



Politechnika Wrocławska

ROZPRAWA DOKTORSKA

Efekty piezotroniczne w przyrządach AIIIN

Mgr inż. Bartłomiej Paszkiewicz

Promotor: prof. dr hab. Andrzej Dzedzic

Promotor pomocniczy: dr Mateusz Woško

Słowa kluczowe: piezotronika, SAW, BAW, AIIIN

WROCŁAW 2021

Podziękowania

*Panu Prof. dr. hab. inż. Andrzejowi Dziedzicowi oraz Panu Prof. dr. hab. inż. Markowi
Tłaczale za poświęcony czas, cenne rady oraz stanowienie wzoru wartościowego życia i pracy*

*Pracownikom i doktorantom Wydziału Elektroniki Mikrosystemów i Fotoniki, dzięki ich
wiedzy, zaangażowaniu i woli działania przeprowadzenie badań
zaprezentowanych w tej rozprawie było możliwe*

*Rodzicom, za wzbudzenie ciekawości świata i pokazanie jego piękna,
stworzenie możliwości oraz nieustające wsparcie*

*Mojej Narzeczonej, Monice, z wdzięcznością za wspólne lata pełne miłości, cierpliwości
i uśmiechu, w radosnym oczekiwaniu na dalszą drogę, w którą razem się wybieramy*

Streszczenie

Azotki trzeciej grupy układu okresowego są jednym z najważniejszych materiałów współczesnej elektroniki. Od ponad 20 lat są one intensywnie badane w celu doskonalenia parametrów przyrządów w nich wytwarzanych oraz poszukiwania nowych obszarów zastosowań. Heterostrukтуры azotkowe są wykorzystywane zarówno do wytwarzania przyrządów elektronicznych, takich jak tranzystory mikrofalowe i tranzystory dużych mocy, jak i przyrządów optoelektronicznych (diody i lasery UV/DUV). Materiały AIIIN ze względu na swoją budowę krystalograficzną są jednocześnie piezoelektrykami. Efekt piezoelektryczny może być zastosowany do wytwarzania pasywnych elementów akustycznych oraz do konstrukcji elementów czujnikowych. Tradycyjnie projektowanie każdego rodzaju przyrządów, takich jak diody i tranzystory czy elementy wykorzystujące efekt piezoelektryczny (np. piezogeneratory, przetworniki SAW) odbywa się przy zastosowaniu różnych, specjalizowanych metod badawczych i symulacyjnych dedykowanych do danego typu. Piezotronika dąży do unifikacji tych obszarów, zarówno w celu optymalizacji działania już istniejących przyrządów jak i opracowania całkowicie nowych konstrukcji wykorzystujących jednocześnie półprzewodnikowe i piezoelektryczne właściwości materiałów AIIIN.

Celem rozprawy doktorskiej było zbadanie związku między statycznymi i dynamicznymi polami naprężeń w strukturach AIIIN oraz działaniem wytworzonych w nich przyrządów elektronicznych. Badano heterostrukтуры azotkowe osadzone w procesie epitaksji z fazy gazowej ze związków metaloorganicznych (MOVPE, ang. *Metalorganic Vapour Phase Epitaxy*) na podłożach szafirowych. W procesie wykonywania przyrządowych struktur testowych zastosowano klasyczne przyrządowe procesy technologiczne kompatybilne z technologią wytwarzania tranzystorów AlGaIn/GaN typu HEMT (ang. *High Electron Mobility Transistor*). Wytwarzano i badano specjalizowane struktury przyrządów takie jak heterostrukтуры AlGaIn/GaN ze strukturami van der Pauwa do pomiarów Halla, diody Schottky'ego AlGaIn/GaN, różne warianty przetworników międzypalczastych oraz układy symulujące pracę bramki tranzystora HEMT wykonane w warstwach i heterostrukturach AIIIN. Przeprowadzono na nich pomiary luminescencji, pomiary charakterystyk stałoprądowych oraz transmisji i refleksji mikrofalowej. Wyniki pomiarów porównywano z rezultatami symulacji wykonanych w środowiskach *COMSOL Multiphysics* i *APSYS* metodą elementów skończonych. Symulowano efekty elektryczne i kwantowe oraz mechaniczny rozkład naprężeń i propagację fal akustycznych. W celu dokładnej analizy układów cienkowarstwowych stworzono własną implementację metod macierzowych. Rezultaty analizy zostały odniesione do istniejącej literatury przedmiotu.

Uzyskane wyniki pokazały, że przy projektowaniu azotkowych przyrządów półprzewodnikowych konieczne jest uwzględnianie występowania statycznych i dynamicznych stanów naprężeń, które w istotny sposób wpływają na działanie wytwarzane w nich przyrządów. Dodatkowo, w sposób kompleksowy, uporządkowano aktualny stan wiedzy na temat generacji i propagacji fal objętościowych i powierzchniowych.

Abstract

Nitrides of the third group of the periodic table are one of the most important materials in modern electronics. For more than 20 years, they have been intensively researched in order to improve the parameters of devices fabricated in them and to find new areas of application. Nitride heterostructures are used both to manufacture electronic devices, such as microwave transistors and high-power transistors, as well as optoelectronic devices (diodes and UV/DUV lasers). AIIIN materials are also, due to their crystallographic structure, piezoelectric. The piezoelectric effect can be used to produce passive acoustic elements and to construct sensor elements. Traditionally, the design of each type of devices, such as diodes and transistors or elements using the piezoelectric effect (e.g. piezogenerators, SAW transducers) is carried out using different, specialized research and simulation methods dedicated to a given type. Piezotronics seeks to unify these areas, both to optimize the performance of already existing devices and to develop completely new designs that simultaneously exploit the semiconductor and piezoelectric properties of AIIIN materials.

The aim of the dissertation was to investigate the relationship between static and dynamic stress fields in AIIIN structures and the operation of electronic devices fabricated in them. Nitride heterostructures deposited by Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (MOVPE) on sapphire substrates were studied. In the process of fabrication of the experimental structures, classical device processes compatible with the AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistor (HEMT) fabrication technology were applied. Specialized device structures such as: AlGaIn/GaN heterostructures with van der Pauw structures for Hall measurements, AlGaIn/GaN Schottky diodes and various variants of interdigital transducers, as well as systems simulating the gate operation of HEMT transistors made in AIIIN layers and heterostructures were fabricated and examined. Luminescence measurements, DC characteristics measurements and microwave transmission and reflectance measurements were carried out on them. The results of measurements were compared with the results of simulations performed in COMSOL Multiphysics and APSYS environments using the finite element method. Both electrical and quantum effects as well as mechanical stress distribution and acoustic wave propagation were simulated. An in-house implementation of the matrix methods was created to accurately analyze thin-film systems. The results of the analysis were related to existing literature on the subject.

The results obtained have shown that when designing nitride semiconductor devices, it is necessary to consider the occurrence of static and dynamic stress states, which significantly affect the performance of the devices manufactured in them. Additionally, the current state of knowledge on the generation and propagation of bulk and surface waves in AIIIN multilayers deposited on sapphire is comprehensively reviewed. A novel application of surface waves for non-destructive diagnostics of epitaxial nitride layers is proposed.

Spis treści

Akronimy i oznaczenia.....	7
1. Wstęp.....	9
1.1. Motywacja i cel rozprawy	10
1.2. Azotki trzeciej grupy układu okresowego	19
1.3. Podłoża wykorzystywane do osadzania warstw azotków	22
1.4. Epitaksja warstw azotków	23
1.5. Właściwości piezoelektryczne azotków	24
2. Metody technologiczne, symulacyjne i pomiarowe	30
2.1. Próbkki	30
2.1.1. Struktury testowe do badań zjawisk statycznych	31
2.1.2. Struktury testowe wykorzystujące przetworniki międzypalczaste.....	33
2.1.3. Struktury testowe do analizy oddziaływania bramki HEMT z falami akustycznymi	34
2.2. Metody Symulacyjne	35
2.2.1. Metoda Elementów Skończonych	35
2.2.2. Metoda Macierzowa (Transfer Matrix Method).....	36
2.3. Metody Pomiarowe	37
2.3.1. Pomiary stałoprądowe	37
2.3.2. Pomiary mikrofalowe	38
2.3.3. Pomiaru fotoluminescencji	40
2.3.4. Pomiary Halla.....	40
3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGa _N /Ga _N	43
3.1. Analiza literaturowa dotycząca naprężeń statycznych w heterostrukturach AlGa _N /Ga _N	44
3.1.1. Podsumowanie przeglądu literatury	51
3.2. Stanowisko do zadawania naprężeń	52
3.3. Wpływ naprężeń statycznych na heterostruktury AlGa _N /Ga _N	57
3.4. Wpływ naprężeń statycznych na diody Schottky'ego wykonane w heterostrukturach AlGa _N /Ga _N	60
3.5. Model bilansu ładunków i analiza wpływu naprężeń na koncentrację 2DEG	65
3.6. Wpływ kierunku przyłożenia naprężeń	69
4. Fale objętościowe	71
4.1. Równanie Christoffela, równanie falowe fali akustycznej w ciele stałym - rozwiązania dla Ga _N , Al _N i szafiru.....	74
4.2. Propagacja fal objętościowych między warstwami azotkowymi a podłożem	77
4.3. Emisja akustyczna z bramki HEMT	78
5. Fale powierzchniowe.....	83
5.1. Przetworniki międzypalczaste	84
5.1.1. Pole elektryczne generowane przez elektrody i jego rozkład w materiale.....	86
5.2. Przegląd literatury dotyczącej klasycznych przetworników SAW Ga _N / Szafir	90

5.3. Pomiary	92
5.4. Fale powierzchniowe powstające w warstwach azotków na szafirze.....	94
5.4.1. Mody SH i L (typ Rayleigha)	96
5.4.2. Fale SH.....	106
5.4.3. Fale PB.....	108
5.5. Metody macierzowe do modelowania przetworników	112
5.5.1. Metody macierzowe – warunki brzegowe rozwiązań zanikających w głąb podłoża	116
5.5.2. Metoda Macierzowa – implementacja	117
5.5.3. Metoda Macierzowa – obliczenia dla GaN i szafiru.....	119
5.5.4. Skalowanie w Metodzie Macierzowej	120
5.5.5. Metoda Macierzowa dla cienkiej warstwy GaN/AlN osadzonej na podłożu szafirowym	124
5.6. Nowe kierunki badań w azotkowych przyrządach SAW.....	128
5.6.1. Nowe trendy – połączenie z innymi materiałami.....	130
5.7. Diagnostyka parametrów materiałowych struktur epitaksjalnych	131
6. Podsumowanie	135
Bibliografia	140

Akronimy i oznaczenia

AFM (*Atomic Force Microscopy*) – mikroskopia sił atomowych

BAW (*Bulk Acoustic Wave*) – akustyczna fala objętościowa

CCD (*Charge-Coupled Device*) – urządzenie światłoczułe

CVD (*Chemical Vapor Deposition*) – osadzanie z fazy gazowej

2DEG (*Two-Dimensional Electron Gas*) – dwuwymiarowy gaz elektronowy

FM (*Flux Method*) – metoda strumieniowa wytwarzania podłoży

FBAR (*Thin-film Bulk Acoustic Resonator*) – cienkowarstwowy rezonator akustyczny

GSG (*Ground – Source – Ground*) – układ masa – źródło - masa

HVPE (*Hydride Vapor Phase Epitaxy*) – epitaksja wodorkowa z fazy gazowej

HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) – tranzystor o dużej ruchliwości nośników

IL (*Intermediate Layer*) – warstwa pośrednia

MES – metoda elementów skończonych

MESFET (*Metal–Semiconductor Field-Effect Transistor*) – tranzystor polowy ze złączem metal - półprzewodnik

MMIC (*Monolithic Microwave Integrated Circuit*) – monolityczny układ mikrofalowy

MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) – konstrukcja tranzystora opartego na strukturze metal-półprzewodnik z izolowaną bramką

MOVPE (*Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) – epitaksja gazowa ze związków metaloorganicznych

MSM (*Metal–Semiconductor–Metal*) – detektor metal – półprzewodnik - metal

MWPECVD (*Microwave Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*) – epitaksja z fazy gazowej wspomagana plazmą

L (*Longitudinal*) – kierunek podłużny

NL (*Nucleation Layer*) – warstwa nukleacyjna

PA-MBE (*Plasma Assisted MBE*) – epitaksja z wiązek molekularnych w obecności plazmy

PB (*Pseudo-bulk*) – fala pseudoobjętościowa

PIMBE (*Plasma-Induced Molecular Beam Epitaxy*) - indukowana plazmowo epitaksja z wiązek molekularnych

PML (*Perfectly Matched Layers*) – warstwy o idealnym dopasowaniu

RF-MBE (*RF Molecular Beam Epitaxy*) – wspomagana wyładowaniem RF epitaksja z wiązek molekularnych

SAW (*Surface Acoustic Wave*) – akustyczna fala powierzchniowa

SEM (*Scanning Electron Microscope*) – skaningowy mikroskop elektronowy
 SH (*Share-horizontal*) – kierunek poprzeczno-horyzontalny
 SMR (*Solidly Mounted Resonator*) – rezonator wielowarstwowy
 SGS (*Source – Ground – Source*) – źródło – bramka - źródło
 SGT (*Strain Gated Transistor*) – tranzystor sterowany napięciem
 SOLT (*Short-Open-Load-Through*) – kalibracja typu zwarty – otwarty - obciążony
 STAR (*Simultaneous Transmit and Receive*) – równoczesnego nadawania i odbioru
 SV (*Share-vertical*) – kierunek poprzeczno-podłużny
 UNCD (*Ultra-Nanocrystalline Diamond*) – diament ultrananokrystaliczny

U_{GS}, U_{DS}, U_H	- napięcie bramka – źródło oraz napięcie dren – źródło, napięcia Halla
I_{DS}	- prąd drenu,
I_s	- prąd nasycenia,
R_s	- rezystancja powierzchniowa,
C	- pojemność
Y_{ij}	- element macierzy admitancji,
E_g	- szerokość przerwy wzbronionej,
ϵ, σ	- stała dielektryczna lub odkształcenie, naprężenia,
c_0, a_0	- stałe krystalograficzne sieci,
P_i, P_{sp}, P_p	- polaryzacja, polaryzacja spontaniczna oraz polaryzacja piezoelektryczna,
S, T	- tensor odkształceń (lub macierz rozproszenia), tensor naprężeń,
D	- indukcja elektryczna,
Q	- ładunek,
e_{ijk}, d_{ijk}	- współczynniki piezoelektryczne,
c_{ijk}, s_{ijk}	- współczynniki sztywności i podatności mechanicznej,
\bar{k}	- wektor falowy,
K_t	- współczynnik sprzęgania elektromechanicznego,
KH	- współczynnik iloczynu grubości warstwy i wektora falowego,
\bar{n}	- kierunek propagacji fali
ω	- prędkość kołowa,
μ	- ruchliwość elektronów
V_p, V_l, V_{sh}	- prędkość fazowa, prędkość fali podłużnej, prędkość fali poprzecznej,
λ	- okres przetwornika,
Φ	- pole elektryczne,
n_s	- koncentracja elektronów
$N_{ds},$	- koncentracja donorów domieszki,
N_t	- koncentracja zjonizowanych stanów powierzchniowych,
u	- polaryzacja drgań fali
Z_a	- impedancja akustyczna.

1. Wstęp

Azotki trzeciej grupy układu okresowego – azotek galu, glinu i indu są jednymi z najpopularniejszych materiałów półprzewodnikowych [1]. Znaczącym czynnikiem stanowiącym o ich wyjątkowości jest ich szerokie spektrum zastosowań. Warstwy azotków są powszechnie stosowane w przyrządach optoelektronicznych i elektronicznych, takich jak diody LED, lasery, przyrządy mikrofalowe oraz przyrządy dużych mocy. Azotki są również coraz częściej stosowane w wielu nowych, intensywnie rozwijających się obszarach, jak spinotronika lub tranzystory o obniżonej wymiarowości. Przerwa wzbroniona AlN, GaN i InN wynosi odpowiednio 6,2 eV, 3,39 eV i 0,72 eV i jest to przerwa prosta. Sprawia to, że można z nich wytwarzać emitery i detektory promieniowania na zakres widmowy od dalekiego ultrafioletu do światła czerwonego, jak też można je stosować w elektronice wysokich mocy. Przydatność do drugiego zastosowania wynika również z relatywnie dużej przewodności cieplnej, która dla GaN wynosi $130 \times \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Ponadto, możliwe jest wytwarzanie układów wieloskładnikowych o dowolnej zawartości Ga, Al, In. Szczególną konstrukcją wytwarzaną w warstwach azotkowych o różnej zawartości AlN i GaN są heterostruktury z wbudowanym dwuwymiarowym gazem elektronowym. Są one stosowane do wytwarzania tranzystorów HEMT (*ang. High Electron Mobility Transistor*) oraz takich elementów elektronicznych na ich bazie, jak diodowe lub tranzystorowe czujniki wodoru czy też czujniki biochemiczne. Do szerokiego spektrum zastosowań azotków do wytwarzania typowych elementów półprzewodnikowych należy również dodać zastosowania wynikające z występowanie w tych materiałach efektu piroelektrycznego i piezoelektrycznego [2,3]. Efekt piezoelektryczny powoduje sprzężenie oddziaływań mechanicznych z elektrycznymi. Jego obecność umożliwia zastosowanie azotków do wytwarzania pasywnych elementów elektroakustycznych, jak rezonatory i filtry oraz elementów czujnikowych (czujniki siły, ciśnienia, temperatury, gazów). Szczególnie interesująca jest możliwość monolitycznej integracji, w ramach jednego układu scalonego, aktywnych elementów elektronicznych (takich jak tranzystory HEMT) i optoelektronicznych (diody LED i lasery) z elementami pasywnymi lub czujnikowymi.

Dlatego w ramach rozprawy doktorskiej podjęto się zbadania wpływu właściwości piezoelektrycznych azotków trzeciej grupy układu okresowego na właściwości wytwarzanych w nich przyrządów elektronicznych. Praca była realizowana na Wydziale Elektroniki Mikrosystemów i Fotoniki PWr, który dysponuje, unikalnym w skali kraju, specjalizowanym laboratorium, w którym możliwa jest realizacja procesu wytwarzania dedykowanych

heterostruktur azotków trzeciej grupy układu okresowego techniką epitaksji z fazy gazowej ze związków metaloorganicznych, projektowania i wykonywania masek oraz pełnym zestawem procesów technologicznych do wytwarzania przyrządów na bazie azotków.

Badania były współfinansowane przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju w ramach projektu TECHMATSTRATEG nr 1/346922/4/NCBR/2017, Narodową Agencję Wymiany Akademickiej w ramach umowy PPN/BIL/2018/1/00137 oraz w ramach subwencji Politechniki Wrocławskiej. Badania zostały zrealizowane dzięki wskaźnikom produktu i wskaźnikom rezultatu osiągniętych w ramach projektów współfinansowanych przez Unię Europejską przez Europejski Fundusz Rozwoju Regionalnego, przez dofinansowanie z POIG.01.01.02-00-008/08-05 oraz przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju w ramach Programu Badań Stosowanych Grant nr 178782 i Grant LIDER nr 027/533/L-5/13/NCBR/2014.

