krawędzi pasma przewodnictwa krzemu.

Grupy stanów U_M , P_L , P_H są czułe na obróbkę technologiczną, jednak podczas tej obróbki zmianie ulega tylko całkowita liczba stanów w każdej grupie, natomiast kształt rozkładu i położenie energetyczne nie zmieniają się. Oznacza to, że ich źródłem jest określony rodzaj defektów.

Charakterystyczne spektrum stanów w kształcie litery U tworzą ogony pasm U_T i stany środka pasma zabronionego U_M . Składają się one z par stanów elektronowych E_1 i E_2 , które odpowiadają defektom typu samoistnego. Źródłem eksponencyjnych ogonów pasm są naprężone wiązania między atomami Si, natomiast za stany U_M odpowiedzialne są zerwane wiązania Si. Istnienie dwóch grup stanów związanych z defektami czystego Si (samoistny charakter stanów) można zrozumieć na podstawie analizy energii wiązania. Jeżeli będąca w równowadze sieć atomów Si zostaje odkształcona wskutek przemieszczenia jednego z jej atomów, wtedy (w pierwszym przybliżeniu) jego wiązania z czterema sąsiadami są naprężone. W przypadku, gdy całkowita energia tego defektu przewyższa energię jednego wiązania Si-Si (E_g), wtedy prawdopodobne jest zerwanie tego wiązania. Zatem średnio każde wiązanie Si-Si rozpatrywanego defektu nie może zmienić swojej energii więcej niż o $(1/4)$ energii wiązania Si-Si. Prowadzi to do luki energetycznej na powierzchni równej $(3/4)E_g$, wolnej od stanów odpowiadających defektom, jakimi są naprężone wiązania. Analiza całkowitej energii układu pozwala więc rozróżnić dwie grupy stanów: zdeformowanych wiązań i zerwanych wiązań.

Flietner wprowadził powierzchnię międzyfazową półprzewodnik – dielektryk jako zbiór defektów do modelu pasmowego półprzewodnika rozpatrując zależność energii od zespolonego wektora falowego k . Rzeczywistym wartościom k odpowiadają stany w pasmach dozwolonych, urojonym wartościom zlokalizowane stany powierzchniowe. Autor znalazł prawo dyspersji $E(K)$ ($K=Imk$) [137, 261] dla modelu dwupasmowego w postaci

$$\frac{K^2}{K_0^2} = 1 - \left[\frac{E_c - E - c(E - E_v)}{E_c - E + c(E - E_v)} \right]^2, \quad (3.8)$$

gdzie:

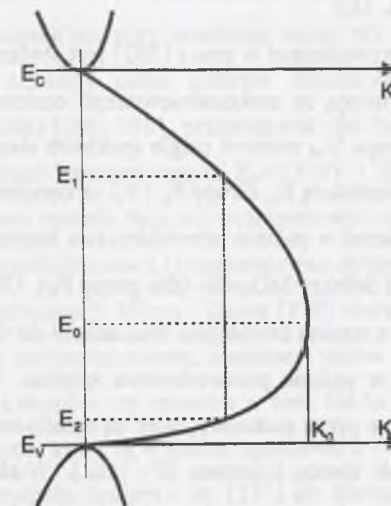
$$E_0 = \frac{E_v + E_c}{2} + \frac{E_g(1-c)}{2(1+c)}, \quad (3.9)$$

$$c^2 = \frac{m_p^*}{m_n^*} \quad K_0^2 = \frac{E_g}{2h^2} \sqrt{m_n^* m_p^*}. \quad (3.10)$$

Każdej wartości K odpowiadają dwa stany: o energii E_1 (typu donorowego) i energii E_2 (typu akceptorowego) (rys.3.7) powiązane zależnościami

$$\frac{E_c - E_1}{E_1 - E_v} = c^2 \frac{E_2 - E_v}{E_c - E_2}. \quad (3.11)$$

Występująca symetria jest przeniesieniem do pasma zabronionego charakterystycznej dla półprzewodnika samoistnego symetrii między elektronami i dziurami, która występuje w pasmach dozwolonych.



Rys. 3.7. Zależność E od k zespolonego w modelu dwupasmowym (wg [137])
Fig.3.7. Complex E versus k dependence for two band approximation (from [137])

Na podstawie prawa dyspersji i założonego rozkładu stanów w przestrzeni K można obliczyć rozkład gęstości stanów powierzchniowych po energii $D_{ii}(E)$. Rozkład ten zależy od atomowego otoczenia defektów w międzypowierzchni. Jeżeli założyć, że wszystkie defekty międzypowierzchni miałyby taką samą konfigurację sąsiednich atomów, wtedy opisane byłyby w przestrzeni wektora falowego przez rozkład $\delta(K-K_i)$, gdzie K_i jest to wartość charakterystyczna dla danej konfiguracji atomowej defektu, któremu odpowiadają dyskretne poziomy energetyczne. W rzeczywistości na powierzchni występuje różnorodność w otoczeniach defektów. Zakładając całkowity nieporządek w konfiguracjach atomowych defektów, któremu odpowiada stały rozkład w przestrzeni K , otrzymuje się energetyczny rozkład stanów $D_{ii}(E) \sim (dK/dE)$ w postaci kontinuum w kształcie litery U, rozciągniętego w obszarze przerwy energetycznej półprzewodnika [137, 261]. Wykorzystując wyrażenie na efektywną energię U_{ef} oddziaływania elektron - elektron (określającą różnicę energii między poziomami donorowymi i akceptorowymi) uzyskaną w ramach modelu centrum zrekonstruowanego oraz swoje prawo dyspersji $E(K)$ Flietner znalazł [262] (dla $m_n^* = m_p^*$) relację

$$U_c \left(1 - \frac{\lambda^2}{U_c C_L} \right) = E_g \left(1 - \frac{K^2}{K_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

Wyrażenie (3.12) jest po raz pierwszy uzyskanym związkiem między parametrami charakteryzującymi spektrum energetyczne stanów (K) a parametrami charakteryzującymi atomową konfiguracją defektu (λ , U_L).

Rezultatem analizy przeprowadzonej w pracy [262] jest stwierdzenie, że wszystkie grupy stanów (U_M , P_L , P_H , P_{ox}) wynikają ze zrekonstruowanego centrum defektowego, jakim jest wiszące wiązanie krzemu. Grupa U_M stanowi ciągle spektrum stanów donorowych i akceptorowych z charakterystyczną wartością E_0 . Grupy P_L i P_H są donorową częścią stanów, których część akceptorowa powinna leżeć w paśmie przewodnictwa krzemu. Źródłem tych stanów są defekty $Si_2O \equiv Si^-$ (grupa P_L) i defekty $SiO_2 \equiv Si^-$ (dla grupy P_H). Grupa P_{ox} stanów odpowiada wiszącemu wiązaniu krzemu z trzema zwrotnymi wiązaniami do tlenu $O_3 \equiv Si^-$ i stanowi stany typu donorowego, położone w paśmie przewodnictwa krzemu. W warunkach równowagowych te stany nie są obsadzone przez elektrony, więc są naładowane dodatnio. Można z nimi wiązać stały dodatni ładunek tlenu (centrum E') [262]. Wiele elementów opisywanego modelu znalazło potwierdzenie eksperymentalne między innymi w ostatnio opublikowanych wynikach badań powierzchni Si [263, 264] oraz układu Si-SiO₂ [152, 153, 265-267].

Flietner przedstawił również [268] sugestie wykorzystania zależności E od k zespolonego do znalezienia rozkładu gęstości stanów $D_{it}(E)$ w przypadku powierzchni międzyfazowej GaAs – dielektryk. Charakter wiązania GaAs sprawia, że w odróżnieniu od Si dla układu GaAs – dielektryk źródłem stanów powierzchniowych są defekty anionowe i kationowe. Rozkład $D_{it}(E)$ powstaje w rezultacie nałożenia rozkładów stanów wynikających z poszczególnych typów defektów.

Podobna koncepcja pochodzenia stanów powierzchniowych w GaAs została zaproponowana przez Kreutz [269].

3.2.2.3. Model defektów punktowych dla powierzchni międzyfazowej półprzewodnik III-V – dielektryk

Spicer i in. [198-201] zaproponowali model, w którym spektrum stanów powierzchniowych w układzie związków półprzewodnikowy III-V – dielektryk tworzą dyskretne poziomy energetyczne wraz z kontinuum stanów istniejących zawsze w powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk. Źródłem stanów dyskretnych są defekty polegające na przemieszczeniu anionów lub kationów z normalnych położenia w sieci krystalicznej, generowane wsku-

tek oddziaływania z powierzchnią osadzanych na niej obcych atomów (tlenu, metalu). Głównymi przesłankami dla modelu było założenie, że stabilizacja poziomu Fermiego na powierzchni występuje w pobliżu maksimum gęstości stanów oraz stwierdzone eksperymentalnie dwa fakty: stabilizacja poziomu Fermiego występuje dla energii, która jest charakterystyczna dla półprzewodnika, a nie zależy od rodzaju osadzanych atomów (różne metale, tlen) oraz że stabilizacja ma miejsce już przy osadzeniu mniej niż jednej monowarstwy atomów. Zaproponowany model, nazwany przez autorów zunifikowanym modelem defektowym (*unified defect model, UDM*) [198, 199], przewidywał dla GaAs występowanie stanów powierzchniowych o poziomach energetycznych $E_v+0.5$ eV i $E_v+0.75$ eV. Kazior i in. [176] pokazali, że na gruncie tego modelu dają się zinterpretować osobliwości charakterystyk C-V struktur MIS z GaAs (częstotliwościowa i temperaturowa dyspersja pojemności, histereza).

Wyniki obliczeń teoretycznych Allena i Dowa [270] wskazują, że defekty wywołane zamianą miejscami (defekty antypołożeniowe, *antisities*) jonów w sieci krystalicznej lub obecnością tlenu w miejscach kationów czy anionów w sieci GaAs prowadzą do powstania stanów o poziomach energetycznych, które są w dobrej zgodności z obserwowanymi w pracach [176, 198]. Te sugestie doprowadziły Spicera i in. [271] do sformułowania rozwiniętego modelu defektowego dla GaAs (*advanced unified defect model, AUD*), w którym defektowi w postaci atom arsenu w miejscu galu (As_{Ga}) w sieci GaAs przypisuje się dwa poziomy energetyczne $E_v+0.75$ eV i $E_v+0.5$ eV (podwójny donor) oraz zakłada się istnienie defektu w postaci atom Ga na miejscu As (Ga_{As}) z dwoma poziomami między E_v , a $E_v+0.5$ eV (podwójny akceptor).

Miller i Stillman [272] wykorzystując znalezione przez Bugajskiego i in. [273] wartości energii podwójnego akceptora Ga_{As} wykazali, że w ramach rozwiniętego modelu defektowego można wytłumaczyć zachowanie poziomu Fermiego na obrabianej w NH₄OH powierzchni GaAs. Część autorów interpretuje na podstawie tego modelu zmiany w charakterystykach powierzchni GaAs pod wpływem siarki [23, 46, 274-277].

4. WYNIKI BADAŃ STRUKTUR METAL-SiO₂-GaAs

4.1. Przygotowanie struktur i warunki pomiarów

Obiektem badań w pracy były struktury Au/Pd/Ti-SiO₂-GaAs wykonane w Instytucie Techniki Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej. Jako podłoża wykorzystywano płytki monokrystalicznego arsenku galu typu n o koncentracji domieszki $(1-4) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ i orientacji krystalograficznej (100). Na dolnej powierzchni płytek naniesiony był kontakt omowy wykonany przez próżniowe naparowanie warstwy indu i uformowanie podczas wygrzewania w próżni w temperaturze 350-400°C w ciągu 4 min. Przed naniesieniem dielektryka powierzchnię GaAs myto w H₂SO₄, płukano w wodzie dejonizowanej, następnie myto w trójchloroetylenie, acetonie oraz alkoholu izopropylowym (w temperaturze 50°C przez 5 min.). Wszystkie etapy obróbki odbywały się w obecności ultradźwięków. Dla części struktur powierzchnię GaAs modyfikowano przez działanie roztworu (NH₄)₂S w ciągu 2 godz. lub roztworu (NH₄)₂S_x w ciągu 16 godz., płukano w wodzie dejonizowanej i suszono w strumieniu azotu. Warstwę dielektryka osadzano metodą PECVD w aparaturze GIR 200 ALCATEL w układzie dwuelektrodowym, przy częstotliwości napięcia zasilania 13.56 MHz i temperaturze podłoża 300-310°C. Stosowano mieszaninę gazów SiH₄, NH₃, N₂ i N₂O pod ciśnieniem 5×10^{-1} mbara. Część struktur po naniesieniu dielektryka wygrzewano w atmosferze azotu. Elektrody bramki o kształcie kołowym i średnicach 1, 1.5, 2 mm wykonywano metodą lift off warstw Au/Pd/Ti.

Szczegóły przygotowania struktur przedstawiono w tabeli 4.1.

Różna technologia wytwarzanych struktur miała służyć zweryfikowaniu przydatności zaproponowanych modeli do opisanie elektrycznych charakterystyk różnych obiektów. Autor wybrał do modyfikacji powierzchni GaAs roztwory (NH₄)₂S i (NH₄)₂S_x na podstawie danych literaturowych, które wskazują na istotny wpływ takich roztworów na charakterystyki powierzchni tego półprzewodnika. Zamierzeniem pracy nie było badanie wpływu technologii na własności struktur.

Do pomiarów charakterystyk elektrycznych wykorzystywano analizator odpowiedzi częstotliwościowej FRA 1260A¹ firmy SOLARTRON oraz analizator impedancji HP 4192A¹ firmy Hewlett Packard. Rejestrowano charakterystyki pojemności i konduktancji struktur w funkcji napięcia bramki w zakresie od -30 V do 30 V, przy różnych częstotliwościach sygnału pomiarowego (od 1 kHz do 1 MHz), a także charakterystyki w funkcji częstotliwości w zakresie od 100 Hz do 2 MHz, przy ustalonych napięciach bramki.

Tabela 4.1

Warunki przygotowania struktur i ich parametry

| Oznaczenie struktury | Modyfikacja powierzchni GaAs | Wygrzewanie struktury | Grubość dielektryka ² (μm) | Współczynnik załamania dielektryka ² |
|----------------------|--|-----------------------|---------------------------------------|---|
| n1 | - | 250°C 2 godz. | 0.16±0.01 | 1.51±0.01 |
| n2 | - | - | | |
| n3 | (NH ₄) ₂ S | 250°C 2 godz. | | |
| n4 | (NH ₄) ₂ S | - | 0.20±0.01 | 1.60±0.01 |
| n11 | (NH ₄) ₂ S _x | 250°C 2 godz. | | |
| n12 | (NH ₄) ₂ S _x | - | | |
| n13 | - | 250°C 2 godz. | | |
| n14 | - | - | | |

Napięcie zmieniano od inwersji do akumulacji. Przed każdym cyklem pomiarowym oczekiwano 300s w celu uzyskania równowagi termodynamicznej. Amplituda sygnału pomiarowego wynosiła 20 mV.

¹ Pomiary autor wykonywał w Instytucie Techniki Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej.

² Pomiary grubości i współczynnika załamania dielektryka wykonał dr Andrzej Kudła z ITE w Warszawie elip-

Płytki GaAs były umieszczone na stoliku pokrytym warstwą złota w osłoniętej od światła ekranowanej komorze. Przeprowadzono pomiary w temperaturach pokojowych i temperaturach wyższych (do 93°C). Podczas tych ostatnich struktury znajdowały się na grzonym oporowo stoliku, którego temperaturę kontrolowano czujnikiem Pt100.

Dla części struktur wykonano pomiary histerezy charakterystyk pojemnościowo-napięciowych przy liniowych zmianach napięcia z szybkością 120 mV/s. Autor zestawiał w tym celu stanowisko pomiarowe zawierające miernik pojemności FC 520, generator liniowego narostu napięcia ZF75 oraz generator POF 10. Rejestrację charakterystyk wykonywano poprzez magistralę IEC 625 wykorzystując własne oprogramowanie.

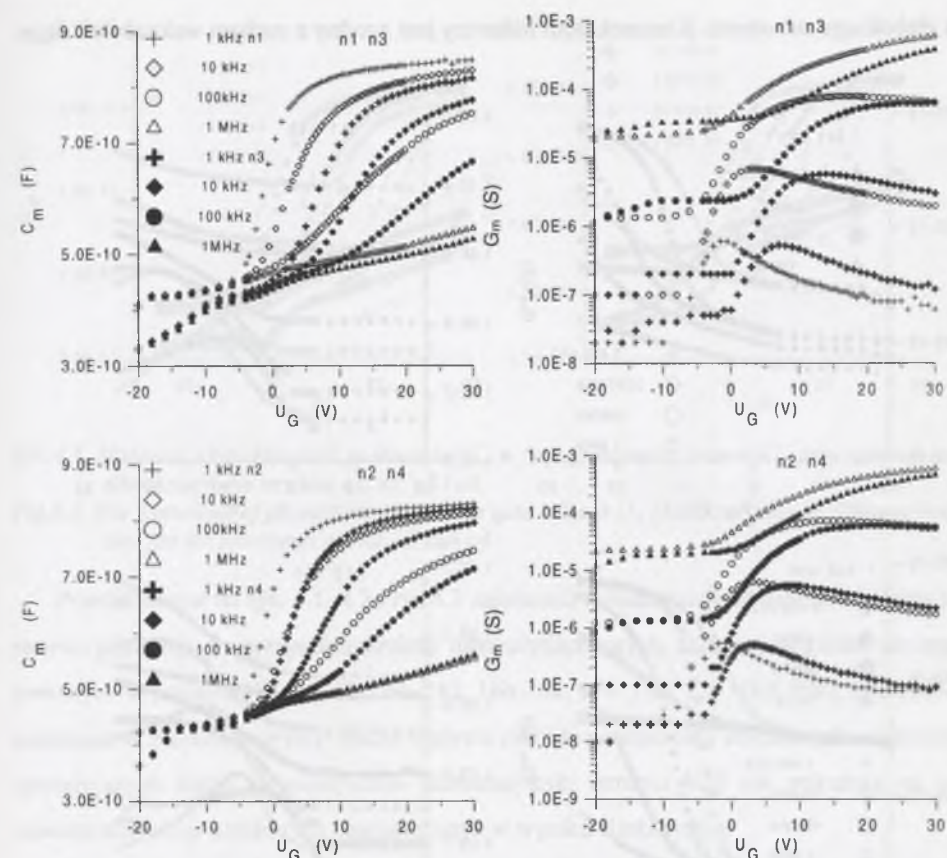
Badania charakterystyk elektrycznych zostały uzupełnione analizą profilową struktury wykonaną metodą SIMS³ (*Secondary Ion Mass Spectroscopy*).

4.2. Wyniki pomiarów charakterystyk elektrycznych

4.2.1. Zależność pojemności i konduktancji od napięcia polaryzacji bramki

Przykłady zarejestrowanych zależności pojemności i konduktancji od napięcia polaryzacji bramki przy różnych częstotliwościach sygnału pomiaru przedstawiono odpowiednio na rys.4.1 dla struktur n1, n2, n3, n4 oraz na rys. 4.2 dla struktur n11, n12, n13, n14.

Dla wszystkich rodzajów badanych struktur występuje silna dyspersja częstotliwościowa pojemności w zakresie dodatnich napięć na bramce. Objawia się ona zmniejszeniem pojemności struktury ze wzrostem częstotliwości sygnału pomiarowego od 1kHz do 1MHz (spłaszczenie charakterystyk). Modyfikowanie powierzchni GaAs przed naniesieniem dielektryka przez poddanie działaniu (NH₄)₂S nie wpływa na wielkość dyspersji. Charakterystyki struktur modyfikowanych są natomiast przesunięte w stronę bardziej dodatnich napięć w porównaniu z charakterystykami struktur, w których powierzchnia GaAs nie była poddana działaniu siarki (rys.4.1).



Rys.4.1. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i konduktancji G_m w funkcji napięcia bramki U_G przy różnych częstotliwościach dla struktur n1, n2, n3, n4

Fig.4.1. Experimental capacitance C_m and conductance G_m versus gate voltage U_G characteristics at different frequencies for the structures n1, n2, n3, n4

Dla struktur n11 i n12, w których zastosowano obróbkę w (NH₄)₂S_x jako element procesu technologicznego, pojawiła się dodatkowo dyspersja pojemności w obszarze ujemnych napięć na bramce struktury, a także zaobserwowano zmniejszenie minimalnej pojemności struktury.

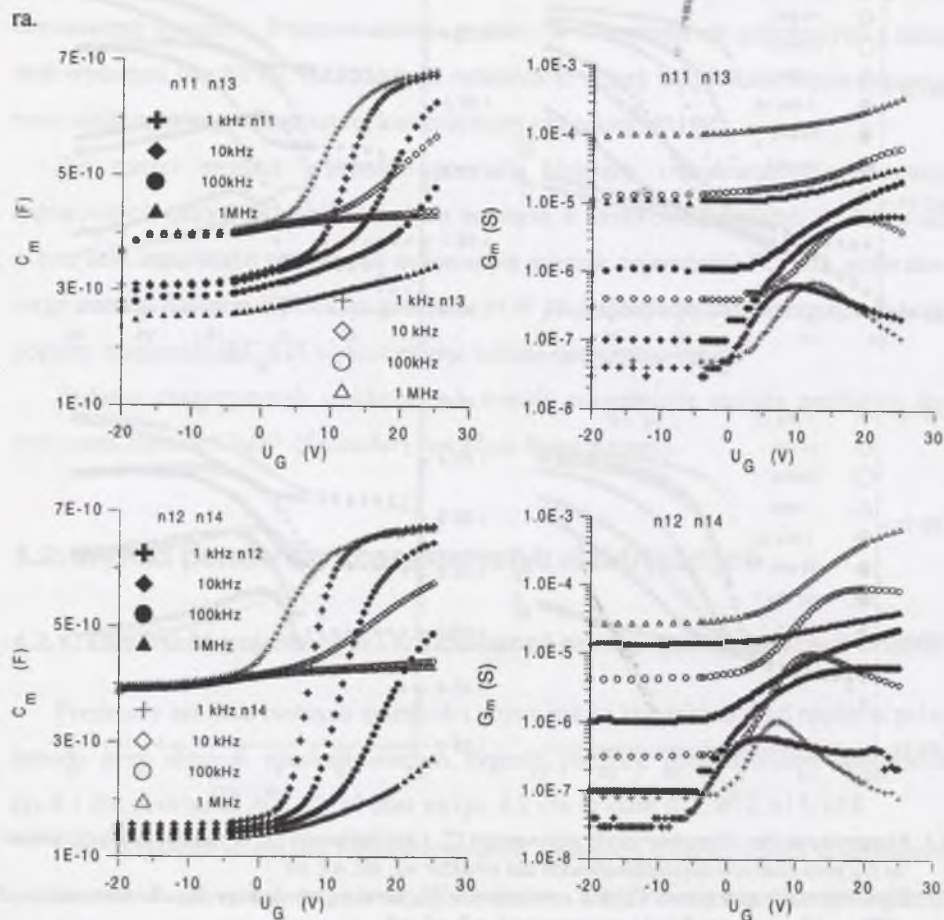
Charakterystyki znormalizowanej pojemności G_m/ω wg funkcji napięcia posiadają maksimum, którego położenie przesuwa się w stronę wyższych napięć ze wzrostem częstotliwości sygnału pomiarowego.

Nie widać istotnych zmian wskutek wygrzewania w charakterystykach struktur niemodyfikowanych, natomiast można zauważyć zmianę wielkości efektu wywołanego działaniem (NH₄)₂S czy (NH₄)₂S_x dla struktur wygrzewanych i niewygrzewanych.

Na rys.4.3 przedstawiono charakterystyki zarejestrowane podczas zmiany napięcia na bramce od ujemnych napięć do dodatnich i z powrotem. Widać wyraźne efekty histerezowe

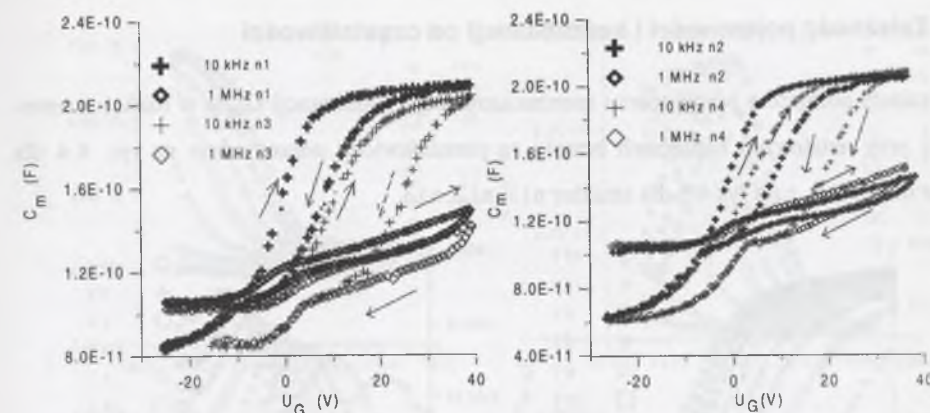
³ Analizę wykonał dr inż. Piotr Konarski w Instytucie Technologii Próżniowej w Warszawie.

i stan głębokiego zubożenia. Kierunek pętli histerezy jest zgodny z ruchem wskazówek zegara.



Rys. 4.2. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i konduktancji G_m w funkcji napięcia bramki U_G przy różnych częstotliwościach dla struktur n11, n12, n13, n14
Fig. 4.2. Experimental capacitance C_m and conductance G_m versus gate voltage U_G characteristics at different frequencies for the structures n11, n12, n13, n14

Podobne do przedstawionych na rys. 4.1 i 4.2 charakterystyki pojemnościowo-napięciowe były obserwowane w licznych pracach dla struktur, w których jako dielektryki wykorzystywano naturalne tlenki anodowe [160-171], warstwy Si₃N₄ [18, 19, 172-180, 189], warstwy SiO₂ osadzone różnymi metodami [41-43, 181-186] i inne [44, 45, 187-192, 231]. Efekt dużego zmniejszenia pojemności ze wzrostem częstotliwości sygnału pomiarowego (obserwowany nawet do częstotliwości 150 MHz [173]) określany jest jako anomalna dyspersja częstotliwościowa pojemności.



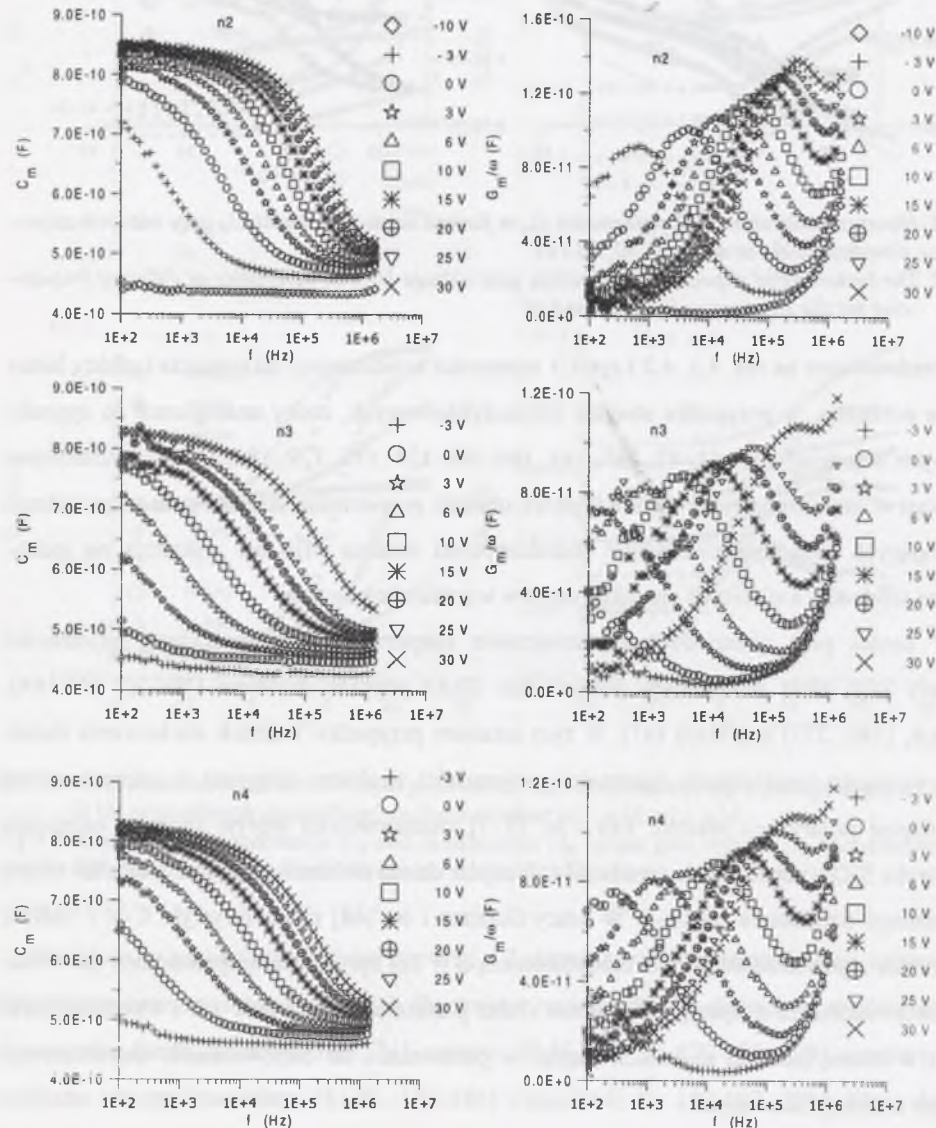
Rys. 4.3. Hystereza charakterystyk pojemności C_m w funkcji napięcia bramki U_G przy różnych częstotliwościach dla struktur n1, n2, n3 i n4
Fig. 4.3. The hysteresis of capacitance C_m versus gate voltage U_G characteristics at different frequencies for the structures n1, n2, n3 and n4

Przedstawione na rys. 4.1, 4.2 i rys. 4.3 zależności konduktancji od napięcia i efekty histerezy posiadają, w przypadku struktur niemodyfikowanych, cechy analogiczne do sygnalizowanych w pracach [19, 41, 42, 161, 162, 164-168, 174, 175, 179, 180, 190]. Prezentowane natomiast w literaturze wyniki badań wpływu obróbki powierzchni arsenku galu w związkach zawierających siarkę na elektryczne charakterystyki struktur MIS nie wskazują na jednoznaczne tendencje zmian tych charakterystyk w wyniku siarkowania.