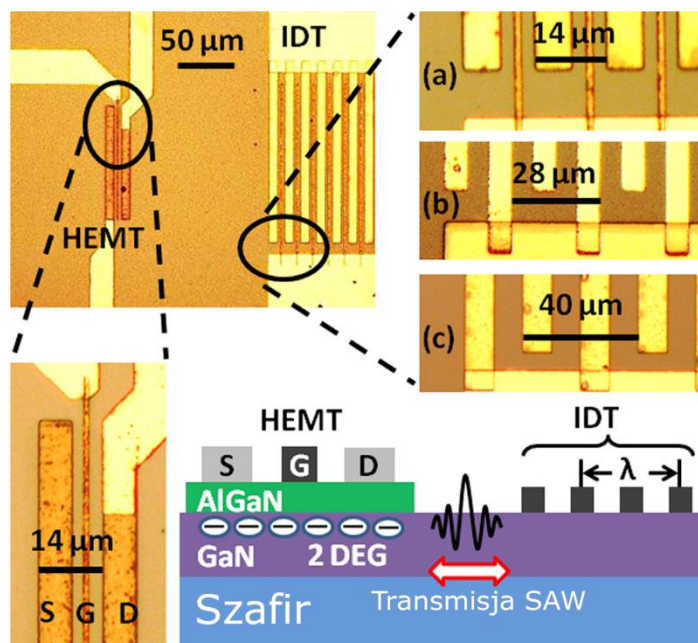
1.1. Motywacja i cel rozprawy

Azotki trzeciej grupy układu okresowego i ich nanostruktury są materiałami piezoelektrycznymi i mogą być stosowane do wytwarzania przyrządów wykorzystujących fale akustyczne (dynamiczne pola naprężeń). Jednocześnie są one szeroko stosowane w konstrukcji przyrządów elektronicznych i optoelektronicznych. Jednak w wytwarzanych przyrządach elektronicznych na bazie azotków typowo uwzględniane są tylko wbudowane statyczne stany naprężeń powstające w czasie wzrostu wielowarstw epitaksjalnych i różnego rodzaju heterostruktur przyrządowych [4]. Dlatego ważne było podjęcie badań mających na celu uwzględnienie przy projektowaniu i badaniu właściwości przyrządów, takich jak tranzystory AlGaIn/GaN HEMT, oprócz typowych zjawisk wynikających z fizyki półprzewodników, również dynamicznych stanów naprężeń. Mogą one na skutek efektu piezoelektrycznego wywoływać oddziaływania elektryczne bliskiego i dalekiego zasięgu. Również tradycyjne narzędzia do symulacji i modelowania, wspomagające analizę struktur półprzewodnikowych, nie uwzględniają tego typu efektów. W ostatnich latach pojawiły się publikacje dotyczące elementów piezotronicznych. Są to przyrządy elektroniczne, w których przepływ prądu przez bariery potencjału jest bezpośrednio sterowany naprężeniami zewnętrznymi. Na obecnym etapie są to prace bardzo obiecujące, ale mało zaawansowane. Ograniczają się one najczęściej do badania obiektów typu metaliczne ostrze AFM – nanostruktura (izolowany słupek, nanodrut ZnO lub GaN). Jednak w przyrządach wykonywanych w heteroepitaksjalnych, niskowymiarowych strukturach azotków fizyka transportu nośników przez bariery potencjału jest o wiele bardziej skomplikowana. Głównym założeniem badawczym rozprawy doktorskiej było podjęcie kompleksowej i pogłębionej analizy zjawisk występujących w przyrządach

elektronicznych wytwarzanych w piezoelektrycznych półprzewodnikach AIIIIN i ich heterostrukturach.

Naukowym celem rozprawy było zbadanie wpływu efektów piezotronicznych, związanych ze statycznymi i dynamicznymi stanami naprężeń, na właściwości przyrządów elektronicznych wytwarzanych w półprzewodnikowych heterostrukturach azotków trzeciej grupy układu okresowego.

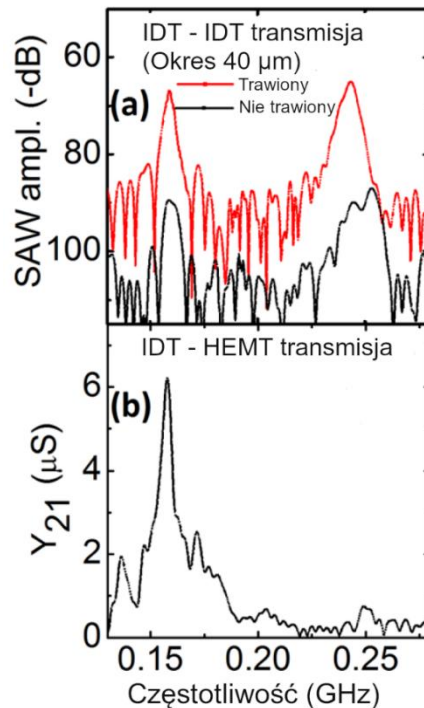
Szereg doniesień literaturowych pokazuje występowanie interakcji między oddziaływaniami piezoelektrycznymi i pracą przyrządów półprzewodnikowych. W pracy [5] pokazano interakcję między tranzystorem HEMT, przełączającym sygnały mikrofalowe, i przetwornikami międzypalczastymi, które generowały pole akustyczne. Oba przyrządy były wykonane na heterostrukturze azotkowej osadzonej na szafirze (Al_2O_3). Trzy konfiguracje układów, które były badane w tej pracy przedstawiono na rysunku 1.1.



Rysunek 1.1. Zintegrowana struktura tranzystora HEMT oraz przetwornika międzypalczastego. Przetworniki międzypalczaste wykonano w wariantach o rozstawach: a) $14\ \mu\text{m}$ – odpowiadającej odległości źródło-bramka b) $28\ \mu\text{m}$ – odpowiadający odległości źródło-dren oraz c) $40\ \mu\text{m}$ – celowo wybranej szerokości nie odpowiadającej żadnemu elementowi tranzystora (na podstawie [5]).

Dla każdego z omawianych przetworników zaobserwowano sprzężenie między sygnałem modulującym tranzystor HEMT oraz przetwornikiem międzypalczastym. Na rysunku 1.2a zaprezentowano charakterystykę transmitancji między dwoma przetwornikami międzypalczastymi o rozstawie palców $40\ \mu\text{m}$. Dla porównania na rysunku 1.2b zaprezentowano zmierzoną wartość admitancji Y_{21} , która opisuje stosunek między prądem

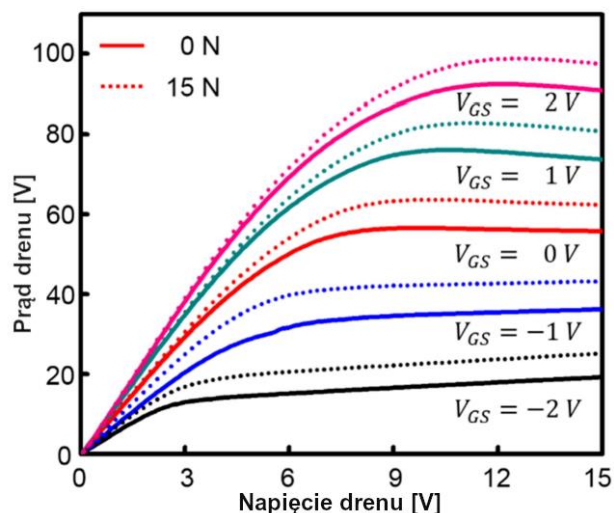
drenu a napięciem wymuszającym przetwornika międzypalcowego (przetwornika o odległości palców wynoszącej $40 \mu\text{m}$).



Rysunek 1.2 a) Charakterystyka transmitancji przetwornika o rozstawie palców, $\lambda = 40 \mu\text{m}$, oraz b) wykres sprzęgania między przetwornikiem a tranzytorem HEMT wyrażonym jako admitancja Y_{21} (stosunek prądu drenu do napięcia zasilającego przetwornik) (na podstawie [5]).

Można zaobserwować znaczący wzrost wartości admitancji Y_{21} , dla częstotliwości 160 MHz, dokładnie takiej samej jak częstotliwości modu powierzchniowego Rayleigha dla przetwornika międzypalcowego. Jest to podstawowy mod propagacji fal powierzchniowych, który zostanie szczegółowo omówiony w dalszej części pracy. Pokazuje ona występowanie efektu, w którym propagująca się powierzchniowa fala akustyczna powoduje występowanie lokalnych zmiennych pól naprężenia i odkształcenia oraz zmiennego pola polaryzacji piezoelektrycznej, które modyfikują parametry pracy przyrządu półprzewodnikowego. Zwykle tego rodzaju efekty nie są uwzględniane przy projektowaniu tranzystorów i całych układów. Jednak mogą one mieć istotny wpływ na pracę całego systemu.

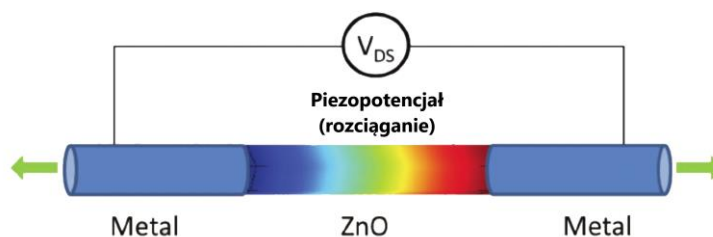
Interakcja między polami piezoelektrycznymi i pracą przyrządów półprzewodnikowych może zachodzić nie tylko w wypadku stanów dynamicznych. W pracy [6] wykazano związek między statycznym punktowym naciskiem między źródłem a bramką tranzystora i zmianami nasyconego prądu drenu I_{DS} . W eksperymencie wyznaczono charakterystyki stałoprądowe tranzystorów HEMT wykonanych w heterostrukturze AlGaIn/GaN. Przedstawiono je na rysunku 1.3.



Rysunek 1.3. Charakterystyki wyjściowe tranzystora HEMT, dla różnych napięć U_{GS} bez i z przyłożonym punktowym naciskiem pomiędzy źródłem a bramką (na podstawie [6]).

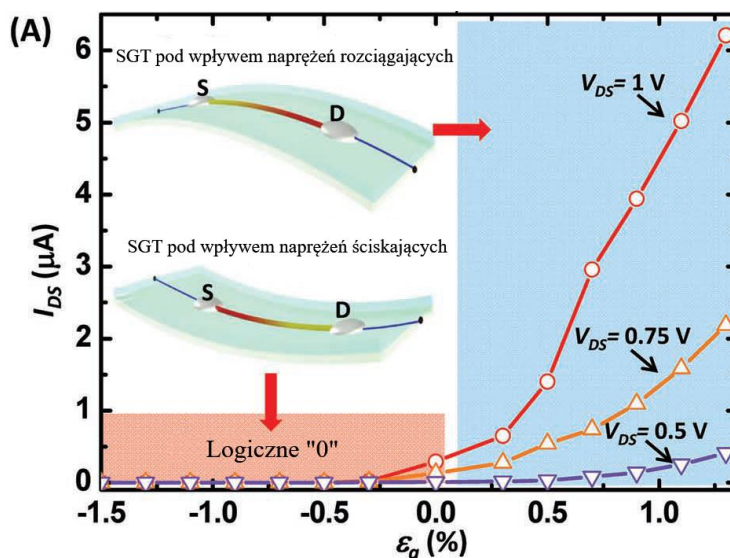
Analiza zmierzonych charakterystyk pokazuje, że statyczne pole naprężeń przyłożone do powierzchni heterostruktury może powodować wzrost prądu drenu tranzystora HEMT. Zaobserwowany efekt występuje dla całego zakresu napięć źródło-dren i bramka-źródło.

Szereg podobnych obserwacji do przedstawionych powyżej, pokazujących występowanie zależności między efektami piezoelektrycznymi i modyfikacją parametrów pracy przyrządów półprzewodnikowych doprowadziło do powstania nowej dziedziny nauki – piezotroniki [7–9]. Zajmuje się ona badaniem modyfikacji procesu transportu nośników oraz struktury pasmowej półprzewodników polaryzacją piezoelektryczną wywołaną naprężeniami mechanicznymi. Zastosowanie efektów piezotronicznych utworowało drogę do opracowania i wytworzenia nowej grupy przyrządów elektronicznych wykorzystujących ten efekt. Reprezentatywnym przykładem tego typu przyrządów jest tranzystor sterowany odkształceniami (SGT, ang. *Strain Gated Transistor*). Jest to przyrząd elektroniczny wytworzony w materiale półprzewodnikowym posiadającym właściwości piezoelektryczne, np. w GaN lub ZnO. Wykonany jest on zwykle na bazie nanodrutu półprzewodnika z dwoma elektrodami metalowymi. Schemat jego budowy przedstawiono na rysunku 1.4.



Rysunek 1.4. Schemat budowy tranzystora SGT (na podstawie [8]).

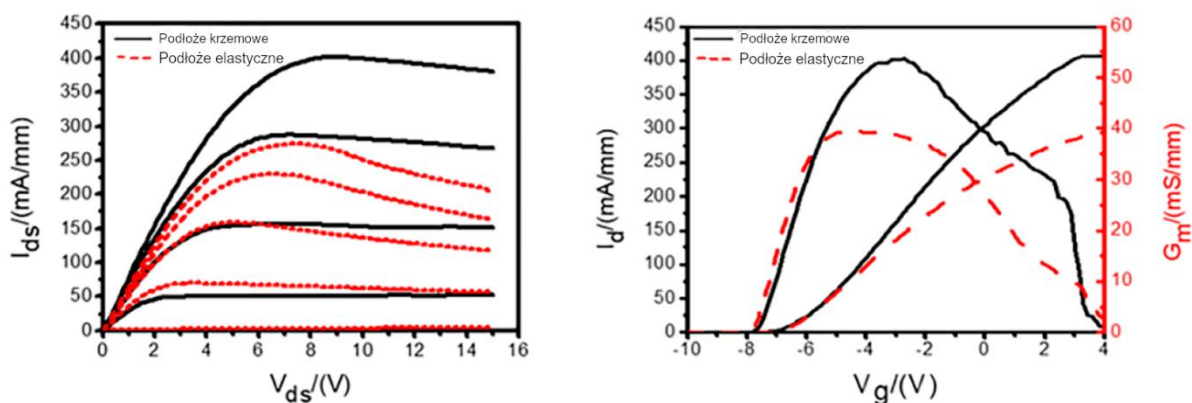
Półprzewodnik tworzy z metalicznymi kontaktami dwa złącza metal-półprzewodnik. Kierunek osi c półprzewodnika ZnO (struktura krystaliczna wurcytu) jest zorientowany równoległe do osi tranzystora. Pod wpływem naprężeń osiowych (ściskających lub rozciągających) generowany jest w nim ładunek piezoelektryczny, który modyfikuje strukturę pasmową dwóch przeciwległych kontaktów. Zewnętrzne naprężenia spełniają rolę analogiczną do bramki w klasycznym tranzystorze polowym i odpowiadają za kontrolę przepływu nośników. Na rysunku 1.5. zaprezentowano praktyczną realizację oraz wyniki pomiarów prądu kanału w zależności od osiowego odkształcenia dla różnych napięć dren-źródło [8].



Rysunek 1.5. Tranzystor SGT wykonany z nanodrudu ZnO przymocowanego za pomocą pasty srebrnej do polimerowego elastycznego podłoża oraz wyniki pomiarów prądu kanału dla różnych napięć źródło-dren w funkcji odkształcenia. Wydzielono dwa obszary pracy tranzystora z punktu widzenia jego funkcji logicznej – logiczne „0” ($\epsilon < 0$) oraz logiczne „1” ($\epsilon > 0$) (na podstawie [8]).

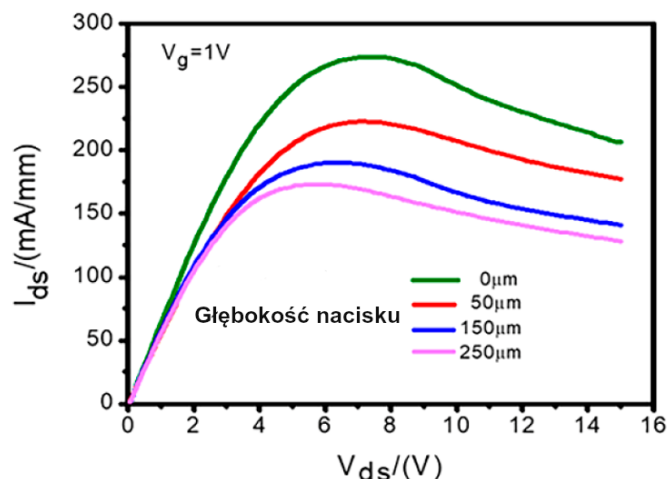
Tranzystor był wykonany z nanodrudu ZnO przymocowanego za pomocą pasty srebrowej do podłoża polimerowego. Analiza pomiarów prądu drenu w funkcji odkształcenia ściskającego lub rozciągającego pokazuje, że w całym zakresie napięć źródło-dren naprężenia rozciągające (dodatni ϵ_g) powodują wzrost prądu drenu. W takich warunkach tranzystor znajduje się w stanie otwartym. W wypadku naprężeń ściskających (ujemny ϵ_g) potencjał piezoelektryczny powoduje zwiększenie bariery metal-półprzewodnik i odcięcie kanału. Pracę nad tranzystorami typu SGT znalazły zastosowanie w elektronice elastycznej. W klasycznych heterostrukturach AlGaIn/GaN typowym źródłem naprężeń jest niedopasowanie sieciowe między warstwami i między warstwami a podłożem heteroepitaksjalnym (typowo Si, SiC, szafir), oraz niedopasowanie współczynników rozszerzalności termicznej warstw azotków [4]. Konstrukcja przyrządów elektronicznych na elastycznych podłożach powoduje dodanie zupełnie nowego źródła dodatkowych naprężeń, pochodzących z samego zginania podłoża.

Mogą one być znacznie większe niż dla podłoży krystalicznych oraz mogą mieć też zupełnie przypadkowy charakter. Powoduje to konieczność poznania i lepszego zrozumienia wpływu zewnętrznych naprężeń na działanie przyrządów elektronicznych i optoelektronicznych. Stwarza także możliwość wykorzystania zaobserwowanych efektów do wytworzenia nowej grupy czujników odkształcenia i siły. W pracy [10] zaproponowano oraz wykonano tranzystor HEMT przymocowany do miedzianej płyty. Został on wykonany przez przeniesienie przyrządu z podłoża krzemowego za pomocą kolejnych procesów transferu i podtrawiania. Na rysunku 1.6 zaprezentowano stałoprądową charakterystykę wyjściową oraz przejściową tranzystora na początkowym podłożu krzemowym oraz po procesie transferu.



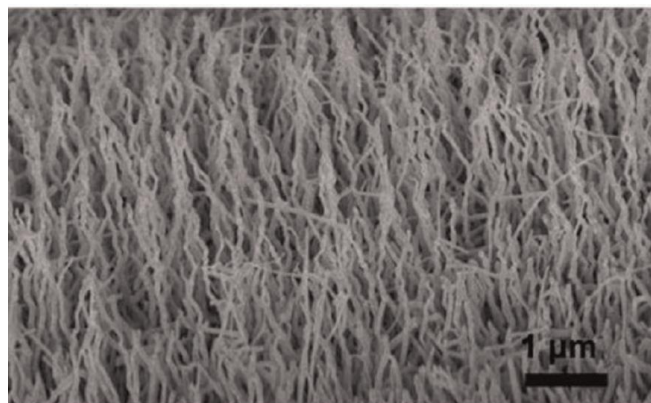
Rysunek 1.6. Charakterystyka wyjściowa oraz charakterystyka przejściowa tranzystora HEMT na podłożu krzemowym oraz po procesie transferu na elastyczne podłoże miedziane (na podstawie [10]).

Analiza charakterystyk elektrycznych tranzystorów pokazuje negatywny wpływ procesu transferu jak i nowego podłoża na parametry jego pracy. Zaobserwowano zmniejszenie prądu nasycenia drenu oraz zmniejszenie transkonduktancji. Jednak mimo pogorszenia parametrów tranzystor HEMT działał poprawnie. Na rysunku 1.7 przedstawiono zmiany charakterystyki wyjściowej tranzystora pod wpływem odkształceń.



Rysunek 1.7. Charakterystyka stałoprądowa w zależności od naprężenia wyrażonego jako głębokość nacisku (na podstawie [10]).

Zaobserwowano, że na skutek odkształcenia zmniejszeniu ulegał prąd drenu. Efekt ten był powtarzalny i na tyle silny, że należy go uwzględnić przy projektowaniu całego układu, w którym pracuje tranzystor. Dodatkowo może on zostać wykorzystany do konstrukcji czujnika odkształcenia. Idea tranzystorów SGT i tranzystorów wykonanych na podłożach elastycznych może być dalej rozwinięta do postaci macierzy nanodrutów, z których każdy jest izolowanym przyrządem piezotronicznym. W pracy [11] zaprezentowano możliwość wzrostu nanodrutów GaN typu n , wytwarzanych w procesie wzrostu na podłożu GaN domieszkowanym magnezem na typ p . Na rysunku 1.8 zaprezentowano obraz SEM powierzchni struktury epitaksjalnej.

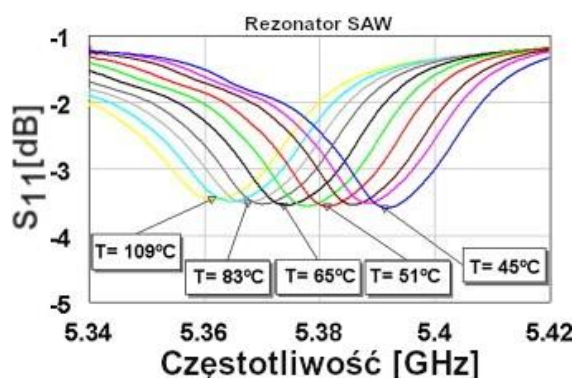


Rysunek 1.8. Nanodrutu GaN osadzone na podłożu GaN domieszkowanym magnezem (na podstawie [11]).

Każdy z izolowanych nanodrutów jest nanogeneratorem. Zmierzona za pomocą przewodzącej mikroskopii sił atomowych gęstość generowanej mocy wynosiła $12,5 \text{ mWm}^{-2}$. Jednocześnie nanodrutu wykonane z GaN ze złączeniem $p-n$ mogą być wykorzystane jako matryce diod μLED [12]. Takie połączenie nanogeneratorsa z macierzą diod LED, czyli połączenie

przyrządu piezoelektrycznego oraz fotoelektrycznego stanowi dobrą ilustrację obszaru zainteresowań piezotroniki oraz pokazuje nowe możliwości konstrukcji przyrządów.