W części prac obserwowano zmniejszenie dyspersji częstotliwościowej pojemności struktury jako efekt modyfikacji powierzchni GaAs poprzez działanie (NH₄)₂S [46, 184], (NH₄)₂S_x [180, 277] czy Na₂S [47]. W tym ostatnim przypadku skutek siarkowania dodatkowo wystąpiło zmniejszenie minimalnej pojemności struktury osiąganego w zakresie ujemnych napięć polaryzacji bramki. Fan i in. [277] zaobserwowali wpływ sposobu osadzania dielektryka SiO₂ (naparowanie termiczne lub użycie działu elektronowego) na wielkość efektu wywołanego działaniem (NH₄)₂S. W pracy Gamana i in. [48] charakterystyki C-V (1 MHz) dla struktur z powierzchnią GaAs modyfikowaną S (i Te) były bardziej spłaszczone (co wskazuje na zwiększenie dyspersji pojemności) oraz przesunięte (podobnie jak i charakterystyki G-V) w stronę bardziej dodatnich napięć w porównaniu do odpowiednich charakterystyk struktur niemodyfikowanych.

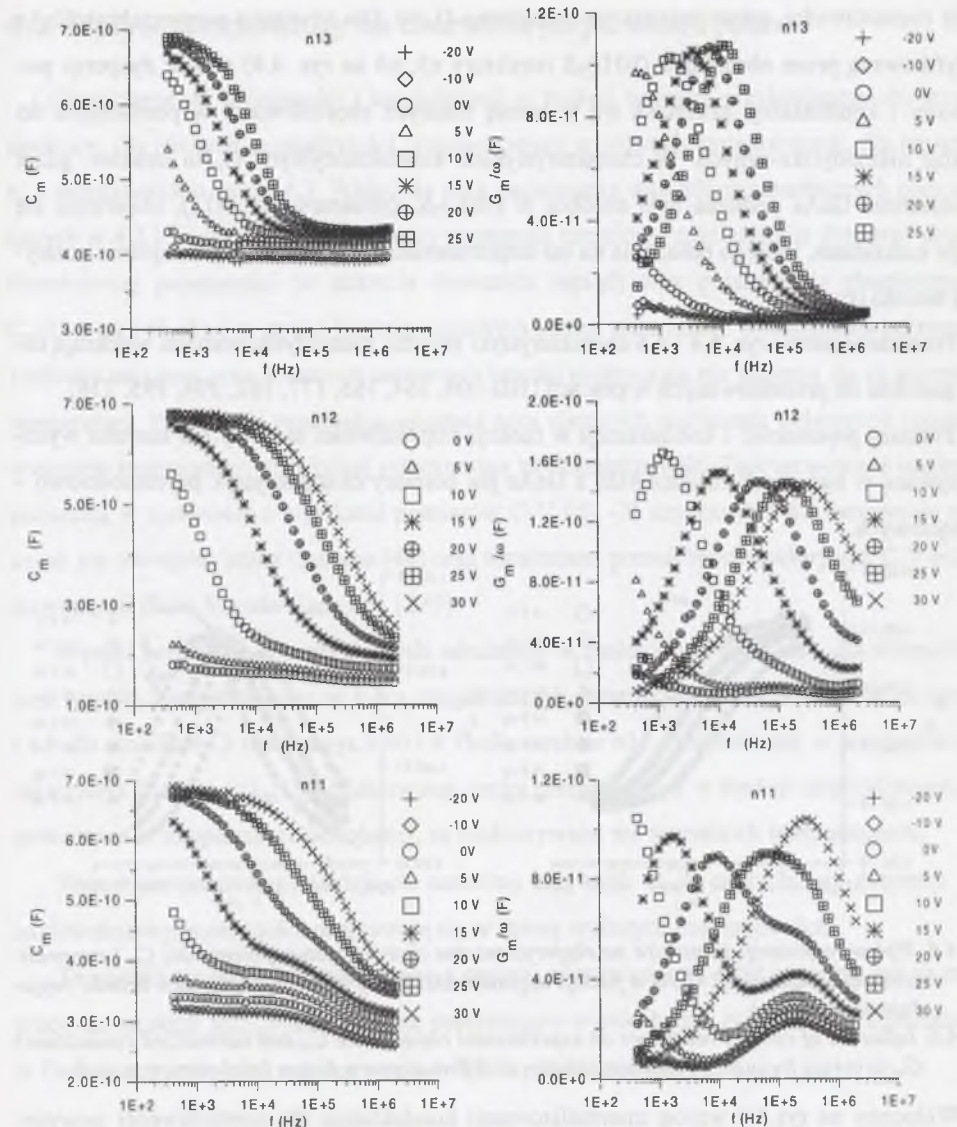
4.2.2. Zależność pojemności i konduktancji od częstotliwości

Rezultaty pomiarów pojemności i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości przy ustalonych napięciach bramki są przedstawione odpowiednio na rys. 4.4 dla struktur n2, n3, n4, a na rys.4.5 dla struktur n11, n12, n13.



Rys.4.4. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki dla struktur n2, n3 i n4

Fig.4.4. Experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages for the structures n2, n3, and n4



Rys.4.5. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki dla struktur n11, n12 i n13

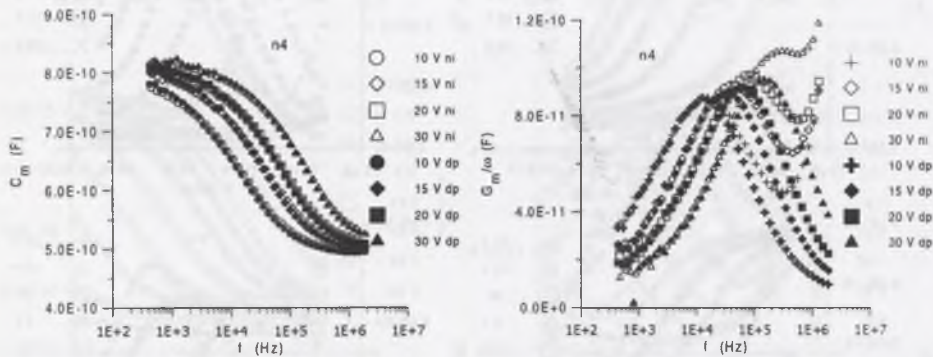
Fig.4.5. Experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages for the structures n11, n12 and n13

Dla wszystkich badanych struktur obserwuje się maksimum znormalizowanej konduktancji G_m/ω , którego położenie zmienia się wraz z napięciem na bramce struktury. Im większe dodatnie napięcie bramki, tym wyższa wartość częstotliwości, przy której występuje maksimum znormalizowanej konduktancji. Pojemność wykazuje dyspersję w tym samym za-

kresie częstotliwości, gdzie pojawia się maksimum G_m/ω . Dla struktur z powierzchnią GaAs modyfikowaną przez obróbkę w (NH₄)₂S (struktury n3, n4 na rys. 4.4) obszar dyspersji pojemności i konduktancji przesuwają się w stronę niższych częstotliwości w porównaniu do struktur niemodyfikowanych. W charakterystykach konduktancyjnych G_m/ω struktur, gdzie powierzchnia GaAs poddana była obróbce w (NH₄)₂S_x (struktury n11, n12), obserwuje się drugie maksimum, którego położenie na osi częstotliwości jest niezależne od napięcia polaryzacji bramki (rys.4.5).

Przedstawione na rys. 4.4 i 4.5 charakterystyki struktur niemodyfikowanych wykazują cechy podobne do prezentowanych w pracach [102-104, 164, 165, 177, 182, 194, 195, 278].

Pomiary pojemności i konduktancji w funkcji częstotliwości nie były tak szeroko wykorzystywane w badaniach struktur MIS z GaAs jak pomiary charakterystyk pojemnościowo – napięciowych.



Rys.4.6. Wpływ rezystancji kontaktów na eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki (wyjaśnienie w tekście)

Fig.4.6. Influence of contact resistance on experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages (explanation in text)

Widoczny na rys.4.4 wzrost znormalizowanej konduktancji dla częstotliwości powyżej 800 kHz jest związany z udziałem rezystancji szeregowej, która w przypadku wyników przedstawionych na tym rysunku jest w głównej mierze wywołana kontaktem między płytką GaAs ze strukturami a stolikiem pomiarowym. Pokazano to na rys. 4.6. Pustymi symbolami (opisanymi ni) zaznaczono charakterystyki zarejestrowane, gdy płytką GaAs była poddana jedynie naciskowi elektrody ostrzowej stykającej się z bramką struktury, pełne symbole (opisane dp) reprezentują natomiast charakterystyki mierzone, gdy zwiększono docisk wykorzystując podciśnienie. Silniejsze przyleganie płytek do stolika powoduje zmniejszenie rezystancji kontaktu, co znalazło wyraźne odzwierciedlenie w charakterystykach G_m/ω .

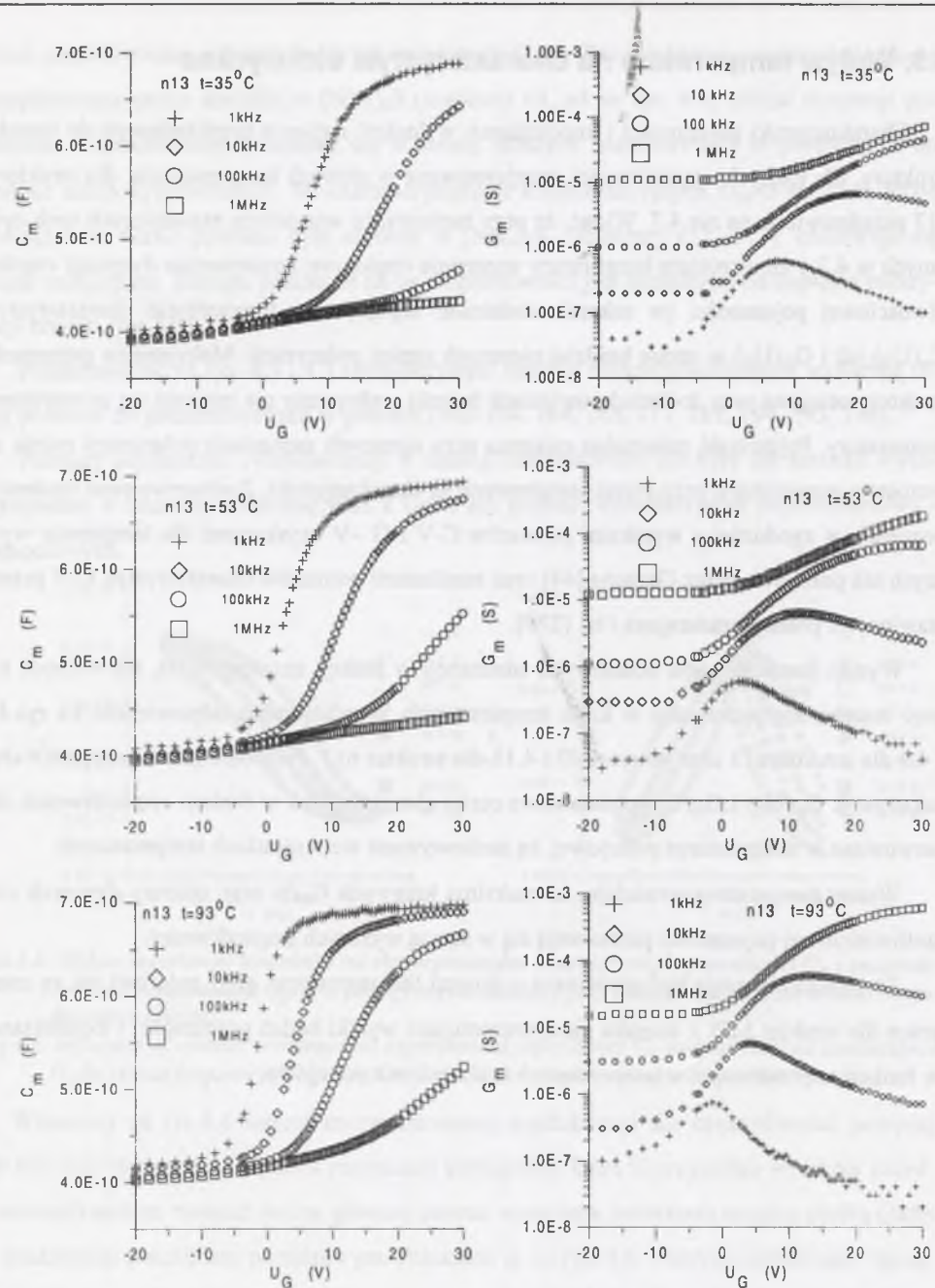
4.3. Wpływ temperatury na charakterystyki elektryczne

Charakterystyki pojemności i konduktancji w funkcji napięcia przykładanego do bramki struktury, dla różnych częstotliwości, zarejestrowane w różnych temperaturach, dla struktury n13 przedstawiono na rys.4.7. Widać, że przy zachowaniu wszystkich zasadniczych cech opisanych w 4.2.1 ze wzrostem temperatury występuje częściowe zmniejszenie dyspersji częstotliwościowej pojemności (w zakresie dodatnich napięć) oraz przesunięcie charakterystyk $C_m(U_G)$ jak i $G_m(U_G)$ w stronę bardziej ujemnych napięć polaryzacji. Maksymalna pojemność struktury osiągana przy dodatnich napięciach bramki praktycznie nie zmienia się ze wzrostem temperatury. Pojemność minimalna osiągana przy ujemnych napięciach polaryzacji rośnie ze wzrostem temperatury, przy której rejestrowane są charakterystyki. Zaobserwowane tendencje pozostają w zgodności z wynikami pomiarów C-V i G-V uzyskanymi dla temperatur wyższych niż pokojowa przez Gamana [44] oraz rezultatami pomiarów charakterystyk C-V przedstawionymi przez Varadarajana i in. [279].

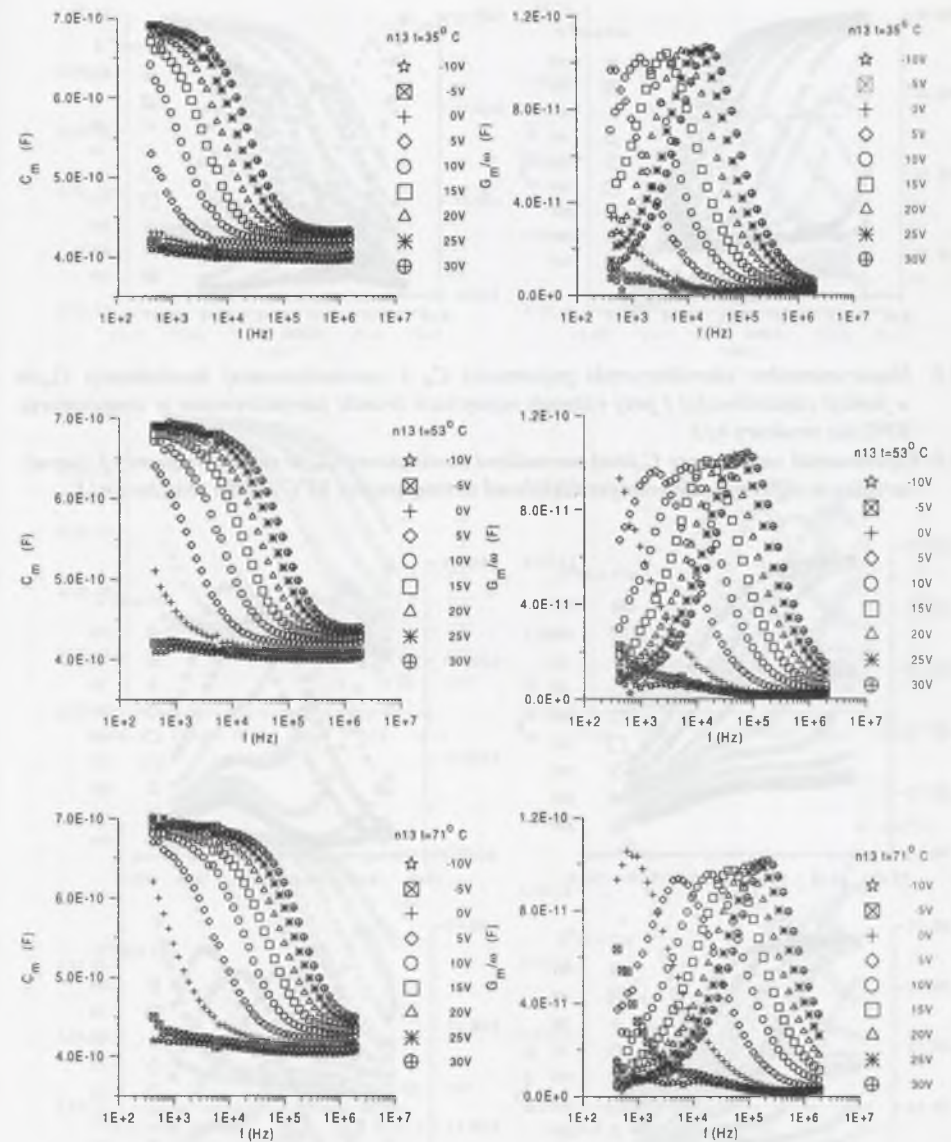
Wyniki pomiarów obu składowych admitancji w funkcji częstotliwości, dla różnych napięć bramki, zarejestrowane w kilku temperaturach, przedstawiono odpowiednio na rys.4.8 i 4.9 dla struktur n13 oraz na rys.4.10 i 4.11 dla struktur n11. Podobnie jak w przypadku charakterystyk $C_m(U_G)$ i $G_m(U_G)$ podstawowe cechy charakterystyk w funkcji częstotliwości, obserwowane w temperaturze pokojowej, są zachowywane we wszystkich temperaturach.

Wzrost temperatury powoduje, że maksima krzywych G_m/ω oraz obszary dyspersji częstotliwościowej pojemności przesuwają się w stronę wyższych częstotliwości.

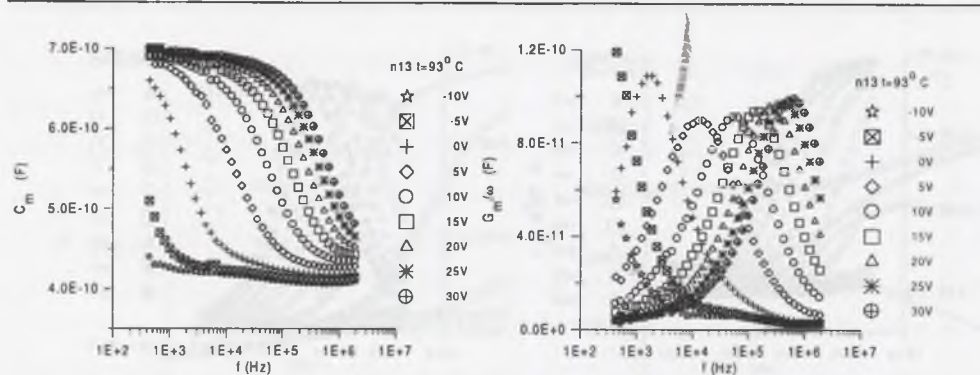
Te wyniki nie mogą być porównane z danymi literaturowymi, gdyż autorowi nie są znane prace dla struktur MIS z arsenku galu, prezentujące wyniki badań pojemności i konduktancji w funkcji częstotliwości w temperaturach wyższych niż pokojowa.



Rys. 4.7. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i konduktancji G_m w funkcji napięcia bramki U_G przy różnych częstotliwościach zarejestrowane w temperaturze 35°C, 53°C i 93°C dla struktury n13
 Fig.4.7. Experimental capacitance C_m and conductance G_m versus gate voltage U_G characteristics at different frequencies registered at temperature 35°C, 53°C and 93°C for the structure n13

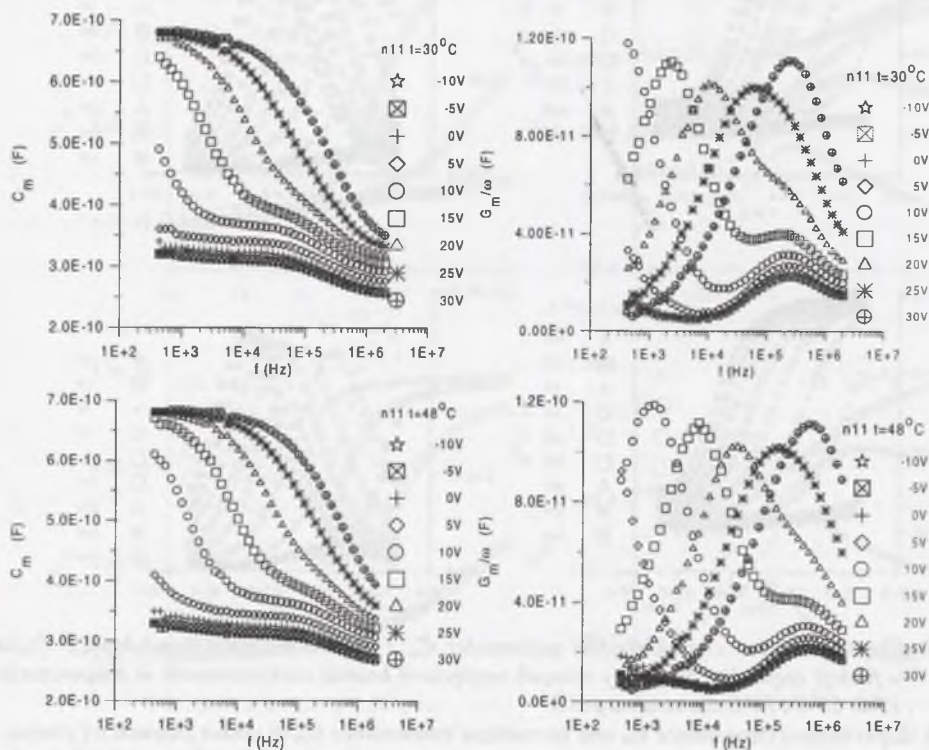


Rys.4.8. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki zarejestrowane w temperaturze 35°C, 53°C i 71°C dla struktury n13
 Fig.4.8. Experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages registered at temperature 35°C, 53°C and 71°C for the structure n13



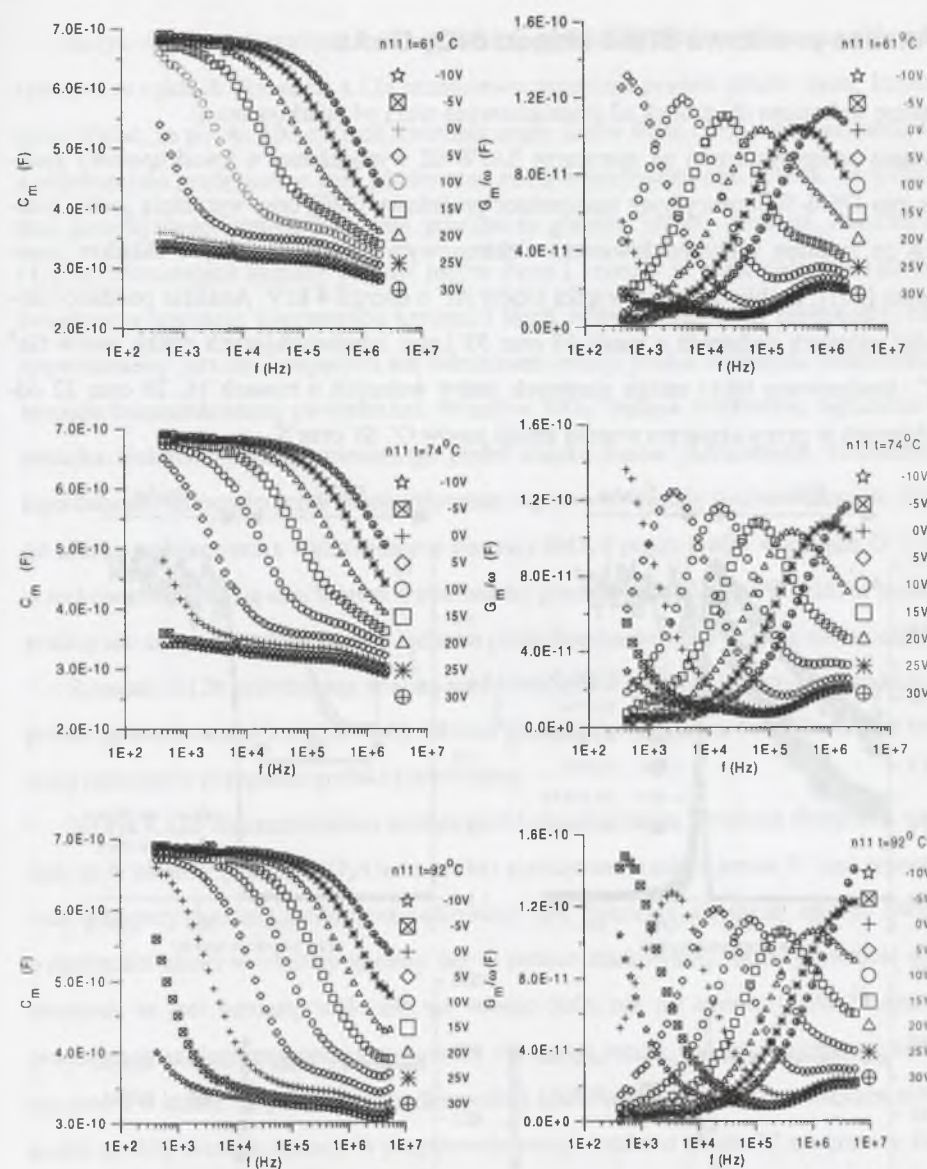
Rys.4.9. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki zarejestrowane w temperaturze 93°C dla struktury n13

Fig.4.9. Experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages registered at temperature 93°C for the structure n13



Rys.4.10. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki zarejestrowane w temperaturze 30°C i 48°C dla struktury n11

Fig.4.10. Experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages registered at temperature 30°C and 48°C for the structure n11



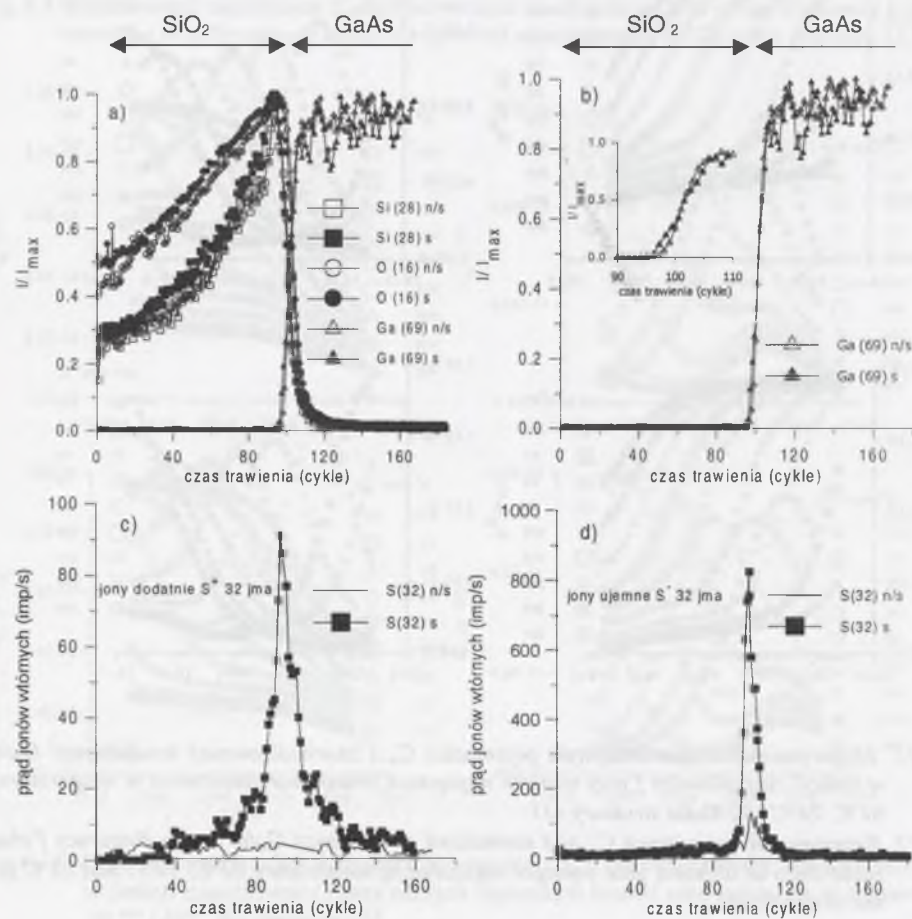
Rys.4.11. Eksperymentalne charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki zarejestrowane w temperaturze 61°C, 74°C i 92°C dla struktury n11

Fig.4.11. Experimental capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω versus frequency f characteristics at different gate voltages registered at temperature 61°C, 74°C and 92°C for the structure n11

4.4. Analiza profilowa SIMS układu SiO₂-GaAs

Analizę wykonano dla próbek n2 (niesiarkowana n/s) i n4 (siarkowana s).

Badania przeprowadzono na aparaturze SAJW-02 wyposażonej w kwadrupolowy spektrometr mas QSM-500, precyzyjny manipulator próżniowy [280] oraz wyrzutnię jonów pierwotnych ze źródłem z bombardowaniem elektronowym i dwustopniowym układem jonoptycznym [281]. Próbki trawiono wiązką jonów Ar⁺ o energii 4 keV. Analizie poddano emisję jonów wtórnych dodatnich o masie 69 oraz 32 j.m.a. odpowiadających emisji jonów Ga⁺ oraz S⁺. Analizowano także emisję ujemnych jonów wtórnych o masach 16, 28 oraz 32 odpowiadających w przeważającym stopniu emisji jonów O⁻, Si⁻ oraz S⁻.



Rys.4.12. Analiza profilowa SIMS próbek n2 (n/s) i n4 (s) układu SiO₂-GaAs

Fig.4.12. SIMS profile analysis of samples n2 (n/s) and n4 (s) of SiO₂-GaAs system

Na rys. 4.12 przedstawiono rezultaty analizy profilowej SIMS rejestrowane w czasie wyrażonym w cyklach. Rysunek 4.12a przedstawia przebiegi prądów jonów tlenu, krzemu oraz galu. Widać, że po ok. 100 cyklach trawienia prądy jonów tlenu i krzemu gwałtownie spadają, a jednocześnie prądy jonów galu gwałtownie rosną w przypadku obu próbek, co wskazuje, że dno powstającego krateru trawienia przekracza granicę między dwiema warstwami SiO₂ i GaAs. Wzrastające sygnały prądów jonów tlenu i krzemu w przedziale 0 - 100 cykli nie świadczą o wzroście koncentracji krzemu i tlenu wraz ze wzrostem głębokości. Efekt ten spowodowany jest zmieniającymi się warunkami emisji jonów wtórnych, zależnymi od potencjału bombardowanej powierzchni. Warstwa SiO₂, będąca izolatorem, ogranicza odpływ ładunku elektrostatycznego niesionego przez wiązkę jonów pierwotnych. Gromadzenie się tego ładunku na powierzchni bombardowanej wpływa na emisję jonów wtórnych. Wpływ tego efektu maleje wraz z wytrawianiem warstwy SiO₂ i prądy jonów wtórnych O⁻ i Si⁻ rosną w trakcie zbliżania się dna krateru trawienia do granicy SiO₂/GaAs. (W trakcie prowadzonej analizy nie stosowano neutralizacji ładunku przez bombardowanie wiązką elektronów).

Rysunek 4.12b przedstawia analizę profilową jonów galu emitowanych w trakcie badania próbki niesiarkowanej i siarkowanej. Można zauważyć, że granica SiO₂/GaAs jest nieco bardziej rozmyta w przypadku próbki siarkowanej.

Na rys.4.12c zaprezentowano analizę profilową dla jonów wtórnych dodatnich siarki. Widać, że w okolicy granicy SiO₂/GaAs próbki siarkowanej emisja jonów S⁺ jest wyraźna, podczas gdy przy badaniu próbki niesiarkowanej nie rejestruje się takiej emisji. Świadczy to o obecności siarki w okolicy granicy faz w próbce siarkowanej. Należy zwrócić uwagę, że obecność ta jest bardziej widoczna po stronie SiO₂ niż po stronie GaAs. Rysunek 4.12d przedstawia analogiczny pomiar wykonany dla emisji jonów wtórnych ujemnych siarki. Emisja jonów o masie 32 jest w przypadku próbki siarkowanej ok. 10 razy większa niż w przypadku próbki niesiarkowanej. Występowanie emisji jonów o masie 32 na granicy faz próbki niesiarkowanej może być spowodowane tworzeniem się jonów O₂⁻, a nie jonów S⁻. Wyniki przedstawione na rys. 2 c, d wskazują na obecność siarki na granicy faz w próbce n4.

5. ANALIZA WYNIKÓW POMIARÓW

Przedstawione w rozdziale 4 zależności składowych admitancji od napięcia bramki, przy różnych częstotliwościach sygnału pomiarowego wykazują zachowanie charakterystyczne dla układów MIS wykonanych na arsenku galu. Hasegawa i in. [165] sugerują, że takie zachowanie wiąże się z naturą powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk w tych strukturach. Występują w niej zlokalizowane stany elektronowe o dużej gęstości i szerokim spektrum stałych czasowych, charakteryzujących wymianę nośników ładunku między stanami i półprzewodnikiem. Obserwowane efekty zmiany pojemności przy zmianie napięcia bramki oraz maksimum konduktancji wywołane są zmianami obsadzenia stanów, które nadążają za sygnałem pomiarowym. W strukturach praktycznie nie osiąga się stanu akumulacji oraz trudno jest uzyskać charakterystykę pojemności bez udziału stanów powierzchniowych (charakterystykę w.cz.). Analiza takich złożonych przebiegów jest skomplikowana. Wygodniej jest ją prowadzić dla charakterystyk częstotliwościowych przy ustalonych napięciach bramki.

Zaproponowany w pracy [165] model powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk jako układu nieuporządkowanego wydaje się być przydatny do opisu elektrycznych charakterystyk badanych struktur. Podjęto więc próbę analizy zmierzonych charakterystyk na podstawie takiego modelu.

5.1. Analiza elektrycznych własności struktury MIS na gruncie modelu powierzchni jako układu nieuporządkowanego

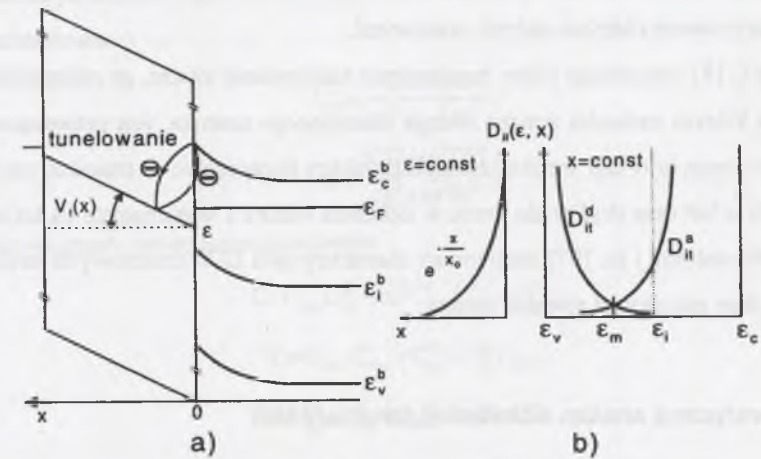
5.1.1. Założenia modelu

Opierając się na przesłankach przedstawionych w części 3.2.1 założono, że w obszarze powierzchni międzyfazowej GaAs-SiO₂ występują zlokalizowane stany elektronowe. Ich rozkłady gęstości przyjęto w postaci:

$$D_{it}^a(\epsilon, x) = A \exp[a(\epsilon - \epsilon_m)] \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right), \quad (5.1)$$

$$D_{it}^d(\epsilon, x) = B \exp[-b(\epsilon - \epsilon_m)] \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right) \quad (5.2)$$

dla stanów odpowiednio typu akceptorowego i donorowego (rys. 5.1). $x = 0$ na powierzchni GaAs i przyjmuje wartości dodatnie w głąb dielektryka. Parametry a i b charakteryzują rozkład gęstości stanów w funkcji energii w paśmie zabronionym półprzewodnika, natomiast x_0 ich rozkład przestrzenny. ϵ_m jest wartością energii, dla której występuje minimum efektywnej gęstości stanów $D_{it}(\epsilon, x) = D_{it}^a(\epsilon, x) + D_{it}^d(\epsilon, x)$. A i B określają gęstość stanów dla energii ϵ_m .



Rys. 5.1. (a) Schemat pasmowy struktury z przestrzennym rozkładem stanów powierzchniowych (b) założony rozkład gęstości stanów w funkcji energii i w przestrzeni

Fig. 5.1. (a) Band scheme of MIS structure with spatial distribution of surface states (b) assumed density distribution of states in energy and in space

Do opisanego oddziaływania nośników ładunku z rozłożonymi w przestrzeni stanami wykorzystano formalizm zaproponowany przez Heimanna i Warfielda [92]. Zakłada się w nim tunelowanie nośników przez prostokątną barierę potencjału między dozwolonymi pasmami w półprzewodniku i zlokalizowanymi stanami w dielektryku. Eksponencjalny zanik funkcji falowej ze wzrostem odległości, na którą nośniki tunelują, prowadzi do zmniejszenia przekroju czynnego na wychwyt elektronów i dziur przez stan powierzchniowy stosownie do relacji:

$$\sigma_n(x) = \sigma_{on} \exp(-2\kappa_n x), \quad (5.3)$$

$$\sigma_p(x) = \sigma_{op} \exp(-2\kappa_p x). \quad (5.4)$$

σ_{on} , σ_{op} są wartościami przekrojów czynnych na powierzchni ($x=0$), κ_n , κ_p reprezentują zanik funkcji falowej w dielektryku. Według autorów pracy [92] tunelowanie może występować do

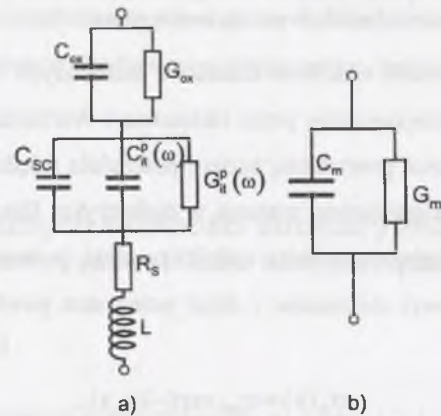
stanów w dielektryku położonych zarówno na wysokości krawędzi pasma przewodnictwa (walencyjnego) półprzewodnika, jak i do stanów o energiach w zakresie pasma zabronionego.

Odnośnie do tego ostatniego przypadku można spotkać w literaturze różne poglądy. Część autorów [100, 282-284] uważa, że bardziej prawdopodobny jest proces dwustopniowy. W pierwszym etapie następuje wymiana nośników między dozwolonymi pasmami energii w półprzewodniku i stanami powierzchniowymi na granicy dielektryk-półprzewodnik opisywana teorią Shockley'a, Reada, Halla. Drugi etap to sprężyste tunelowanie (bez zmiany energii) między stanami na powierzchni półprzewodnika i stanami w dielektryku. Te procesy są scharakteryzowane różnymi stałymi czasowymi.

Owsjuk [118] rozpatrując różne mechanizmy tunelowania uważa, że niesprężyste tunelowanie, przy którym zachodzi zmiana energii tunelującego nośnika, jest prawdopodobne. He i in. [224] w oparciu o taki mechanizm opisali efekty histerezowe w charakterystykach C-V struktur MIS z InP oraz dryf prądu drenu w układach MISFET wykonanych na InGaAs [225], natomiast Warashima i in. [97] analizowali charakterystyki G-V krzemowych struktur MOS. Takie podejście zastosował również autor.

5.1.2. Teoretyczna analiza admitancji struktury MIS

Obliczenie admitancyjnych charakterystyk struktur MIS wymagało przyjęcia elektrycznego układu zastępczego struktury. Przedstawiono go na rys. 5.2.



Rys. 5.2. (a) Elektryczny układ zastępczy stosowany w obliczeniach charakterystyk struktury MIS
(b) układ pomiarowy

Fig.5.2. (a) Electrical equivalent circuit used in calculations of MIS structure characteristics
(b) measuring circuit

W układzie występują: pojemność C_{ox} i konduktancja G_{ox} dielektryka, pojemność obszaru ładunku przestrzennego C_{sc} , pojemność C_{it}^p i konduktancja G_{it}^p stanów powierzchniowych oraz rezystancja szeregową R_s i indukcyjność L . Starano się w ten sposób uwzględnić realne własności dielektryka oraz rezystancję podłoża półprzewodnikowego, rezystancję kontaktów oraz rezystancję i indukcyjność doprowadzeń. Uwzględnienie indukcyjności połączeń było podyktowane zakresem stosowanych częstotliwości sygnału pomiarowego (do 2 MHz), przy których jej udział może być istotny.

Mierzona pojemność C_m i konduktancja G_m struktury przedstawionej na rys.5.2 są opisywane zależnościami:

$$C_m = \frac{DG - CH}{G^2 + \omega^2 H^2}, \quad (5.5)$$

$$G_m = \frac{CG + \omega^2 DH}{G^2 + \omega^2 H^2}, \quad (5.6)$$

gdzie wprowadzono następujące oznaczenia:

$$C = G_{ox} G_{it}^p - \omega^2 C_{ox} (C_{sc} + C_{it}^p), \quad (5.7)$$

$$D = G_{ox} (C_{sc} + C_{it}^p) + G_{it}^p C_{ox}, \quad (5.8)$$

$$H = C_{it}^p + C_{sc} + C_{ox} + R_s D + LC, \quad (5.9)$$

$$G = G_{it}^p + G_{ox} + R_s C - \omega^2 LD. \quad (5.10)$$

Pojemność C_{it}^p i konduktancję G_{it}^p wnoszoną przez stany powierzchniowe obliczono na podstawie wyrażeń (2.22) i (2.23) z części 2.2.1 uwzględniając przestrzenny rozkład stanów. W tym celu rozkład gęstości stanów po energii $D_{it}(\epsilon)$ zastąpiono przez $D_{it}(\epsilon, x) dx$ (gdzie $D_{it}(\epsilon, x)$ wyrażone jest w $cm^{-3} eV^{-1}$) i scałkowano po odległości w dielektryku, co prowadzi do zależności:

$$C_{it}^p(v_s) = q^2 \int_0^{\epsilon_c} \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} \frac{D_{it}(\epsilon, x) f_0(\epsilon, x, v_s) [1 - f_0(\epsilon, x, v_s)] g(\epsilon, x)}{1 + \omega^2 \tau_0^2(\epsilon, x, v_s)} d\epsilon dx, \quad (5.11)$$

$$G_{it}^p(v_s) = q^2 \omega^2 \int_0^{\epsilon_c} \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} \frac{\tau_0(\epsilon, x, v_s) D_{it}(\epsilon, x) f_0(\epsilon, x, v_s) [1 - f_0(\epsilon, x, v_s)] g(\epsilon, x)}{1 + \omega^2 \tau_0^2(\epsilon, x, v_s)} d\epsilon dx. \quad (5.12)$$

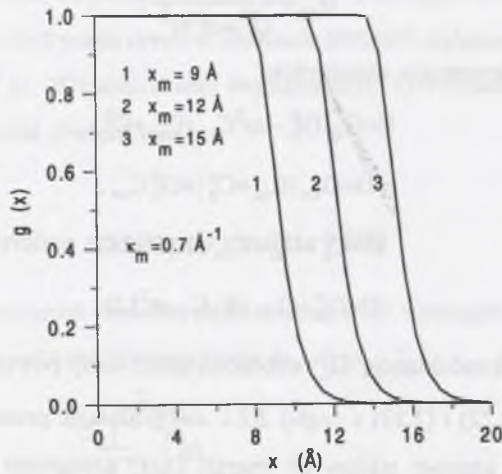
$g(\epsilon, x)$ jest wprowadzoną przez Heimana i Warfielda [92] funkcją określającą prawdopodobieństwo równowagowego obsadzenia stanu o energii ϵ , znajdującego się w odległości x i dana jest wyrażeniem

$$g(\epsilon, x) = 1 - \exp\{-\exp[-2\kappa_n(x - x_m)]\}, \quad (5.13)$$

gdzie

$$x_m = \frac{1}{2\kappa_n} \ln [t_m \sigma_{on} v_n (n_s + p_1)] \quad (5.14)$$

t_m jest czasem trwania pomiaru, $p_1 = n_s \exp(-\epsilon)$ określa efektywną gęstość dziur w obszarze przypowierzchniowym półprzewodnika. Przebieg funkcji $g(\epsilon, x)$ obliczony dla $\kappa_n = 0.7 \text{ \AA}^{-1}$ i różnych wartości x_m przedstawiono na rys. 5.3. Z rysunku wynika, że funkcja $g(\epsilon, x)$ zmienia się bardzo szybko od $g=1$ do $g=0$ dla $x=x_m$. x_m stanowi więc granicę rozdzielającą stany obsadzone i nieobsadzone w dielektryku. Można więc przyjąć, że dla danego czasu t_m stany w odległości $x \leq x_m$ będą obsadzone przez elektrony ($g=1$), natomiast stany położone w odległości $x > x_m$ będą nieobsadzone ($g=0$). Tę własność funkcji g wykorzystano w obliczeniach C_{it}^p i G_{it}^p



Rys. 5.3. Zależność funkcji obsadzenia stanów g od odległości x w dielektryku
Fig. 5.3. Dependence of occupation function g on distance in dielectric x

Jeżeli ograniczyć rozważania do półprzewodnika typu n i założyć dominujący udział nośników większościowych w procesach elektronowych w obszarze powierzchni międzyfazowej, to stałą czasową opisującą wymianę nośników między półprzewodnikiem i stanami można przedstawić w postaci [85]

$$\tau_o(\epsilon, x, v_s) = \frac{f_o(\epsilon, x, v_s)}{\sigma_{on} \exp(-2\kappa_n x) v_n n_b \exp(v_s)} \quad (5.15)$$

Równowagowa funkcja obsadzenia f_o w przypadku, gdy stany rozłożone są przestrzennie w dielektryku, dana jest wyrażeniem

$$f_o(\epsilon, x, v_s) = \left[1 + \exp[\epsilon + v_1(x, v_s) - u_b - v_s] \right]^{-1}, \quad (5.16)$$

gdzie $v_1(x, v_s) = \frac{qV_1(x, v_s)}{k_B T}$, natomiast $V_1(x, v_s)$ opisuje rozkład potencjału elektrostatycznego

w dielektryku. W celu jego znalezienia należałoby rozwiązać równanie Poissona przy określonym obsadzeniu stanów, co poważnie komplikuje problem. Można go uprościć mając na uwadze fakt, że grubość dielektryka znacznie przewyższa obszar rozciągłości stanów powierzchniowych. Pole w dielektryku można więc w przybliżeniu traktować jako jednorodne i rozkład potencjału określa [224] wyrażenie

$$V_1(x, v_s) = V_1(0, v_s) - \frac{Q_{sc}(v_s) + Q_{it}(v_s) + Q_f}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} x, \quad (5.17)$$

gdzie $V_1(0, v_s)$ jest potencjałem elektrostatycznym na powierzchni ($x=0$), ϵ_{ox} jest względną przenikalnością elektryczną dielektryka. Q_f reprezentuje efektywny stały ładunek w układzie półprzewodnik - dielektryk.

Ładunek zgromadzony w stanach powierzchniowych Q_{it} przedstawiono w postaci

$$Q_{it}(v_s) = -qk_B T \int_0^{d_{ox}} \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} D_{it}(\epsilon, x) f_o(\epsilon, x) g(\epsilon, x) d\epsilon dx + qk_B T \int_0^{d_{ox}} \int_{\epsilon_v}^{\epsilon_c} D_{it}^d(\epsilon, x) g(\epsilon, x) d\epsilon dx. \quad (5.18)$$

W celu znalezienia przestrzennego ładunku powierzchniowego w półprzewodniku $Q_{sc}(v_s)$ oraz pojemności ładunku przestrzennego $C_{sc}(v_s)$ wykorzystano odpowiednio zależności (2.36) i (2.40).

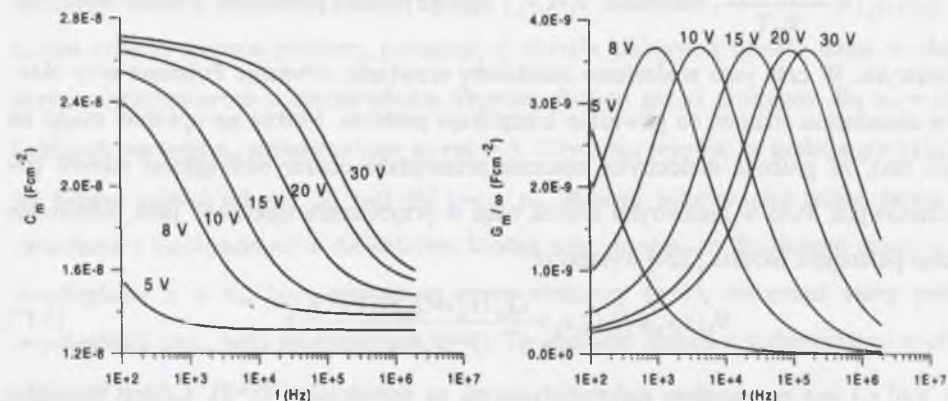
Wyrażenia (5.5), (5.6) pozwalają obliczyć charakterystyki $C_m(v_s, \omega)$ i $G_m(v_s, \omega)$. Do ich powiązania z napięciem polaryzacji struktury U_G wykorzystano relację [287]

$$U_G = U_f + \frac{k_B T}{q} v_s - \frac{Q_{sc}(v_s) + Q_{it}(v_s)}{C_{ox}}, \quad (5.19)$$

w której $U_f = \varphi_{ms} - \frac{Q_f}{C_{ox}}$, natomiast φ_{ms} jest różnicą prac wyjścia między metalem bramki i półprzewodnikiem.

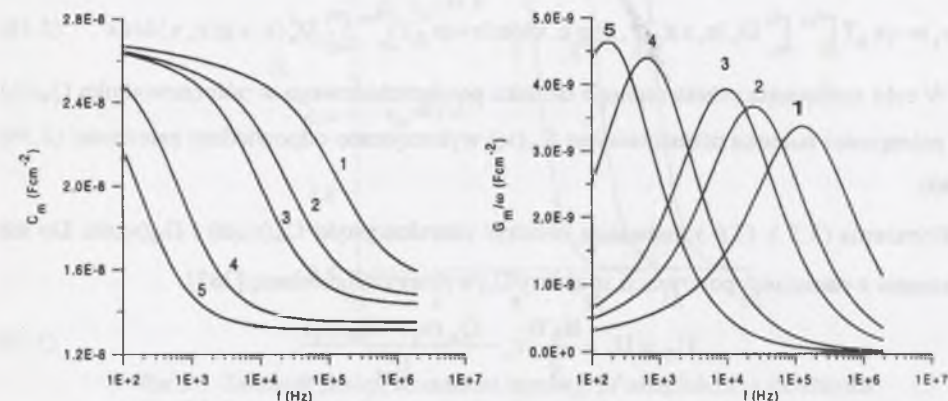
Obliczenie charakterystyk $C_m(\omega)$ i $G_m(\omega)$ dla określonej wartości napięcia U_G wymaga określenia v_s dla tego U_G na podstawie (5.19). Zastosowano w tym celu następującą procedurę iteracyjną. W pierwszym kroku przy założonych parametrach A , a , B , b , ϵ_m , x_o , U_f i C_{ox} rozwiązuje się numerycznie równanie (5.19) zaniedbując w obliczeniu $Q_{it}(v_s)$ na podstawie (5.18) przestrzenny rozkład stanów powierzchniowych. Znaleziona wartość v_s służy jako pierwsze przybliżenie i następnie zmieniana jest tak długo, aż zostanie osiągnięte samouzgodnienie wyrażenia (5.19) z wykorzystaniem równań (5.18), (5.17), (5.16), (2.36). Stosując

opisaną metodykę obliczono charakterystyki $C_m(f)$ i $G_m(f)$ dla różnych wartości parametrów opisujących elementy układu zastępczego z rys.5.2. Rezultaty przedstawiono na rys.5.4-5.12.



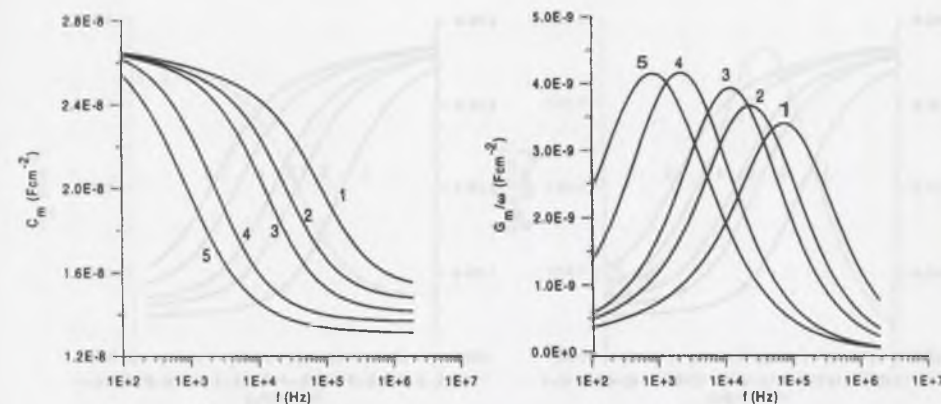
Rys.5.4. Wpływ napięcia polaryzacji bramki na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f .

Fig.5.4. Influence of gate voltage on capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence



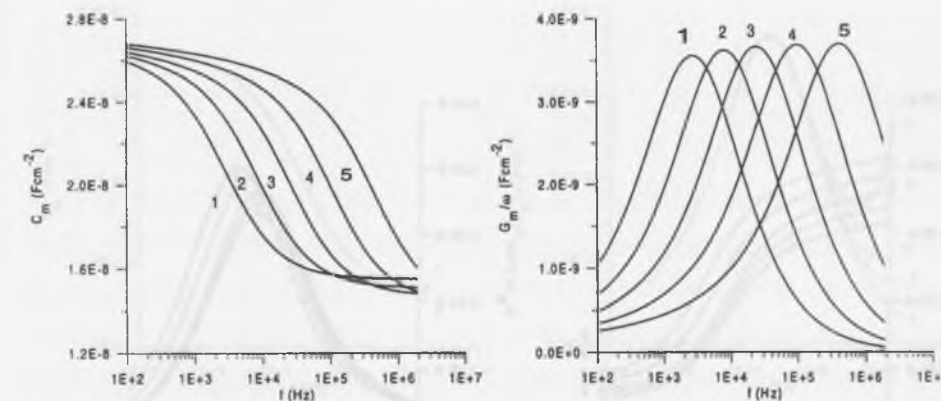
Rys.5.5. Wpływ gęstości stanów powierzchniowych na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $A=B=5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (2) $A=B=7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (3) $A=B=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (4) $A=B=2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (5) $A=B=2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$

Fig.5.5. Influence of surface state density on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $A=B=5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (2) $A=B=7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (3) $A=B=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (4) $A=B=2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, (5) $A=B=2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$



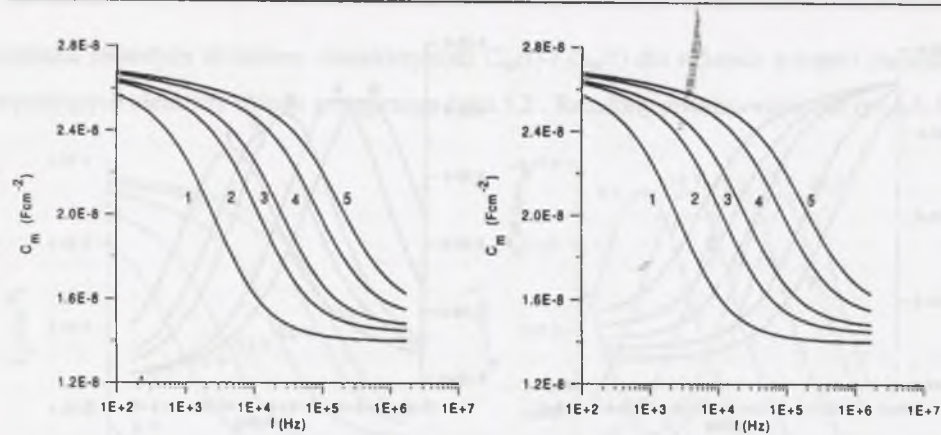
Rys.5.6. Wpływ energetycznego rozkładu stanów powierzchniowych na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $a=b=0.1$, (2) $a=b=0.12$, (3) $a=b=0.15$, (4) $a=b=0.2$, (5) $a=b=0.3$

Fig.5.6. Influence of energy distribution of surface state density on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $a=b=0.1$, (2) $a=b=0.12$, (3) $a=b=0.15$, (4) $a=b=0.2$, (5) $a=b=0.3$



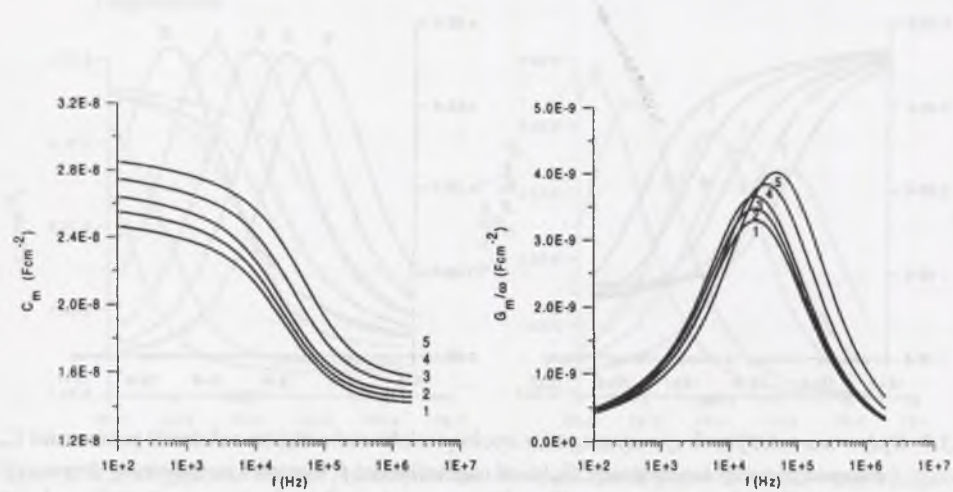
Rys.5.7. Wpływ wartości przekroju czynnego na wychwyt elektronów σ_{on} na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $\sigma_{on}=5 \times 10^{16} \text{ cm}^2$, (2) $\sigma_{on}=5 \times 10^{15} \text{ cm}^2$, (3) $\sigma_{on}=5 \times 10^{14} \text{ cm}^2$, (4) $\sigma_{on}=5 \times 10^{13} \text{ cm}^2$, (5) $\sigma_{on}=5 \times 10^{12} \text{ cm}^2$

Fig.5.7. Influence of value of electron capture cross-section on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $\sigma_{on}=5 \times 10^{16} \text{ cm}^2$, (2) $\sigma_{on}=5 \times 10^{15} \text{ cm}^2$, (3) $\sigma_{on}=5 \times 10^{14} \text{ cm}^2$, (4) $\sigma_{on}=5 \times 10^{13} \text{ cm}^2$, (5) $\sigma_{on}=5 \times 10^{12} \text{ cm}^2$