Efekty piezoelektryczne stanowią również podstawę konstrukcji przetworników z akustyczną falą powierzchniową oraz ich zastosowań do wytwarzania czujników [13,14]. W pracy [14] zaprezentowano rezonatory międzypalczaste wykonane w warstwie GaN o grubości 1 μm osadzonej na krzemie. Rezonatory wykonano za pomocą elektronolitografii z rozstawem palców 200 nm. Liczba palców wynosiła od 100 do 200. W niektórych rozwiązaniach dodano zwierciadła odbijające po bokach struktur. Pozwoliło to na osiągnięcie częstotliwości pracy ok. 5,5 GHz. Osiągnięcie tej częstotliwości było możliwe nie tylko dzięki małemu rozstawowi palców, ale również wyższej prędkości propagacji fali powierzchniowej niż dla klasycznych materiałów piezoelektrycznych. Dla przetwornika przedstawionego w pracy prędkość propagacji wynosiła ok. 4400 ms^{-1} . Dla porównania dla kwarcu jest ona równa ok. 3150 ms^{-1} , a niobianu litu wynosi około 3500 ms^{-1} . W celu wyznaczenia zależności temperaturowej mierzono współczynniki mikrofalowe transmisji i odbicia S_{11} oraz S_{12} . Na rysunku 1.9 przedstawiono zależność charakterystyki S_{11} od temperatury rezonatora.

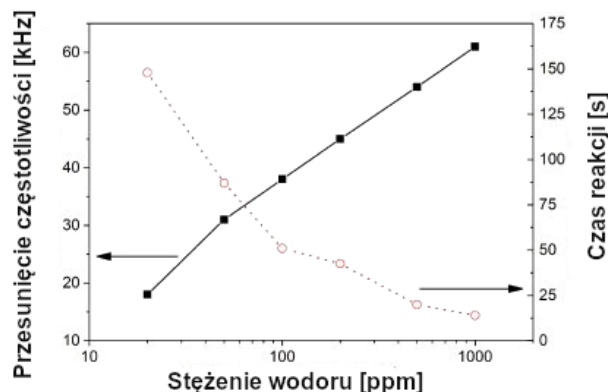


Rysunek 1.9. Zależność częstotliwości rezonansowej wyrażonej jako minimum współczynnika S_{11} dla temperatur w zakresie 45°C – 109°C (na podstawie [14]).

Czułość temperaturowa czujnika (definiowana jako przesunięcie częstotliwości rezonansowej) wynosiła 344 $\text{kHz}^{\circ\text{C}^{-1}}$ (64 $\text{ppm}^{\circ\text{C}^{-1}}$).

Przetworniki SAW wykonane w azotkach mogą być zastosowane do wytworzenia czujników chemicznych. W pracy [13] zaprezentowano czujnik wodoru wykonany w postaci przetwornika międzypalczastego z warstwą palladu pośrodku. Działanie czujnika wykorzystuje efekt zmiany masy warstwy palladu pod wpływem absorpcji cząsteczek wodoru. Przetworniki o okresie powtarzalności λ od 2 μm do 4 μm były wykonane na heterostrukturze AlGaIn/GaN osadzonej na podłożu z węgliku krzemu. Niedomieszkowana heterostruktura składała się z warstw GaN, AlGaIn oraz GaN o grubościach odpowiednio 3 nm, 17 nm i 1,7 μm . Osiągnięto częstotliwości rezonansowe modu Rayleigha oraz Sezawy wynoszące od 0,626 GHz do

2,35 GHz. Prędkości propagacji fal powierzchniowych były większe niż dla przetworników opisanych w pracy [14] ze względu na wpływ podłoża SiC. Warstwą aktywną czujnika była warstwa palladu o grubości 100 nm umieszczona między dwoma przetwornikami międzypalczastymi. Działanie czujnika badano w atmosferze azotowo-wodorowej o zawartości wodoru od 10 do 1000 ppm. Na rysunku 1.10 przedstawiono zmierzoną wartość zmiany częstotliwości podstawowej (wynosiła ona 2,036 GHz) oraz czas ustalenia zmiany częstotliwości w funkcji stężenia wodoru.



Rysunek 1.10. Zmiana częstotliwości rezonansowej oraz czas ustalenia odpowiedzi przetwornika SAW w funkcji stężenia wodoru w mieszance gazowej wodoru i azotu (na podstawie [13]).

Przedstawione doniesienia literaturowe, opisujące efekty związane ze statycznymi i dynamicznymi polami naprężeń i zjawiskami półprzewodnikowymi oraz ich wzajemne interakcje, w większości wypadków odnoszą się do wybranych aspektów tego złożonego zagadnienia. Opisują one albo specyficzną konstrukcję przyrządów (np. tranzystor SGT) lub skupiają się na wybranym obszarze zastosowania (np. przetworniki międzypalczaste służące wytworzenia czujników SAW). Podobnie w procesie projektowania tranzystorów HEMT typowo uwzględniane są tylko wbudowane statyczne stany naprężeń, powstające w czasie wzrostu wielowarstw epitaksjalnych. Dlatego uznano za istotne podjęcie badań mających na celu uwzględnienie kompleksowego opisu występujących interakcji przy projektowaniu i badaniu właściwości przyrządów wykonanych w warstwach azotkowych. Pozwoliło to na sformułowanie naukowego celu rozprawy, jakim było zbadanie wpływu efektów piezotronicznych, związanych ze statycznymi i dynamicznymi stanami naprężeń, na właściwości przyrządów elektronicznych wytwarzanych w heterostrukturach azotkowych. Jako przedmiot badań wybrano przyrządy i struktury kompatybilne z technologią tranzystorów AlGaIn/GaN HEMT, ze względu na szerokie spektrum potencjalnych ich zastosowań. Na

podstawie badań literaturowych i wstępnych prac eksperymentalnych sformułowano hipotezę badawczą:

Statyczne oraz dynamiczne oddziaływania mechaniczne, na skutek występowania efektu piezoelektrycznego w azotkach, wpływają na pracę wytwarzanych w nich przyrządów półprzewodnikowych oraz mogą być wykorzystane do konstrukcji urządzeń integrujących funkcję przyrządów półprzewodnikowych oraz przyrządów akustycznych.

W rozprawie skoncentrowano się na analizie wpływu statycznych oraz dynamicznych stanów naprężeń występujących w cienkich (mikrometrowych) warstwach azotków osadzanych na szafirze. Dynamiczne stany naprężeń analizowano zarówno w postaci fal objętościowych jak i fal powierzchniowych. Opracowano i wykonano dedykowane epitaksjalne struktury przyrządowe azotków i przyrządy testowe wytwarzane w dedykowanych wielowarstwowych układach GaN/szafir lub AlGaIn/GaN/szafir, jak struktury van der Pauwa, diody Schottky'ego, przetworniki międzypalczaste, tranzystory AlGaIn/GaN HEMT oraz struktury symulujące bramkę tranzystora. Przeprowadzono pomiary wykonanych przyrządów testowych, od pomiarów charakterystyk statycznych przez pomiary czasowe procesu transportu nośników w złączu do pomiarów mikrofalowych przetworników międzypalczastych. Do wyjaśnienia zaobserwowanych efektów i optymalizacji procesu wytwarzania przyrządowych struktur epitaksjalnych przeprowadzono różne symulacje wielofizyczne – symulację propagacji fal akustycznych oraz rozkładu naprężeń w próbkach metodą elementów skończonych, symulację propagacji fal powierzchniowych w układach wielowarstwowych oraz symulację elektryczną struktury pasmowej i rozkładu ładunków. Przeprowadzone badania oraz analizy pozwoliły na uporządkowanie stanu wiedzy w zakresie efektów piezotronicznych występujących w heterostrukturach azotkowych. Umożliwiły także zaproponowanie nowych ich zastosowań.

1.2. Azotki trzeciej grupy układu okresowego

Jedną z najważniejszych grup materiałów w technologii współczesnych przyrządów półprzewodnikowych są azotki trzeciej grupy układu okresowego. Podstawowe związki zaliczane do tej grupy to azotek galu (GaN), indu (InN) oraz glinu (AlN). Ich przerwa wzbroniona wynosi odpowiednio 3,39 eV, 0,72 eV i 6,2 eV. Wszystkie te materiały tworzą stałe roztwory wymiany. Oznacza to, że można osadzać dwu-, trój- i czteroskładnikowe warstwy azotków w całym zakresie składów (AlGaIn)N. Są one stosowane do wytwarzania

epitaksjalnych heterostruktur do zastosowań w przyrządach elektronicznych i optoelektronicznych o regulowanej przerwie wzbronionej i zadanych właściwościach elektrycznych. Przerwa wzbroniona E_g potrójnych azotków o strukturze wurcytu zmienia się zgodnie ze zmodyfikowanym prawem Vegarda opisanym zależnością (1.1) [15]:

$$E_g(A_xC_{1-x}N) = E_g(A)x + E_g(C)(1 - x) - bx(1 - x) \quad (1.1)$$

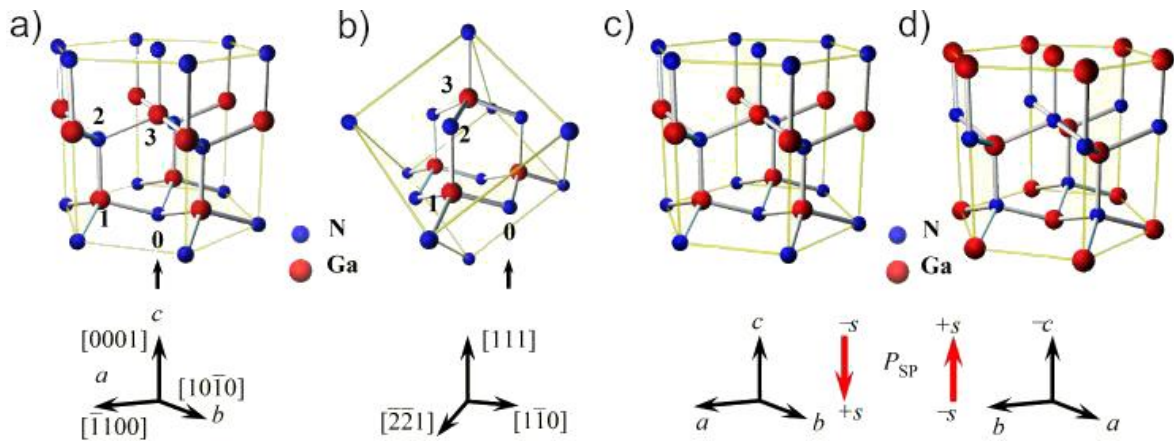
gdzie x - ułamek molowy pierwiastka A, b – tzw. współczynnik wygięcia (ustalany empirycznie).

Wybrane parametry elektryczne GaN (podstawowego materiału w układzie AIIIN) w porównaniu z właściwościami innych materiałów stosowanych do wykonywania przyrządów przedstawiono w tabeli 1.1.

Parametr	AlN	GaN	InN	SiC	GaAs	Si
Przerwa wzbroniona E_g (300K) [eV]	6,2	3,39	0,7	3,1	1,43	1,1
Stała dielektryczna ϵ	8,5	8,9	15,3	9,6	12,5	11,8
Ruchliwość nośników μ (300 K) [$\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$]	300	700	<250	<400	6000	1350
Krytyczne natężenie pola E_C [kV/cm]	350	200	bd.	220	3	30
Nasycona prędkość unoszenia v_{sat} [10^7cm/s]	2,7	1,5÷2	bd.	2	1	1
Powinowactwo elektronowe χ [eV]	1,9	4,2	3,54	3,081	5,65	5,43

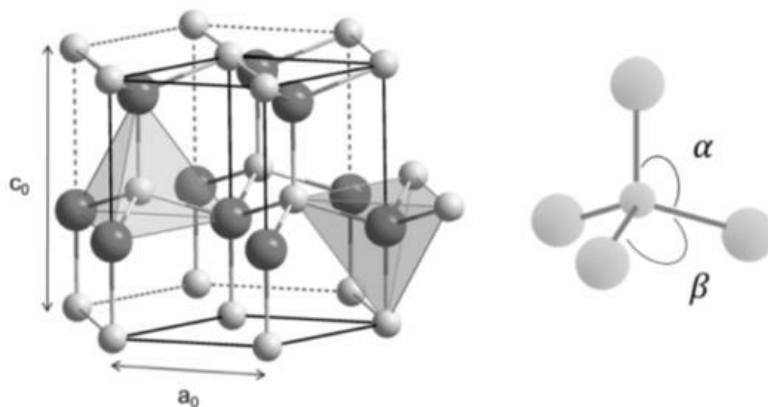
Tabela 1.1. Właściwości materiałów AIIIN w porównaniu do innych typowych półprzewodników [15].

Warstwy azotków są kryształami o strukturze heksagonalnej wurcytu lub kubicznej blendy cynkowej. W zastosowaniach praktycznych, ze względu na stabilność, najczęściej wykorzystywana jest struktura wurcytu. Na rysunku 1.11 pokazano układ atomów w ramach komórki krystalograficznej.



Rysunek 1.11. Komórka krystalograficzna azotku galu w strukturze a) heksagonalnej oraz b) kubicznej wraz z pokazaną jej asymetrycznością powodującą występowanie polaryzacji spontanicznej dla strony c) azotowej oraz d) galowej. Strzałki poniżej komórek pokazują podstawowe kierunki krystalograficzne oraz kierunki polaryzacji spontanicznej (na podstawie [16]).

Struktura komórki krystalograficznej w układzie wurcytu składa się z dwóch rodzajów płaszczyzn (o orientacji $(0\ 0\ 0\ 1)$) złożonych odpowiednio z atomów grupy trzeciej (Ga, Al, In) oraz piątej (N). Są one ułożone w sekwencji ABABAB. Najgęściej upakowaną płaszczyzną jest płaszczyzna $(0\ 0\ 0\ 1)$ i najczęściej w kierunku prostopadłym do niej następuje wzrost epitaksjalny. Ze względu na naprzemienny układ warstw można wyróżnić dwie polarności powierzchni GaN - azotową oraz galową. Wiązania w ramach komórki krystalograficznej są kowalencyjne z występującym spolaryzowaniem. Powoduje to, że komórki krystalograficzne są zniekształcone względem idealnej komórki wurcytu i posiadają wbudowaną polaryzację elektryczną. Jest ona nazywana polaryzacją spontaniczną [17]. Heksagonalną komórkę wurcytu można opisać dwoma stałymi sieci krystalicznej c_0 oraz a_0 , gdzie pierwsza stała opisują wymiar w kierunku $[0\ 0\ 0\ 1]$, a druga w kierunku $[1\ 1\ 0\ 0]$. Stosunek tych dwóch wartości dla azotków wynosi $c_0/a_0 = (8/3)^{1/2} = 1,633$. Komórki są zbudowane z czworościanów, w których centralnym punkcie znajduje się atom azotu połączony z czterema atomami z grupy trzeciej, tworzącymi wierzchołki czworościanu. Na rysunku 1.12 zaprezentowano układ opisanych czworościanów wraz z naniesionymi charakterystycznymi kątami opisującymi je.



Rysunek 1.12. Komórka krystalograficzna o strukturze wurcytu z naniesionymi czworościanami powstającymi z jednego atomu azotu i czterech atomów grupy trzeciej. Istnieją dwa kąty α i β , które opisują położenie poszczególnych atomów (na podstawie [18]).

W idealnej strukturze wurcytu kąty α i β są sobie równe i wynoszą $109,5^\circ$. W azotkach kąt α jest mniejszy od β . Z tej niesymetryczności komórki wynika występowanie efektu piezoelektrycznego. Zewnętrzne naprężenia przyłożone do warstwy powodują odkształcenie sieci krystalograficznej i ze względu na niezrównoważenie kątów powodują powstanie polaryzacji piezoelektrycznej.

1.3. Podłoża wykorzystywane do osadzania warstw azotków

Azotki mogą być osadzone na różnych podłożach. Ich dobór ma podstawowy wpływ na jakość i parametry uzyskiwanych warstw. Problemem ograniczającym możliwy do uzyskania postęp technologiczny jest dostępność podłoża o takiej samej strukturze krystalicznej, podobnych stałych sieci i o zbliżonych współczynnikach rozszerzalności termicznej. Azotki osadzone są głównie na szafirze, węglu krzemu i krzemie [19]. Mogą również być osadzone na objętościowym azotku galu. Jest to rozwiązanie optymalne. Niestety, ze względu na trudności wytwarzania objętościowego GaN, wynikające z konieczności zastosowania wysokiego ciśnienia i temperatury (powyżej 1 GPa, 1500°C) nie jest to opłacalne ekonomicznie. Aktualnie najlepszym podłożem do heteroepitaksji jest węgiel krzemu, który posiada dobre dopasowanie stałych sieci oraz korzystne parametry fizyczne (np. wysoką przewodność cieplną). Jednak podobnie jak w wypadku objętościowego GaN jest on drogi. Dlatego jego użycie ogranicza się do przyrządów półprzewodnikowych dużej mocy lub pracujących w wysokich temperaturach. Jego przeciwieństwem jest krzem, który występuje w postaci tanich podłoży o dużych rozmiarach. Niestety, w wypadku Si ograniczeniem są trudności technologiczne wynikające z niedopasowaniu obu materiałów [20]. Materiałem balansującym wymienione wymagania (cena i kompatybilność technologiczną) jest szafir.

Pomimo relatywnie dużej różnicy stałych sieci (~16%) technologia osadzania warstw azotkowych jest na tyle dopracowana, że umożliwia uzyskanie warstw o wystarczającej jakości. Są one domyślnie wykorzystywane w zakresie wysokich częstotliwości i do wytwarzania tranzystorów HEMT. Chęć szerokiego i dokładnego zrozumienia interakcji między dynamicznymi i statycznymi polami naprężeń a przyrządami typu HEMT spowodowała skupienie się w rozprawie na układzie materiałowym warstw GaN, AlN oraz ich mieszanin osadzonych na szafirze.

1.4. Epitaksja warstw azotków

Warstwy azotków zazwyczaj są osadzane z wykorzystaniem jednej z poniższych metod - MBE (ang. *Molecular Beam Epitaxy* – epitaksja z wiązek molekularnych), HVPE (ang. *Hydride Vapor Phase Epitaxy* – wodorkowa epitaksja z fazy gazowej) oraz MOVPE (ang. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy* – epitaksja z fazy gazowej ze związków metaloorganicznych). Różne technologie osadzania umożliwiają uzyskanie warstw o różnej jakości oraz właściwościach elektrycznych i optycznych. Dodatkowo różnią się uzyskiwanymi prędkościami wzrostu warstw. Technika MBE wykorzystuje nierównowagowe osadzenia atomów wytworzonych w źródle atomowym. Typowo źródłem atomów trzeciej grupy są efuzyjne komórki Knudsen, w których zachodzi proces sublimacji. Atomy azotu są dostarczone z plazmy azotowej. Technika umożliwia uzyskanie szerokiego zakresu składu warstw i ze względu na możliwość prowadzenia procesu w temperaturze pokojowej pozwala na minimalizację liczby defektów spowodowanych niedopasowaniem współczynników rozszerzalności cieplnej. Jej istotnym ograniczeniem jest cena oraz mała szybkość wzrostu warstw [21].

W technice HVPE następuje reakcja między chlorkami metali trzeciej grupy okresowej oraz amoniakiem. Reakcje zachodzą w reaktorach grzanych za pomocą pieców oporowych. Proces wzrostu jest prowadzony w atmosferze gazowej, składającej się z wodoru, azotu lub ich mieszanin. W przeciwieństwie do procesu MBE przebiega on z dużą prędkością. Dzięki temu możliwe jest zastosowanie tej techniki do osadzania pseudoobjętościowych podłoży GaN i AlN. Jednak ze względu na szybki wzrost warstw ich jakość krystalograficzna jest słaba. W technice MOVPE epitaksja jest prowadzona podobnie jak w przypadku HVPE w podwyższonej temperaturze. Różnica między technikami wynika z zastosowanych źródeł metali trzeciej grupy. W wypadku MOVPE są to związki metaloorganiczne - metylki oraz etylki trzeciej grupy układu okresowego. Podobnie jak dla HVPE atomy azotu pochodzą z dysocjacji termicznej amoniaku. Proces osadzania może być prowadzony przy obniżonym ciśnieniu (do 10 kPa) lub przy ciśnieniu atmosferycznym. Dzięki stosunkowo dużej prędkości wzrostu warstw (od 1 $\mu\text{m/h}$ do 5 $\mu\text{m/h}$) oraz ich dobrej jakości krystalograficznej technologia MOVPE jest podstawową stosowaną do produkcji przemysłowej.

Typowo epitaksja warstw AlN, GaN oraz ich stopu przeprowadzana jest w atmosferze wodoru w temperaturze powyżej 1000°C [22–24].

1.5. Właściwości piezoelektryczne azotków

Charakter wiązań w komórce krystalograficznej azotków skutkuje ich polaryzacją. Wynika ona z przesunięcia elektronów walencyjnych w kierunku atomów azotu. Powoduje to powstawanie dipoli elektrycznych w ramach komórki krystalograficznej. Ze względu na wspomniane różne kąty między poszczególnymi atomami, które skutkują zaburzeniem idealnej struktury wurcytu, część ładunku jest nieskompensowana. Nieskompensowany moment dipolowy jest ułożony wzdłuż kierunku krystalograficznego [0 0 0 1]. Lokalny moment dipolowy jest kompensowany w ramach kolejnych warstw. Jednak w skali makroskopowej komórki krystalograficzne, znajdujące się na powierzchni, nie mogą skompensować go całkowicie. Skutkuje to występowaniem polaryzacji spontanicznej i wbudowanego pola elektrycznego wewnątrz azotków. Polaryzacja jest wyrażona w ilości ładunku przypadającej na jednostkę powierzchni. W tabeli 1.2 zaprezentowano wartość polaryzacji spontanicznej P_{sp} oraz stałych sieci a_0 i c_0 .

Parametr	AlN	GaN	InN
a_0 [Å]	3,112	3,189	3,517
c_0 [Å]	4,982	5,185	5,685
c_0/a_0	1,601	1,627	1,616
P_{sp} [C/m ²]	0,081	0,029	0,032

Tabela 1.2. Parametry stałych sieci oraz polaryzacji spontanicznej dla różnych azotków [25].

Największą polaryzacją spontaniczną cechuje się AlN. Jednocześnie stosunek jego stałych sieci najbardziej odbiega od proporcji $(8:3)^{1/2}$, odpowiadającej idealnej komórce wurcytu. Pole elektryczne (zwrot wektora polaryzacji) jest skierowany w stronę podłoża. Drugim rodzajem polaryzacji występującej w azotkach jest polaryzacja piezoelektryczna. Powstaje ona na skutek deformacji komórek krystalograficznych przez zewnętrzne pola naprężenia. Podobnie jak przy polaryzacji spontanicznej powoduje ona zmianę bilansu między dipolami elektrycznymi znajdującymi się wewnątrz komórek krystalograficznych. Niezrównoważone dipole elektryczne znajdujące się przy powierzchniach zewnętrznych materiału powodują powstawanie pola elektrycznego wewnątrz warstwy. Jest ono zależne od wartości oraz rodzaju przyłożonych naprężeń [26,27]. W azotkach jest ono równoległe do kierunku polaryzacji spontanicznej – wzdłuż osi krystalograficznej c . W materiałach piezoelektrycznych występuje też efekt odwrotny – pole elektryczne powoduje odkształcenie komórek krystalograficznych i

co za tym idzie całego materiału. Całkowita polaryzacja elektryczna jest sumą polaryzacji spontanicznej oraz piezoelektrycznej. Matematyczny opis relacji między polem naprężenia, odkształcenia, indukcją elektryczną i polem elektrycznym składa się z kilku elementów. W zapisie równań zastosowano konwencję Einsteina zapisu iloczynu tensorowego [28]. Indukcja elektryczna D jest zdefiniowana jako (1.2):

$$D_i = \epsilon_0 \epsilon_{ij} E_j + P_i \quad (1.2)$$

gdzie E opisuje wektor natężenia pola elektrycznego, ϵ_0 i ϵ_{ij} są tensorami przenikalności elektrycznej próżni oraz względnej, a P_i reprezentuje wektor polaryzacji piezoelektrycznej. Jednocześnie związek między polaryzacją piezoelektryczną P_i i tensorem odkształcenia materiału przedstawia zależność (1.3):

$$P_i = e_{ijk} S_{jk} \quad (1.3)$$

gdzie e_{ijk} opisuje tensor współczynników piezoelektrycznych, a S_{jk} - tensor pola odkształcenia. Po podstawieniu równania (1.2) do (1.3) otrzymujemy równanie (1.4).

$$D_i = e_{ijk} S_{jk} + \epsilon_0 \epsilon_{ij} E_j \quad (1.4)$$

Definiuje ono związek między odkształceniem S , polem elektrycznym E i indukcją elektryczną D . Do pełnego opisu należy jeszcze uwzględnić związek między polem elektrycznym E a polem odkształceń S i naprężeń T (odwrotny efekt piezoelektryczny) oraz związek między polem naprężeń T oraz polem odkształceń S . Pole odkształcenia i pole naprężenia są ze sobą jednoznacznie związane przez tensor sztywności c_{ijkl} - związek przedstawia równanie (1.5):

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad (1.5)$$

Korzystając z równania (1.5) związek między polami mechanicznymi oraz elektrycznymi łatwiej przedstawić w postaci zależności opisujących pole naprężeń od pola odkształceń oraz pola elektrycznego, gdyż umożliwia to zapis w postaci równania o podobnej strukturze współczynników co równanie (1.2). Związek ten przedstawia równanie (1.6):

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} - e_{ijk} E_k \quad (1.6)$$

Zależność pola naprężeń w materiale od pola elektrycznego jest związana tym samym przez zestaw współczynników piezoelektrycznych e_{ijk} , co związek między polaryzacją a polem odkształcenia. Powyższe dwa równania podstawowe (1.4) i (1.6) zostały przedstawione w postaci zależności naprężeń oraz indukcji elektrycznej od pola elektrycznego oraz

odkształceń. Mogą być również zapisane jako zależność pola odkształcenia i indukcji piezoelektrycznej od pola naprężeń oraz pola elektrycznego. Przyjmują wtedy postać (1.7) i (1.8):

$$S_{ij} = s_{ij}T_{ijkl} + d_{ijk}E_k \quad (1.7)$$

$$D_i = d_{ijk}T_{jk} + \epsilon_0\epsilon_{ij}E_j \quad (1.8)$$

W tym wypadku efekt piezoelektryczny jest opisany za pomocą tensora współczynników d_{ijk} . Współczynniki piezoelektryczne e_{ijk} i d_{ijk} są ze sobą powiązane za pomocą stałych sztywności i podatności materiału (c i s). Zwykle odpowiedni zestaw równań jest dobierany na podstawie właściwości układu fizycznego, do którego będzie zastosowany. Równania w postaci naprężenie-polaryzacja stosuje się dla struktur o wolnej powierzchni, w której składowe tensora T na powierzchni muszą się zerować. Wówczas iloczyny tensorowe odkształcenia oraz pola elektrycznego z odpowiadającymi im współczynnikami muszą być sobie równe. Upraszcza to wykonywanie obliczeń. Gdy rozpatrujemy układ usztywniony, wygodniej korzystać z równań w postaci odkształcenie-ładunek. Dodatkowo wartości poszczególnych współczynników piezoelektrycznych mogą się zmieniać w zależności od metody pomiaru (pomiar przy zerowym naprężeniu lub odkształceniu) ze względu na zmianę warunków termodynamicznych prowadzenia pomiaru. W tabelach 1.3 i 1.4 umieszczono wartości współczynników piezoelektrycznych dla azotku galu i azotku glinu dostępne w literaturze. Standardowo współczynniki podaje się w postaci macierzowej a nie tensorowej [28]. Zapis macierzowy odpowiada jednoznacznie postaci tensorowej i pozwala na uproszczenie obliczeń zamieniając złożone sumowanie po trzech zmiennych na prostsze mnożenie macierzowe.

Współczynnik	Wartość	Literatura	Dodatkowe uwagi
d_{33} [pmV ⁻¹]	2,13	[29]	Warstwa 140 nm na Si
	3,70	[30]	Kryształ objętościowy
	2,80	[30]	Monokryształ
	2,00	[30]	Polikryształ
	2,70	[31]	Teoria funkcjonału gęstości
	4,17	[32]	Warstwa swobodna
d_{31} [pmV ⁻¹]	-1,90	[30]	Kryształ objętościowy
	-1,40	[30]	Monokryształ
	-1,00	[30]	Polikryształ
	-1,40	[31]	Teoria funkcjonału gęstości
d_{15} [pmV ⁻¹]	3,20	[30]	Cienka warstwa na szafirze

e_{33} [Cm ⁻²]	1,12	[30]	Kryształ objętościowy
	0,85	[30]	Monokryształ
	0,60	[30]	Polikryształ
	0,67	[33]	Teoria funkcjonału gęstości
	0,76	[34]	Teoria funkcjonału gęstości
e_{31} [Cm ⁻²]	-0,55	[30]	Kryształ objętościowy
	-0,41	[30]	Monokryształ
	-0,30	[30]	Polikryształ
	-0,45	[35]	Teoria funkcjonału gęstości

Tabela 1.3. Wartości współczynników piezoelektrycznych dla azotku galu (GaN).

Współczynnik	Wartość	Literatura	Dodatkowe uwagi
d_{31} [pmV ⁻¹]	-2,65	[36]	Z prędkości fal akustycznych
	-2	[37]	Dane pochodne
	-2,71	[38]	Teoria pseudopotencjału
d_{33} [pmV ⁻¹]	5	[37]	Dane pochodne
	5,53	[37]	Z prędkości fal akustycznych
	6,71	[38]	Teoria pseudopotencjału
e_{33} [Cm ⁻²]	1,55	[36]	Z prędkości fal akustycznych
	1,46	[25]	Teoria pseudopotencjału
e_{31} [Cm ⁻²]	-0,58	[36]	Warstwa na szafirze
	-0,6	[25]	Teoria pseudopotencjału
e_{15} [Cm ⁻²]	-0,48	[36]	Warstwa na szafirze

Tabela 1.4. Wartości współczynników piezoelektrycznych dla azotku aluminium (AlN).

Ze względu na symetrię sześciokątną w strukturze krystalicznej azotków jedyne niezerowe współczynniki piezoelektryczne d i e , to te z indeksami 31, 32, 33, 15, 24, przy czym współczynnik o indeksie 31 jest równy współczynnikowi 13 i analogicznie indeks 15 jest równy indeksowi 24. Współczynniki piezoelektryczne d i e o indeksie 31 opisują związek między naprężeniami równoległymi do osi krystalograficznej a i polaryzacją do niej prostopadłą (równoległą do osi c). W wypadku współczynników piezoelektrycznych d i e o indeksie 33 opisują one związek między naprężeniami i polaryzacją, gdzie oba są skierowane wzdłuż osi c . Współczynniki o indeksach 24 i 15 nie mają praktycznego zastosowania w konstrukcji przyrządów piezotronicznych w azotkach, gdyż opisują związek między naprężeniami skracającymi równoległymi do powierzchni próbki i polaryzacją równoległą do osi c . Taki stan naprężenia praktycznie nie występuje w heterostrukturach azotkowych [39]. Jednocześnie, jak

widać, w azotkach jedynym kierunkiem występowania polaryzacji piezoelektrycznej jest kierunek osi c , niezależnie od przyłożonych naprężeń. Analiza wartości poszczególnych współczynników pokazuje, że zmieniają się one w szerokim zakresie. Wynika to z trudności technologicznych pozyskania materiału objętościowego. W zależności od zastosowanej technologii uzyskane warstwy będą różnić się jakością krystalograficzną. Analiza danych literaturowych pokazuje, że im silniej zdefektowana warstwa tym mniejsze współczynniki krystalograficzne. W ogólności azotek galu posiada znacznie silniejsze właściwości piezoelektryczne względem azotku glinu. Dodatkowo dla obu materiałów współczynnik o indeksach 33 jest większy od współczynnika 31. Mają one też przeciwne znaki, naprężenia rozciągające przyłożone wzdłuż osi c powoduje powstawanie dodatniego ładunku polaryzacji. Z kolei naprężenia rozciągające równoległe do osi a - ujemnego.

Porównanie wartości współczynników piezoelektrycznych z innymi materiałami piezoelektrycznymi pokazuje, że w azotkach są one dużo słabsze. Na przykład ceramika PZT ($PbZn_{0.5}Ti_{0.5}O_3$) może posiadać współczynnik d_{33} z zakresu od 101 pmV^{-1} [40] do 325 pmV^{-1} [41] co jest wartością 30 - 150 razy większą od GaN. Dla krystalicznego niobianu litu $LiNbO_3$ największy współczynnik piezoelektryczny wynosi 70 pmV^{-1} . Uwzględniając materiał innej klasy, PVDF (Poli(fluorek winylidenu), który jest polimerem a nie materiałem krystalicznym jak pozostałe opisywane, posiada współczynnik piezoelektryczny $d = 6-7 \text{ pmV}^{-1}$ [42].

Materiałem o takiej samej strukturze krystalicznej (wurcyt) jest tlenek cynku – ZnO. Posiada on również właściwości piezoelektryczne. Współczynnik d_{33} materiału o takiej samej orientacji jak typowo używane azotki (0 0 0 1) wynosi $9,93 \text{ pmV}^{-1}$. Jest zatem dwa razy większy od współczynnika piezoelektrycznego d_{33} azotku glinu [43].

Materiałem, w którym występują efekty piezoelektryczne o podobnym natężeniu jest kwarc. Współczynnik piezoelektryczny d_{11} kwarcu wynosi $2,27 \text{ pmV}^{-1}$ [44]. Jego znacznie powszechniejsze użycie względem azotków do wytwarzania różnych przyrządów piezoelektrycznych wynika z kilku czynników. Pierwszym jest łatwy, prosty i tani proces otrzymywania krystalicznego materiału objętościowego o dobrych parametrach dielektrycznych. Umożliwia to stosowanie warstw i struktur niskowymiarowych o różnej orientacji krystalograficznej w celu uzyskania pożądaných właściwości materiału.

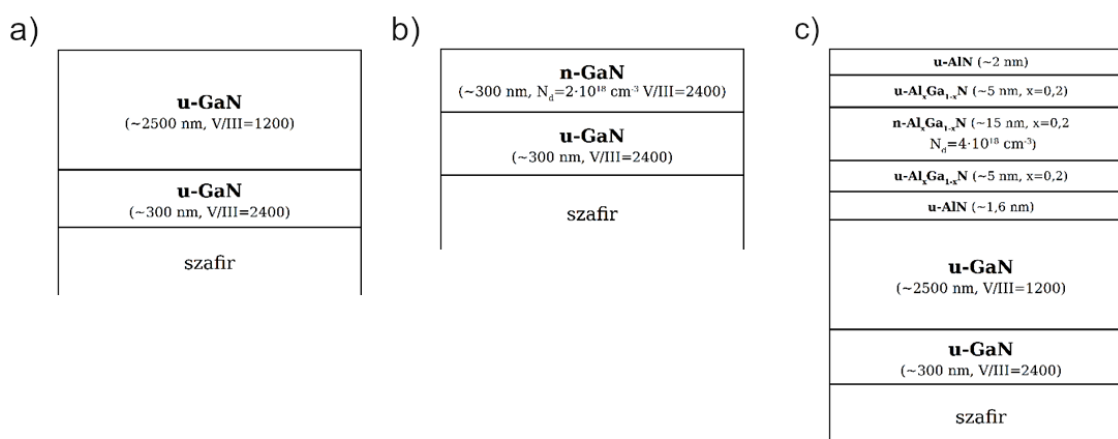
Efekt piezoelektryczny w azotkach w porównaniu do innych materiałów jest znacznie słabszy. W połączeniu z trudnościami technologicznymi otrzymania warstw o satysfakcjonujących parametrach powoduje to, że nie będą one materiałami domyślnie wybieranymi do wytwarzania przyrządów piezoelektrycznych. Jednak to, co decyduje o unikalności azotków, to połączenie występowania efektu piezoelektrycznego z mnogością

zastosowań azotków do wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych – od elektroniki wysokich mocy, przez elektronikę wysokich częstotliwości do elementów optoelektronicznych. Możliwość interakcji między zjawiskami półprzewodnikowymi a wynikającymi z efektu piezoelektrycznego, które mogą wpływać na działanie przyrządu półprzewodnikowego, stanowi o konieczności pogłębionych badań w tym zakresie.

2. Metody technologiczne, symulacyjne i pomiarowe

2.1 Próbki

Badane w rozprawie warstwy epitaksjalne wytwarzano techniką MOVPE na dwucalowych podłożach szafirowych o orientacji (0001) w systemie epitaksjalnym AIXTRON CCS 3x2". Krystalizacja odbywała się przy ciśnieniu 100 mbar w atmosferze wodoru. Jako źródło galu i glinu wykorzystano związki metaloorganiczne (TMGa i TMAI). Źródłem krzemu, który stosowano jako domieszkę typu *n*, był silan (SiH₄). Natomiast źródłem azotu był NH₃. Do badań wybrano trzy główne rodzaje struktur epitaksjalnych stosowanych w WEMiF PWr do wytwarzania przyrządów elektronicznych na bazie GaN - niedomieszkowaną warstwę buforową GaN (rysunek 2.1.a), domieszkowaną warstwę *n*-GaN osadzaną na półizolacyjnym buforze GaN o grubościach 2 μm, 4 μm i 6 μm, wyznaczonych na bazie symulacji przeprowadzonych w ramach rozprawy doktorskiej (rysunek 2.1.b), która może być stosowana w tranzystorach MESFET) oraz planarną, domieszkowaną strukturę typu AlGaIn/GaN HEMT, z kanałem 2DEG osadzaną na buforze o wybranej grubości (rysunek 2.1.c).



Rysunek 2.1. Rodzaje warstw epitaksjalnych stosowanych w rozprawie do wytwarzania przyrządów testowych: a) niedomieszkowana warstwa buforowa GaN, b) domieszkowana warstwa *n*⁺-GaN osadzaną na półizolacyjnym buforze GaN, c) domieszkowana struktura planarna typu AlGaIn/GaN HEMT.

Osadzanie nanostruktur AlGaIn na heteroepitaksjalnych podłożach wymaga stosowania warstw zarodkowych GaN oraz AlN osadzanych w niskich temperaturach (około 550-700°C). Warunki krystalizacji (ciśnienie) oraz sposób wygrzewania warstwy zarodkowej (ciśnienie, profil narostu temperatury) decydują o wielkości kryształitów, z których następuje blokowy wzrost GaN. Blokowa struktura jest nieodłączną cechą heteroepitaksjalnych materiałów AlGaIn. Bezpośrednio decyduje ona o ich właściwościach strukturalnych, optycznych i elektrycznych,

jak np. rezystywność materiału, oraz wpływa na transport nośników, w tym elektronów 2DEG w heterostrukturach AlGaIn/GaN [45].

Ponadto parametry warstwy buforowej już na etapie zarodkowania mogą decydować m.in. o stopniu wbudowywania się atomów węgla i krzemu oraz wpływać na statyczne stany naprężeń w osadzanych wielowarstwach.

Zaprojektowano i wytworzono komplet dedykowanych masek fotolitograficznych, zawierających struktury przyrządów testowych do badania wpływu statycznych i dynamicznych stanów naprężeń na działanie przyrządów elektronicznych oraz struktury do testów zjawisk występujących w przyrządach pod wpływem naprężeń [24,46–48]. Struktury mesa przyrządów trawiono techniką reaktywnego trawienia jonowego (RIE) w plazmie Cl₂ i BCl₃ [49–51]. Kontakty omowe wytwarzano techniką lift-off metalizacji Ti/Al/Mo/Au. Natomiast kontakty Schottky'ego techniką lift-off metalizacji Ru/Au [52–54]. Wszystkie operacje obejmujące projektowanie i wytwarzanie masek, osadzanie struktur epitaksjalnych, wytwarzanie struktur przyrządów testowych i pomiary wykonywano przy wykorzystaniu infrastruktury oraz przez osoby odpowiedzialne w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii WEMiF PWr za poszczególne przyrządowe procesy technologiczne.