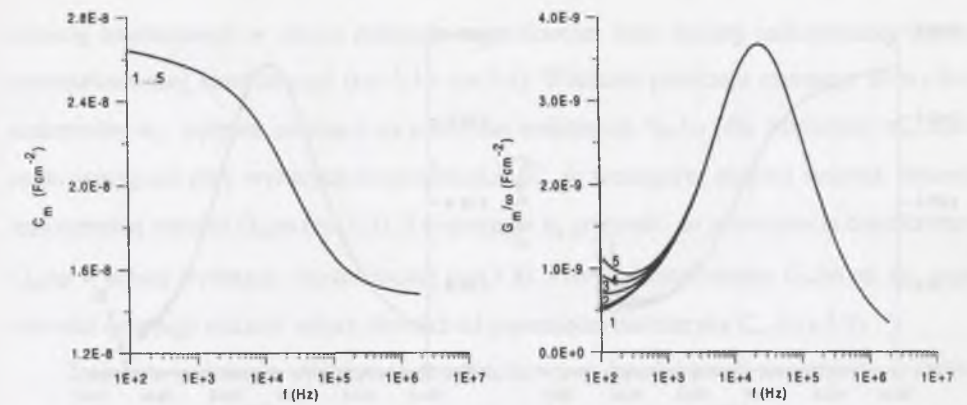
Rys.5.8. Wpływ stałej zaniku funkcji falowej elektronu κ_n na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $\kappa_n=0.4 \text{ \AA}^{-1}$, (2) $\kappa_n=0.5 \text{ \AA}^{-1}$, (3) $\kappa_n=0.6 \text{ \AA}^{-1}$, (4) $\kappa_n=0.7 \text{ \AA}^{-1}$, (5) $\kappa_n=0.8 \text{ \AA}^{-1}$

Fig.5.8. Influence of quantum mechanical decay constant of electron wave function κ_n on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $\kappa_n=0.4 \text{ \AA}^{-1}$, (2) $\kappa_n=0.5 \text{ \AA}^{-1}$, (3) $\kappa_n=0.6 \text{ \AA}^{-1}$, (4) $\kappa_n=0.7 \text{ \AA}^{-1}$, (5) $\kappa_n=0.8 \text{ \AA}^{-1}$



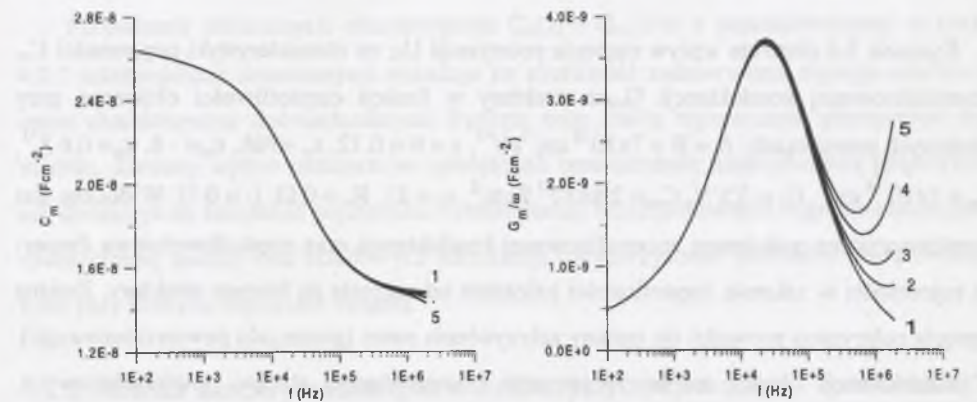
Rys.5.9. Wpływ pojemności dielektryka C_{ox} na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $C_{ox}=2.6 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (2) $C_{ox}=2.7 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (3) $C_{ox}=2.8 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (4) $C_{ox}=2.9 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (5) $C_{ox}=3.0 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$

Fig.5.9. Influence of dielectric capacitance C_{ox} on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $C_{ox}=2.6 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (2) $C_{ox}=2.7 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (3) $C_{ox}=2.8 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (4) $C_{ox}=2.9 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$, (5) $C_{ox}=3.0 \times 10^8 \text{ Fcm}^{-2}$



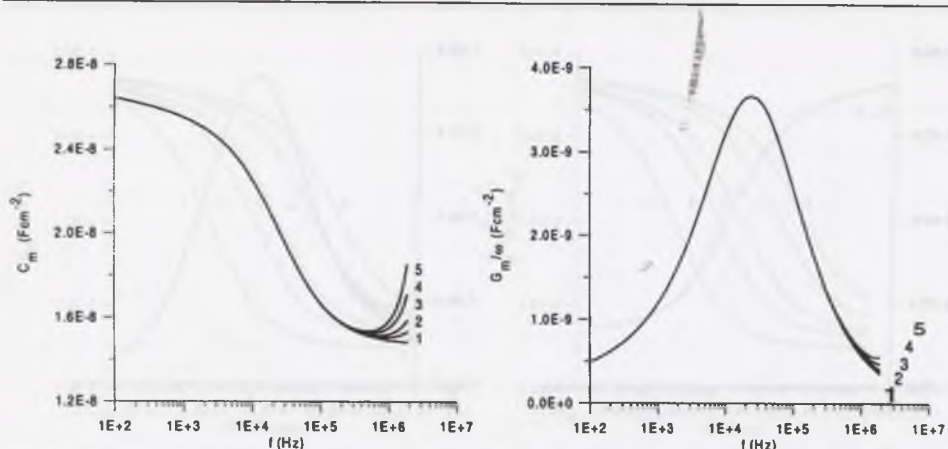
Rys.5.10. Wpływ konduktancji dielektryka G_{ox} na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $G_{ox}=0 \text{ S}$, (2) $G_{ox}=1 \times 10^9 \text{ S}$, (3) $G_{ox}=5 \times 10^9 \text{ S}$, (4) $G_{ox}=1 \times 10^8 \text{ S}$, (5) $G_{ox}=1.5 \times 10^8 \text{ S}$

Fig.5.10. Influence of dielectric conductance G_{ox} on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $G_{ox}=0 \text{ S}$, (2) $G_{ox}=1 \times 10^9 \text{ S}$, (3) $G_{ox}=5 \times 10^9 \text{ S}$, (4) $G_{ox}=1 \times 10^8 \text{ S}$, (5) $G_{ox}=1.5 \times 10^8 \text{ S}$



Rys.5.11. Wpływ rezystancji szeregowej R_s na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $R_s=0 \text{ \Omega}$, (2) $R_s=5 \text{ \Omega}$, (3) $R_s=10 \text{ \Omega}$, (4) $R_s=20 \text{ \Omega}$, (5) $R_s=30 \text{ \Omega}$

Fig.5.11. Influence of series resistance R_s on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $R_s=0 \text{ \Omega}$, (2) $R_s=5 \text{ \Omega}$, (3) $R_s=10 \text{ \Omega}$, (4) $R_s=20 \text{ \Omega}$, (5) $R_s=30 \text{ \Omega}$



Rys. 5.12. Wpływ indukcyjności L na zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości f . Wartości parametrów: krzywa (1) $L=0$ H, (2) $L=0.5$ μ H, (3) $L=1$ μ H, (4) $L=2$ μ H, (5) $L=3$ μ H

Fig. 5.12. Influence inductance L on the capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency f dependence. Values of parameters: curve (1) $L=0$ H, (2) $L=0.5$ μ H, (3) $L=1$ μ H, (4) $L=2$ μ H, (5) $L=3$ μ H

Rysunek 5.4 obrazuje wpływ napięcia polaryzacji U_G na charakterystyki pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω struktury w funkcji częstotliwości obliczone przy założonych parametrach: $A = B = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, $a = b = 0.12$, $x_0 = 70 \text{ \AA}$, $\epsilon_m = -8$, $\kappa_n = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$, $\sigma_{on} = 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$, $U_f = 3.5 \text{ V}$, $C_{ox} = 2.8 \times 10^{-8} \text{ Fcm}^{-2}$, $u_b = 21$, $R_s = 0 \text{ \Omega}$, $L = 0 \text{ H}$. Widoczne jest charakterystyczne maksimum znormalizowanej konduktancji oraz częstotliwościowa dyspersja pojemności w zakresie częstotliwości zależnym od napięcia na bramce struktury. Zmiana napięcia polaryzacji prowadzi do zmiany zakrzywienia pasm (potencjału powierzchniowego). W konsekwencji ulegają zmianie pojemność i konduktancja stanów powierzchniowych, a także pojemność obszaru ładunku przestrzennego.

Na rys. 5.5-5.12 przedstawiono wpływ różnych parametrów charakteryzujących analizowaną strukturę MIS na zależność C_m i G_m/ω od częstotliwości dla napięcia polaryzacji struktury $U_G = 15 \text{ V}$. Wartości zmienianych parametrów podane są w opisach rysunków, natomiast pozostałe są takie same jak założone do obliczenia charakterystyk przedstawionych na rys. 5.4. Można zauważyć, iż częstotliwościowa dyspersja pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω struktur MIS wyraźnie zależy od parametrów opisujących powierzchnię międzyfazową dielektryk-półprzewodnik (A , B , a , b , σ_{on} , κ_n). Wzrost gęstości stanów powierzchniowych (opisywanej parametrami A, B) lub silniejsza zależność gęstości stanów od energii (charakteryzowana parametrami a, b) prowadzą do przesunięcia obszaru dyspersji częstotliwości

ściowej konduktancji w stronę niższych częstotliwości oraz zmiany maksymalnej wartości znormalizowanej konduktancji (rys. 5.5 i rys. 5.6). Wielkość przekroju czynnego na wychwytywanie elektronów σ_{on} wpływa znacząco na położenie maksimum G_m/ω (dla większych σ_{on} maksimum występuje przy wyższych częstotliwościach), w mniejszym stopniu zmienia natomiast maksymalną wartość G_m/ω (rys. 5.7). Zwiększenie κ_n prowadzi do przesunięcia charakterystyk G_m/ω w stronę wyższych częstotliwości (rys. 5.8). Położenie maksimum G_m/ω na osi częstotliwości oraz jego wartość zależą również od pojemności dielektryka C_{ox} (rys. 5.9).

Zmianom położenia maksimum znormalizowanej konduktancji towarzyszy w każdym przypadku przesunięcie obszaru częstotliwościowej dyspersji pojemności.

Konduktancja dielektryka G_{ox} ujawnia się w zakresie niskich częstotliwości powodując wzrost G_m/ω . Jej wpływ na charakterystyki $C_m(f)$ jest mało istotny. Udział rezystancji R_s oraz indukcyjności L ujawnia się przy wyższych częstotliwościach. Wpływ R_s jest silniejszy na charakterystyki $G_m(f)/\omega$ niż $C_m(f)$, natomiast w przypadku L sytuacja jest przeciwna.

Porównanie obliczonych charakterystyk $C_m(f)$ i $G_m(f)/\omega$ z przedstawionymi w części 4.2.2 zależnościami zmierzonymi wskazuje na możliwość zastosowania użytego modelu do opisu charakterystyk doświadczalnych. Podjęto więc próbę wyznaczenia parametrów tego modelu. Złożony wpływ parametrów opisujących powierzchnię międzyfazową półprzewodnik-dielektryk na zależność pojemności i konduktancji od częstotliwości sugeruje konieczność równoczesnej analizy obu składowych admitancji i wykorzystanie pomiarów przeprowadzonych przy różnych napięciach bramki.

5.1.3. Analiza eksperymentalnych charakterystyk pojemności i konduktancji w funkcji częstotliwości

Do wyznaczenia parametrów charakteryzujących procesy elektronowe w badanym układzie GaAs-SiO₂ oraz własności struktury zastosowano metodę najmniejszych kwadratów jednoczesnego dopasowania odpowiednich zależności teoretycznych do wyznaczonych doświadczalnie charakterystyk częstotliwościowych pojemności i konduktancji badanej struktury. Minimalizowana suma kwadratów odchyleń wartości teoretycznych od doświadczalnych miała postać

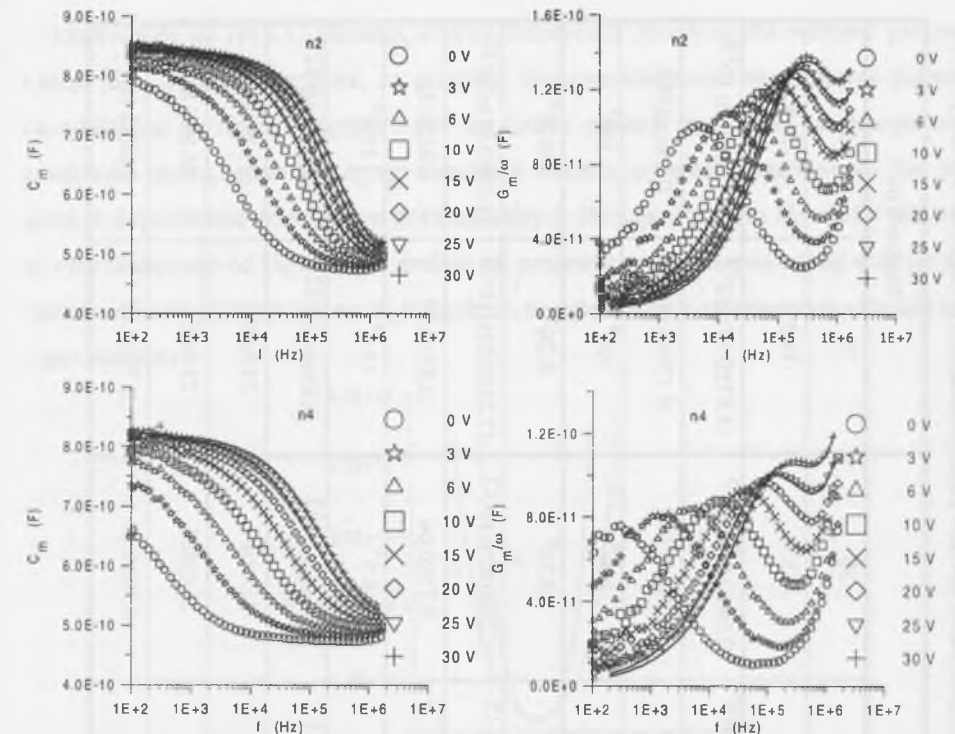
$$\Omega = \sum_i \left[\frac{[C_m^*(\omega_i) - C_m(\omega_i)]^2}{C_m^{*2}(\omega_i)} + \frac{[G_m^*(\omega_i) - G_m(\omega_i)]^2}{\frac{G_m^{*2}(\omega_i)}{(\omega_i)^2}} \right] \quad (5.20)$$

gdzie $C_m^*(\omega_i)$, $G_m^*(\omega_i)$ są wartościami pojemności i konduktancji struktury zmierzonymi przy różnych częstotliwościach, natomiast $C_m(\omega_i)$, $G_m(\omega_i)$ są wartościami obliczonymi dla danego zestawu parametrów.

Spośród różnych [285] możliwości zastosowano w funkcji Ω ważenie wyników uzyskanych w różnych pomiarach poprzez normowanie kwadratu odchyłań wielkości teoretycznych od wyników doświadczalnych poprzez kwadraty zmierzonych wartości pojemności lub konduktancji struktury. Takie postępowanie jest uzasadnione w przypadku, gdy obie składowe różnią się znacznie (w badanych strukturach około trzykrotnie). Ważenie modułem admitancji prowadziło by w takiej sytuacji do marginalizacji wpływu jednej ze składowych.

Minimalizację funkcji Ω przeprowadzono metodą numeryczną z wykorzystaniem pewnego wariantu tłumionej metody Newtona [286] i algorytmu zastosowanego wcześniej przez autora do wyznaczania parametrów realnej powierzchni krzemu z pomiarów efektu polowego [59]. Czynnikiem decydującym o poprawności dopasowania przy wykorzystaniu metody najmniejszych kwadratów w przypadku nieliniowym jest odpowiedni wybór początkowych wartości parametrów. Procesy elektronowe w badanych strukturach opisywane są przez parametry powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk (A , a , B , b , ϵ_m , x_0 , σ_{on} , κ_n , U_f) oraz parametry struktury MIS (C_{ox} , G_{ox} , u_b , R_s). (Na mierzone charakterystyki wpływ mają również połączenia zewnętrzne układu – L . Rezystancja szeregową R_s pochodzi od rezystancji materiału półprzewodnikowego, jak i rezystancji kontaktów i połączeń). Parametry te posiadają określony sens fizyczny i można założyć przedziały liczbowe, z których mogą one przyjmować swoje wartości. Prowadzi to do ograniczeń w procedurze minimalizacji.

W zastosowanym algorytmie numerycznym zrezygnowano z wyznaczania wszystkich parametrów, które określają funkcję Ω , a wyznaczano jedynie wartości niektórych spośród nich. Ze względów oczywistych starano się wyznaczać możliwie największą liczbę parametrów. Jednak wzięto przy tym pod uwagę fakt, iż niektóre parametry mogą być w danym przypadku mało znaczące lub mogą występować w takiej kombinacji z innymi wielkościami, że ich wartości nie mogą być wyznaczone zastosowaną metodą. Zastosowana procedura pozwoliła także na wyznaczenie niedokładności dopasowywanych parametrów.



Rys.5.13. Pojemność C_m i znormalizowana konduktancja G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki dla struktur n2 i n4. Symbole – wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone dla wartości parametrów zawartych w tabeli 5.1

Fig.5.13. Capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω as function of the frequency f at different gate voltages for the structures n2 and n4. Symbols – the experimental data, full lines represent theoretical curves calculated with use of parameters given in table 5.1

Proces dopasowania realizowano dwuetapowo. W pierwszym etapie dopasowywane były parametry $A=B$, $a=b$, ϵ_m , x_0 , σ_{on} , κ_n , U_f , a w następnym C_{ox} , u_b , R_s , L . Zrezygnowano z dopasowania G_{ox} ze względu na duży rozrzut punktów pomiarowych dla częstotliwości poniżej 300 Hz, gdzie wpływ tego parametru jest istotny.

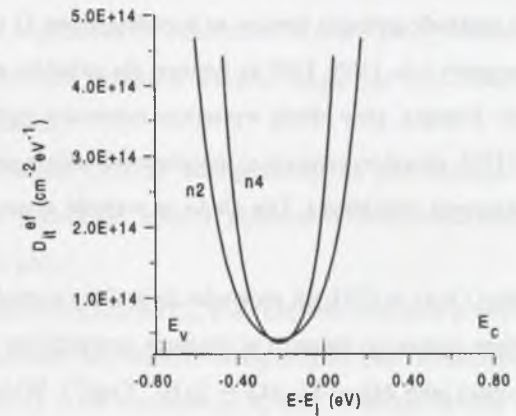
Rezultaty analizy pomiarów dla struktur n2 i n4 przedstawiono w tabeli 5.1 i na rys.5.13.

Tabela 5.1
Wartości parametrów stanów powierzchniowych i struktury MIS wyznaczone przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys. 5.13

| | Struktura n2 | | | Struktura n4 | | |
|--|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| | 15 | 20 | 25 | 30 | 25 | 30 |
| U _G (V) | | | | | | |
| v _s | -19.3 | -16.6 | -15.3 | -13.7 | -19.5 | -18.4 |
| A=B (cm ⁻³ eV ⁻¹) | (1.74±0.04)×10 ¹⁹ | (1.97±0.04)×10 ¹⁹ | (2.07±0.15)×10 ¹⁹ | (2.08±0.06)×10 ¹⁹ | (1.67±0.15)×10 ¹⁹ | (1.78±0.04)×10 ¹⁹ |
| a=b | 0.232±0.004 | 0.209±0.003 | 0.210±0.003 | 0.210±0.002 | 0.320±0.003 | 0.330±0.002 |
| x ₀ (Å) | 108* | 108* | 108* | 108* | 100* | 100* |
| E _m - E _i (eV) | -0.20* | -0.20* | -0.20* | -0.20* | -0.20* | -0.20* |
| σ _n (cm ⁻²) | (4.23±0.03)×10 ⁻¹¹ | (2.96±0.01)×10 ⁻¹² | (7.09±0.03)×10 ⁻¹³ | (1.26±0.02)×10 ⁻¹³ | (7.23±0.03)×10 ⁻¹² | (1.50±0.01)×10 ⁻¹² |
| κ _n (Å ⁻¹) | 0.85±0.02 | 0.84±0.03 | 0.84±0.03 | 0.75±0.04 | 0.84±0.03 | 0.92±0.03 |
| U _f (V) | 8.5* | 8.5* | 8.5* | 8.5* | 15.8* | 15.8* |
| C _{ox} (F) | (865±8)×10 ⁻¹² | (857±6)×10 ⁻¹² | (859±4)×10 ⁻¹² | (857±4)×10 ⁻¹² | (830±4)×10 ⁻¹² | (829±6)×10 ⁻¹² |
| u _b | 21.6±0.1 | 21.5±0.1 | 21.5±0.1 | 21.4±0.1 | 21.3±0.1 | 21.9±0.1 |
| R _s (Ω) | 19.9±0.6 | 21.5±0.6 | 21.6±0.6 | 21.9±0.6 | 27.0±0.6 | 26.8±0.8 |
| L (μH) | 0.80±0.10 | 0.80±0.10 | 0.80±0.10 | 0.70±0.10 | 0.70±0.10 | 0.60±0.10 |

* Parametr mało znaczący

Linie ciągłe na rys.5.13 obrazują krzywe teoretyczne obliczone dla wartości parametrów z tabeli 5.1. Z rysunku wynika, że przebiegi eksperymentalnych charakterystyk pojemności i konduktancji w funkcji częstotliwości są dobrze opisane w ramach założonego modelu w zakresie napięć, gdzie występuje zubożenie obszaru przypowierzchniowego. Nie można uzyskać dopasowania do wyników doświadczalnych dla napięć poniżej U_G = 15V dla struktur n2 oraz mniejszych od U_G=25V dla struktur n4, ponieważ w tym zakresie napięć staje się istotny udział nośników mniejszościowych, których nie uwzględniono w elektrycznym układzie zastępczym struktury.

Rys.5.14. Efektywna gęstość stanów powierzchniowych międzyfazowej SiO₂-GaAs D_{it}^{ef} w funkcji energii E w przerwie wzbronionej GaAs obliczona dla struktur n2 i n4 na podstawie parametrów z tabeli 5.1Fig.5.14. Effective density of SiO₂-GaAs interface states D_{it}^{ef} versus energy E in gap of GaAs calculated for the structures n2 and n4 on the basis of parameters presented in table 5.1

Na podstawie przedstawionych w tabeli 5.1 wartości parametrów obliczono efektywną gęstość stanów $D_{it}^{ef}(\epsilon) = \int_0^{\infty} [D_{it}^a(\epsilon, x) + D_{it}^d(\epsilon, x)] dx$ i przedstawiono ją na rys.5.14. Jest to charakterystyczny rozkład w kształcie litery U w dolnej połowie przerwy energetycznej GaAs, posiadający minimum gęstości dla energii -0.2eV. Wysokie gęstości stanów w minimum ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) są spowodowane brakiem specjalnej obróbki powierzchni GaAs przed osadzeniem dielektryka. Nie widać istotnych zmian w minimalnej wartości gęstości stanów dla obu typów analizowanych struktur. Efektu takiego można oczekiwać w przypadku struktur, w których dielektryk osadzony jest metodą PECVD. Wyniki Bagnoliego i in.[220] wskazują bowiem, że uszkodzenia w powierzchniowej warstwie półprzewodnika spowodowane osadzeniem dielektryka są odpowiedzialne za wystąpienie rozkładu gęstości stanów w kształcie litery U. Autorzy pracy [220] znaleźli wyraźną korelację między mocą w.cz. użytą podczas

procesu osadzania i obserwowaną gęstością stanów. Jest to zgodne z modelem powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk jako układu nieuporządkowanego, gdzie parametry, które charakteryzują gęstość stanów (oraz ich rozkład po energii), są determinowane stopniem i naturą nieuporządkowania. Dla badanej w tej pracy powierzchni międzyfazowej GaAs - SiO₂ uszkodzenie powierzchniowej warstwy GaAs podczas osadzania SiO₂ wydaje się być zasadniczym czynnikiem, który określa stopień nieuporządkowania i ma dominujący wpływ na gęstość stanów. Tak więc brak istotnych różnic w wartościach minimalnych gęstości stanów dla obu struktur wydaje się być zrozumiałą. Asymetryczne względem środka przerwy energetycznej rozkłady gęstości stanów w kształcie litery U obserwowano w wielu pracach i w opinii Hasegawy i in. [165, 196] są typowe dla układów związku półprzewodnikowe III-V - dielektryk. Energia, przy której występuje minimum gęstości stanów, jest zdaniem autorów pracy [196] charakterystycznym parametrem zależnym od półprzewodnika, a niezależnym od osadzonego dielektryka. Dla GaAs ta wartość wynosi $E_{HO}-E_i = -0.29$ eV [230].

Obróbka powierzchni GaAs w (NH₄)₂S prowadzi do zmiany wartości U_f (tabela 5.1), która sugeruje wzrost stałego ujemnego ładunku w obszarze powierzchni międzyfazowej GaAs-SiO₂ (można go oszacować jako $\Delta Q_f = -C_{ox}\Delta U_f \sim 2 \times 10^{-7}$ Ccm⁻²). Widoczne na rys. 4.1 przesunięcie charakterystyk $C_m(U_G)$ struktur n4 w stronę bardziej dodatnich napięć bramki względem charakterystyk struktur n2 potwierdza ten wniosek. Powstawanie stałego ujemnego ładunku i brak zmian gęstości stanów jako konsekwencję obróbki powierzchni (100) GaAs w (NH₄)₂S jest sugerowane również w pracach Hasegawy i in. [233-237] na podstawie analizy pomiarów natężenia fotoluminescencji. Wyniki uzyskane przez Gamana i in. [48] wskazują także na wzrost ujemnego ładunku w strukturach MIS, w których powierzchnia GaAs (typu n) była siarkowana, ale autorzy pracy [48] interpretują to jako konsekwencję wzrostu całkowitej gęstości stanów powierzchniowych wskutek działania siarki.

Siarka modyfikuje obszar międzyfazowy GaAs-SiO₂ w strukturach n4 (jak wynika z badań SIMS, rys. 4.12b) i może to być przyczyną zmian rozkładu gęstości stanów w funkcji energii, które są widoczne są na rys.5.14.

Dyspersja częstotliwościowa elektrycznych charakterystyk badanych struktur jest determinowana wartościami przekrojów czynnych na wychwyty nośników przez stany powierzchniowe. Duża dyspersja stałych czasowych jest związana z przestrzennym rozkładem stanów, co prowadzi do zmniejszenia przekroju czynnego na wychwyty nośników ze wzrostem odległości, na którą one tunelują. Wyznaczone przekroje czynne na wychwyty elektronów σ_{on} są

zawarte w granicach $10^{-14} - 10^{-11}$ cm² i zależą od energii stanu w przerwie energetycznej GaAs. Podobne wartości i zachowanie σ_{on} obserwowano w pracach [174, 177, 179] dla struktur MIS z dielektrykiem Si₃N₄ (osadzonym metodą PECVD na GaAs typu n), a także duże wartości σ_{on} znaleziono w strukturach z tlenkiem anodowym [161]. Występowanie takich anomalnych wartości przekrojów czynnych znajduje wytłumaczenie na gruncie wykorzystywanego modelu powierzchni międzyfazowej jako układu nieuporządkowanego. Jak wspomniano w części 3.2., wskutek efektywnego zmniejszenia przerwy energetycznej GaAs na powierzchni o wartości ΔE (rys.3.4) mierzony przekrój czynny jest iloczynem rzeczywistego pomnożonego przez $\exp(\Delta E/k_B T)$. Znalezione w pracy [165] wartości ΔE rzędu 0.2 - 0.3 eV wskazują, że rzeczywiste przekroje czynne mogą być trzy do pięć rzędów wielkości mniejsze od obserwowanych.

Zredukowanie szerokości przerwy energetycznej na powierzchni GaAs sugerują także autorzy pracy [15] na podstawie analizy pomiarów transkonduktancji struktur MESFET wykonanych na arsenku galu.

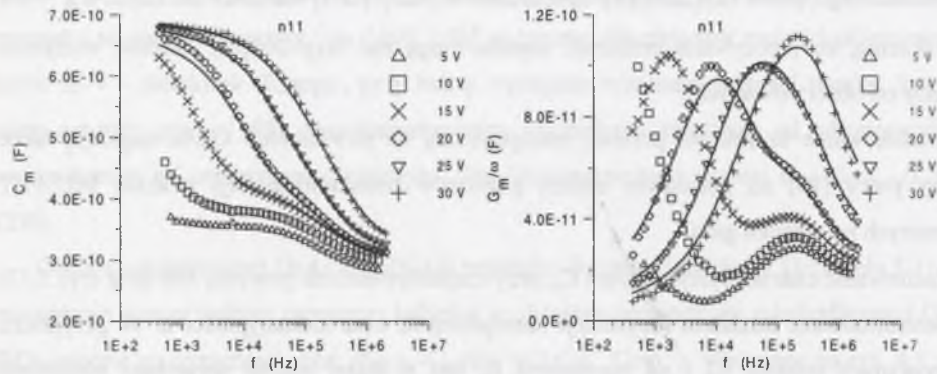
Zachowanie charakterystyk G_m/ω i C_m przy częstotliwościach powyżej 800 kHz (rys.5.13) jest determinowane udziałem rezystancji szeregowej R_s oraz indukcyjności L . W przypadku analizowanych struktur n2 i n4 rezystancja R_s jest w dużej mierze wywołana kontaktem między stolikiem pomiarowym a strukturą (por. 4.2.2., rys.4.6). Indukcyjność L wynika z połączeń w komorze pomiarowej.

Znajomość rezystancji szeregowej jest niezbędna w przypadku stosowania metody konduktancyjnej do wyznaczania parametrów stanów powierzchniowych [51] jak również przy wykorzystywaniu pomiarów wysokoczęstotliwościowych charakterystyk C-V w diagnostyce struktur MIS [288]. W standardowych procedurach R_s wyznacza się na podstawie pomiarów pojemności lub konduktancji struktury w silnej akumulacji [288]. Dla struktur MIS wykonanych z arsenku galu nie jest możliwe (lub bardzo trudne) uzyskanie stanu akumulacji. Tak więc typowe procedury nie mogą być wykorzystane. Zastosowana w pracy metodyka dopasowania pozwala na wyznaczenie R_s w takich przypadkach.

Wymiana elektronów między półprzewodnikiem a rozłożonymi w funkcji energii i w przestrzeni zlokalizowanymi stanami elektronowymi pozwala wytłumaczyć dyspersję częstotliwościową elektrycznych charakterystyk badanych struktur i występowanie maksimum znormalizowanej konduktancji, którego położenie zależy od napięcia polaryzacji struktury.

Obserwowane w przypadku struktur n11 i n12 drugie maksimum G_m/ω , którego położenie na osi częstotliwości nie zależy od napięcia (rys.4.5), można wiązać z głębokimi pułapkami

w obszarze ładunku przestrzennego GaAs. Takie pułapki dają wkład do mierzonej admitancji struktury, jeżeli poziom Fermiego w obszarze ładunku przestrzennego półprzewodnika przecina poziom pułapki. Wywołany przemiennym napięciem o małej amplitudzie proces wymiany elektronów między poziomem pułapki a pasmem przewodnictwa GaAs można przedstawić za pomocą pojemności C_p^i i konduktancji G_p^i pułapek (rys.2.6b). Wiążą się one z gęstością pułapek N_t oraz ich energią E_t (2.47), (2.48). Stała czasowa τ_i (2.50) charakteryzująca ten proces nie zależy od potencjału powierzchniowego, więc maksimum G_i/ω występuje przy tej samej częstotliwości dla wszystkich napięć polaryzacji struktury.



Rys. 5.15. Pojemność C_m i znormalizowana konduktancja G_m/ω w funkcji częstotliwości f przy różnych napięciach bramki dla struktury n11. Symbole – wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone dla wartości parametrów zawartych w tabeli 5.2

Fig. 5.15. Capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω as function of the frequency f at different gate voltages for the structure n11. Symbols – the experimental data, full lines represent theoretical curves calculated with use of parameters given in table 5.2

Analizę charakterystyk struktury n11 przeprowadzono opierając się na układzie zastępczym z rys.5.2a, w którym dodano równoległe połączone pojemność C_p^i i konduktancję G_p^i pułapek opisane wyrażeniem (2.47) i (2.48). Pojemność obszaru ładunku przestrzennego obliczono w przybliżeniu zubożenia (2.44), a do znalezienia ładunku obszaru przypowierzchniowego wykorzystano zależność (2.43). Rezultaty analizy przedstawione są na rys. 5.15 i w tabeli 5.2.

Z rysunku wynika, że zarejestrowane charakterystyki można dość dobrze opisać za pomocą zastosowanego układu zastępczego. Oceniając jakość dopasowania trzeba mieć na uwadze fakt, że w modelu uwzględniono jedynie pułapki monoenergetyczne o stałej gęstości, a generalnie ich struktura może być złożona.

Tabela 5.2

Wartości parametrów stanów powierzchniowych i struktury MIS wyznaczone dla struktury n11 przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys. 5.15

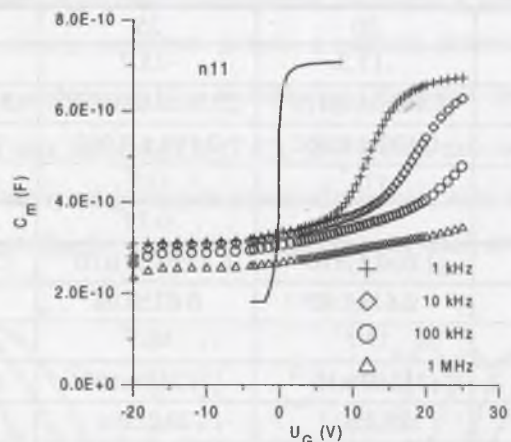
| | | | |
|--|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| U_G (V) | 20 | 25 | 30 |
| v_s | -17.2 | -15.7 | -14.5 |
| $A = B$ (cm ⁻³ eV ⁻¹) | $(5.44 \pm 0.09) \times 10^{18}$ | $(5.39 \pm 0.08) \times 10^{18}$ | $(5.39 \pm 0.06) \times 10^{18}$ |
| $a = b$ | 0.190 ± 0.002 | 0.190 ± 0.003 | 0.190 ± 0.002 |
| x_0 (Å) | 113* | 113* | 113* |
| $E_m - E_i$ (eV) | -0.20* | -0.20* | -0.20* |
| σ_{on} (cm ²) | $(1.0 \pm 0.1) \times 10^{11}$ | $(6.47 \pm 0.09) \times 10^{12}$ | $(3.7 \pm 0.2) \times 10^{12}$ |
| κ_n (Å ⁻¹) | 0.61 ± 0.02 | 0.63 ± 0.02 | 0.63 ± 0.02 |
| U_f (V) | 13.7* | 13.7* | 13.7* |
| C_{ox} (F) | $(712 \pm 9) \times 10^{-12}$ | $(712 \pm 9) \times 10^{-12}$ | $(710 \pm 6) \times 10^{-12}$ |
| u_b | 20.2 ± 0.1 | 20.2 ± 0.1 | 20.2 ± 0.1 |
| N_t (cm ⁻³) | $(1.1 \pm 0.2) \times 10^{15}$ | $(0.9 \pm 0.2) \times 10^{15}$ | $(1.1 \pm 0.2) \times 10^{15}$ |
| $E_t - E_c$ | -0.27 ± 0.02 | -0.27 ± 0.02 | -0.27 ± 0.02 |
| σ_t (cm ²) | 5.1×10^{-15} * | 5.1×10^{-15} * | 5.1×10^{-15} * |
| R_s (Ω) | 8.1 ± 0.4 | 8.2 ± 0.3 | 8.1 ± 0.3 |
| L (μH) | 0.2 ± 0.1 | 0.2 ± 0.1 | 0.2 ± 0.1 |

* Parametr mało znaczący

Głębokie pułapki o różnych poziomach energii występują zarówno w monokryształach GaAs, jak i warstwach epitaksjalnych [121-123]. Osadzanie dielektryka metodą PECVD także może prowadzić do ich generowania, co np. obserwowano [289] dla InP. Określone dla badanych struktur wartości energii pułapek oraz przekroju czynnego na wychwyt elektronów (tabela 5.2) są bliskie podawanym w literaturze dla pułapek ET2 (0.3eV , $2.5 \times 10^{15}\text{ cm}^{-2}$) [121, 123]. Przedstawione w tabeli 5.2 parametry określające gęstość i rozkład stanów powierzchniowych oraz ich własności dynamiczne są spójne z wyznaczonymi dla struktur n2 i n4 (tabela 5.1).

Wykorzystując wyznaczone parametry pułapek obliczono wysokoczęstotliwościową charakterystykę struktury idealnej w funkcji napięcia bramki na podstawie zależności (2.60), która opisuje wkład głębokich pułapek do pojemności obszaru ładunku przestrzennego w półprzewodniku. Przedstawiono ją na rys. 5.16 wraz z wynikami doświadczalnymi. Można zauważyć, że efekt zmniejszenia minimalnej wartości pojemności struktury osiąganey przy ujemnych napięciach bramki (obserwowany także dla struktur n12, rys.4.2) pozostaje w zgodności z przewidywanym na podstawie teorii [50, 132] wpływem głębokich pułapek

akceptorowych na charakterystyki struktury MIS. Mniejsze wartości minimalnej pojemności struktury w przypadku siarkowanej powierzchni GaAs zarejestrowali także Jayan i in. [47], jednak nie interpretują tego faktu.



Rys. 5.16. Pojemność C_m w funkcji napięcia polaryzacji bramki U_G dla struktury n11. Symbole – wartości eksperymentalne dla różnych częstotliwości sygnału pomiarowego, linia ciągła przedstawia idealną charakterystykę wysokoczęstotliwościową obliczoną na podstawie parametrów zawartych w tabeli 5.2

Fig. 5.16. Capacitance C_m as function of gate voltage U_G for the structure n11. Symbols – the experimental data at different frequencies of measuring signal, full line represent the ideal high frequency characteristic calculated for the parameters given in Table 5.2

Obserwowane różnice w charakterystykach struktur, w których powierzchnię GaAs przed naniesieniem dielektryka poddano działaniu $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ i $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$, można wiązać z odmiennymi własnościami tych roztworów. Z danych literaturowych wynika, że roztwór $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ trawi powierzchnię GaAs [274, 290-293] (z prędkością 5-10 Å/godz. w temperaturze pokojowej), natomiast nie stwierdzono takiego działania w przypadku $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ [274, 290].

Szczegółowe badania wpływu $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ na związki półprzewodnikowe III-V [291] pokazały, że działanie tego roztworu na powierzchnię (100) GaAs, GaP, InAs, InP wykazuje następujące cechy:

- występuje szybkie trawienie tlenu powierzchniowego, a następnie wolniejsze trawienie powierzchni samego półprzewodnika,
- w próżni, przy temperaturze pokojowej powierzchnia jest pokryta jedną lub dwoma monowarstwami siarki. Atomy siarki tworzą wiązania zarówno z atomami III, jak i V grupy, przez co zapobiegają utlenianiu powierzchni w powietrzu,
- przy temperaturze około 250°C dominujące pozostają wiązania siarka - atomy grupy V (w przypadku GaAs to wiązanie S-Ga), a zanikają wiązania siarki z atomami grupy III (S-As

dla GaAs),

d) przy temperaturze desorpcji około 500°C pokrycie powierzchni atomami siarki zaczyna się zmniejszać.

Biednyj i in. [294] zwrócili uwagę na fakt, że zachodzące podczas procesu siarkowania zmiany stanu powierzchni mogą prowadzić także do zmian w strukturze defektów w przypowierzchniowym obszarze GaAs. Ich konsekwencją była obserwowana w wyżej wymienionej pracy zmiana (zmniejszenie) gęstości nośników w objętości oraz ich ruchliwości.

Można więc przypuszczać, że zastosowana w przypadku struktur n11 i n12 obróbka powierzchni GaAs w $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ (przez 16 godz.) doprowadziła do stawienia warstwy tlenkowej na powierzchni oraz uaktywnienia lub wygenerowania defektów w obszarze przypowierzchniowym, stanowiących głębokie pułapki.

Trawienie powierzchniowej warstwy GaAs i pasywacja zerwanych wiązań przez atomy siarki są wymieniane jako czynniki prowadzące do zmniejszenia gęstości stanów powierzchniowych w GaAs [290, 295, 296]. Wielu autorów taki wniosek formułuje na podstawie pojawienia się po obróbce powierzchni GaAs w $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ wzrostu natężenia fotoluminescencji i zależności wysokości bariery Schottky'ego od pracy wyjścia metalu. Problem wydaje się być jednak bardziej złożony. Niedawne wyniki Sika i in. [23] wyraźnie wskazują, że nie ma bezpośredniej korelacji między gęstością stanów powierzchniowych a natężeniem fotoluminescencji. W pracy [23] jako rezultat działania $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ na powierzchnię GaAs zaobserwowano zmniejszenie gęstości stanów w pobliżu środka przerwy energetycznej oraz wzrost gęstości w pobliżu pasma walencyjnego. Fujisaki [46] stwierdził pojawienie się nowej grupy stanów w pobliżu pasma przewodnictwa po obróbce GaAs w $(\text{NH}_4)_2\text{S}$. Fan i in. [184], Remashan i Bhat [180] zaobserwowali zmniejszenie gęstości stanów na powierzchni GaAs jako efekt siarkowania, natomiast Gaman i in. [48], Berkowic i in. [297] dochodzą do wniosku, że taki proces prowadzi do wzrostu gęstości stanów typu akceptorowego (dla materiału typu n). Traktowanie powierzchni GaAs siarką może więc w złożony sposób wpływać na jej charakterystyki elektryczne.

Model powierzchni międzyfazowej GaAs-dielektryk jako układu nieuporządkowanego pozwala wytłumaczyć podstawowe cechy elektrycznych charakterystyk badanych struktur MIS. Tunelowanie elektronów między półprzewodnikiem a zlokalizowanymi stanami elektronowymi rozłożonymi w przestrzeni w obszarze powierzchni międzyfazowej, o ciągłym rozkładzie gęstości w funkcji energii, prowadzi do wystąpienia szerokiego spektrum stałych czasowych i w konsekwencji do znacznej częstotliwościowej dyspersji pojemności oraz

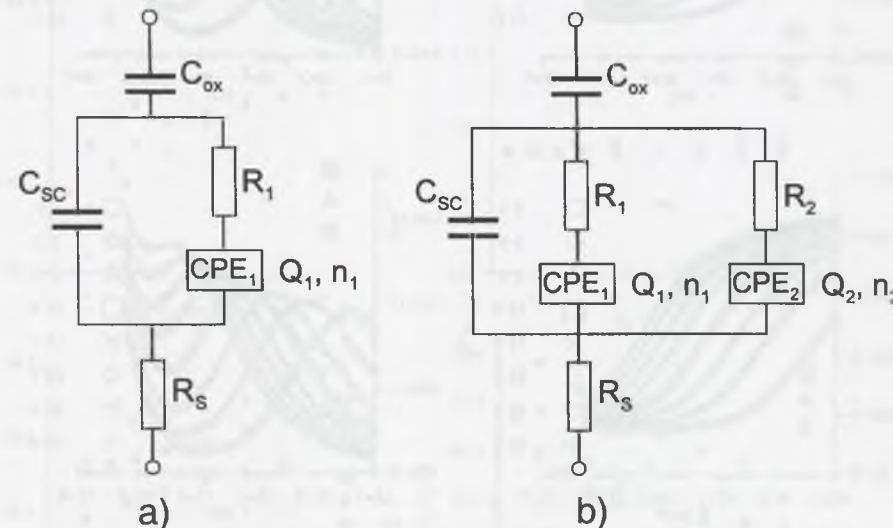
konduktancji struktury. Uwzględnienie w modelu zastępczym struktury pojemności i konduktancji wnoszonej przez głębokie pułapki pozwoliło opisać również charakterystyki struktur, w których udział takich pułapek był istotny. Zastosowana metodyka analizy oparta na dopasowaniu teoretycznych charakterystyk do zależności eksperymentalnych, równocześnie pojemności i konduktancji, pozwala na wyznaczenie parametrów opisujących powierzchniowe procesy elektronowe w badanych strukturach, głębokie pułapki oraz parametry materiałowe struktur.

5.2. Elektryczny układ równoważny struktury metal-SiO₂-GaAs

Analiza wyników pomiarów pojemności i konduktancji przeprowadzona w podrozdziale 5.1 bazowała na klasycznym małosygnałowym elektrycznym układzie zastępczym struktury MIS, otrzymanym na gruncie teoretycznego opisu procesów fizycznych, których istnienie zakłada się w strukturze [50,51]. Udział powierzchniowych procesów elektronowych jest reprezentowany przez pojemność i konduktancję stanów powierzchniowych, które obliczono dla założonego modelu powierzchni międzyfazowej i rozkładu gęstości stanów. O poprawności modelu wnioskuje się na podstawie zgodności otrzymanych na jego podstawie charakterystyk teoretycznych z doświadczalnymi i realności wartości parametrów, przy których ta zgodność została otrzymana.

Możliwe jest też inne podejście do analizy elektrycznych charakterystyk badanych obiektów, wynikające z zastosowania metod spektroskopii impedancyjnej [53-55]. Istota tej metody sprowadza się do pomiaru liniowej elektrycznej odpowiedzi badanego układu na pobudzenie sygnałem elektromagnetycznym w szerokim zakresie częstotliwości i analizy tej odpowiedzi w celu uzyskania informacji o właściwościach tego układu. Analiza polega na znalezieniu najprostszego elektrycznego układu zastępczego (zawierającego elementy R,C,L i ewentualnie elementy stałofazowe CPE), opisującego impedancję badanego obiektu (tzw. układu równoważnego) [53]. Taki układ może służyć do modelowania zjawisk fizycznych w badanym obiekcie. Element stałofazowy (*Constant Phase Element*) posiada admitancję Y_{CPE} opisywaną zależnością $Y_{CPE}=Q(i\omega)^n$, gdzie Q i n ($0 < n < 1$) są stałymi (niezależnymi od częstotliwości) parametrami charakteryzującymi taki element [53-55, 299, 300]. Wymiarem jednostki Q jest Ss^n [300]. Elementy CPE pozwalają na fenomenologiczny opis układów, w których występuje silna dyspersja częstotliwościowa admitancji.

Wykorzystane przez autora stanowiska pomiarowe umożliwiają analizę wyników metodą spektroskopii impedancyjnej i pozwalają na opracowanie elektrycznych układów równoważnych badanych struktur. Taki model dla struktur metal-SiO₂-GaAs został zaproponowany przez Nitscha [53]. W pracach [74, 75] zaprezentowano wstępne wyniki analizy widm impedancyjnych tych struktur wykonane za pomocą programu ZView2. Okazało się, że widma te najlepiej udaje się opisać układami przedstawionymi na rys.5.17.

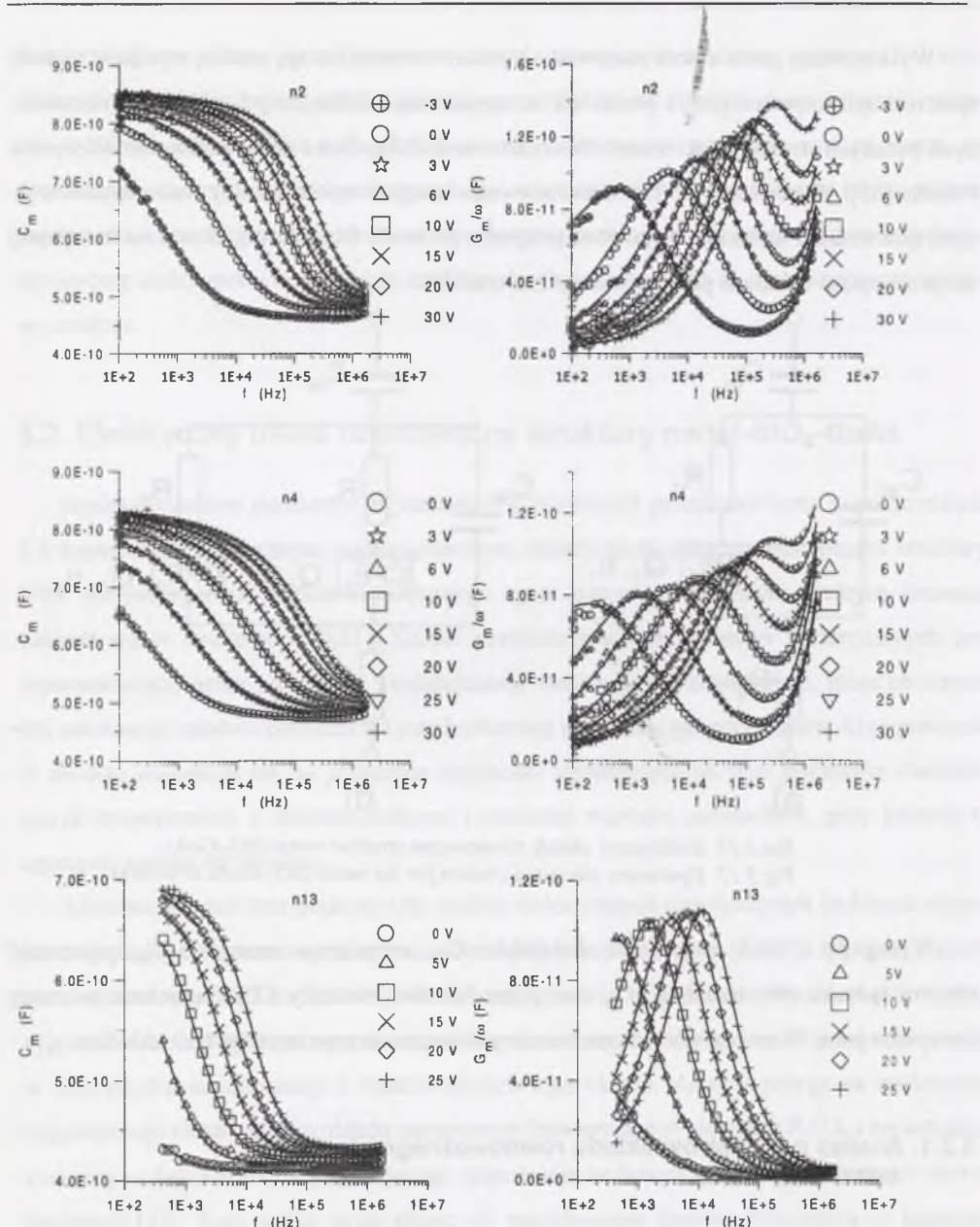


Rys.5.17. Elektryczne układy równoważne struktur metal-SiO₂-GaAs
Fig.5.17. Equivalent electrical circuits for the metal-SiO₂-GaAs structures

Występują w nich: pojemność dielektryka C_{ox} , rezystancja szeregowa R_s , pojemność obszaru ładunku przestrzennego C_{sc} oraz jeden lub dwa elementy CPE, połączone w szereg z rezystancjami. W monografii dokonano szczegółowej analizy parametrów tych układów.

5.2.1. Analiza parametrów układu równoważnego struktury metal-SiO₂-GaAs

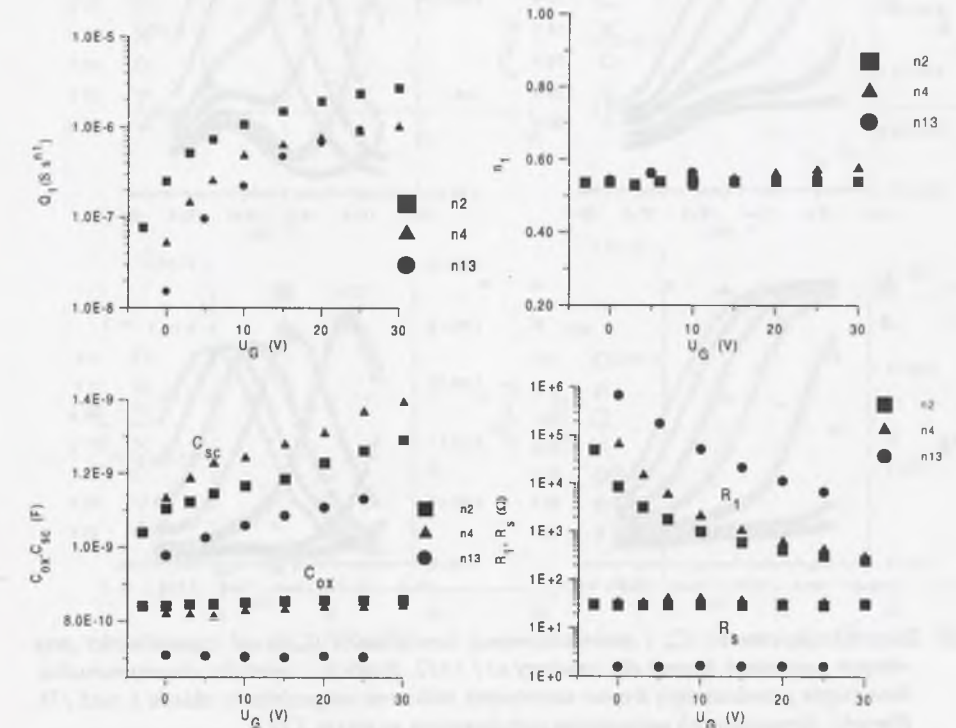
Wykorzystując opisaną w części 5.1.3 metodykę dopasowania autor wyznaczył parametry układu równoważnego badanych struktur na podstawie charakterystyk zmierzonych przy różnych napięciach polaryzacji struktury i w różnych temperaturach, dla struktur przygotowanych wg różnej technologii. Pozwoliło to uzyskać informacje o przydatności układu do opisu wpływu różnych czynników na mierzone charakterystyki. Rezultaty analizy przedstawione są na rys.5.18-5.28.



Rys.5.18. Zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości przy różnych napięciach bramki dla struktury n2, n4 i n13. Symbole - wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone na podstawie układu z rys.5.17a. Wartości dopasowanych parametrów przedstawione są na rys.5.19

Fig.5.18. The dependence of capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency at different gate voltages for the structure n2, n4 and n13. Symbols - the experimental data, full lines represent the theoretical curves calculated on the basis of circuit from fig. 5.17a. The values of fitted parameters are presented in fig.5.19

Charakterystyki struktur n2, n4 i n13 (rys.5.18) opisane są za pomocą układu z rys.5.17a, zawierającego element stałofazowy CPE1 (Q_1, n_1) połączony z rezystancją R_1 . Linie ciągłe na rys.5.18 obrazują krzywe teoretyczne obliczone dla wartości parametrów $Q_1, n_1, R_1, C_{ox}, C_{sc}$ i R_s , które dla różnych napięć bramki przedstawiono na rys. 5.19. Charakterystyki struktur n11 i n12 (rys.5.20) dają się opisać układem z rys.5.17b.



Rys.5.19. Wartości parametrów układu z rys.5.17a otrzymane dla struktury n2, n4 i n3 przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys.5.18

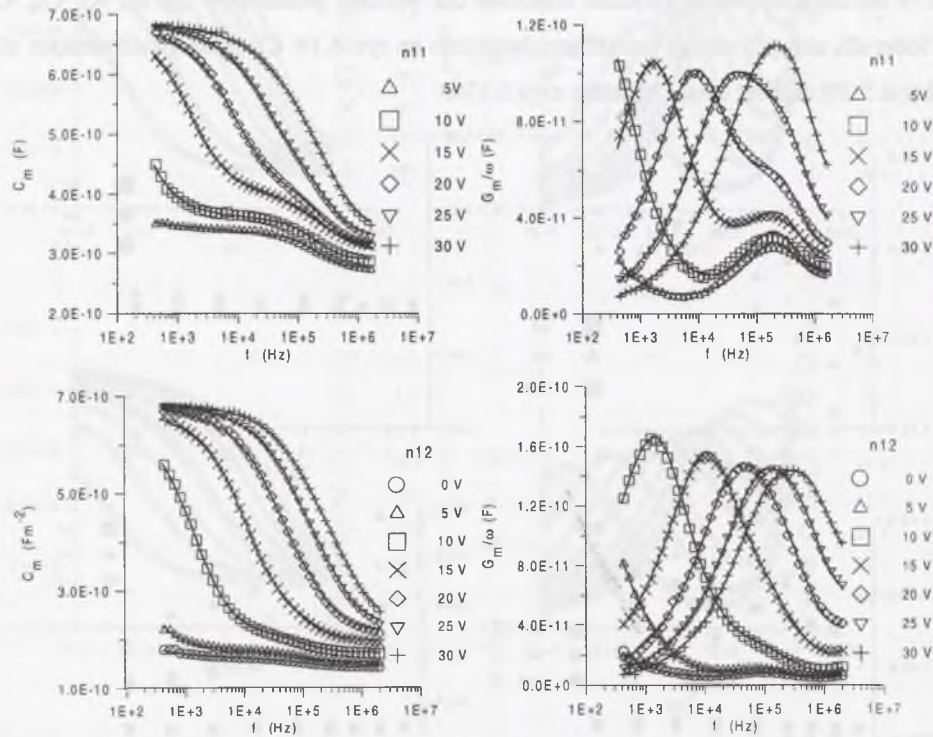
Fig.5.19. The values of parameters of circuit from fig.5.17a obtained by fitting of experimental data presented in fig.5.18 for the structures n2, n4 and n13

Wyznaczone w rezultacie dopasowania wartości parametrów $Q_1, n_1, R_1, Q_2, n_2, R_2, C_{sc}, C_{ox}$ i R_s przedstawiono na rys.5.21 i rys.5.22.

Zależności eksperymentalne uzyskane w różnych temperaturach dla struktur n13 oraz n11 i obliczone charakterystyki teoretyczne zaprezentowano odpowiednio na rysunkach 5.23, 5.24 oraz 5.26, 5.27, natomiast wartości parametrów układu równoważnego odpowiednio na rys. 5.25 i 5.28. W obliczonych charakterystykach uwzględniono indukcyjność połączeń w komórce pomiarowej 0.8 μ H dla struktur n2 i n4 oraz 0.2 μ H dla pozostałych.

Na podstawie przedstawionych rezultatów można stwierdzić, że układy równoważne z rys.5.17 dobrze opisują elektryczne charakterystyki badanych struktur metal-SiO₂-GaAs

praktycznie w całym zakresie mierzonych dodatnich napięć polaryzacji struktury (dla struktury n2 dopasowano krzywe teoretyczne także do charakterystyk zmierzonych przy napięciu -3 V).