2.1.1 Struktury testowe do badań zjawisk statycznych

Eksperyment został przeprowadzony na dwóch rodzajach próbek wytworzonych na heterostrukturach typu AlGaIn/GaN HEMT osadzonych na dwucalowym podłożu szafirowym techniką MOVPE w systemie AIXTRON 3x2 "CCS. Na warstwie buforowej GaN o grubości 2060 nm, osadzonej na podłożu szafirowym, osadzono bardzo cienką (około 2 nm) warstwę AlN. Następnie na niej warstwę AlGaIn o zawartości aluminium $x = 25\%$ i grubości 20 nm. Środkowa część warstwy AlGaIn (10 nm) była domieszkowana Si do uzyskania koncentracji elektronów równej $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Rysunek 2.2.a. przedstawia schemat warstw w badanych próbkach. Na powierzchni próbek wykonano kontakty indowe, tworzące struktury Van der Pauwa. Zostały one zastosowane do pomiarów Halla. Drugi rodzaj próbek wykonano przez pocięcie podłoża dwucalowych z osadzonymi heterostrukturami na kwadraty o wymiarach 18 mm \times 18 mm, na których wykonano diody Schottky'ego o kształcie kołowym. Schemat ich konstrukcji został przedstawiony na rysunku 2.2.b. Ich średnica wynosiła 800 μm . Kontakt Schottky'ego wykonano metodą dwuwarstwowej metalizacji Ru/Au (30/180 nm). Kontakt omowy wykonano z zastosowaniem wielowarstwowego wyżarzania wielowarstwy Ti/Al/Mo/Au (20/100/45/190 nm). Wszystkie metalizacje dodatkowo pogrubiono warstwami Ti/Au (20/150 nm) [55]. Diody zostały równomiernie rozłożone na całej powierzchni próbki

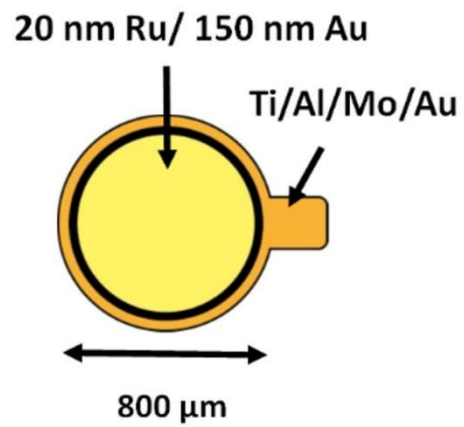
2. Metody technologiczne, symulacyjne i pomiarowe

w odstępach 4 mm. Na rysunkach 2.2.c i 2.2.d pokazano przykładowe zdjęcie kontaktów po metalizacji oraz widok całej próbki z zastosowanymi sondami pomiarowymi.

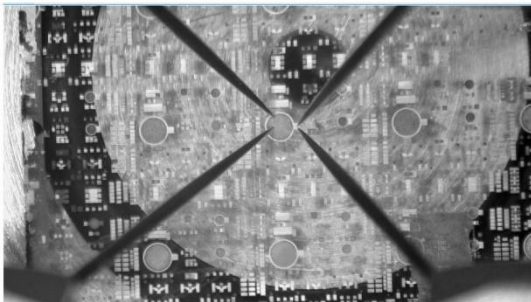
a)

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (d = 5 nm, x = 0.25)
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (d = 10 nm, x = 0.25, $N_D = 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (d = 5 nm, x = 0.25)
AlN (d = 2 nm)
GaN (d = 2060 nm)
Szafir

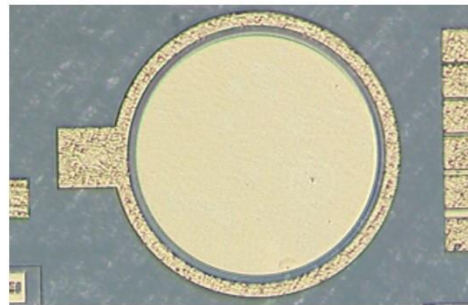
b)



c)



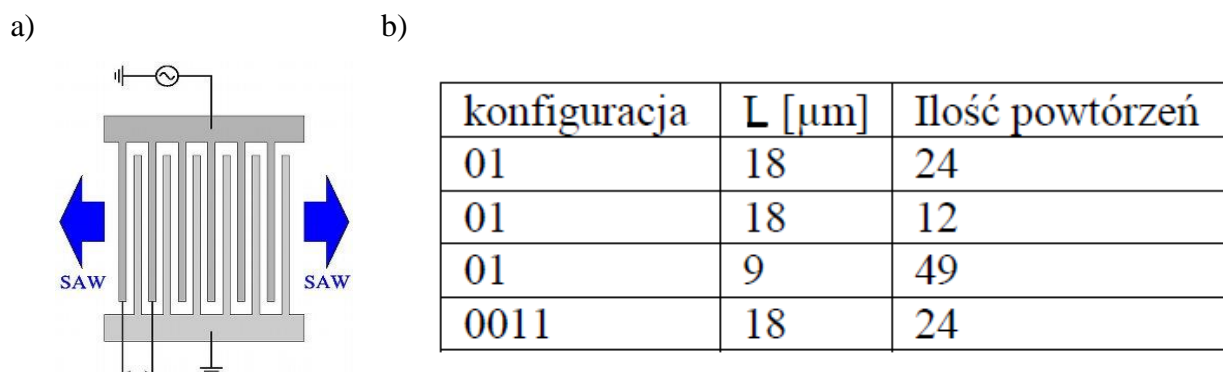
d)



Rysunek 2.2. Układ warstw heterostruktury wykorzystanej do eksperymentów a) schematyczna konstrukcja diody Schottky b) zdjęcie heterostruktury z naniesionymi diodami oraz sondami ostrzowymi c) zbliżenie na wytworzoną diodę Schottky d).

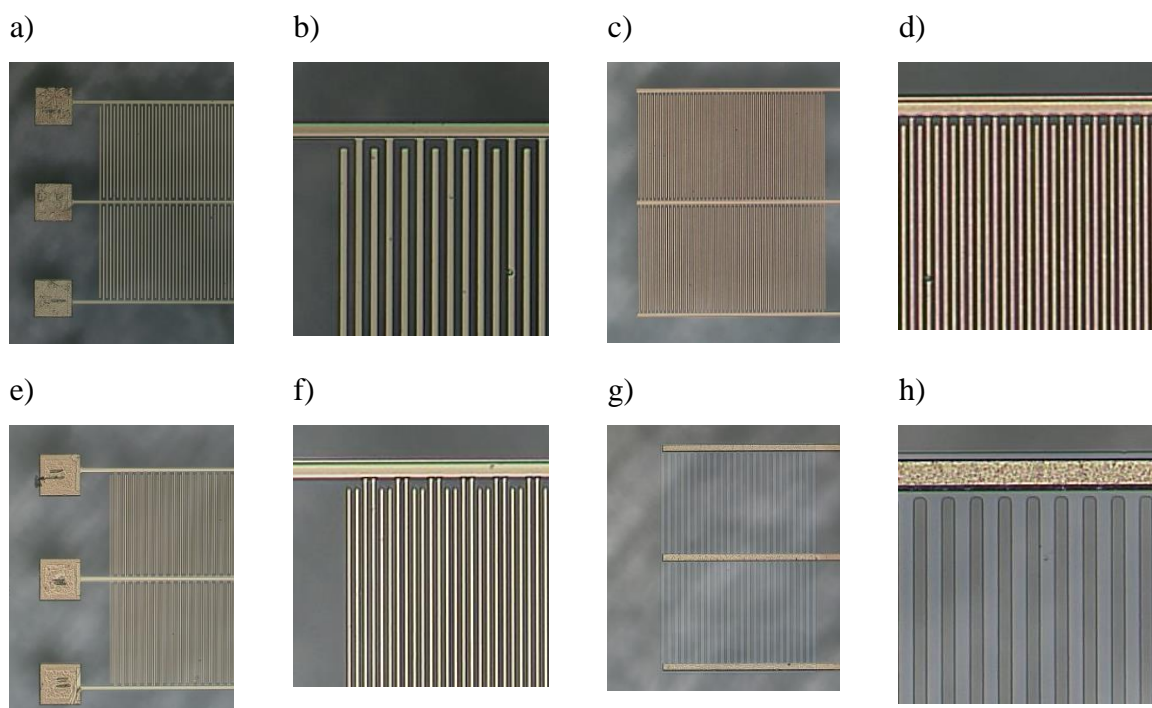
2.1.2. Struktury testowe wykorzystujące przetworniki międzypalczaste

W przeprowadzanych badaniach zaprojektowano następujące przetworniki międzypalczaste (L oznacza okres powtarzalności układu elektrod - rysunek 2.3).



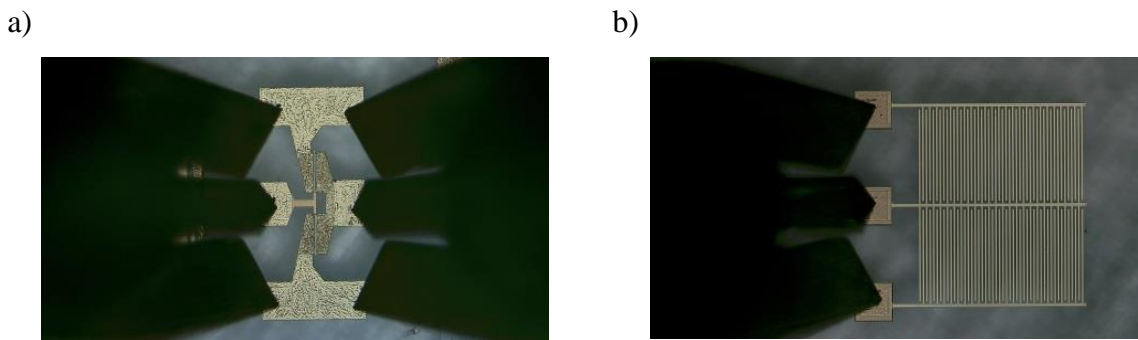
Rysunek 2.3. Schematyczny rysunek przetwornika międzypalczastego a) oraz wymiary badanych przetworników b).

Odległość między przetwornikami wynosiła 1 mm, 2 mm lub 5 mm. Struktury testowe rozmieszczono tak, że nieużywane w pomiarach przetworniki umieszczone w jednej linii zachowywały się jak zwierciadła. Na rysunku 2.4 zamieszczono przykładowe zdjęcia wytworzonych struktur przetworników (a, c, e) oraz ich powiększenia (b, d, f). Na maskach umieszczono również strukturę rezystancyjną z okresem powtarzalności 18 μm , zdjęcie której przedstawiono na rysunku 2.4.g (struktura) i 2.4.h (powiększenie).



Rysunek 2.4. Zdjęcia wytworzonych struktur przetworników (a, c, e), ich powiększenia (b, d, f) oraz struktura rezystancyjna (g, h).

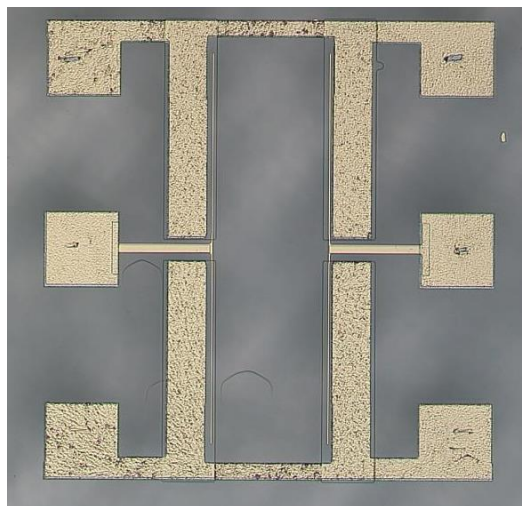
Topologia kontaktów wytworzonych przetworników była dostosowana do standardowych pomiarów mikrofalowych tranzystorów AlGaIn/GaN HEMT wykonywanych w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii, realizowanych z użyciem sond komplanarnych GSG (ang. *Ground Source Ground*), metodą „on wafer”. Rozstaw ostrzy pomiarowych w sondach wynosi $2 \times 250 \mu\text{m}$. Na rysunku 2.5 przedstawiono zdjęcie mierzonego tranzystora AlGaIn/GaN HEMT i przetwornika międzypalczastego.



Rysunek 2.5. Zdjęcie mierzonego tranzystora AlGaIn/GaN HEMT a) i przetwornika międzypalczastego b).

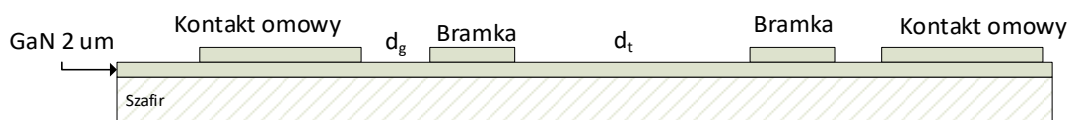
2.1.3. Struktury testowe do analizy oddziaływania bramki HEMT z falami akustycznymi

W celu zbadania efektów piezotronicznych występujących w bramce tranzystora HEMT podczas pracy przygotowano struktury testowe symulujące bramki tranzystora HEMT. Zdjęcie struktury zaprezentowano na rysunku 2.6.



Rysunek 2.6. Struktura testowa do badania oddziaływania piezoelektrycznego między bramkami tranzystorów HEMT.

Składały się one z dwóch wąskich pasków metalizacji o szerokości $1,7 \mu\text{m}$ umieszczonych w odległościach od $5 \mu\text{m}$ do $200 \mu\text{m}$. Schematyczny przekrój struktury testowej zaprezentowano na rysunku 2.7.



Rysunek 2.7. Przekrój struktury testowej pokazujący ułożenie bramek i kontaktów omowych. Odległość $d_g = 4 \mu\text{m}$, odległość d_t wynosiła od 5 do 200 μm .

Przygotowano siedem wariantów struktur. Były one zasilane napięciem zmiennym, wytwarzanym między elektrodami a masą z zastosowaniem sond ostrzowych przyłożonych do kontaktów omowych. Odległość między kontaktem omowym a bramką wynosiła $d_g = 4 \mu\text{m}$. Obszary masy były połączone między sobą. W celu porównania i wyeliminowania efektów elektrycznych (pojemnościowych) oraz piezoelektrycznych analogiczne elementy wykonano na samym podłożu szafirowym, w którym efekt piezoelektryczny nie występuje.

2.2. Metody symulacyjne

W ramach realizacji rozprawy doktorskiej do symulacji propagacji fal akustycznych w analizowanych heterostrukturach epitaksjalnych azotków zastosowano dwie metody obliczeniowe - Metodę Elementów Skończonych (MES, z ang. *Finite Element Method*) oraz Metodę Macierzowa (z ang. *Transfer Matrix Method*).

2.2.1. Metoda Elementów Skończonych

Do symulacji i analizy propagacji poszczególnych modów akustycznych zastosowano Metodę Elementów Skończonych (MES, z ang. *Finite Element Method*). Pozwala ona na dokładną analizę pracy przetworników z uwzględnieniem sprzężenia efektów elektrycznych i mechanicznych. Metoda ta polega na podziale domeny symulacji na węzły (ang. *nodes*) i zamianie równań różniczkowych opisujących występujące w niej efekty ciągłe na funkcje wielomianowe, aproksymujące wartości między punktami. Kompletnie rozwiązanie uzyskuje się jako efekt sumowania algebraicznego aproksymacji poszczególnych elementów do postaci macierzy sztywności, która po nałożeniu warunków brzegowych jest rozwiązywana w celu ustalenia wartości pola w poszczególnych punktach. Metoda elementów skończonych pozwala na uzyskanie różnych rodzajów rozwiązań:

- statycznych, gdy warunki brzegowe są stałe w czasie,
- częstotliwościowych, gdzie wymuszenia mają charakter harmoniczny i jest określone rozwiązanie w stanie ustalonym,
- częstotliwości własnych, gdzie poszukiwane jest rozwiązanie składające się z modów własnych struktury,

- przejściowych, gdzie wymuszenia są zmienne w czasie i analizowana jest odpowiedź struktury w jakimś wycinku czasu

Modelowanie pracy przetworników międzypalczastych oraz bramek GaN przeprowadzono z wykorzystaniem oprogramowania do symulacji metodą elementów skończonych Comsol Multiphysics. Pozwala ono na analizę wielofizyczną – jednoczesną symulację efektów elektrycznych i mechanicznych w ramach jednego modelu. Z wykorzystaniem tego oprogramowania przeprowadzono symulację:

- układów z symetrią periodyczną w celu analizy odpowiedzi częstotliwościowej,
- modeli 2D warstwy GaN na szafirze z różną konfiguracją elektrod wymuszających w celu analizy propagacji fali generowanej przez bramki HEMT zarówno w obszarze fal objętościowych jak i powierzchniowych,
- analizę statycznego odkształcania próbek pod wpływem podciśnienia w celu wyznaczenia statycznego stanu naprężeń oraz polaryzacji piezoelektrycznej. Symulacje uwzględniają efekt kontaktowy oraz przesuwający się punkt podparcia podczas odkształcania (ze względu na deformacje o-ringu oraz ugięcie próbki).

Ograniczeniem stosowania Comsol Multiphysics jest specyfika Metody Elementów Skończonych, ograniczająca grubość maksymalną warstwy ze względu na rozmiar elementów. Małe grubości warstw przy ich dużej szerokości wymuszają zagęszczanie elementów oraz zmniejszają dokładność rozwiązania.

Parametry półprzewodnikowe heterostruktur AlGaIn/GaN typu HEMT, takie jak układ pasm oraz rozkład ładunków analizowano przy zastosowaniu pakietu symulacyjnego APSYS (QW) firmy Crosslight Software Inc. z dodatkowymi opcjami (Self Consistent QW/Piezo, Thermal Option, Quantum Tunneling Option), przeznaczonego do analizy zjawisk fizycznych w strukturach półprzewodnikowych i badania właściwości elektrycznych oraz termicznych przyrządów półprzewodnikowych.

2.2.2. Metoda Macierzowa (*Transfer Matrix Method*)

Metoda Transfer Matrix jest metodą analityczną pozwalającą na badanie układów wielowarstwowych o dowolnej grubości i liczb warstw. Została ona wykorzystana jako uzupełnienie ograniczonych możliwości stosowania Metody Elementów Skończonych dla układów warstw cienkich [56]. Zasada jej działania polega na zapisaniu właściwości poszczególnych warstw w postaci macierzy transformujących fazy propagującej się fali. Macierze to modyfikują zmienne stanu, które są ze sobą związane za pomocą układu równań różniczkowych. Pozwala to na zamianę problemu rozwiązania układu równań różniczkowych

w problem znalezienia rozwiązania liniowego układu macierzowego. Numeryczne rozwiązanie tego problemu jest znacznie mniej skomplikowane obliczeniowo niż Metoda Elementów Skończonych. Metoda Macierzowa pozwala na analizę warstw dowolnie cienkich i wyznaczenie dokładnych charakterystyk dyspersji w zależności od grubości warstwy i rodzaju materiału [57]. Stworzono własne oprogramowanie implementujące Metodę Macierzową ze względu na brak dostępności bibliotek programistycznych implementujących ją dla wielowarstw. W tym celu wykorzystano język Python z interpreterem CPython 3.7. Oprogramowanie podzielono na kilka wzajemnie ze sobą współpracujących modułów.

2.3. Metody pomiarowe

W celu zbadania statycznych i dynamicznych efektów piezotronicznych, występujących w heterostrukturach testowych AlGaIn/GaN przygotowanych na potrzeby rozprawy, przeprowadzono szereg różnych pomiarów. Badano zarówno same heterostruktury w różnych warunkach naprężenia w celu zbadania zmian w strukturze pasmowej oraz charakterystyce 2DEG jak i specjalne struktury testowe. Wykonano:

- pomiary Halla heterostruktur w trakcie odkształcania – pomiar koncentracji, ruchliwości oraz rezystancji powierzchniowej pod wpływem obciążenia; wyznaczono charakterystyki czasowe po przyłożeniu obciążenia,
- pomiary stałoprądowe diod Schottky’ego na heterostrukturze,
- pomiary przepływu ładunku przez diodę Schottky’ego w trakcie aplikacji naprężeń,
- pomiary fotoluminescencji po przyłożeniu obciążenia,
- pomiary transmitancji oraz reflektancji mikrofalowej między dwoma elektrodami imitującymi bramki tranzystora HEMT znajdującymi się w różnych odległościach,
- pomiary transmitancji oraz reflektancji mikrofalowej przetworników międzypalczastych w zakresie częstotliwości 100 MHz – 10 GHz.

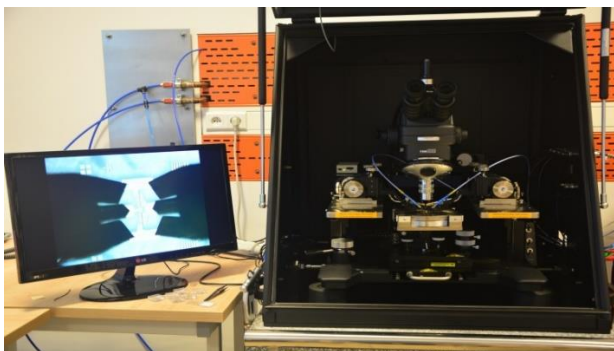
2.3.1. Pomiary stałoprądowe

Do pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych i prądowo-napięciowo-czasowych w reżimie pobudzenia stałego i impulsowego stosowano analizator parametrów przyrządów półprzewodnikowych (Semiconductor Devices Analyzer) N52030A firmy Agilent z przystawką do pomiarów małych prądów i napięć (Atosense and Switch Unit). Pomiary dokonywane były metodą ostrzową, ponieważ unikano separacji struktur na chipy.