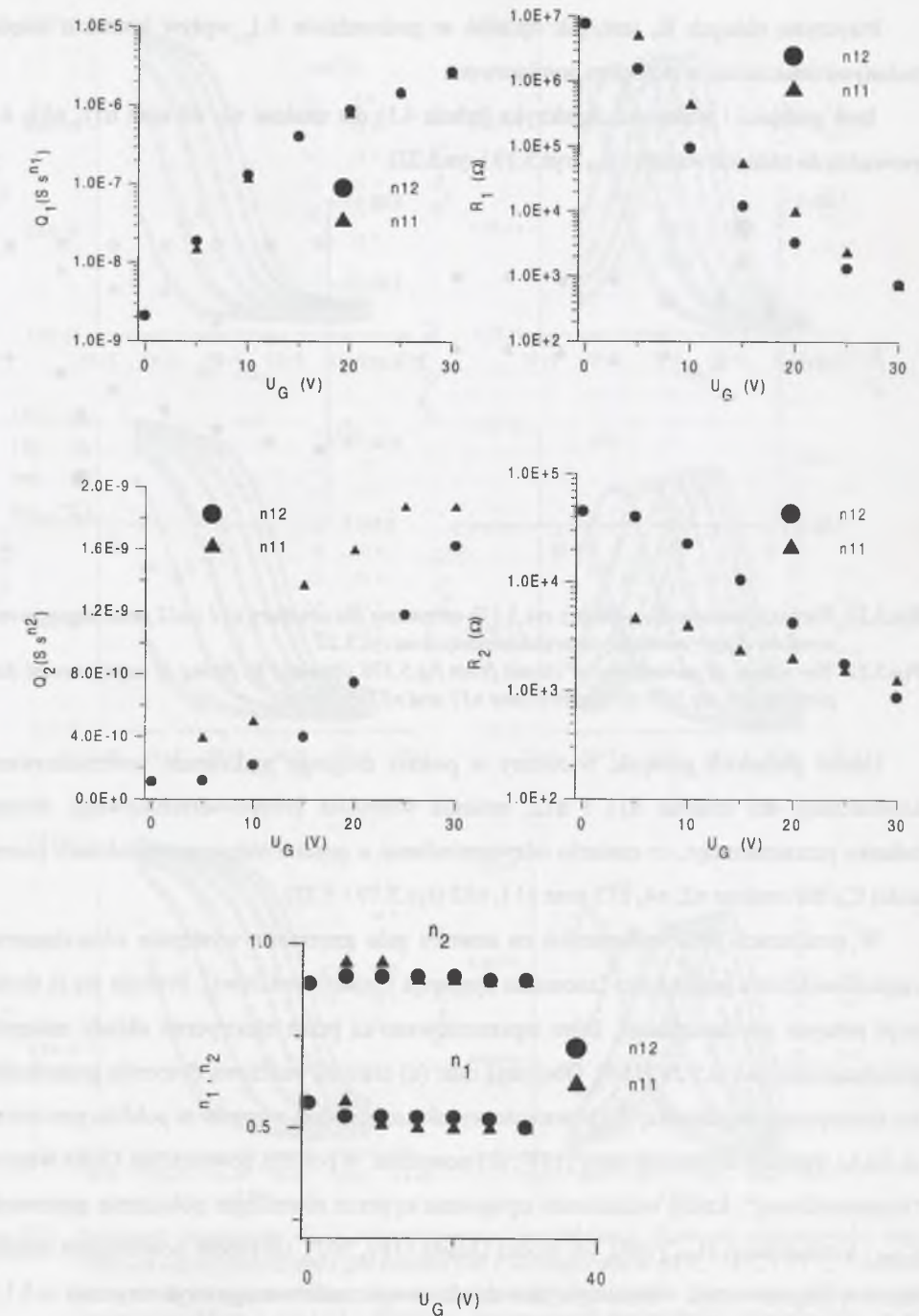


Rys.5.20. Zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości przy różnych napięciach bramki dla struktury n11 i n12. Symbole – wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone na podstawie układu z rys.5.17b. Wartości dopasowanych parametrów przedstawione są na rys.5.21

Fig.5.20. The dependence of capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency at different gate voltages for the structure n11 and n12. Symbols – the experimental data, full lines represent the theoretical curves calculated on the basis of circuit from fig. 5.17b. The values of fitted parameters are presented in fig.5.21

Monotoniczny charakter zależności wyznaczonych parametrów układu od napięcia bramki, obserwowany dla struktur poddanych różnej obróbce technologicznej, w różnych temperaturach, sugeruje, że układ równoważny jest poprawny i jego elementy mogą być przyporządkowane zjawiskom fizycznym, które zachodzą w różnych obszarach badanych struktur.

Rezystancja szeregową R_s jest związana z rezystancją materiału półprzewodnikowego, kontaktów i połączeń elektrycznych. Znacznie większe wartości R_s w przypadku struktur n2 i n4 niż n13 (rys.5.19) tłumaczą widoczne na rys.5.18 różnice w przebiegu charakterystyk znormalizowanej konduktancji przy wyższych częstotliwościach.

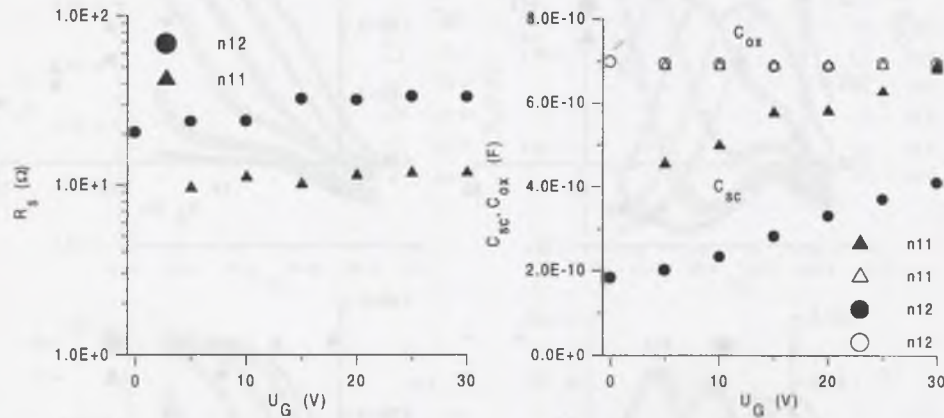


Rys.5.21. Wartości parametrów układu z rys.5.17b otrzymane dla struktury n11 i n12 przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys.5.20

Fig.5.21. The values of parameters of circuit from fig.5.17b obtained by fitting of experimental data presented in fig.5.20 for the structure n11 and n12

Przyczyną różnych R_s jest, jak opisano w podrozdziale 5.1, wpływ kontaktu między badanymi strukturami a stolikiem pomiarowym.

Inne grubości i własności dielektryka (tabela 4.1) dla struktur n2, n4 oraz n11, n12, n13 prowadzą do różnych wartości C_{ox} (rys.5.19 i rys.5.22).

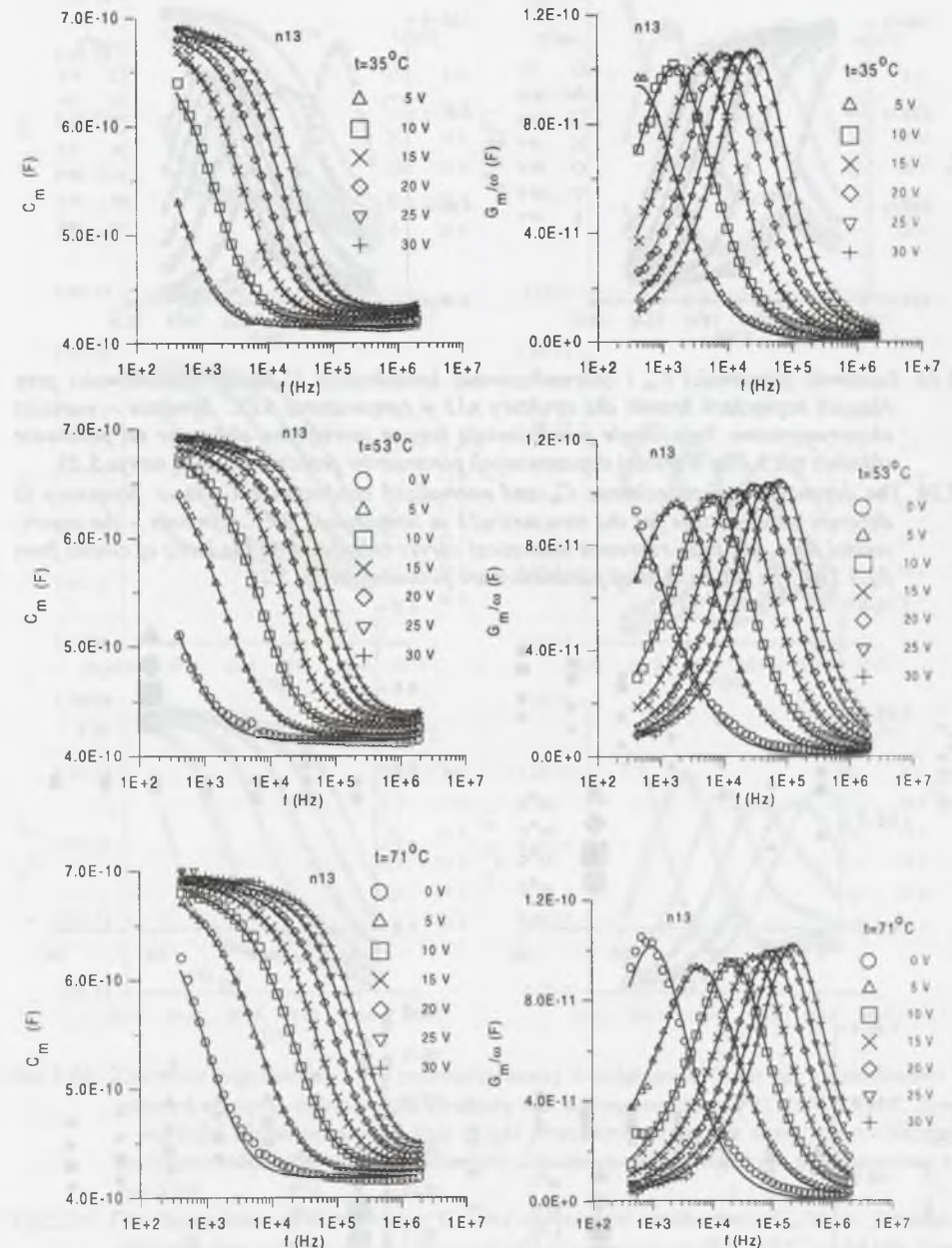


Rys.5.22. Wartości parametrów układu z rys.5.17b otrzymane dla struktury n11 i n12 przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys.5.20

Fig.5.22. The values of parameters of circuit from fig.5.17b obtained by fitting of experimental data presented in fig.5.20 for the structure n11 and n12

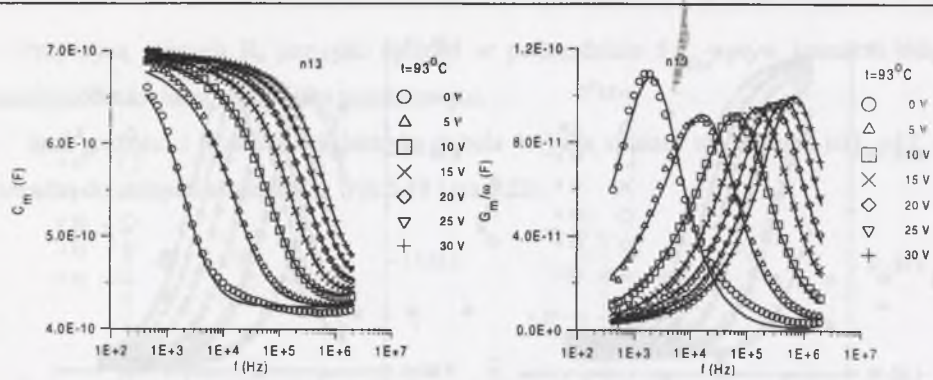
Udział głębokich pułapek, widoczny w postaci drugiego maksimum znormalizowanej konduktancji dla struktur n11 i n12, zmienia własności przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego, co znalazło odzwierciedlenie w postaci różnic w wartościach pojemności C_{sc} dla struktur n2, n4, n13 oraz n11, n12 (rys.5.19 i 5.22).

W strukturach MIS wykonanych na arsenku galu generalnie występuje silna dyspersja częstotliwościowa pojemności (anomalna dyspersja częstotliwościowa). Próbuje się ją tłumaczyć różnymi mechanizmami, które reprezentowane są przez elektryczne układy zastępcze przedstawione na rys.5.29 [164]. Obejmują one: (a) częstotliwościową dyspersję przenikalności elektrycznej dielektryka, (b) powstanie wysokorezystywnej warstwy w pobliżu powierzchni GaAs wskutek obecności tlenu [187], (c) powstanie w pobliżu powierzchni GaAs warstwy "metamorficznej", której właściwości opisywane są przez równoległe połączenie pojemności C_{wm} i konduktancji G_{wm} [188], (d) model Quasta [189, 301], (e) model powierzchni międzyfazowej półprzewodnik - dielektryk jako układu nieuporządkowanego (wykorzystany w 5.1.).



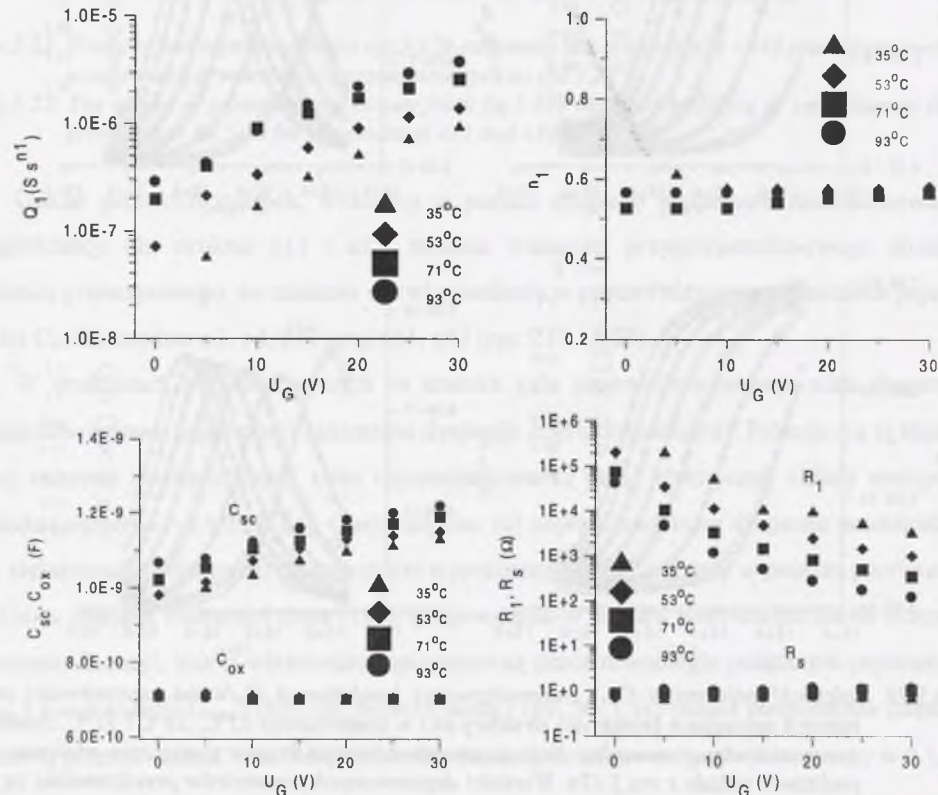
Rys.5.23. Zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości przy różnych napięciach bramki dla struktury n13 w temperaturze 35°C, 53°C i 71°C. Symbole - wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone na podstawie układu z rys.5.17a. Wartości dopasowanych parametrów przedstawione są na rys.5.25

Fig.5.23. The dependence of capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency at different gate voltages for the structure n13 at temperature 35°C, 53°C and 71°C. Symbols - the experimental data, full lines represent the theoretical curves calculated on the basis of circuit from fig.5.17a. The values of fitted parameters are presented in fig.5.25



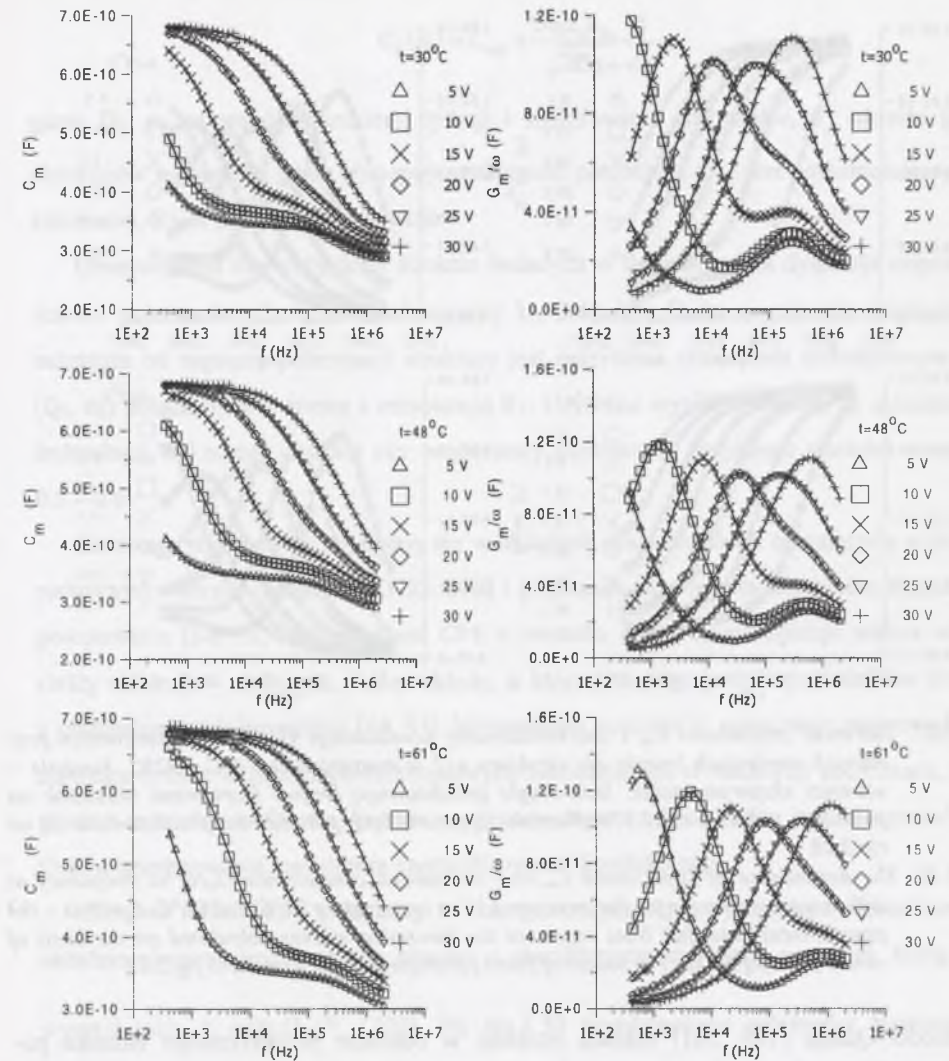
Rys. 5.24. Zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości przy różnych napięciach bramki dla struktury n13 w temperaturze 93°C. Symbole – wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone na podstawie układu z rys. 5.17a. Wartości dopasowanych parametrów przedstawione są na rys. 5.25

Fig. 5.24. The dependence of capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency at different gate voltages for the structure n13 at temperature 93°C. Symbols – the experimental data, full lines represent theoretical curves calculated on the basis of circuit from fig. 5.17a. The values of fitted parameters are presented in fig. 5.25



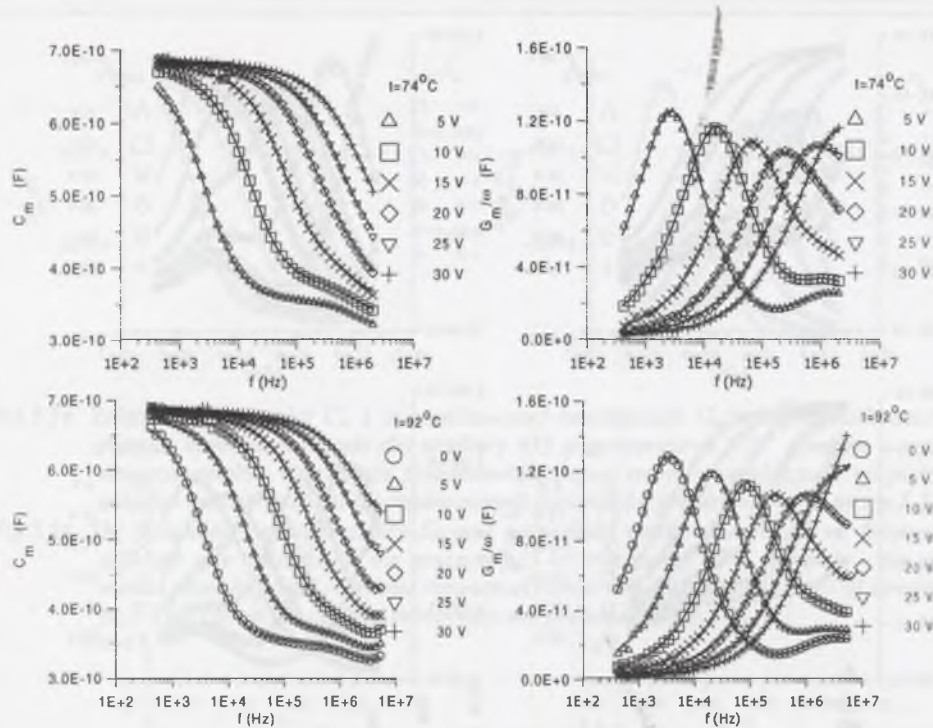
Rys. 5.25. Wartości parametrów układu z rys. 5.17a otrzymane dla struktury n13 przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys. 5.23 i rys. 5.24

Fig. 5.25. The values of parameters of circuit from fig. 5.17a obtained for the structure n13 by fitting of experimental data presented in fig. 5.23 and fig. 5.24



Rys. 5.26. Zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości przy różnych napięciach bramki dla struktury n11 w temperaturze 30°C, 48°C i 61°C. Symbole – wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone na podstawie układu z rys. 5.17b. Wartości dopasowanych parametrów przedstawione są na rys. 5.28

Fig. 5.26. The dependence of capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency at different gate voltages for the structure n11 at temperature 30°C, 48°C and 61°C. Symbols – the experimental data, full lines represent the theoretical curves calculated on the basis of circuit from fig. 5.17b. The values of fitted parameters are presented in fig. 5.28



Rys.5.27. Zależność pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω od częstotliwości przy różnych napięciach bramki dla struktury n11 w temperaturze 74°C i 92°C. Symbole – wartości eksperymentalne, linie ciągłe przedstawiają krzywe teoretyczne obliczone na podstawie układu z rys.5.17b. Wartości dopasowanych parametrów przedstawione są na rys.5.28

Fig.5.27. The dependence of capacitance C_m and normalized conductance G_m/ω vs. frequency at different gate voltages for the structure n11 at temperature 74°C and 92°C. Symbols – the experimental data, full lines represent the theoretical curves calculated on the basis of circuit from fig.5.17b. The values of fitted parameters are presented in fig.5.28

Model Quasta [189, 301] zakłada istnienie w obszarze przestrzennego ładunku powierzchniowego w GaAs głębokich pułapek akceptorowych o gęstości zależnej od położenia w półprzewodniku i wzrastającej w kierunku powierzchni. Nałożenie ładunku takich pułapek i ładunku zjonizowanych donorów prowadzi do specyficznego rozkładu potencjału w obszarze przypowierzchniowym półprzewodnika z maksimum w pewnej odległości od powierzchni. W konsekwencji pojawia się gradient gęstości elektronów i dodatkowy prąd dyfuzyjny. Quast znalazł, że w takim przypadku pojemność C_d i konduktancja G_d (rys.5.29d) obszaru ładunku przestrzennego w funkcji częstotliwości opisywane są zależnościami:

$$G_d(\omega) = \frac{Sq\mu_n n_m}{\sqrt{2D_n}} \sqrt{\omega}, \quad (5.21)$$

$$C_d(\omega) = C_{scd} + \frac{Sq\mu_n n_m}{\sqrt{2D_n}} \frac{1}{\sqrt{\omega}}, \quad (5.22)$$

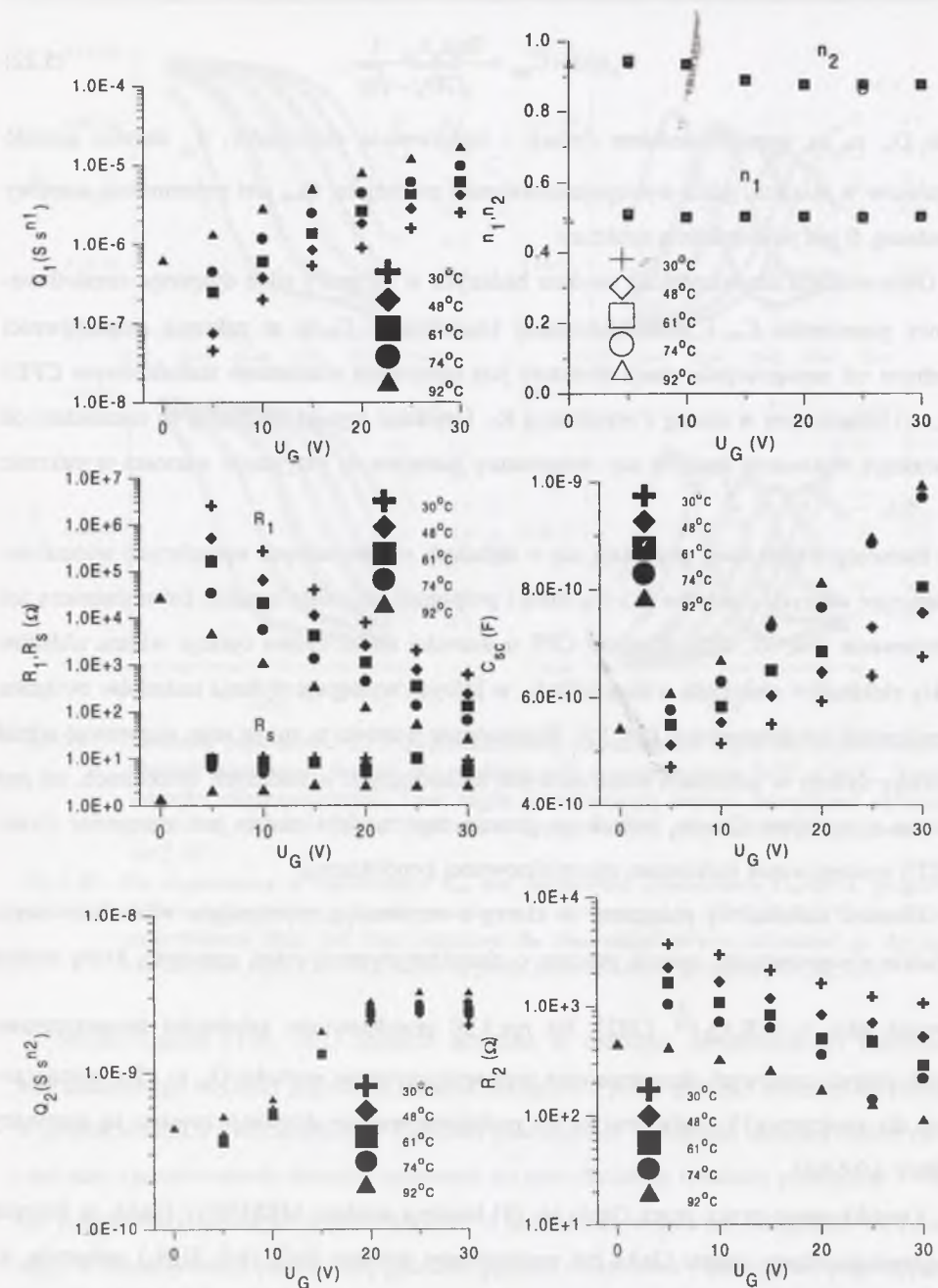
gdzie D_n , μ_n są współczynnikami dyfuzji i ruchliwością elektronów, n_m określa gęstość elektronów w miejscu, gdzie występuje maksimum potencjału, C_{scd} jest pojemnością warstwy zubożonej, S jest powierzchnią struktury.

Obserwowana dla wszystkich struktur badanych w tej pracy silna dyspersja częstotliwościowa pojemności C_m i znormalizowanej konduktancji G_m/ω w zakresie częstotliwości zależnym od napięcia polaryzacji struktury jest opisywana elementem stałofazowym CPE1 (Q_1, n_1) połączonym w szereg z rezystancją R_1 . Uzyskane wyniki wskazują, że niezależnie od technologii wykonania struktur czy temperatury parametr n_1 przyjmuje wartości w zakresie 0.5 – 0.6.

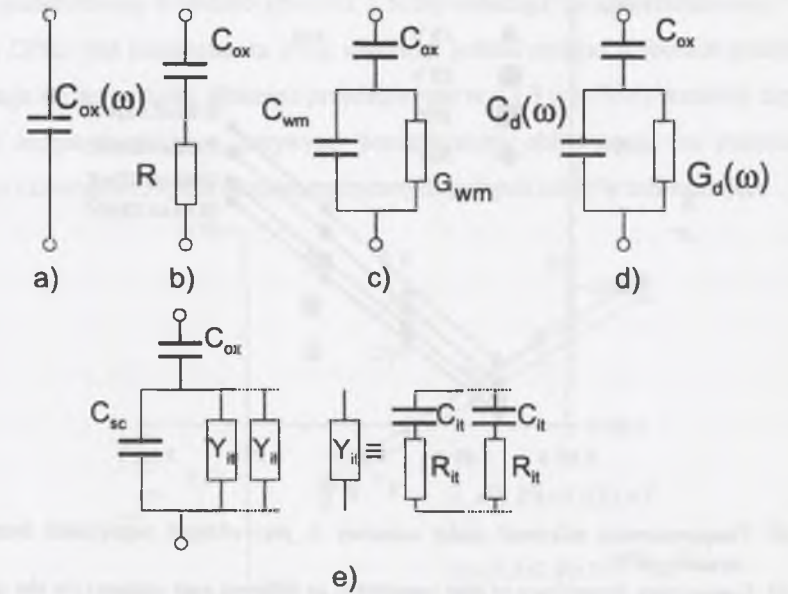
Elementy stałofazowe pojawiają się w układach równoważnych opisujących widma impedancyjne różnych obiektów [53-55, 300] i proponuje się wiele modeli, które tłumaczą ich powstawanie [54, 55, 300]. Element CPE o wartości $n=0.5$ często opisuje widma układów ciekły elektrolit – elektroda, a więc układy, w których występuje dyfuzja nośników związana z gradientem ich koncentracji [54, 55]. Wyznaczone wartości n_1 mogą więc sugerować udział zjawiska dyfuzji w procesach elektronowych zachodzących w badanych strukturach, co jest zbliżone z modelem Quasta, jednak na gruncie tego modelu trudno jest zrozumieć (wzór (5.22)) występowanie maksimum znormalizowanej konduktancji.

Element stałofazowy połączony w szereg z rezystancją, występujące w analizowanym układzie równoważnym, opisują procesy o charakterystycznej stałej czasowej, którą można wyrazić jako $\tau_1 = (R_1 Q_1)^{\frac{1}{n_1}}$ [302]. Na rys.5.30 przedstawiono zależności temperaturowe takich stałych czasowych skonstruowane przy wykorzystaniu wartości Q_1 , n_1 i R_1 , wyznaczonych dla struktury n13. Obliczone na ich podstawie energie aktywacji zawarte są pomiędzy 0.58eV a 0.64eV.

Opublikowane przez Ozeki in. [9] badania struktur MESFET z GaAs, w których międzyelektrodowy obszar GaAs był pasywowany warstwą SiO₂ (lub Si₃N₄) wskazują, że obserwowana w pracy [9] dyspersja częstotliwościowa transkonduktancji jest determinowana procesami o charakterystycznej energii aktywacji 0.62 eV w przypadku SiO₂ oraz 0.44 eV w przypadku Si₃N₄. Autorzy [9] wiążą te procesy ze stanami powierzchniowymi powierzchni międzyfazowej GaAs - dielektryk.



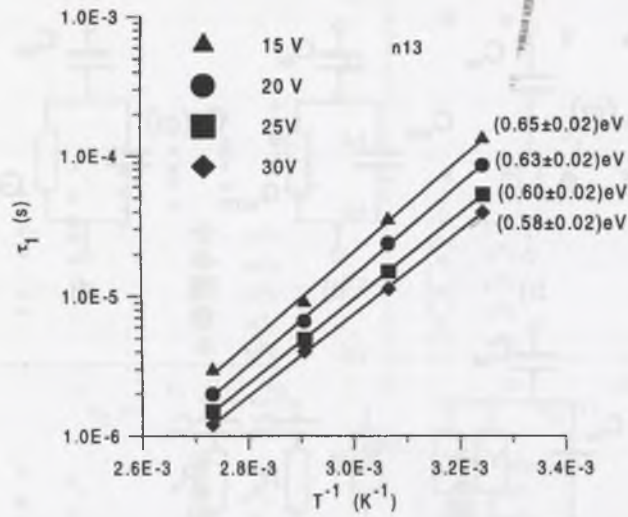
Rys.5.28. Wartości parametrów układu z rys.5.17b otrzymane dla struktury n11 w różnych temperaturach przez dopasowanie wyników eksperymentalnych przedstawionych na rys.5.26 i rys.5.27
 Fig.5.28. The values of parameters of circuit from fig. 5.17b obtained at different temperatures by fitting of experimental data presented in fig.5.26 and fig.5.27 for the structure n11



Rys.5.29. Elektryczne układy zastępcze reprezentujące mechanizmy anomalnej dyspersji częstotliwościowej pojemności struktur MIS z GaAs (wyjaśnienie w tekście)
 Fig.5.29. The electrical circuits for various mechanisms of anomalous frequency dispersion of GaAs MIS capacitance (explanation in text)

Rezultaty Ozeki i in. [9] zostały potwierdzone przez Balakrishana i in. [13,15], gdzie dla MESFET-ów pasywowanych warstwą Si₃N₄ znaleziono energię aktywacji 0.43eV. W opinii autorów prac [13,15] wyznaczone energie aktywacji, mniejsze od spodziewanej dla granicy fazowej GaAs -dielektryk wartości 0.7 eV, mogą być wyjaśnione na gruncie modelu powierzchni jako układu nieuporządkowanego [165] efektywnym zmniejszeniem na powierzchni GaAs szerokości przerwy energetycznej. Z drugiej strony Salman i in. [303] analizując rezultaty badań struktur metal-Si₃N₄-GaAs dochodzą do wniosku, że obserwowane przez nich widma DLTS można interpretować obecnością w obszarze przypowierzchniowym arsenku galu warstwy wysokorezystywnej, która jest formowana wskutek generowania defektów podczas osadzania dielektryka. W konsekwencji pojawia się bariera potencjału między tą warstwą a wnętrzem półprzewodnika.

Jej wysokość od strony powierzchni autorzy pracy [303] szacują na 0.2 - 0.4 eV, zwracając jednocześnie uwagę na zbieżność tej wartości z wielkością zmniejszenia szerokości pasma zabronionego na powierzchni GaAs, sugerowanego w modelu powierzchni nieuporządkowanej [165].



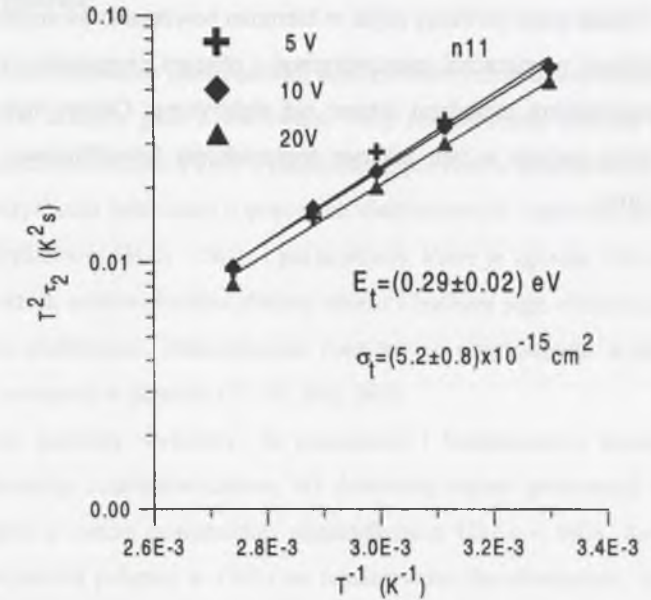
Rys.5.30. Temperaturowa zależność stałej czasowej τ_1 przy różnych napięciach bramki dla struktury n13

Fig.5.30. Temperature dependence of time constant τ_1 at different gate voltages for the structure n13

Obiektem badań w pracach [9, 13, 15, 303] były, podobnie jak w przypadku autora tej monografii, struktury GaAs - warstwa dielektryka osadzona metodą PECVD. Formułowane wnioski były oparte na analizie stałych czasowych charakterystycznych dla badanych układów. Rezultaty analizy stałej czasowej obliczonej z parametrów Q_1 , n_1 , R_1 są w pełni zbieżne z prezentowanymi w powyższych pracach i sugerują, że występujący w układzie równoważnym badanych struktur metal - SiO₂ - GaAs element CPE1 połączony w szereg z rezystancją R_1 opisują złożone procesy prowadzące do częstotliwościowej dyspersji elektrycznych charakterystyk tych struktur. Wang [304] wykazał, że możliwe jest skonstruowanie elementu CPE o $0 < n < 1$ z półnieskończonej sieci szeregowych par elementów $R(x)C(x)$, gdzie x jest parametrem charakterystycznym dla danego układu (np. energią aktywacji, położeniem itp.). W tym kontekście można doszukiwać się pewnej analogii między układem równoważnym z rys. 5.17a a układem z rys.5.29e.

Układ równoważny zawierający drugi element stałofazowy CPE2 połączony w szereg rezystancją R_2 (rys.5.17b) opisuje charakterystyki struktur, w których występuje niezależne od napięcia bramki maksimum znormalizowanej konduktancji, związane, jak uzasadniono w podrozdziale 5.1.3, z udziałem głębokich pułapek istniejących w przypowierzchniowym obszarze GaAs. W przypadku pułapek monoenergetycznych ich małosygnałowa admitancja jest reprezentowana przez szeregowe połączenie rezystancji i pojemności. Wyznaczone

wartości parametru n_2 0.88-0.95 (rys.5.21 i 5.28) wskazują na „pojemnościowy” charakter elementu CPE2 (dla kondensatora $n=1$), sugerując jednak rozkład głębokich pułapek. W ten sposób staje się zrozumiałe, dlaczego przedstawione w 5.1.3 (rys.5.16) rezultaty dopasowania wyników eksperymentalnych krzywymi teoretycznymi obliczonymi na podstawie teorii Dharivala i Deoraja [131] dla monoenergetycznych pułapek nie były zadowalające.



Rys.5.31. Temperaturowa zależność stałej czasowej głębokich pułapek τ_2 przy różnych napięciach bramki dla struktury n11

Fig.5.31. Temperature dependence of deep trap time constant τ_2 at different gate voltages for the structure n11

Wykorzystując parametry Q_2 , n_2 , R_2 wyznaczone w różnych temperaturach dla struktury n11 (rys.5.28) obliczono czasy relaksacji pułapek $\tau_2 = (R_2 Q_2)^{\frac{1}{n_2}}$, a następnie ich energie aktywacji E_t i przekroje czynne na wychwyty nośników σ_t . Wyniki zaprezentowano na rys.5.31. Uzyskane wartości energii aktywacji (0.29 ± 0.02) eV i przekroju czynnego na wychwyty elektronów $(5.2 \pm 0.8) \times 10^{-15}$ cm² są bliskie wyznaczonym w części 5.1.3 (tabela 5.2).

Przedstawione rezultaty wykazują, że złożone zachowanie charakterystyk badanych struktur metal - SiO₂ - GaAs może być opisane za pomocą prostego układu równoważnego zawierającego element CPE. Autorowi nie są znane prace, gdzie byłyby proponowane układy równoważne z elementami CPE dla struktur MIS. W niedawnej publikacji Friesen i in. [305] pokazali, że widma impedancyjne ogniw słonecznych wykonanych na CdTe mogą być opisane układem równoważnym zawierającym element CPE. Autorzy pracy [305] uważają, że ten

element opisuje zależne od częstotliwości efekty pułapkowania nośników przez pułapki objętościowe i powierzchniowe.

Konstruowanie układu równoważnego i jego analiza umożliwiają uzyskiwanie szybko informacji o procesach zachodzących w badanych strukturach i ich parametrach. Tego typu podejście, zaprezentowane w tej monografii, nie było dotychczas stosowane w badaniach struktur MIS. Dalsze prace powinny pójść w kierunku powiązania parametrów elementu CPE z charakterystykami powierzchni międzyfazowej i obszaru przypowierzchniowego półprzewodnika, wyznaczonymi metodami innymi niż elektryczne. Celowe byłoby wykorzystanie możliwości, jakie stwarza w tym zakresie spektroskopia fotoodbiciowa [16, 17, 306] czy elipsometria [307].

6. PODSUMOWANIE

W monografii przedstawiono problematykę analizy elektrycznych charakterystyk struktur MIS wykonanych na arsenku galu z warstwami SiO₂ naniesionymi metodą PECVD jako dielektrykiem. Zamierzeniem autora było wykorzystanie pomiarów konduktancji i pojemności struktury MIS do uzyskania informacji o procesach elektronowych zachodzących w obszarze powierzchni międzyfazowej GaAs – SiO₂ i parametrach, które je opisują. Obszar międzyfazowy GaAs - dielektryk stanowi bardzo złożony obiekt i badanie jego elektrycznych parametrów stwarza wiele problemów. Zamieszczone rezultaty są oryginalnymi wynikami autora, częściowo opublikowanymi w pracach [72-75, 308, 309].

Przeprowadzone pomiary wykazały, że pojemność i konduktancja badanych struktur wykazują silną dyspersję częstotliwościową dla dodatnich napięć polaryzacji struktury. Te efekty można wiązać z naturą powierzchni międzyfazowej GaAs – SiO₂. Zaobserwowano również wpływ głębokich pułapek w GaAs na rejestrowane charakterystyki. Analiza takich złożonych przebiegów opierała się na dopasowaniu, z wykorzystaniem metod numerycznych, częstotliwościowych charakterystyk teoretycznych do zależności doświadczalnych, równocześnie pojemności i znormalizowanej konduktancji struktury. Równoczesna analiza obu składowych admitancji była dotychczas rzadko stosowana w badaniach struktur MIS.

Autor zbadał możliwość opisanie własności elektrycznych rozważanych obiektów przy wykorzystaniu małosygnałowego elektrycznego układu zastępczego struktury MIS dla zakresu zubożenia oraz dokonał analizy układu równoważnego struktury skonstruowanego metodami spektroskopii impedancyjnej.

Udział powierzchniowych procesów elektronowych jest reprezentowany w układzie zastępczym struktury MIS przez pojemność i konduktancję stanów powierzchniowych. W obliczeniach tych wielkości autor odstąpił od założenia słabej zależności gęstości stanów powierzchniowych od energii, które stosowano w innych pracach. Analiza numeryczna wykazała, że częstotliwościowa dyspersja pojemności i konduktancji badanych struktur może być opisana przy założeniu występowania kontinuum stanów powierzchniowych typu donorowego i akceptorowego o eksponencjalnej zależności gęstości stanów od energii, ze wzrostem

gęstości w kierunku krawędzi pasm dozwolonych GaAs i eksponentyjnym zmniejszaniem gęstości w miarę oddalania od powierzchni półprzewodnika w głąb dielektryka. Istnienie stanów powierzchniowych o takim rozkładzie gęstości stanów znajduje uzasadnienie w ramach modelu powierzchni jako układu nieuporządkowanego. Tunelowanie nośników do rozłożonych w przestrzeni stanów prowadzi do szerokiego spektrum stałych czasowych wskutek zmniejszenia przekroju czynnego na wychwyty nośników ze wzrostem odległości, na które one tunelują i w konsekwencji do częstotliwościowej dyspersji charakterystyk elektrycznych. Wprowadzenie do układu zastępczego pojemności i konduktancji związanej z głębokimi pułapkami pozwoliło opisać także eksperymentalne charakterystyki struktur, w których obserwowano udział tych pułapek.

Rezultatem przeprowadzonej analizy było wyznaczenie takich parametrów struktury, jak: potencjał powierzchniowy, rozkład gęstości stanów powierzchniowych oraz ich przekrój czynny na wychwyty nośników, gęstość głębokich pułapek, ich położenie energetyczne oraz przekrój czynny na wychwyty nośników, a także rezystancja szeregową i pojemność dielektryka.

Spektroskopia impedancyjna stanowi narzędzie użyteczne w badaniach struktur MIS. Analiza przeprowadzona przez autora wykazała, że układ równoważny, zawierający jeden (lub dwa) elementy stałofazowe połączone w szereg z rezystancją, dobrze opisuje eksperymentalne charakterystyki pojemności i konduktancji struktur metal-SiO₂-GaAs w szerokim zakresie napięć polaryzacji, w różnych temperaturach, dla struktur poddanych różnej obróbce technologicznej. Elementy tego układu mogą być przyporządkowane zjawiskom fizycznym, które zachodzą w różnych obszarach badanych struktur. Połączony w szereg z rezystancją element stałofazowy opisuje złożone procesy prowadzące do silnej częstotliwościowej dyspersji charakterystyk. Konstruowanie układu równoważnego struktury MIS i jego analiza umożliwiają w prosty sposób uzyskanie informacji o procesach zachodzących w badanej strukturze, jej parametrach i wpływie technologii na te parametry. Takie podejście dotychczas nie było stosowane w badaniach struktur MIS i stwarza szerokie możliwości wykorzystania, szczególnie do analizy struktur związków półprzewodnikowy III-V - dielektryk.

Podziękowania

Autor wyraża serdeczne podziękowania Panu prof. dr. hab. Aleksandrowi Opilskiemu za inicjatywę badań zjawisk powierzchniowych w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej, Panu prof. dr. hab. Zygmuntovi Kleszczewskiemu za wszechstronną pomoc i życzliwość, które umożliwiły prowadzenie tych badań, a Panu prof. dr. hab. Marianowi Nowakowi za współpracę w zakresie numerycznej analizy wyników pomiarów.

Realizacja znacznej części badań była możliwa dzięki współpracy z Instytutem Techniki Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej. Serdecznie dziękuję Panu prof. dr. hab. inż. Benedyktowi Licznarskiemu i Panu dr. inż. Markowi Tłaczale za umożliwienie w kierowanych przez nich zakładach przeprowadzenia pomiarów i wykonania struktur MIS. Kolegom dr. hab. inż. Karolowi Nitschowi, dr. inż. Reginie Paszkiewicz i dr. inż. Bogdanowi Paszkiewiczowi jestem wdzięczny za wzbogacające dyskusje i różnorodną pomoc.

Osobne podziękowania składam Panu dr. inż. Piotrowi Konarskiemu z Instytutu Technologii Próżniowej w Warszawie oraz Panu dr. Andrzejowi Kudle z Instytutu Technologii Elektronowej w Warszawie za wykonanie pomiarów uzupełniających moje badania.

LITERATURA

1. S.G. Davison, M. Stęślicka, *Basic Theory of Surface States*, Clarendon Press, Oxford 1991
2. B.E. Deal, *J. Electrochem. Soc.*, **127** (1980) 979-981
3. D.M. Fleetwood, *IEEE Trans. Nuclear Sci.*, **NS-39** (1992) 269-270
4. D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, R.A. Reber, Jr., T.L. Meisenheimer, J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, L.C. Rieve, *J. Appl. Phys.*, **73** (1993) 5058-5076
5. D.M. Fleetwood, *IEEE Trans. Nuclear Sci.*, **NS-43** (1996) 779-785
6. C. Jungemann, B. Meinerzhagen, M. Eller, *IEEE Trans. Electron Dev. Lett.*, **20** (1999) 283-285
7. N.N. Berchenko, Yu.V. Medvedev, *Russian Chem. Rev.*, **68** (1994) 623-639
8. H. Hasegawa, *Thin Solid Films*, **367** (2000) 56-67
9. M. Ozeki, K. Kodama, M. Takikawa, A. Shibatomi, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21** (1982) 438-441
10. J. Graffeuil, Z. Hadjoub, J.P. Fortea, M. Pouysegur, *Solid State Electron.*, **29** (1986) 1087-1097
11. S.H. Lo, Ch.P. Lee, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-41** (1994) 1504-1511
12. G.W. Charache, S. Akram, E.W. Maby, I.B. Bhat, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-44** (1997) 1837-1842
13. V.R. Balakrishnan, V. Kumar, S. Ghosh, *Semicond. Sci. Technol.*, **13** (1998) 1094-1099
14. Y. Ohno, P. Francis, M. Nogome, Y. Takahashi, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-46** (1999) 214-219
15. V.R. Balakrishnan, V. Kumar, S. Ghosh, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-44** (1997) 1060-1065
16. Y. Mochizuki, M. Mizuta, *Appl. Phys. Lett.*, **69** (1996) 3051-3053
17. Y. Mochizuki, M. Mizuta, *Appl. Surf. Sci.*, **117/118** (1997) 614-618
18. J. Ivanco, O.E. Balvinsky, I. Turzo, J. Bartos, E. Pincik, *Appl. Surf. Sci.*, **72** (1993) 31-37
19. L.J. Huang, K. Rajesh, W.M. Lau, S. Ingre, D. Landheer, J.P. Noël, Z.H. Lu, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **13** (1995) 792-796
20. B.K. Jun, D.H. Kim, J.Y. Leem, J.H. Lee, Y.H. Lee, *Thin Solid Films*, **360** (2000) 229-232
21. K. Remashan, K.N. Bhat, *Thin Solid Films*, **342** (1999) 20-29
22. K. Remashan, K.N. Bhat, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **19** (1998) 466-468
23. H. Sik, Y. Feurprier, C. Cardinaud, G. Turban, A. Scavennec, *J. Electrochem. Soc.*, **144** (1997) 2106-2115
24. V.I. Gaman, V.M. Kalygina, A.V. Panin, T.P. Smirnova, *Semiconductors*, **31** (1997) 418-422
25. F. Ren, M. Hong, W.S. Hobson, J.M. Kuo, J.R. Lothian, J.P. Mannaerts, J. Kwo, S.N. Chu, Y.K. Chen, A.Y. Cho, *Solid State Electron.*, **41** (1997) 1751-1753
26. I. Thurzo, J. Ivanco, *Appl. Surf. Sci.*, **108** (1997) 187-196
27. Z. Chen, D.G. Park, F. Stengal, S.N. Mohammad, H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.*, **69** (1996) 230-232
28. M. Hong, M. Passlack, J.P. Mannaerts, J. Kwo, S.N.G. Chu, N. Moriya, S.Y. Hou, V.J. Fratello, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (1996) 2297-2300
29. B.I. Biednyj, H.W. Bajdus, *Fiz. Techn. Połuprov.*, **30** (1996) 236-243
30. E.F. Wenger, S.I. Kirilova, W.E. Primaczenko, W.A. Czernobaj, *Fiz. Techn. Połuprov.*, **29** (1995) 244-254
31. M. Tao, A.E. Botchkarev, D. Park, J. Reed, S.J. Chey, J.E. Van Nostrand, D.G. Cahill, H. Morkoc, *J. Appl. Phys.*, **77** (1995) 4113-4115
32. G. Eftekhari, *Thin Solid Films*, **257** (1995) 110-115
33. G. Eftekhari, *Thin Solid Films*, **248** (1994) 199-203
34. Q.H. Wang, M.I. Browser, J.G. Swanson, *J. Appl. Phys.*, **76** (1994) 4209-4213
35. H. Ch. Ko, K. Uchida, S. Nakatsuka, *Jap. J. Appl. Phys.*, **33 Pt.2A** (1994) L297-299
36. K. Uchida, S. Nakatsuka, *Jap. J. Appl. Phys.*, **32 Pt.2A** (1993) L883-L886
37. T. Kikawa, S. Takatani, Y. Tezen, *Appl. Phys. Lett.*, **60** (1992) 2785-2787
38. A. Callegari, D.K. Sadana, D.A. Buchanan, A. Paccagnella, E.D. Marshall, *Appl. Phys. Lett.*, **58** (1991) 2540-2542
39. D.S.L. Mui, D. Biswas, J. Reed, A.L. Demirel, S. Strite, H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.*, **60** (1992) 2511-2513

40. D.S.L.Mui, H.Liaw, A.L.Demirel, S.Strite, H.Morkoc, *Appl. Phys.Lett.*, **59** (1991) 2847-2849
41. J.L.Freeouf, D.A.Buchanan, S.L.Wright, T.N.Jackson, J.Batey, B.Robinson, *J. Vac. Sci. Technol.B*, **8** (1990) 860-866
42. Y.Wada, K.Wada, *J. Vac. Sci. Technol.B*, **12** (1994) 3084-3089
43. P.R.Lefebvre, L.Lai, E.A.Irene, *J. Vac. Sci. Technol.B*, **16** (1998) 996-1009
44. V.I.Gaman, N.N.Ivanova, V.M.Kalygina, E.B.Sudakova, *Izv. Vuzov. Fizika*, **11** (1992) 99-108
45. V.I.Gaman, V.M.Kalygina, A.V.Panin, T.P.Smironova, *Poverchnost', Fiz., Chim., Mech.*, **5** (1995) 18-26
46. Y.Fujisaki, *Appl. Surf. Sci.*, **54** (1992) 95-98
47. V.Jayan, S.Sridevan, P.R.Vaya, *Appl. Surf. Sci.*, **74** (1994) 197-200
48. V.I.Gaman, V.M.Kalygina, A.V.Panin, *Solid State Electron.*, **43** (1999) 583-588
49. K.N.Bhat, *IETE Techn.Rev.*, **14** (1997) 387-396
50. A.Jakubowski, *Podstawowe właściwości struktury metal-dielektryk-półprzewodnik (MIS) oraz metody ich określania*, PWN, Warszawa 1982
51. E.H.Nicollian, J.R.Brews, *MOS (Metal-Oxide-semiconductor) Physics and Technology*, Wiley, New York 1982
52. E.Klausmann, W.R.Fahrner, D.Braunig, *Instabilities in Silicon Devices*, G.Barbottin and A.Vapaille (eds.), Elsevier Science (North Holland) 1989, s.249-379
53. K.Nitsch, *Zastosowanie spektroskopii impedancyjnej w badaniach materiałów elektronicznych*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1999
54. J.R.Macdonald, *Impedance Spectroscopy*, John Wiley & Sons, 1987
55. W.Bogusz, F.Krok, *Elektrolity stałe, właściwości elektryczne i sposoby ich pomiaru*, WNT, Warszawa 1995
56. S.Kochowski, M.Nowak, *Proc.29 Intern.Wiss. Koll. TH Ilmenau, Ilmenau 1984*, s.57-60
57. S.Kochowski, *Acta Physica Polon.A*, **67** (1985) 437-441
58. S.Kochowski, *Proc.Seventh Czechoslovak Conf.Electron.&Vac.Phys.,Bratislava 1985*, p.230-235
59. S.Kochowski, M.Nowak, *Acta Physica Polon.A*, **69** (1986) 517-524
60. S.Kochowski, *Acta Univ.Wratislaviensis*, No **937** (1986) 169-176

61. S.Kochowski, B.Adamowicz, *Proc. 32 Intern.Wiss.Koll.TH Ilmenau, Ilmenau 1987*, s.73-76
62. S.Kochowski, *Poverchnost'. Fiz.Chim. Mech.*, **10** (1987) 57-60
63. B.Adamowicz, S.Kochowski, *Surf. Sci.*, **200** (1988) 172-178
64. B.Adamowicz, S.Kochowski, *19-th Intern.Conf. Phys. Semicond.,Warsaw 1988*, W.Zawadzki (ed.), *Inst. Phys. Polish Acad. Sci., Warsaw 1988, Vol.1*, s.737-740
65. B.Adamowicz, S.Kochowski, *Zesz. Nauk. Pol. Śl., s.Mat.-Fiz.*, z.60 (1989) 19-30
66. S.Kochowski, *Zesz. Nauk. Pol. Śl., s.Mat.-Fiz.*, z.73 (1996) 149-162
67. S.Kochowski, *Acta Phys.Polon.A*, **82** (1992) 761-764
68. S.Kochowski, *Electron Technology*, **27** (1994) 69-79
69. S.Kochowski, *Electron Technology*, **29** (1996) 122-125
70. S.Kochowski, M.Nowak, *Electron Technology*, **30** (1997) 109-112
71. S.Kochowski, *Electron Technology*, **31** (1998) 346-350
72. S.Kochowski, M.Nowak, *Vacuum*, **54** (1999) 183-188
73. S.Kochowski, K.Nitsch, R.Paszkievicz, *Thin Solid Films*, **348** (1999) 180-187
74. S.Kochowski, K.Nitsch, R.Paszkievicz, A.Górecka-Drzazga, *VI Konferencja "Technologia Elektronowa" ELTE'97, Krynica 6.05-9.05.1997, AGH Kraków 1997*, s.556-560
75. S.Kochowski, K.Nitsch, R.Paszkievicz, *VII Konferencja Naukowa "Technologia Elektronowa" ELTE 2000, Polanica Zdrój 18-22.09.2000r., Instytut Techniki Mikro-systemów Politechniki Wrocławskiej 2000*, s.426-429
76. J.S.Blakemore, *J. Appl. Phys.*, **53** (1982) R123-R181
77. A.Many, Y.Goldstein, N.B.Grover, *Semiconductor Surfaces*, North Holland, Amsterdam 1971
78. D.L.Heald, *IEEE Trans. Electron., Dev.*, **ED-23** (1976) 1189-1190
79. F.Bertz, *Surface Physics of Phosphors and Semiconductors*, C.G.Scott, C.E.Reed (eds.) Academic Press, London 1975, s.143-220
80. W.R.Fahrner, E.Klausmann, D.Bräunig, *Ber.Hahn-Meitner-Inst. Berlin 1984*, No 413, s.1-148
81. K.Lehovec, *Appl. Phys. Lett.*, **8** (1966) 48-50
82. R.S.Nakhmanson, S.B.Sevastianov, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **57** (1980) 117-128
83. E.H.Nicollian, A.Goetzberger, *Bell Syst. Techn. J.*, **46** (1967) 1055-1061
84. J.R.Brews, *J. Appl. Phys.*, **43** (1972) 3451-3455

85. H.Preier, Appl. Phys. Lett., **10** (1967) 361-363
86. J.Brews, Solid State Electron., **26** (1983) 711-716
87. J.M.Noras, Solid State Electron., **30** (1987) 433-447
88. J.M.Noras, Solid State Electron., **31** (1988) 981-987
89. R.D.S.Yadawa, Solid State Electron., **33** (1990) 127-137
90. E.N.Bormontov, S.V.Kotov, S.V.Lukin, S.V.Golovin, Semiconductors, **29** (1995) 336-339
91. E.N.Bormontov, S.W.Gołowin, S.W.Kotov, S.W.Lukin, Fizika Tiechn. Połuprowodn., **30** (1996) 1205-1212
92. P.Heiman, G.Warfield, IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-12** (1965) 167-178
93. M.J.Uren, J.H.Stathis, E.Cartier, J. Appl. Phys., **80** (1996) 3915-3922
94. D.Sands, K.M.Brunson, M.H.Tayarani-Najaran, Semicond. Sci. Technol., **7** (1992) 1091-1096
95. M.J.Uren, V.Nayar, K.M.Brunson, C.J.Anthony, J.H.Stathis, E.Cartier, J. Electrochem. Soc., **145** (1998) 683-689
96. W.Haneji, L.Vishnubhotla, T.P.Ma, Appl. Phys. Lett. **59** (1991) 3416-3418
97. M.Warashina, A.Ushirokawa, Jap. J.Appl. Phys., **14** (1975) 1739-1749
98. A.A.Khan, J.A.Wollam, Y.Chung, Solid State Electron., **27** (1984) 385-391
99. A.A.Khan, J.A.Wollam, Y.Chung, J. Appl. Phys., **55** (1984) 4299-4307
100. I.Atilgan, S.Özder, O.Özdemir, B.Katircioglu, J.Non-Crystal. Solids, **249** (1999) 131-144
101. J.A.Cooper Jr., E.R.Ward, R.J.Schwartz, Solid State Electron., **15** (1972) 1219-1227
102. H.Hasegawa, T.Sawada, T.Sakai, Surface Sci., **86** (1979) 819-825
103. T.Sawada, H.Hasegawa, Phys. Stat. Sol.(a), **54** (1979) 689-696
104. H.Hasegawa, T.Sawada, IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27** (1980) 1055-1061
105. M.J.Uren, S.Collins, M.J.Kirton, Appl. Phys. Lett., **54** (1989) 1448-1450
106. S.Collins, M.J.Kirton, M.J.Uren, Appl. Phys. Lett., **57** (1990) 372-374
107. A.Ushirokawa, M.Warashina, A.Nagami, Jp. J. Appl. Phys., **12** (1973) 388-397
108. E.N.Bormontov, S.V.Lukin, R.S.Nakhmanson, Solid State Electron., **43** (1999) 177-187
109. E.N.Bormontov, M.N.Levin, R.S.Nakhmanson, Solid State Electron., **44** (2000) 1441-1446