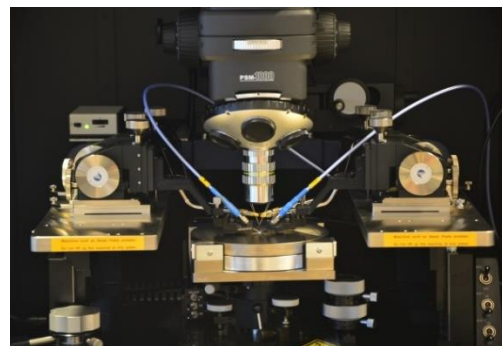
2.3.2. Pomiary mikrofalowe

Pomiary przetworników międzypalczastych i struktur testowych do badania oddziaływań akustycznych i elektrycznych w zakresie mikrofalowym przeprowadzono metodą „on wafer” przy pomocy ostrzowych sond mikrofalowych firmy Picoprobe typu SGS (signal – ground – signal) z odległością między polami kontaktowymi 250 μm . Wykorzystano czteroportowy analizator sieci N5230A (PNA-L Network Analyzer) firmy Agilent z kablami pomiarowymi Sucoflex 100 firmy Suhr. Do kalibracji analizatora sieci wykorzystywano firmowe podłoże ceramiczne Picoprobe ze strukturami kalibracyjnymi CS-8. Pomiary wykonywano w szerokim (przebiegowym) pasmie częstotliwości 100 MHz ÷ 6 GHz oraz w pasmach zawężonych, odpowiadających specyficznym rodzajom generowanych fal akustycznych. Badane próbki i sondy pomiarowe były umieszczone w stanowisku do pomiarów ostrzowych MPS150 firmy CascadeMicrotech. Wykorzystanie precyzyjnych (200 obrotów/cal) pozycjonerów *xyz* mocowanych magnetycznie na opuszczanych platformach pozwoliło na powtarzalne wykonywanie pomiarów. Na rysunku 2.8 zamieszczono zdjęcie stanowiska ostrzowego umieszczonego w komorze ekranującej znajdującej się na pneumatycznym stole przeciwwibracyjnym.

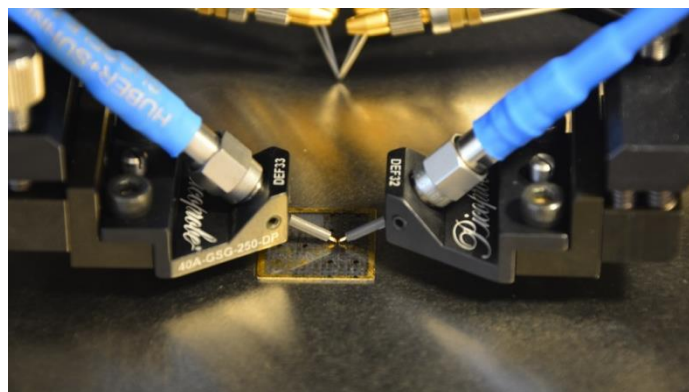
a)



b)



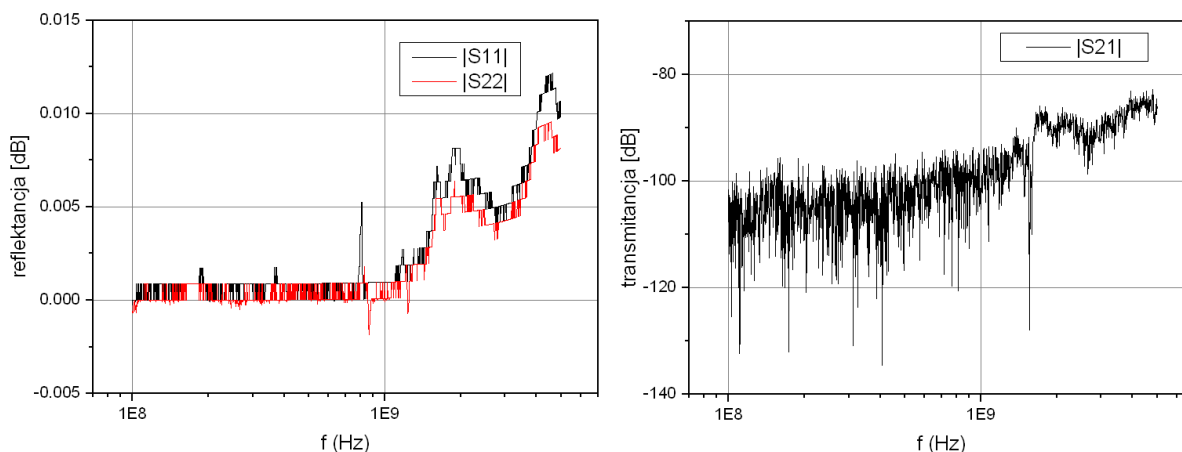
c)



Rysunek 2.8. Zdjęcie stanowiska do pomiarów z użyciem sond „on wafer” a) i b) oraz ostrzy pomiarowych c).

Specyfika przeprowadzanych pomiarów polegała na dużej odległości między nadajnikiem i odbiornikiem, dochodzącej do 5 mm, przy polu widzenia mikroskopu około 1 mm. Poprawny pomiar mikrofalowy wymagał kontrolowanego docisku sond pomiarowych do pól kontaktowych. Procedura pomiarów „*on wafer*” polega na doprowadzeniu do kontaktu między sondą a polem kontaktowym i następnie jej opuszczeniu aż do uzyskania „poślizgu” na dystansie około 5 μm . Precyzyjne stanowisko ostrzowe pozwoliło na niezależne pozycjonowanie dwóch sond pomiarowych połączone z przesuwaniem mikroskopu. Obserwując tylko jedną strukturę (nadajnik lub odbiornik) można było mieć pewność, że druga struktura jest również podłączona prawidłowo.

Podstawowym problemem przy pomiarach przetworników międzypalczastych była dokładność pomiaru. Obserwowane przy częstotliwościach rezonansowych piki transmitancji wahały się między -30 dB a -70 dB. Natomiast obserwowane piki reflektancji były rzędu dziesiątej części dB. Subtelny charakter widm transmitancji wymagał pomiaru w dużej liczbie punktów częstotliwościowych (1600 punktów w paśmie od 100 MHz do 1,2 GHz) i zawężonym paśmie detektorów toru pomiarowego analizatora sieci. Zawężania pasma detektorów i zwiększanie liczby punktów pomiarowych powoduje znaczny wzrost czasu pomiaru. Akceptowany kompromis między czasem pomiaru i poziomem szumów uzyskiwano przy paśmie detektorów wynoszącym 200 kHz i mocy sygnału pomiarowego 0 dBm. Uzyskanie poprawnych i wiarygodnych wyników pomiaru przetworników międzypalczastych wymagało zastosowania określonej procedury przygotowania stanowiska pomiarowego. Przed rozpoczęciem pomiarów analizator sieci, znajdujący się w klimatyzowanym pomieszczeniu, był wygrzewany przez około 2 godziny. Wszystkie kable pomiarowe były zabezpieczone przed przypadkowymi przemieszczeniami i deformacjami. Następnie przeprowadzana była procedura kalibracji metodą SOLT z dodatkową opcją „Isolation”. Następnie wykonywane były pomiary badanych struktur. Z powodu dryftu układu pomiarowego po około 2 godzinach na mierzonych charakterystykach pojawiały niewielkie zniekształcenia, niewpływające na poprawną interpretację wyników pomiaru. Akceptowalna poprawność kalibracji utrzymywała się przez kilka dni pod warunkiem odpowiedniego wygrzania systemu pomiarowego i stałej temperatury w pomieszczeniu. Na rysunku 2.9 przedstawiono przykładowy wynik pomiaru parametrów macierzy rozproszenia S w paśmie częstotliwości 100 MHz \div 5 GHz wykonany bezpośrednio po kalibracji. Sondy pomiarowe były ustawione na warstwie buforowej w odległości 2 mm.



Rysunek 2.9. Wynik pomiaru kontrolnego parametrów macierzy rozproszenia S w paśmie częstotliwości $100 \text{ MHz} \div 5 \text{ GHz}$ wykonany bezpośrednio po kalibracji. Sondy były ustawione na warstwie buforowej w odległości 2 mm.

Sprężenie między wejściem i wyjściem w paśmie częstotliwości do 1 GHz nie przekraczało -100 dB przy szumie pomiaru $|S_{11}|$ i $|S_{22}|$ na poziomie 0,015 dB.

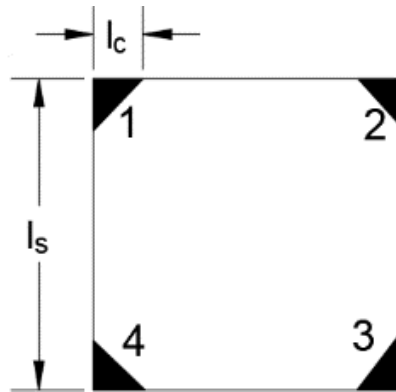
2.3.3. Pomiaru fotoluminescencji

Do pomiarów widm fotoluminescencji, które były realizowane w temperaturze pokojowej, stosowano laser impulsowy 266 nm FQSS266-Q1 firmy CryLas ze średnią mocą wyjściową 3 mW, który oświetlał badaną wielowarstwę AlGaIn/GaN lub warstwę GaN. Powstające promieniowanie fotoluminescencji było wprowadzane do kwarcowego światłowodu o średnicy 1 mm i kierowane przez układ ogniskujący na szczelinę wejściową monochromatora HR150 firmy HoribaJobinYvon. Czoło światłowodu było zbliżane do oświetlonego punktu przy pomocy pozycjonera. Na wyjściu monochromatora znajdowała się krzemowa linijka CCD typu Signature firmy HoribaJobinYvon zawierająca 3648 pikseli o wymiarach $8 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. Wykorzystanie siatki dyfrakcyjnej 1200 gr/mm, dającej rozdzielczość liniową 5,25 nm/mm, przy szczelinie wejściowej 0,05 mm pozwoliło osiągnąć rozdzielczość 0,25 nm (sygnał z trzech pikseli).

2.3.4. Pomiary Halla

W celu określenia parametrów elektrycznych warstw GaN heterostruktur AlGaIn/GaN przeprowadzono pomiary efektu Halla na strukturach van der Pauwa. Stanowisko pomiarowe wyposażone było w magnes stały o indukcji 0,524 T, źródło prądowe typu „Source Measure Unit” B2901A firmy Agilent oraz multimetr 34410 firmy Agilent o rozdzielczości $6 \frac{1}{2}$ cyfry. Stanowisko było wyposażone w przesuw obrotowy i elektryczny oraz przekaźnikowy

przełącznik konfiguracji wyprowadzeń. Przy każdym pomiarze wykonywano cztery pomiary rezystancji powierzchniowej oraz cztery pomiary napięcia Halla dla dwóch różnych kierunków pola magnetycznego. Duża odległość między nabiegunkami, wynosząca 3 cm, powalała na umieszczanie między nimi np. struktury testowej zamocowanej na stoliku do przykładania naprężeń lub umieszczonej w przepływowym kriostacie azotowym. Wyznaczając rezystancję powierzchniową R_s za pomocą metody van der Pauwa oraz korzystając z efektu Halla można określić parametry elektryczne heterostruktur tj. ruchliwość, μ oraz koncentrację powierzchniową, n_s dwuwymiarowego gazu elektronów (2DEG) heterostruktur AlGaIn/GaN. W tym celu heterostruktury AlGaIn/GaN cięto na prostokątne kawałki o wymiarach $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, do których wytwarzano kontakty omowe w kształcie trójkątów na bazie indu (rysunek 2.10).



Rysunek 2.10. Struktura testowa do pomiarów Halla, o wymiarach $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, l_s – szerokość próbki, l_c – szerokość kontaktu indowego.

Prawidłowy pomiar wymaga, aby szerokość próbki była co najmniej trzykrotnie większa od szerokość kontaktu indowego, tzn. $l_s > 3l_c$. Mierzono rezystancję osadzonych kontaktów omowych w dwunastu możliwych konfiguracjach. Mierzony obszar zaciemniono w celu eliminacji wpływu fotoprzewodnictwa (generacji nadmiarowych nośników promieniowaniem elektromagnetycznym).

W celu wyznaczenia rezystancji powierzchniowej rozwiązywano równania van der Pauwa (2.1) - (2.3):

$$\exp\left(-\frac{\pi R_v}{R_s}\right) + \exp\left(-\frac{\pi R_h}{R_s}\right) = 1 \quad (2.1)$$

$$R_v = k \left(\frac{U_{23}}{I_{41}} + \frac{U_{41}}{I_{23}} \right) \quad (2.2)$$

$$R_h = k \left(\frac{U_{34}}{I_{12}} + \frac{U_{12}}{I_{34}} \right) \quad (2.3)$$

gdzie rezystancję wertykalną R_v oraz horyzontalną R_h otrzymano mierząc prąd i napięcie w odpowiednich kierunkach. Jednocześnie koncentrację powierzchniową n_s oraz ruchliwość 2DEG μ wyznaczono korzystając z przyłożonego pola magnetycznego o wartości 0,524 T z równań (2.4) i (2.5).

$$n_s = \frac{1}{qR_s\mu_H} \quad (2.4)$$

$$\mu = \frac{V_H}{R_s I_x B_z} \quad (2.5)$$

gdzie q jest ładunkiem elektronu. Wielokrotny pomiar napięcia w kierunku poprzecznym do płynącego prądu I_x oraz zmiana biegunowości pola magnetycznego umożliwiły otrzymanie napięcia Halla, V_H z minimalną liczbą efektów pasożytniczych. Szczegółowa analiza otrzymanych rezultatów pozwoliła zaobserwować, że ruchliwości 2DEG wyznaczone metodą Halla są zaniżone w porównaniu do innych metod, np. pomiaru charakterystyk C - V .

3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGaIn/GaN

Jednym z pierwszych zagadnień badawczych, które w konsekwencji spowodowały powstanie piezotroniki była analiza wpływu zewnętrznych naprężeń makroskopowych na działanie przyrządów elektronicznych, szczególnie półprzewodnikowych. W azotkach, ze względu na ich asymetryczną strukturę krystaliczną, występuje efekt piezoelektryczny skutkujący występowaniem indukcji elektrycznej oraz ładunku na interfejsach między warstwami o różnym składzie stechiometrycznym. Wielkość ładunku zależy od naprężeń mechanicznych, którym poddana jest warstwa. Powoduje to, że w tej grupie materiałów wpływ zewnętrznych naprężeń może być szczególnie duży. Jednym z ich skutków może być modyfikacja struktury pasmowej przyrządu półprzewodnikowego. Zastosowanie tego efektu stanowi podstawę konstrukcji tranzystorów HEMT, wykorzystujących takie modyfikacje do formowania dwuwymiarowej studni potencjału ze zlokalizowanym dwuwymiarowym gazem elektronowym (2DEG). Celem zbadania wpływu opisanych efektów na urządzenia wykonane w heterostrukturze AlGaIn/GaN przeprowadzono różne pomiary oraz symulacje. Analizowano zarówno samą heterostrukturę jak i heterostrukturę, do której wytworzono kontakty omowe i Schottky'ego. Wybrano te dwa aspekty ze względu na fakt, iż parametry 2DEG oraz oddziaływania bramka Schottky'ego – kanał 2DEG są podstawą działania tranzystorów HEMT. Istotnym czynnikiem wpływającym na dokładność pomiarów jest wytworzenie w próbkach jednoznacznego i jednorodnego stanu naprężeń o kontrolowanych wartościach. Dlatego próbki były naprężane w specjalnie do tego celu zaprojektowanym stanowisku, gwarantującym spełnienie tych wymagań.

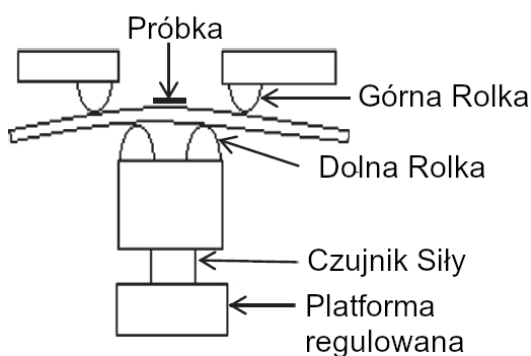
Wykorzystując pomiary Halla struktur Van der Pauwa wykonanych na heterostrukturach wyznaczono zmiany rezystancji powierzchniowej, koncentracji oraz ruchliwości elektronów 2DEG heterostruktury w czasie aplikacji zewnętrznych naprężeń oraz po ich ustabilizowaniu. Natomiast na podstawie pomiarów fotoluminescencji określono zmiany szerokości przerwy wzbronionej pod wpływem naprężeń zewnętrznych. Dla drugiego rodzaju badanych próbek - diod Schottky'ego wykonanych w heterostrukturach AlGaIn/GaN z kontaktami Schottky'ego (Ru/Au) i kontaktami omowymi (Ti/Al/Mo/Au) wyznaczono charakterystyki stałoprądowe (DC) oraz zmierzono prądy indukowane zmianami stanu naprężeń w obwodzie kontakt Schottky'ego – heterostruktura – kontakt omowy w stanie wymuszonej polaryzacji. Próbkę mierzono w określonych cyklach pomiarów tak, aby zapewnić możliwość powrotu próbek do

stanu ustalonego oraz odróżnić efekty spowodowane wpływem naprężeniami zewnętrznymi od efektów spowodowanych naprężeniem elektrycznym i termicznym.

Aby wyjaśnić otrzymane rezultaty przeprowadzono symulacje modelu pasmowego oraz rozkładu ładunków w badanych próbkach Metodą Elementów Skończonych. W szczególności przeanalizowano rzeczywisty skutek powstawania dodatkowych ładunków piezoelektrycznych na interfejsach między warstwami oraz ich wpływ na parametry elektryczne heterostruktur i wykonane na niej urządzenia.

3.1. Analiza literaturowa dotycząca naprężeń statycznych w heterostrukturach AlGaN/GaN

Analiza obszernej literatury, opisującej wpływ zewnętrznych naprężeń na działanie przyrządów półprzewodnikowych, pokazuje, że poszczególne grupy badawcze wyciągają różne wnioski, które wymagają uporządkowania. W pracy [58] opisano badania nad wpływem zewnętrznych naprężeń na parametry tranzystorów HEMT. Analizowane próbki były wykonane na podłożu szafirowym z naniesioną heterostrukturą składającą się z warstwy GaN o grubości 1,5 μm z barierą AlGaN o grubości 25 nm. Na jej powierzchni wykonano tranzystory HEMT z bramką o długości 1,1 μm i szerokości 250 μm . Odległość między źródłem a drenem wynosiła 4 μm . Pojedyncze tranzystory były wycinane z podłoża w kształcie prostokątów o rozmiarach 3 mm \times 1 mm i następnie klejone, z użyciem adhezyjnej warstwy polimerowej, do stalowej płyty o rozmiarach 30 mm \times 10 mm i grubości 260 μm . Naprężenia zewnętrzne były zadawane za pomocą układu przeciwstawnych rolek, przedstawionego na rysunku 3.1.

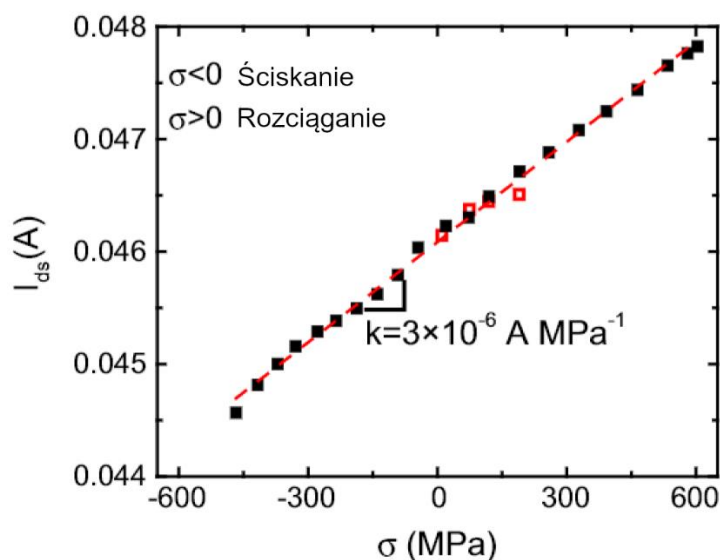


Rysunek 3.1. Stanowisko do zadawania naprężeń mechanicznych (na podstawie [58]).