110. H.Deuling, E.Klausmann, A.Goetzberger, Solid State Electron., **15** (1972) 559-571
111. R.S.Nakhmanson, S.B.Sevastianov, Int. J. Electron., **56** (1984) 287-297
112. K.K.Hung, Y.C.Cheng, J. Appl. Phys., **62** (1987) 4204-4211
113. K.J.Pluciński, Biul.WAT, XXVII No1 (1978) 75-84
114. K.J.Pluciński, Appl. Phys. Lett., **61** (1992) 2087-2089
115. S.R.Dharival, B.M.Deoraj, Electron. Lett., **26** (1990) 2110-2112
116. A.Szaynok, S.Kuźmiński, Podstawy fizyki powierzchni półprzewodników, WNT, Warszawa 2000
117. A.V.Rzanov, Elektronnyje processy na poverchnosti połuprowodnikov, Izd. Nauka, Moskva 1971
118. V.N.Ovsjuk, Elektronnyje processy w połuprowodnikach s oblastjami prostranstvenno zarjada, Izd. Nauka, Novosibirsk 1984
119. W.Marciniak, Przyrządy półprzewodnikowe MOS, WNT, Warszawa 1991
120. A.Goetzberger, E.Klausmann, M.J.Schulz, CRC Critical Reviews in Solid State Sciences, **6** (1976) 1-43
121. G.M.Martin, A.Mitonneau, A.Mircea, Electron. Lett., **13** (1977) 191-193
122. A.Mitonneau, G.M.Martin, A.Mircea, Electron. Lett., **13** (1977) 666-668
123. D.C.Look, Electrical characterization of GaAs materials and devices, John Wiley & Sons, New York 1989, s.187-217
124. K.Sakai, T.Ikoma, Appl. Phys., **5** (1974) 165-171
125. H.A.Mar, J.G.Simmons, G.W.Taylor, Solid State Electron., **30** (1977) 241-247
126. V.Temple, J.Shewchun, Solid State Electron., **16** (1973) 93-113
127. G.Vincent, D.Bois, P.Pinard, J. Appl. Phys., **46** (1975) 5173-5178
128. D.L.Losee, J. Appl. Phys., **46** (1975) 2204-2214
129. M.Conti, M.V.Fischetti, R.Gastaldi, Solid State Electron., **25** (1982) 5-14
130. K.M.Brunson, D.Sands, C.B.Thomas, H.S.Reehal, J. Appl. Phys., **62** (1987) 185-189
131. S.R.Dharival, B.M.Deoraj, Solid State Electron., **36** (1993) 1165-1174
132. A.Jakubowski, P.Jagodziński, Electron Technology, **9** (1976) 31-44
133. Y.C.Cheng, Progr. Surf. Sci., **8** (1977) 181-218
134. J.Giber, New Developments in Semiconductor Physics, F. Beleznyay, G.Ferenczi and J.Giber (eds.) Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1980, s.226-252

135. Y.C.Cheng, Modern Problems of Surface Physics, Publ. House Bulg. Acad. Sci., Sofia 1981, s. 620-654
136. M. Schulz, Surf. Sci., **132** (1983) 422-455
137. H. Flietner, Phys. Stat. Sol.(a), **91** (1985) 153-164
138. D.K. Biegelsen, N.M. Johnson, M. Stutzmann, E.H. Poindexter, P.J.Caplan, Appl. Surf.Sci., **22/23** (1985) 879-890
139. Ch.Swenson, The Si-SiO₂ System, P.Balk (ed.), Elsevier, Amsterdam 1988 s.221-270
140. E. H. Poindexter, Semicond. Sci. Technol., **4** (1989) 961-969
141. C.R.Helms, E.H.Poindexter, Rep. Progr. Phys., **57** (1994) 791-852
142. N.M. Johnson, D.K Biegelsen, M.D. Moyer, S.T. Chang, E.H. Poindexter, P.J. Caplan, Appl. Phys.Lett., **43** (1983) 563-565
143. E.H.Poindexter, Z. Phys. Chem. (NF), **151** (1987) 165-176
144. L.A.Ragnarsson, P.Lundgren, J. Appl. Phys., **88** (2000) 938-943
145. P.M.Lenahan, J.F.Conley, Jr., J. Vac. Sci. Technol. B, **16** (1998) 2134-2153
146. L.Thanh P. Balk, Insulating Films on Semiconductors, J.J.Simonne, J.Buxo,(eds.) Elsevier Science Publishers B.V. (North Holland) 1986, s.177-180
147. L.D Thanh, M.Asalam, P.Balk, Solid State Electron., **29** (1986) 829-840
148. R.R.Razouk, B.E.Deal, J. Electrochem. Soc., **126** (1979) 1573-1581
149. A.Hübler, D.Marton, Phys. Stat. Sol.(a), **77** (1983) K17-K20
150. A.G.Aberle, S.Glunz, W.Warta, J. Appl. Phys., **71** (1992) 4422-4431
151. M.J.Uren, K.M.Brunson, A.M.Hodge, Appl. Phys. Lett., **60** (1992) 624-626
152. J.Albohn, W.Füssel, N.G.Sinh, K.Kliefoth, H.Flietner, W.Fuhs, Microelectron. Eng., **48** (1999) 159-162
153. J.Albohn, W.Füssel, N.D.Sinh, K.Kliefoth, W.Fuhs, J. Appl. Phys., **88** (2000) 842-844
154. E.Kamieniecki, R.Nitecki, A.Świątek, Solid State Electron., **23** (1980) 79-85
155. R.F.Pierret, B.B.Roesner, Solid State Electron., **19** (1976) 593-606
156. J.R. Morante, A. Herms, J. Samitier, A. Cornet, E. Lora-Tamayo, Solid State Electron., **29** (1986) 1195-1203
157. D.W.Greve, W.E.Dahlke, Appl. Phys. Lett., **36** (1980) 1002-1004
158. V.Sharma, W.E.Dahlke, J. Appl. Phys., **57** (1985) 1186-1189
159. A.Herms, J.R.Morante, J.Samitier, A.Cornt, P.Cartujo, Surf. Sci., **168** (1986) 665-667
160. T.Sawada, H.Hasegawa, Electron. Lett., **12** (1976) 471-473

161. H.Hasegawa, T.Sawada, Proc.7th Intern. Vac. Congr. & 3rd Intern. Conf. Solid Surfaces, Vienna 1977, Berger & Sohne (eds), Vienna 1978, Vol.1, 549-552
162. F.Koshiga, T.Sugano, Thin Solid Films, **56** (1979) 39-49
163. G.Weimann, Thin Solid Films, **56** (1979) 173-182
164. T.Sawada, H.Hasegawa, Thin Solid Films, **56** (1979) 183-200
165. H.Hasegawa, T.Sawada, Thin Solid Films, **103** (1983) 119-140
166. E.Kohn, H.L.Hartnagel, Solid State Electron., **21** (1978) 409-416
167. F.I.Hshieh, K.N.Bhat, S.K.Ghandhi, J.M.Borrego, J. Appl. Phys., **57** (1985) 4657-4662
168. C.V.Tihov, I.A.Karpovicz, V.V.Martynov, G.V.Funina, Izv.Vuzov: Fizika XXIX (1986) 61-66
169. N.L.Dmitruk, O.I.Majeva, A.S.Volkov, V.V.Achtyrskij, Ukr. Fiz. Žurnal, **31** (1986) 749-754
170. S.Łoś, S.Kochowski, Thin Solid Films, **165** (1988) 21-28
171. A.M.Narsale, R.Pratap, B.M.Arora, J. Mat. Sci. Lett., **8** (1989) 514-516
172. J.E.Foster, J.M.Swartz, J. Electrochem. Soc. Lett., **117** (1970) 1410-1417
173. T.L.G.Meiners, J.Vac. Sci. Technol., **15** (1978) 1402-1417
174. B.Bayraktaroglu, R.L.Johnson, J. Appl. Phys., **52** (1981) 3515-3519
175. M.D.Clark, C.L.Anderson, J.Vac. Sci. Technol., **21** (1982) 453-456
176. T.E.Kazior, J.Lagowski, H.C.Gatos, J. Appl. Phys., **54** (1983) 2533-2539
177. P.Bogdański, R.Carín, O.Gardais, J.Vizot, Phys. Stat. Sol.(a), **80** (1983) 185-193
178. C.Y.Wu, R.S.Huang, M.S.Lin, J. Electrochem. Soc., **134** (1987) 1200-1204
179. G.Kaden, Phys. Stat. Sol.(a), **120** (1990) 675-685
180. K.Remashan, K.N.Bhat, Electron. Lett., **32** (1996) 694-695
181. C.R.Zeisse, L.Messick, D.L.Lile, J. Vac. Sci. Technol., **14** (1977) 957-960
182. R.L.Streever, J.T.Breslin, E.H.Ahlstrom, Solid State Electron., **23** (1980) 863-868
183. H.Hasegawa, M.Akazawa, K.Matsuzaki, H.Ishii, H.Ohno, Jap. J. Appl. Phys., **27** (1988) L2265-L2267
184. J.F.Fan, H.Oigawa, Y.Nannichi, Jap. J. Appl. Phys., **27** (1988) L1331-L1333
185. H.Hasegawa, A.Akazawa, H.Ishii, K.Matsuzaki, J. Vac. Sci. Technol.B, **7** (1989) 870-878
186. J.L.Freeouf, J.A.Silberman, S.L.Wright, S.Tiwari, J.Batey, J. Vac. Sci. Technol.B, **7** (1989) 854-860

187. T.Miyazaki, N.Nakamura, A.Doi, T.Tokuyama, *Jap. J. Appl. Phys. Supl.2, Part.2* (1974) 441-443
188. T.Ito, Y.Sakai, *Trans. IEEJ, A93* (1973) 11-18
189. W.Quast, *Untersuchungen von GaAs MIS strukturen, Dr-Ing. Dissert., Tech. Univ. Braunschweig* 1973
190. W.S.Lee, J.G.Swanson, *Thin Solid Films*, **103** (1983) 177-191
191. M.Croset, L.M.Mercandalli, *Thin Solid Films*, **103** (1983) 221-242
192. R.Blanchet, C.Santinelli, J. Chave, M.Garrigues, Krawczyk, P.Viktorovitch, *J. Vac. Sci. Technol.B*, **2** (1984) 681-683
193. J.Reed, M.Tao, D.G.Park, A.Botchkarev, Z.Fan, S.K.Suzue, D.Li, G.B.Gao, S.N.Mohammad, S.J.Chey, J.E.Van Nostrand, D.G.Cahill, H.Morkoc, *Solid State Elektron.*, **38** (1995) 1351-1357
194. A.M. Narsale, B.M.Arora, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **95** (1986) 743-748
195. A.M.Narsale, B.M.Arora, *Surf. Sci.*, **217** (1989) 247-254
196. H.Hasegawa, H.Ohno, *J. Vac. Sci. Technol.B*, **4** (1986) 1130-1138
197. H.Hasegawa, T.Sawada, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21** (1982) 457-462
198. W.E. Spicer, P.W. Chye, P.R. Skeath, C.Y. Su, I. Lindau, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16** (1979) 1422-1433
199. W.E. Spicer, I.Lindau, P.Skeath, C.Y.Su, *J. Vac. Sci. Technol.*, **17** (1980) 1019-1027
200. W.E. Spicer, S. Eglash, I. Lindau., C.Y. Su, P.R. Skeath, *Thin Solid Films*, **89** (1982) 447-460
201. W.E. Spicer, I.Lindau, P.R.Skeath, C.Y.Su, *Appl. Surf. Sci.*, **9** (1981) 83-91
202. P.K. Kashkarov, T.E Kazior, J. Lagowski, H.C. Gatos, *J. Appl. Phys.*, **54** (1983) 963-970
203. H.Hasegawa, H.Ohno, H.Ishii, T.Haga, Y.Abe, H.Takahashi, *Appl. Surf. Sci.*, **41/42** (1989) 372-382
204. S.Kochowski, *Zeszyty Nauk. Pol. Śl., s. Mat-Fiz, z. 60* (1989) 103-115
205. V.L. Bonch-Brujevicz, I.P. Zvjagin, R. Kajper, A. Mirinov, R. Enderlain, B. Esser, *Elektronnaja teorija nieuporjadocennyh poluprovodnikov*, Izd. Nauka, Moskva 1981, s.9-65
206. V.N. Ovsjuk, A.V. Rzanov, *Fizika Tvierdogo Tiela*, **3** (1969) 294-296
207. A.V.Rzhanov, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **31** (1975) 323-330

208. Ju.A.Zarifjanc, V.F.Kiselev, C.N. Kozlov, Ju.F.Novotockij-Vlasov, *Vestn. Mosk. Univ.*, **16** (1975) 84-91
209. V.F.Kiselev, C.N.Kozlov, Ju.F.Zarifjanc, *Problemy fiziczeskoj chimii poverchnosti poluprovodnikov*, Izd.Nauka, Novosibirsk, 1978, s.200-246
210. V.F.Kiselev, C.N.Kozlov, *Poverchnost' Fiz. Chim. Mech.*, **2** (1982) 13-24
211. A.G.Revesz, K.H. Zaininger, R.J.Evans, *J. Phys. Chem. Solids*, **28** (1967) 197-204
212. J.Singh, A.Madhukar, *Appl. Phys. Lett.*, **38** (1981) 884-886
213. J.Singh, A.Madhukar, *J. Vac. Sci. Technol.*, **19** (1981) 437-442
214. V.A.Gergel, R.A.Suris, *Žurnał Eksp.Teoret. Fiziki*, **75** (1978) 191-197
215. V.A.Gergel, R.A.Suris, *Žurnał Eksp.Teoret. Fiziki*, **84** (1983) 719-736
216. V.A.Gergel, A.N.Soljakov, *Fiz. Techn. Połuprov.*, **17** (1983) 1016-1020
217. R.G.Useninov, G.I. Zebrev, *Fiz. Techn. Połuprov.*, **20** (1986) 2002-2007
218. V.A Gergel, *Fiz. Techn. Połuprov.*, **17** (1983) 637-644
219. V.A.Gergel, G.V.Szpatakovskaja, *Fiz. Techn. Połuprov.*, **27** (1993) 923-930
220. P.E.Bagnoli, A.Piccirillo, P.Valenti, G.Civale, A.L.Gobbi, *Appl. Surf. Sci.*, **56/58** (1992) 881-887
221. R.M.Feenstra, *Appl. Surf. Sci.*, **56-58** (1992) 104-116
222. H.Hasegawa, T.Sawada, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16** (1979) 1478-1482
223. H.Hasegawa, L.He, H.Ohno, T.Sawada, T.Haga, Y.Abe, H.Takahashi, *J. Vac. Sci. Technol.B*, **5** (1987) 1097-1107
224. L.He, H.Hasegawa, T.Sawada, H.Ohno, *J. Appl. Phys.*, **63** (1988) 2120-2130
225. L.He, H.Hasegawa, J.Luo, H.Ohno, *Appl. Surf. Sci.*, **33/34** (1988) 1030-1036
226. L.He, H.Hasegawa, T.Sawada, H.Ohno, *Jap. J. Appl. Phys.*, **27** (1988) 512-521
227. B. Adamowicz, M. Miczek, K. Ikeya, M. Mutoh, T. Saitoh, H. Fujikura, H. Hasegawa, *Appl. Surf. Sci.*, **141** (1999) 326-332
228. T.Hashizume, K.Ikeya, M.Mutoh, H.Hasegawa, *Appl. Surf. Sci.*, **123/124** (1998) 599-602
229. H.Takahashi, T.Hashizume, H.Hasegawa, *Appl. Surf. Sci.*, **123/124** (1998) 615-618
230. H.Hasegawa, in *Semiconductor Growth, Surfaces and Interfaces*, E.J.Davies, R.H.Williams (Eds.), Chapman and Hall, London 1994, s.145-153
231. S.Fujieda, Y.Moshizuki, K.Akimoto, I.Hirosawa, Y.Matsumoto, J.Matsui, *Jap. J. Appl. Phys.*, **29** (1990) L364-L367

232. H.Hasegawa, M.Akazawa, H.Ishii, A.Uraie, H.Iwadate, E.Ohug, J. Vac. Sci. Technol.B, **8** (1990) 867-873
233. H.Hasegawa, H.Ishii, T.Sawada, T.Saitoh, S.Konishi, Y.Liu, H.Ohno, J. Vac. Sci. Technol.B, **6** (1988) 1184-1192
234. H.Hasegawa, T.Saitoh, S.Konishi, H.Ishii, H.Ohno, Jap. J. Appl. Phys., **27** (1988) L2177-L2179
235. T.Saitoh, H.Hasegawa, S.Konishi, H.Ohno, Appl. Surf. Sci., **41/42** (1989) 402-406
236. T.Saitoh, H.Iwadate, H.Hasegawa, Jap. J. Appl. Phys., **30** (1991) 3750-3754
237. T.Saitoh, H.Hasegawa, Appl. Surf. Sci., **56/58** (1992) 94-99
238. T.Saitoh, H.Hasegawa, Jap. J. Appl. Phys., **29** (1990) L2296-L2299
239. T.Sawada, K.Numata, S.Tohdoh, T.Saitoh, H.Hasegawa, Jap. J. Appl. Phys., **32** Part.1 (1993) 511-517
240. S.Koyanagi, T.Hashizme, H.Hasegawa, Jap. J. Appl. Phys., **35** Part.1 (1996) 946-953
241. B.E.Deal, J. Electrochem. Soc., **121** (1974) 198C-205C
242. Ch.M.Svenson, w The Physics of SiO and Its Interfaces, S.T.Pantelides (ed.), Pergamon Press, New York 1978, s.328-332
243. P.J.Caplan, E.H.Poindexter, B.E.Deal, R.R.Razouk, J. Appl. Phys., **59** (1979) 5847-5854
244. E.H.Poindexter, P.J.Caplan, B.E.Deal, R.R.Razouk, J. Appl. Phys., **52** (1981) 879-884
245. A.Stesmans, G.Van Gorp, Appl. Surf. Sci., **39** (1989) 317-326
246. A.Stesmans, Semicond. Sci. Technol., **4** (1989) 1000-1011
247. P.M.Lenahan, P.V.Dressendorfer, Appl. Phys. Lett., **41** (1982) 542-544
248. P.M.Lenahan, P.V.Dressendorfer, J. Appl. Phys., **54** (1983) 1457-1460
249. P.M.Lenahan, P.V.Dressendorfer, J. Appl. Phys., **55** (1984) 3495-3499
250. C.T.White, K.L.Ngai, Surf. Sci., **73** (1978) 116-120
251. C.T.White, K.L.Ngai, J. Vac. Sci. Technol., **16** (1979) 1412-1416
252. K.L.Ngai, C.T.White, J. Appl. Phys., **52** (1981) 320-337
253. E.Cartier, J.H.Stathis, Microelectron. Eng., **28** (1995) 3-10
254. H.Flietner, N.D.Sinh, Phys. Stat. Sol.(a), **37** (1976) 533-539
255. H.Flietner, Lecture Notes in Physics, **175** (1983) 247-252
256. H.Flietner, W.Füssel, U.Heilig, Physik der Halbleitoberfläche, **16** (1985) 1-25
257. H.Flietner, W.Füssel, N.D.Sinh, Phys. Stat. Sol.(a), **43** (1977) K99-K101

258. H.Flietner, Surf. Sci., **200** (1988) 463-471
259. K.Heilig, H.Flietner, J.Reineke, L.T.T.Tuyen, Phys. Stat. Sol.(a), **66** (1981) K165-K168
260. H.Flietner Mater. Sci. Forum, **185-188** (1995) 73-82
261. H.Flietner, Surface Science, **46** (1974) 261-264
262. H.Flietner, Insulating Films on Semiconductors, W.Eccleston, M.Uren (eds.), Bristol, Adam Hilger, 1991, 151-154
263. W.Füssel, M.Schmidt, M.Flietner, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.B, **65** (1992) 238-242
264. H.Flietner, W.Füssel, N.D.Sinh, H.Angermann, Appl. Surf. Sci., **104/105** (1996) 342-348
265. H.Angermann, K.Kliefoth, H.Flietner, Appl. Surf. Sci., **104/105** (1996) 107-112
266. H.Angermann, K.Kliefoth, W.Füssel, H.Flietner, Microelectron. Eng., **28** (1995) 51-54
267. W.Füssel, M.Schmidt, H.Angermann, G.Mende, H.Flietner, Nucl. Instrum.Meth. Phys. Res.A, **337** (1996) 177-183
268. H.Flietner, Phys. Stat. Sol.(b), **142** (1987) K31-K34
269. E.W.Kreutz, Phys. Stat. Sol.(a), **56** (1979) 687-696
270. R.E.Allen, J.D.Dow, Solid St. Comm., **45** (1983) 379-381
271. W.E.Spicer, Z.Liliental-Weber, E.Weber, S.Newman, T.Kendelewicz, R.Cao, C. McCants, P.Mahowald, K.Miyano, I.Lindau, J. Vac. Sci. Technol.B, **6** (1988) 1245-1251
272. W.R.Miller, G.E.Stillman, J. Appl. Phys., **70** (1991) 7635-7637
273. M.Bugajski, K.H.Ko, J.Lagowski, H.C.Gatos, J. Appl. Phys., **65** (1989) 596-599
274. Y.Nannichi, J.F.Fan, H.Oigawa, A.Koma, Jap. J. Appl. Phys., **27** (1988) L2367-L2369
275. C.J.Spindt, D.Liu, K.Miyano, P.L.Meissner, T.T.Chiang, T.Kendelewicz, I.Lindau, W.E.Spicer, Appl. Phys. Lett., **55** (1989) 861-863
276. A.M.Green, W.E.Spicer, J. Vac. Sci. Technol.A, **11** (1993) 1061-1069
277. J.F.Fan, Y. Kurata, Y.Nannichi, Jap. J. Appl. Phys., **28** (1989) L2255-L2257
278. S.Varadarajan, M.A.Littlejohn, R.J.Hauser, J. Electron. Mater., **9** (1980) 819-837
279. S. Varadarajan, M.A.Littlejohn, J.R.Hauser, Thin Solid Films, **56** (1979) 235-242
280. P.Konarski, Rev. Sci. Instrum., **66** (1995) 4713-4715
281. P.Konarski, M.Kalczuk, J.Kościński, Rev. Sci. Instrum., **63** (1992) 2397-2399
282. D.M.Eaton, C.T.Sah, Phys. Stat. Sol.(a), **12** (1972) 95-109

283. D.Sands, K.M.Brunson, C.B.Thomas, *Solid State Electron.*, **30** (1987) 543-548
284. D.S.L.Mui, J.Reed, D.Biswas, H.Morkoc, *J. Appl. Phys.*, **72** (1992) 553-554
285. M.E.Orazem, P.Agarwal, A.N.Jansen, P.T.Wojcik, L.H.Garcia-Rubio, *Electrochimica Acta*, **38** (1993) 1903-1911
286. S.Kończak, M.Nowak, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **63** (1981) 305-311
287. D.K.Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, Wiley & Sons., New York 1990, s.244-296
288. K.Iniewski, A.Balasiński, A.Jakubowski, B.Majkusiak, R.B.Beck, K.Grigorov, *Electron Technol.*, **20** (1987) 101-117
289. T.Hashizume, H.Hasegawa, R.Riemenschneider, H.L.Hartnagel, *Jap. J. Appl. Phys.*, **33** (1994) 727-733
290. J.F.Fan, H.Oigawa, Y.Nannichi, *Jap. J. Appl. Phys.*, **27** (1988) L2125-L2127
291. H.Oigawa, J.F.Fan, Y.Nannichi, H.Sugahara, M.Oshima, *Jap. J. Appl. Phys.*, **30** (1991) L322-L325
292. H.Oigawa, J.F.Fan, Y.Nannichi, K.Ando, K.Saiki, A.Koma, *Jap. J. Appl. Phys.*, **28** (1989) L340-L342
293. O.Shikata, H.Hayashi, *J. Appl. Phys.*, **70** (1991) 3721-3725
294. B.I.Biednyj, N.V.Bajdus, T.V.Bielicz, I.A.Karpovicz, *Fizika Tiechnika Połuprovodn.*, **26** (1992) 1383-1389
295. Y.T.Oh, S.C.Byun, B.R.Lee, T.W.Kang, C.Y.Hong, S.B.Park, H.K.Lee, T.W.Kim, *J. Appl. Phys.*, **76** (1994) 1959-1961
296. Y.T.Oh, T.W.Kang, T.W.Kim, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **169** (1998) 249-259
297. W.Ł.Berkowic, W.N.Besołow, T.W.Lwowa, E.B.Nowikow, W.I.Safarow, B.Chasijewa, B.W.Carenkow, *Fiz. Tiech. Połuprow.*, **25** (1991) 1406-1413
298. V.N.Bessolov, M.V.Lebedev, *Semiconductors* **32** (1998) 1141-1156
299. J.R. Macdonald, *Solid State Ionics*, **13** (1984) 147-149
300. S.Grimnes, O.G.Martinsen, *Bioimpedance & Bioelectricity BASICS*, Academic Press 2000, s.209-227
301. W.Quast, *Electron. Lett.*, **8** (1972) 419-421
302. G.J.Brug, A.L.G.Van den Eeden, M.Sluyters-Rehbach, J.H.Sluyters, *J. Electroanal. Chem.*, **176** (1984) 275-295

303. E.G.Salman, A.N.Korshunov, V.N.Vertoprakhov, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **153** (1996) 379-387
304. J.C.Wang, *Solid State Ionics*, **39** (1990) 277-281
305. G.Friesen, M.E.Ozsar, E.D.Dunlop, *Thin Solid Films*, **361-362** (2000) 303-308
306. J.Misiewicz, G.Sęk, P.Sitarek, *Spektroskopia fotoodbiciowa struktur półprzewodnikowych*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1999
307. E.Papis, A.Kudła, T.T.Piotrowski, K.Gołaszewska, E.Kamińska, A.Piotrowska, *Mat. Sci. Semicond. Process.*, **4** (2001) 293-295.
308. S.Kochowski, B.Paszkievicz, R.Paszkievicz, *Vacuum*, **57** (2000) 157-162
309. S.Kochowski, B.Paszkievicz, R.Paszkievicz, VII Konferencja Naukowa „Technologia Elektronowa” ELTE 2000, Polanica Zdrój 18-22.09.2000r., Instytut Techniki Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej 2000, s.394-397

ANALIZA POWIERZCHNIOWYCH PROCESÓW ELEKTRONOWYCH W STRUKTURZE METAL-SiO₂-GaAs

Streszczenie

Monografia dotyczy problematyki wykorzystania pomiarów charakterystyk elektrycznych struktur MIS do uzyskania informacji o procesach elektronowych w obszarze powierzchni międzyfazowej GaAs-SiO₂ i parametrach, które je opisują. Przedstawiono podstawy fizyczne analizy powierzchniowych procesów elektronowych w strukturze MIS oraz poglądy na naturę stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik-dielektryk. Obiektem badań były struktury Au/Pd/Ti-SiO₂-GaAs z warstwą dielektryka naniesioną metodą PECVD. Wykonano pomiary pojemności i konduktancji struktur w szerokim zakresie częstotliwości i napięć polaryzacji bramki, w różnych temperaturach, dla struktur poddanych różnej obróbce technologicznej. Zaobserwowano silną dyspersję częstotliwościową charakterystyk, którą można wiązać z naturą powierzchni międzyfazowej GaAs-SiO₂ oraz wpływ głębokich pułapek w GaAs. Pokazano możliwość opisanie tych efektów na podstawie modelu powierzchni międzyfazowej półprzewodnik-dielektryk jako układu nieuporządkowanego, w którym występują zlokalizowane stany elektronowe o ciągłym rozkładzie gęstości w funkcji energii i w przestrzeni, jak również układem równoważnym struktury skonstruowanym metodami spektroskopii impedancyjnej. W układzie równoważnym złożone procesy prowadzące do częstotliwościowej dyspersji charakterystyk reprezentowane są przez element stałofazowy połączony w szereg z rezystancją. Wyznaczono parametry struktur MIS, takie jak: potencjał powierzchniowy, rozkład gęstości stanów powierzchniowych oraz ich przekrój czynny na wychwyty nośników ładunku, gęstość głębokich pułapek, ich położenie energetyczne i przekrój czynny na wychwyty nośników, pojemność dielektryka i rezystancja szeregową, a także parametry układu równoważnego. Konstruowanie układu równoważnego struktury MIS i jego analiza umożliwiają w prosty sposób uzyskiwać informacje o parametrach struktury i wpływie technologii na te parametry.

ANALYSIS OF SURFACE ELECTRON PROCESSES IN METAL-SiO₂-GaAs-STRUCTURE

Abstract

The monography concerns on the problems of the usage of measurements of electrical characteristics of MIS structures to obtain an information about the electron processes at GaAs-SiO₂ interface and the parameters which are used to describe them. The physical principles of analysis of the surface electron processes in MIS structure have been presented as well as the views on the nature of surface states in semiconductor-insulator system. The objects of investigations were Au/Pd/Ti-SiO₂-GaAs structures with the dielectric layer obtained by PECVD process. The measurements of the capacitance and conductance in broad frequency and gate voltage range have been performed at different temperatures for the structures with different technological treatment. The large frequency dispersion of characteristics, which may be connected with GaAs-SiO₂ interface nature, and the influence of deep traps in GaAs have been observed. The possibility of the description of those effects on the basis of surface disorder model, where localized electron states distributed in energy and in space exist has been shown as well as by equivalent circuit of MIS structure constructed by the method of impedance spectroscopy. In the equivalent circuit complex processes resulting in the frequency dispersion of structure characteristics are represented by the constant phase element connected in series with resistance. The structure parameters such as: surface potential, density distribution of the surface states and their electron capture cross-section, deep traps density their energy and carrier capture cross-section, the insulator capacitance and series resistance as well as the equivalent circuit parameters have been estimated. The construction and analysis of equivalent circuit of MIS structure make it possible to obtain in simple way an information about the structure parameters and influence of technology on these parameters.

BIBLIOTEKA GŁÓWNA
Politechniki Śląskiej

P.3359/01/88

Druk: Drukarnia Gliwice, ul. Zwycięstwa 27, tel. 230 49 60