Wykorzystując metody spektroskopii Ramana ustalono, że naprężenia w heterostrukturze w stanie spoczynku wynoszą 307,2 MPa. Pomiary charakterystyk prądu drenu od napięcia źródło-dren ($I_{DS}-U_{DS}$) wskazują na występowanie histerezy w zależności od tego, czy pomiar jest wykonywany dla narostu, czy dla spadku napięcia. Maksymalna różnica prądu dla określonej wartości U_{DS} wynosi do 5%. Efekt zmienia swój charakter w zależności od napięcia

bramki. Dla małej wartości napięcia prąd podczas narostu jest większy niż podczas obniżania. Dla napięcia U_{GS} większego niż 0,4 V zależność się odwraca. Wykorzystując stanowisko przedstawione na rysunku 3.1 zadawano odkształcenia ściskające i rozciągające w zakresie od -470 MPa do 600 MPa. Są one rzędowo równe naprężeniem wbudowanym w strukturę po procesie epitaksji [39].

Zaobserwowano wyraźny wpływ przykładanych naprężeń na charakterystykę prądowo-napięciową. Naprężenia ściskające powodowały zmniejszenie prądu drenu, a rozciągające - jego zwiększenie. Efekt był obecny niezależnie od kierunku zmiany napięcia dren-źródło. Maksymalne różnice wynoszą do 5% i są porównywalne do wartości różnic wynikających z histerezy. Dodatkowo naprężenie rozciągające powoduje zwiększenie histerezy. Zależność prądu kanału dla ustalonych warunków $U_{DS} = 10$ V oraz U_{GS} przedstawiono na rysunku 3.2.



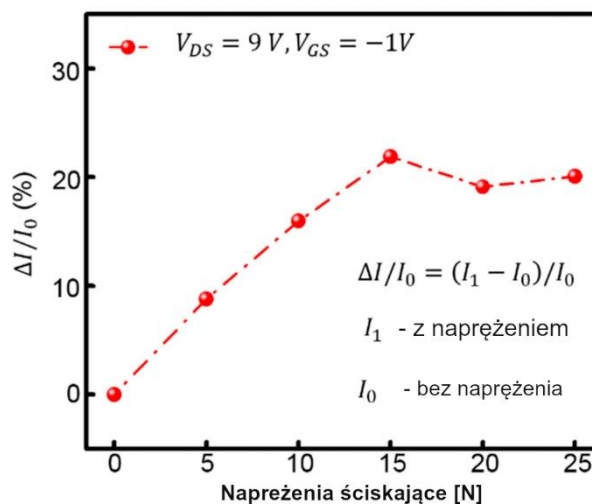
Rysunek 3.2. Zależność prądu drenu I_{DS} w tranzystorze HEMT w zależności od zewnętrznego naprężenia (na podstawie [58]).

Zmierzona zależność ma charakter liniowy. Na podstawie przedstawionych danych można określić, że względny współczynnik zmiany prądu wyniósł $3 \times 10^{-6} \text{ AMPa}^{-1}$. Autorzy pracy [58] tłumaczą zaobserwowany efekt za pomocą wpływu zewnętrznych naprężeń na polaryzację piezoelektryczną, które powodują zmianę koncentracji nośników w poszczególnych warstwach heterostruktury. W szczególności różnica zmiany polaryzacji piezoelektrycznej w warstwie bufora i AlGaIn powoduje zmianę koncentracji 2DEG, która przekłada się na modyfikację rezystancji kanału tranzystora.

Analizując wspomnianą powyżej pracę należy zwrócić uwagę na kilka aspektów mogących wpłynąć na wyciągane wnioski. Metoda wycinania płytki i bondowania do stalowej płyty może skutkować modyfikacją jej parametrów elektrycznych. Dodatkowo, ze względu na elastyczny

charakter połączenia między uginaną płytą a próbką, rzeczywiste naprężenia, którym podlega próbka, mogą być znacznie mniejsze i są trudne do określenia. Ponadto wykonane pomiary mają charakter statyczny lub ich dynamika nie została opisana. Oznacza to, że wyznaczone charakterystyki prądowo-napięciowe oraz opisane zjawisko histerezy nie pokazują, czy obserwowany efekt jest stały, niezależnie od czasu w jakim próbka pozostaje w stanie naprężenia oraz czy charakterystyki prądowo-napięciowe były wyznaczone zaraz po przyłożeniu naprężenia, czy też po ustabilizowaniu się wszystkich efektów. Jak pokazały badania przeprowadzone i zaprezentowane przez autora niniejszej rozprawy czas pomiaru oraz moment jego wykonania mają kluczowe znaczenie dla ich interpretacji.

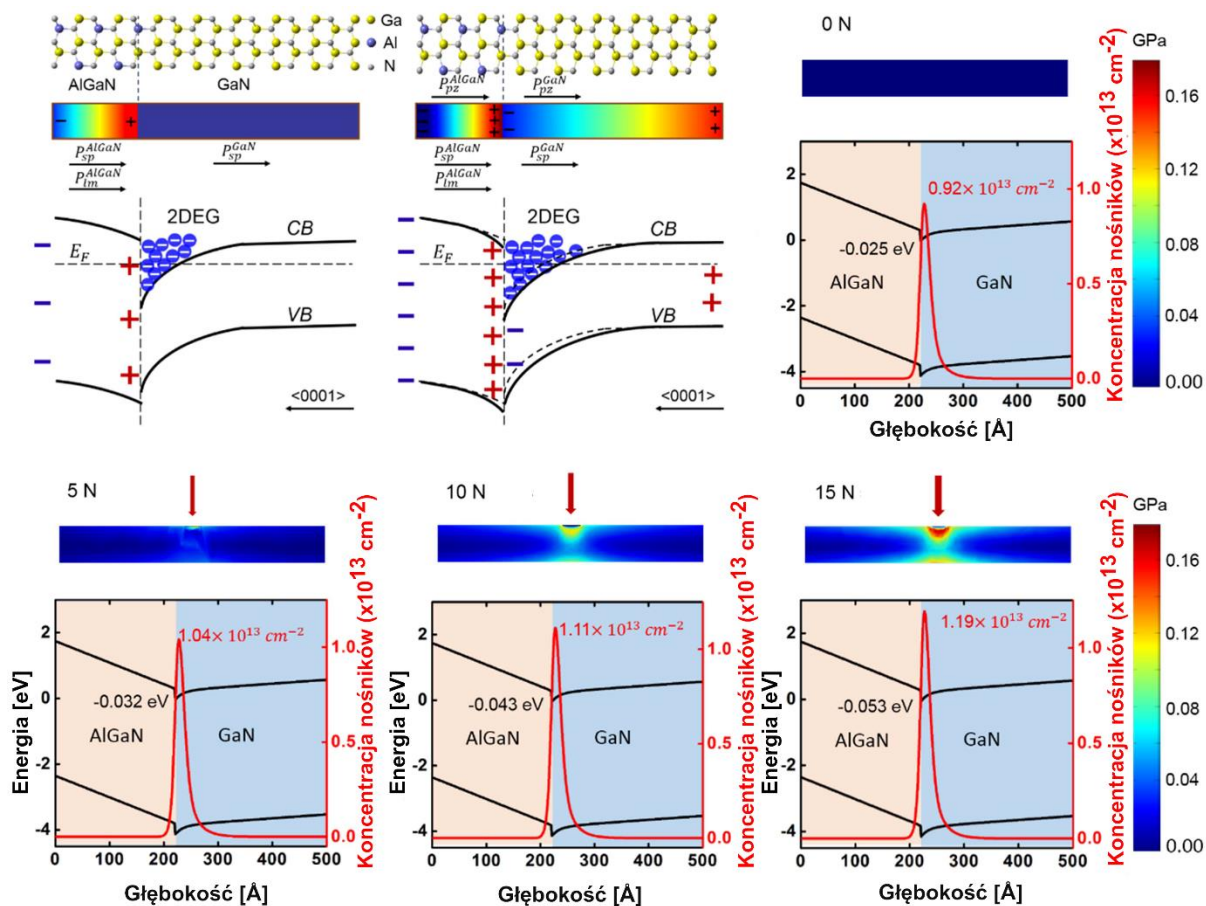
W artykule [6] HEMT zrealizowano w heterostrukturze wykonanej metodą MOVPE. Warstwa GaN była domieszkowana węglem i miała grubość 2 μm . Na niej znajdowała się warstwa 100 nm nieintencjonalnie domieszkowanego GaN oraz 25 nm $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$. Kontakty omowe i Schottky'ego wykonano odpowiednio ze stopów Ti/Al/Ti/Au (20/100/45/55 nm) oraz Ni/Au (80/50 nm). Długość bramki wynosiła 10 μm , a odległości między bramką i źródłem oraz drenem i bramką wynosiły odpowiednio 20 μm i 80 μm . Konstrukcja tranzystora HEMT oraz układ warstw heterostruktury był podobny do przedstawionego w pracy [58]. Jednak znacząco różnił się sposób zadawania naprężeń zewnętrznych. W wypadku badań opisanych w [6] naprężenia przekazywano punktowo za pomocą głowicy naciskającej, wyposażonej w czujnik siły. Punkt przyłożenia obciążenia znajdował się między bramką i drenem. Maksymalna siła nacisku wynosiła 25 N. Odpowiadało to naprężeniu 300 MPa w środkowym punkcie styku głowicy z próbką. Na tej podstawie można określić średnicę głowicy wynoszącą ok. 200÷400 μm . Dokładne parametry techniczne oraz obliczenia dotyczące maksymalnego naprężenia wynoszącego 300 MPa nie zostały przedstawione w artykule. Dodatkowo należy zauważyć, że rozmiar głowicy jest wielokrotnie większy od odległości między źródłem, bramką i drenem. Powoduje to, że w zasadzie niemożliwe jest określenie rzeczywistego stanu naprężeń w obszarze kanału tranzystora. Przyłożone obciążenie miało wpływ na charakterystykę prądowo-napięciową. Prąd drenu zwiększał się w zakresie 0÷15 N. Następnie w zakresie 15÷25 N nieznacznie się zmniejszał. Zależność przedstawiono na rysunku 3.3.



Rysunek 3.3. Zależność prądu drenu od przyłożonego naprężenia (na podstawie [6]).

Autorzy artykułu wyjaśnili początkowy wzrost jako rezultat zwiększania się koncentracji 2DEG na skutek indukowanych ładunków polaryzacyjnych. Jednocześnie ustabilizowanie się narostu przy nacisku powyżej 15 N wynika z większego rozpraszania elektronów w sieci krystalicznej, spowodowanego przesunięciem dna studni potencjału bliżej interfejsu AlGaIn/GaN. Wykonane pomiary uzupełniono przez symulację zmian modelu pasmowego i rozkładu ładunków w heterostrukturze. Informację o rozkładzie naprężeń mechanicznych oraz indukowanej polaryzacji piezoelektrycznej uzyskano metodą symulacji elementów skończonych przeprowadzonych z wykorzystaniem oprogramowania Comsol Multiphysics. Tę informację połączono z rozwiązaniem równań - falowego Schrödingera i Poissona, opisującego rozkład ładunków. Podsumowanie wyników symulacji przedstawia rysunek 3.4.

3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGaIn/GaN



Rysunek 3.4. Podsumowanie symulacji zmian struktury pasmowej na skutek nacisku (na podstawie [6]).

Stwierdzono, że indukcja piezoelektryczna spowodowana zewnętrznymi naprężeniami powoduje przesunięcie dna studni potencjału (przy obciążeniu 15 N), w której zlokalizowany jest dwuwymiarowy gaz elektronowy, z poziomu $-0,025$ eV do $0,053$ eV. Spowodowało to wzrost koncentracji nośników wynoszący 29,3%. Nie zaprezentowano rezultatów obliczeń dla wartości powyżej 15 N. Nie wyjaśniono, skąd wynika rozbieżność między zaobserwowaną zmianą nasyconego prądu drenu o 22% i symulowaną zmianą koncentracji nośników wynoszącą 29,3%. Analogicznie w artykule powołano się na nieliniową charakterystykę współczynników polaryzacji piezoelektrycznej w zależności od naprężenia w materiale jako sposób na dokładniejsze wytłumaczenie zaobserwowanego efektu zmiany prądu drenu. Jednak podawane w literaturze [59] współczynniki drugiego rzędu (uwzględniające zmianę w czasie) dla wartości odkształceń występujących w badanych próbkach wpływają na całkowitą wartość polaryzacji piezoelektrycznej o maksymalnie 5%, co względem innych pominiętych efektów nie wyjaśnia zaobserwowanych różnic. Przedstawione symulacje można rozbudować o kilka elementów - uwzględnić warstwy przejściowe AlN między GaN a AlGaIn oraz wpływ kontaktu metalowej głowicy z powierzchnią próbki. Drugi czynnik jest szczególnie istotny, gdyż

zaprezentowane w dalszej części rozprawy badania własne pokażą, że zjawiska powierzchniowe odgrywają kluczową rolę. Symulacje naprężeń mechanicznych można by rozbudować o uwzględnienie podłoża szafirowego, a nie tylko warstw. W przedstawionej symulacji zastosowano warunki brzegowe polegające na zablokowaniu odkształceń dolnej warstwy heterostruktury, co skutkuje uzyskaniem nierzeczywistego rozkładu naprężeń. Ponadto wszystkie pomiary przeprowadzono w sposób statyczny, bez kontroli zależności czasowych między czasem przyłożenia naprężeń a pomiarem oraz bez zapewnienia powtarzalnego powrotu próbki i jej powierzchni do stanu ustalonego.

W artykule [60] porównywano klasyczne tranzystory HEMT z tranzystorami typu MOS HEMT (Metal Oxide Semiconductor HEMT) w warunkach normalnych oraz poddanych wpływowi naprężeń zewnętrznych. W tranzystorach MOS HEMT wykorzystuje się tlenek izolujący (w tym przypadku SiO₂) do odizolowania bramki od heterostruktury AlGaIn. Pozwala to na ograniczenie upływu prądu bramki do struktury, zmniejszenie pojemności bramka-kanal 2DEG oraz wpływa na modyfikację struktury pasmowej przyrządu przez zmianę gęstości i charakteru głębokich stanów powierzchniowych na powierzchni heterostruktury. Wszystkie te efekty powinny wpłynąć na poprawę parametrów tranzystora. Jednak przedstawione w artykule charakterystyki prądowo-napięciowe pokazują, że w konstrukcji tranzystora z tlenkiem SiO₂ pod bramką do odcięcia kanału potrzebne jest napięcie -25 V, które jest 2,5 raza większe od napięcia potrzebnego do odcięcia klasycznego tranzystora HEMT bez tlenku SiO₂. Znacząco ogranicza to możliwość zastąpienia klasycznych konstrukcji. Tranzystory były wykonane na podłożu krzemowym. Heterostruktura była wykonana z zastosowaniem epitaksji MOVPE i miała podobną grubość jak w dotychczas analizowanych artykułach (20 nm AlGaIn, 3,3 μm GaN, cienka warstwa przejściowa AlGaIn). Odległość źródło-dren wynosiła 13 μm, czyli około 8 razy mniej niż w pracach opisywanych wcześniej. Dodatkowo tranzystor HEMT był odizolowany za pomocą wytrawionej mesy o wymiarach 26 μm × 39 μm i głębokości 125 nm. Głębokość ta jest większa od grubości warstwy AlGaIn. Powoduje to, że ta warstwa w obszarze tranzystora jest odizolowana od reszty heterostruktury. Jednocześnie warstwa GaN, która jest znacznie grubsza, jest ciągła na całej powierzchni podłoża. Wprowadzenie naprężeń zewnętrznych realizowano przez nacisk na spód podłoża umocowanego w uchwycie. Dla zwielokrotnienia tego efektu podłoże było pocieniane z zastosowaniem reaktywnego trawienia jonowego. Na skutek tego procesu jego grubość zmniejszyła się z 1100 do 560 μm. W artykule nie przedstawiono szczegółów symulacji wyznaczających rozkład naprężeń w próbkach. Jednak w opisie symulacji elektrycznych przyjęto założenie, które wymagałoby bardziej szczegółowego wyjaśnienia, że w układzie

z wytrawioną mesą o głębokości większej od grubości warstwy AlGaIn warstwa nie będzie odkształcona. Jest ono kontrowersyjne, gdyż warstwa AlGaIn jest w sposób ciągły połączona z warstwą GaN. Powoduje to, że pole odkształceń też ma charakter ciągły. Zatem naprężenia obecne w warstwie GaN przynajmniej częściowo zostaną przeniesione do warstwy AlGaIn. Jednak mimo opisanych powyżej błędów metodologicznych możliwe jest porównanie wyników charakterystyk prądowo-napięciowych w zależności od przyłożonych naprężeń. Naprężenia aplikowane przez nacisk od spodu próbki powodują powstanie naprężeń rozciągających. Wyniki pomiarów pokazują, że w tym wypadku zmniejszeniu ulega prąd drenu, zarówno dla tranzystora o konstrukcji klasycznej jak i z odizolowaną bramką. Ze względu na brak informacji o dokładnym rozkładzie naprężeń niemożliwe jest porównanie liczbowe z wynikami podanymi w pracach [6] oraz [58]. Jednak kierunek wynikający z wykonanych pomiarów ma znak przeciwny do tego z pracy [58], mimo takiego samego charakteru naprężeń. Podobnie jak dla pozostałych artykułów nie analizowano czasu przyłożenia naprężeń oraz sekwencji pomiarów z uwzględnieniem powrotu próbek do stanu wyjściowego.

W artykule [61] analizowano wpływ odkształceń na tranzystor HEMT wykonany w heterostrukturze AlGaIn/GaN (100 nm AlN/2,5 μm GaN/20 nm Al_{0,21}Ga_{0,79}N) osadzonej w procesie MOVPE na podłożu szafirowym o grubości 80 μm . Tranzystory są wyizolowane za pomocą mesy wytrawionej na głębokość większą niż grubość AlGaIn (podobnie jak w pracy [60]), były wycinane w postaci próbek o wymiarach 1 mm \times 3 mm i bondowane do metalowej płyty, która była odkształcana z użyciem czterech wałków rozłożonych po obu jej stronach. Analizowano różną orientację kanału tranzystora względem odkształcenia rozciągającego (równoległą, prostopadłą i pod kątem 45°). Wykonano szereg pomiarów elektrycznych w funkcji kąta i odkształcenia. Wyznaczono charakterystyki $I_{DS}-U_{DS}$, wykonano pomiary C-V, Ramana i czasowe procesu pułapkowania tranzystora. Charakterystyka prądowo-napięciowa $I_{DS}-U_{DS}$ pokazuje wpływ odkształceń na gęstość prądu kanału. Największy wpływ zaobserwowano dla odkształcenia równoległego do kanału tranzystora. Wartość prądu w kanale (definiowana jako prąd drenu na milimetr szerokości bramki) zmniejszyła się od 0,2 Am^{-1} do 0,145 Am^{-1} przy U_{DS} równym 2 V i odkształceniu 0,55% (odpowiada to naprężeniu ok. 1500 MPa). Przy odkształceniu poprzecznym zmiana była znacznie mniejsza – wynosiła mniej niż 5% przy takim samym odkształceniu. Podobnie prezentowała się zależność charakterystyki $C(U_{GS})$ od odkształcenia. Maksymalna różnica występowała dla odkształceń równoległych do kanału. Natomiast brak było obserwowalnych różnic dla odkształcenia prostopadłego. Wartości uzyskane w poszczególnych pomiarach wydają się być obarczone błędem metodologicznym.

Dla niezubożonego kanału ($U_{GS} = 0$ V) pojemność wynosiła 6-8 nF/mm². Taka wartość nie odpowiada wartości, której można oczekiwać biorąc pod uwagę grubość warstwy AlGaIn wynoszącą 20 nm oraz wartość przenikalności elektrycznej takiej warstwy. Wartość pojemności dla takich struktur powinna być przynajmniej dwa razy mniejsza [62]. Analiza charakterystyk czasowych procesu pułpowania i relaksacji wykazała występowanie trzech stanów przejściowych o różnych stałych czasowych. Jeden z nich był niezależny od zewnętrznych stanów naprężeń, drugi był zależny w taki sam sposób, jak poziome pasma przewodnictwa (naprężenie rozciągające 0,5% powodowało zmianę poziomu o 7-8 meV). Z kolei trzeci ze stanów był silnie zależny od stanu odkształcenia. Trzeci stan pod wpływem odkształcenia 0,5% przesuwał się o 30 meV.

Artykuł zawiera również wyjaśnienie teoretyczne zaobserwowanych efektów. Koncepcja obliczenia odkształcenia efektywnego, powodującego polaryzację, jest obciążona błędem metodologicznym, gdyż w materiale o krystalicznej strukturze wurcytu każde odkształcenie w płaszczyźnie równoległej do podłoża wywołane tym samym naprężeniem zewnętrznym wywoła taką samą polaryzację piezoelektryczną niezależnie od orientacji. Dowód tego stwierdzenia umieszczono w podrozdziale 3.6.

3.1.1. Podsumowanie przeglądu literatury

W tabeli 3.1 zebrano jakościowe podsumowanie wniosków z różnych źródeł literaturowych dotyczących wpływu zewnętrznych naprężeń na parametry heterostruktury.

Artykuł	Charakter naprężeń	współczynnik k
[58]	naprężenia ściskające i rozciągające, równoległe do powierzchni	dodatni
[6]	naprężenia punktowe, ściskające, prostopadłe do powierzchni	ujemny
[60]	naprężenia rozciągające, równoległe do powierzchni	ujemny
[61]	naprężenia rozciągające, równoległe do powierzchni	ujemny
$k = \Delta I_{DS}/\sigma$ ($\sigma > 0$ naprężenia rozciągające)		

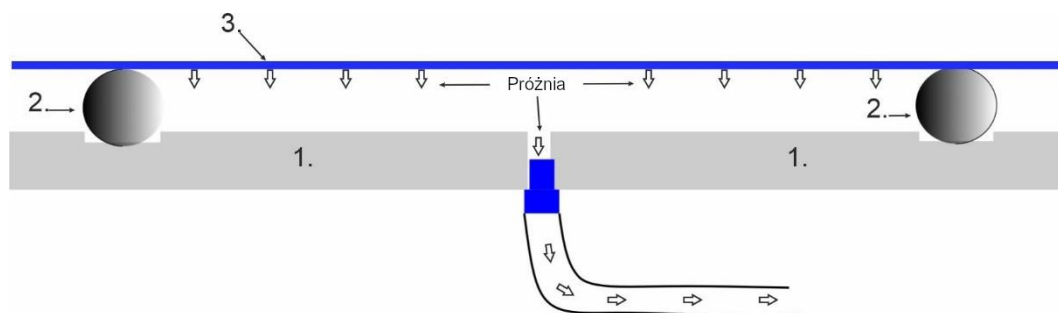
Tabela 3.1. Podsumowanie wniosków z analizy danych literaturowych dotyczących wpływu naprężeń statycznych na heterostruktury azotkowe.

Doniesienia literaturowe dotyczące tego zagadnienia są niejednoznaczne. W zasadzie wszystkie pomijają zagadnienie zależności czasowej między zastosowaniem naprężenia a momentem czasowym pomiaru charakterystyk oraz nie przedstawiają spójnej metodologii powrotu próbek do stanu ustalonego. Równocześnie część z nich zawiera inne mankamenty metodologiczne - brak poprawnego wyznaczenia pola naprężeń, sposób aplikacji naprężeń

wpływający na stany powierzchniowe, niepoprawne pomiary pojemnościowe. W dalszej części rozprawy przedstawiono rezultaty badań własnych autora, zmierzających do usystematyzowania i uporządkowania obecnego stanu wiedzy.

3.2. Stanowisko do zadawania naprężeń

Konstrukcja stanowiska zapewnia poddawanie mierzonych próbek jednorodnemu płaskiemu stanowi ściskania w płaszczyźnie równoległej do powierzchni próbki. Dlatego umożliwia jednoznaczny opis stanu naprężeń w próbce. Jest to najbardziej typowy stan naprężeń występujący w niezrelaksowanych heterostrukturach azotków III grupy układu okresowego spowodowany niedopasowaniem sieciowym. Dodatkowym czynnikiem, wpływającym na naprężenia powstające w osadzonych warstwach (w porównaniu z innymi układami materiałowymi), jest niedopasowane sieciowo podłoże heteroepitaksjalne (Si, Al₂O₃ lub SiC) o znacznie różniących się stałych sieci i współczynnikach rozszerzalności termicznej. Zewnętrzne naprężenia mogą też występować jako rezultat późniejszych etapów enkapsulacji przyrządu w obudowie i jego użytkowania jako części większego systemu. Występowanie płaskiego stanu naprężeń jest znacznie trudniejsze do wyeliminowania niż naprężenia prostopadłe do powierzchni próbki, przed którym można się zabezpieczyć przez odpowiednią konstrukcję obudowy przyrządu. Budowa stanowiska umożliwiała dokładne określenie wartości naprężeń oddziałujących na przyrząd. Rozkład jest określony za pomocą symulacji metodą elementów skończonych skalibrowanych z pomiarami profili ugięcia próbki. Konstrukcję stanowiska do uginania przedstawiono na rysunku 3.5.

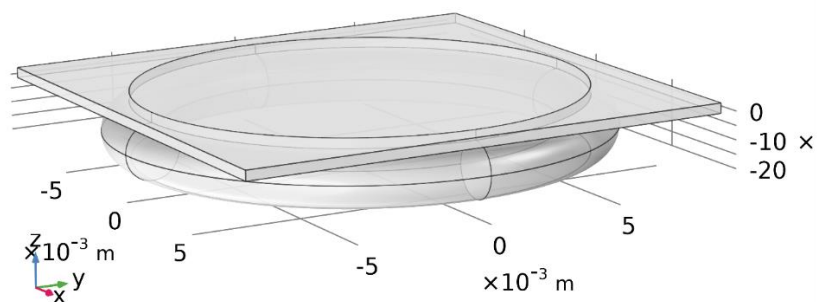


Rysunek 3.5. Schemat stanowisko do kontrolowanego naprężenia podłoża: 1 - podstawa z doprowadzonym kanałem powietrznym, 2 - gumowy o-ring, 3 - uginana próbka.

Składa się ono z aluminiowej podstawy z wyfrezowanym dookoła rowkiem o szerokości 2 mm i głębokości 1 mm. Jest w nim umieszczony gumowy o-ring o średnicy 2,5 mm. Próbkę w kształcie kwadratu jest uginana na gumowym o-ringiu pod wpływem podciśnienia aplikowanego za pomocą układu pneumatycznego od spodu aluminiowej podstawy. Ze względu na to, że spód próbki jest gładki oraz o-ring poddaje się podczas uginania układ

uszczelnia się samoistnie. Zaletą opracowanej metody jest to, że jest ona nieniszcząca. Dodatkowo kontakt ze stanowiskiem następuje od spodu próbki. Dzięki temu heterostruktura oraz wykonane na niej urządzenia nie zostaną w żaden sposób zanieczyszczone. Dodatkowo, ze względu na zastosowanie układu pneumatycznego, mamy pewność występowania równomiernego rozkładu naprężeń. Podciśnienie wytwarzane pod próbką wynosiło od 0 do 0,8 bara. Układ pneumatyczny składał się z ręcznego regulatora ciśnienia, zaworu trójdrożnego, służącego do odpowietrzania i uszczelniania układu, oraz dodatkowego zbiornika o pojemności 8 dm³. Pozwolił on na wydłużenie czasu narostu i opadania ciśnienia i tym samym na dokładniejszą obserwację przepływu ładunków w złączu.

Do wyznaczenia naprężeń w warstwie w funkcji zadawanego podciśnienia posłużono się symulacjami metodą elementów skończonych. Wykorzystano środowisko Comsol Multiphysics. Przeprowadzono symulacje w modelu 3D, zaprezentowanym na rysunku 3.6.



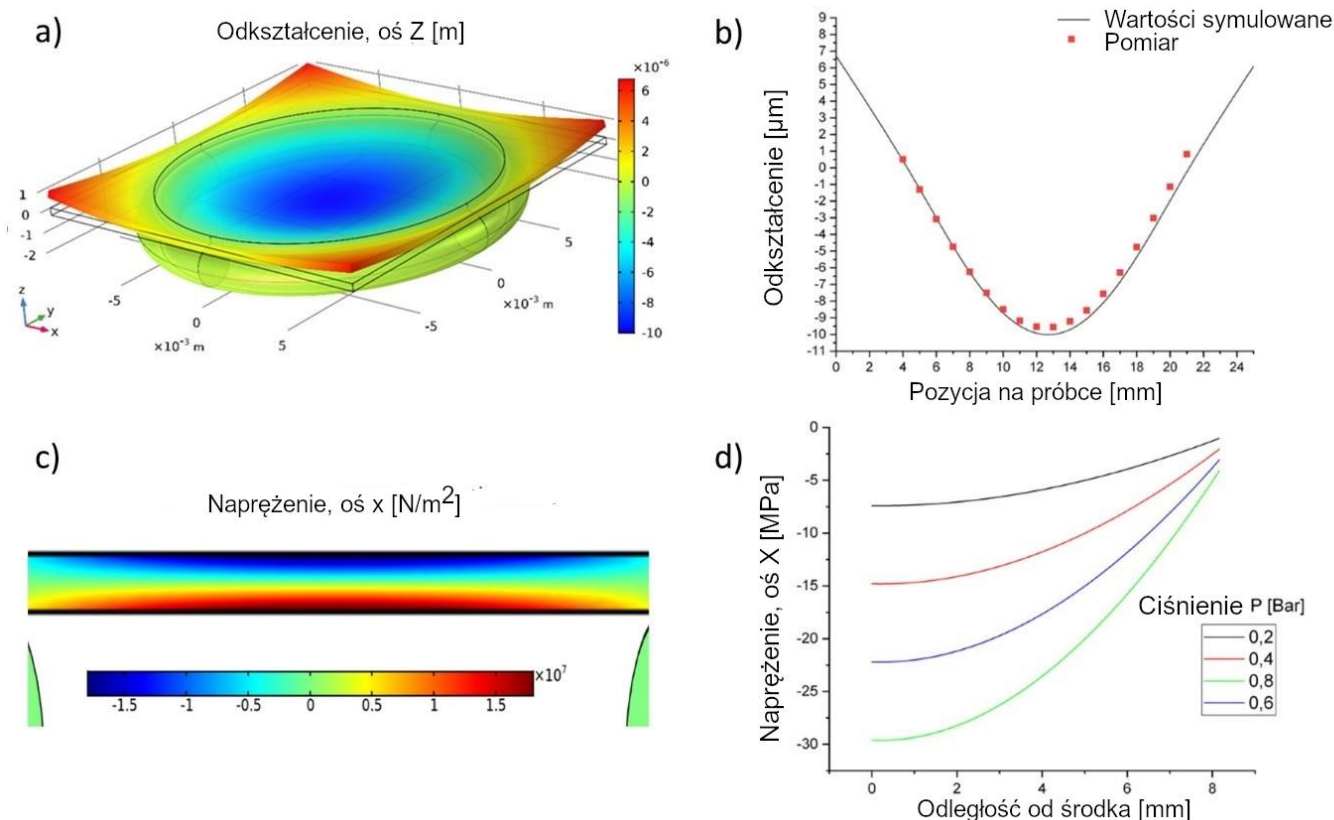
Rysunek 3.6. Model 3D zastosowany do przeprowadzenia symulacji.

Jednym z kluczowych elementów, pozwalających na osiągnięcie dokładnych wyników symulacji, jest prawidłowa symulacja strefy kontaktu między o-ringiem a podłożem. Trudność wynika z konieczności symulacji elementów o znacząco różnych parametrach mechanicznych. Gumowa uszczelka jest odkształcana znacznie bardziej niż próbka. Dodatkowo, wraz ze zwiększaniem podciśnienia, następuje jej spłaszczenie, które powoduje przesunięcie punktu styku między podłożem a uszczelką w kierunku środka podłoża, a zatem zmniejszenie powierzchni, na którą działa podciśnienie i zmniejszenie naprężenia płytki. Do uzyskania prawidłowych rezultatów symulacji zastosowano model kontaktu „Augmented Lagrangian” [63]. Dodatkowym zagadnieniem, wymagającym uwzględnienia podczas przygotowania symulacji, była duża rozpiętość poszczególnych wymiarów geometrycznych. Próbka miała kształt kwadratu o boku 20 mm lub okręgu o średnicy 2 cali. Jej grubość wynosiła około 380 μm. Jednocześnie grubości warstw AlGaIn oraz GaIn na jej powierzchni, które były w centrum zainteresowania, wynosiły odpowiednio 20 nm oraz 2,5 μm. Tak różne zakresy poszczególnych

wartości utrudniają prawidłowy dobór siatki do przeprowadzenia symulacji. W celu uproszczenia tego procesu skorzystano z materiału „hybrydowego”. Został on utworzony z połączenia parametrów materiałowych podłoża szafirowego oraz warstw AlGaIn/GaN. W procesie uginania kluczową rolę odgrywa podłoże szafirowe - heterostruktura AlGaIn/GaN ma pomijalnie mały wpływ. Jednocześnie to cienkie warstwy AlGaIn i GaN generują nieskompensowany ładunek, który jest obserwowany podczas eksperymentu. Dlatego obszar próbki opisano za pomocą jednolitego materiału, w którym parametry sztywności i podatności zostały ustalone jak dla jednorodnego szafiru. Natomiast parametry piezoelektryczne przyjęły wartości odpowiadające cienkiej warstwie AlGaIn/GaN. Takie podejście pozwoliło na znaczne uproszczenie symulacji przy jednoczesnym zachowaniu dokładności. Do skalibrowania symulacji wykonano pomiary ugięcia podłoża za pomocą profilometru optycznego. Pozwoliło to na otrzymanie rzeczywistych wartości ugięcia próbki. Na tej podstawie dostosowano parametry materiałowe podłoża szafirowego i uzyskano zgodność symulacji z pomiarami w zakresie $\pm 0,5 \mu\text{m}$. Na rysunku 3.7.a zaprezentowano wyniki symulacji dla podciśnienia $P = 0,6$ bara w obrazie 3D. Odkształcenie jest przeskalowane w celu lepszego zobrazowania ugięcia. Na rysunku 3.7.b zaprezentowano symulowaną wartości ugięcia wzdłuż przekątnej próbki razem z wynikami pomiarów profilometrycznych.

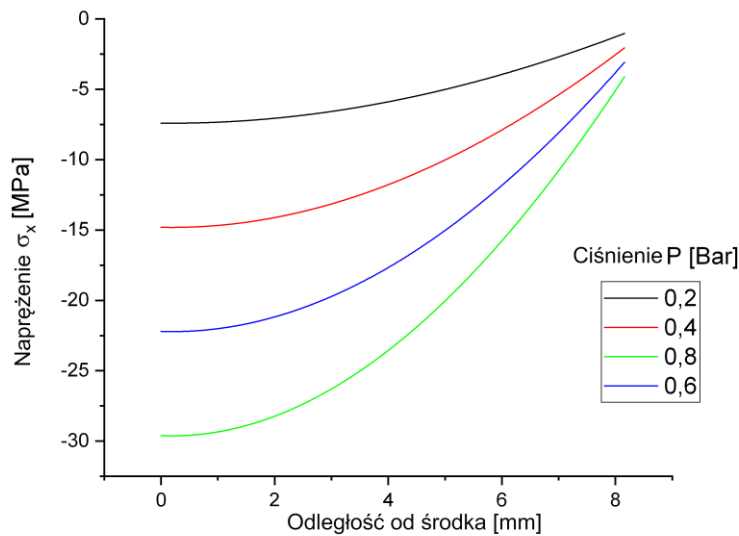
Ugięcie płytki w zakresie używanych podciśnień (0 - 0,8 bar) wynosiło w centralnej części od 0 do $13,5 \mu\text{m}$ dla próbek kwadratowych o boku 20 mm. Dla całych podłoży dwucalowych ugięcie wynosiło $650 \mu\text{m}$. Różnica wynika z różnych wymiarów próbek, sumaryczna siła oddziałująca na całe podłoże jest wielokrotnie większa. Na rysunku 3.7.d zaprezentowano wykres zależności ugięcia od ciśnienia w funkcji odległości od środka próbki dla próbek kwadratowych. Na podstawie skalibrowanego pomiaru ugięcia możliwe jest określenie stanu naprężeń w warstwie heterostruktury. Na rysunku 3.7.c pokazano rozkład naprężeń w warstwie. Przedstawiona płaszczyzna jest przekrojem wzdłuż przekątnej próbki.

3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGaIn/GaN



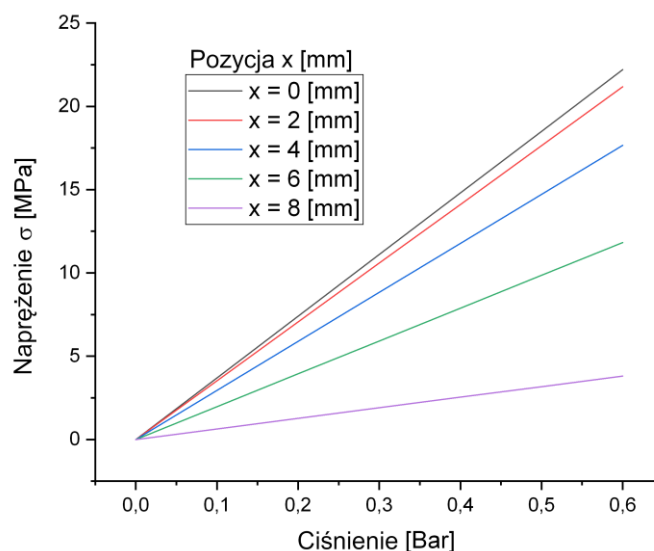
Rysunek 3.7. a) Ugięcie płytki w kierunku prostopadłym do powierzchni, b) ugięcie próbki wzdłuż przekątnej podłoża oraz wyniki pomiarów za pomocą profilometru, c) przekrój próbki z naniesionym rozkładem naprężeń równoległych do płaszczyzny, d) wykres naprężeń w zależności od odległości od środka próbki dla różnych wartości podciśnienia.

Próbka, ze względu na charakter przyłożonego obciążenia, wykazuje płaski stan naprężenia. Oznacza to, że naprężenia będą równoległe do dolnej i górnej powierzchni próbki oraz nie będą występować naprężenia prostopadłe (wzdłuż osi c). Wewnątrz próbki, w zależności od odległości od powierzchni, będą występować zarówno naprężenia ściskające jak i rozciągające. Amplituda naprężeń mieści się w zakresie ± 29 MPa (kwadrat o boku 20 mm) i ± 480 MPa (podłoża dwucalowe). W obszarze, w którym znajduje się heterostruktura, występować będzie tylko płaskie (równoległe do płaszczyzny) ściskanie. Na rysunku 3.8 przedstawiono zależność wartości naprężenia w heterostrukturze w funkcji odległości od środka próbki dla struktury o boku 20 mm. Pole naprężenia i odkształcenia są jednoznacznie ze sobą powiązane za pomocą sztywności i podatności materiału. Do przeprowadzenia obliczeń i dalszych rozważań zdecydowano się wykorzystać wartości naprężeń, gdyż ułatwi to porównanie otrzymanych wartości względem danych literaturowych. Ponadto w literaturze opisującej technologię osadzania warstw azotkowych standardowo używa się naprężeń.



Rysunek 3.8. Zależność wartości naprężenia w heterostrukturze w funkcji odległości od środka próbki dla wybranych wartości podciśnienia.

Naprężenie ściskające w heterostrukturze zależy w sposób nieliniowy od odległości od środka próbki. W zależności od podciśnienia wytwarzanego pod próbką istnieje możliwość dowolnego wymuszania naprężenia. Na rysunku 3.9 zaprezentowano rezultat symulacji naprężenia występującego w warstwie w funkcji podciśnienia pod próbką dla określonych punktów o zadanej odległości od centrum próbki.



Rysunek 3.9. Symulacji naprężenia występującego w badanej warstwie w funkcji podciśnienia pod próbką dla określonych punktów w różnej odległości od środka próbki.

Znajomość dokładnego rozkładu naprężeń pozwala na obliczenie spodziewanej polaryzacji piezoelektrycznej, indukowanej w poszczególnych obszarach heterostruktury dla punktów znajdujących się w określonej odległości od środka płytki oraz porównanie jej z wynikami pomiarów elektrycznych. Wartości dla warstwy $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ określono przez liniową interpolację między parametrami materiałowymi GaN oraz AlN. Stanowisko do wprowadzania naprężeń wykorzystane w niniejszej rozprawie wytwarza jednorodny stan naprężeń w każdym kierunku równoległym do podłoża, gdyż deformacja następuje na okrągłym o-ringu. Dlatego też wartość polaryzacji piezoelektrycznej P_p dla wartości naprężeń σ_{xy} jest podana jako:

$$P_p = 2d_{31}\sigma_{xy} \quad (3.1)$$

gdzie d_d jest współczynnikiem piezoelektrycznym danej warstwy. Ważne z punktu widzenia interpretacji wyników pomiarów jest uwzględnienie, że w heterostrukturach AlGaN/GaN występuje polaryzacja piezoelektryczna nawet bez wymuszonych naprężeń zewnętrznych. Źródłem tej polaryzacji są odkształcenia wywołane w próbce podczas procesu epitaksji z powodu niedopasowania sieciowego i różnych temperaturowych współczynników rozszerzalności warstw oraz podłoża [39]. Wartość tych deformacji dla przykładowej warstwy $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ (20 nm) osadzonej na GaN wynosiła około 0,6%, co odpowiada naprężeniom równym w przybliżeniu 1,2 GPa i wbudowanej stałej polaryzacji piezoelektrycznej równej $9,23 \times 10^{-3} \text{ Cm}^{-1}$ [64]. Stanowisko modyfikuje naprężenia i polaryzację badanych próbek w zakresie 10% dla podłoży dwucalowych i 1% dla diod Schottky'ego na próbkach pociętych w kwadraty.

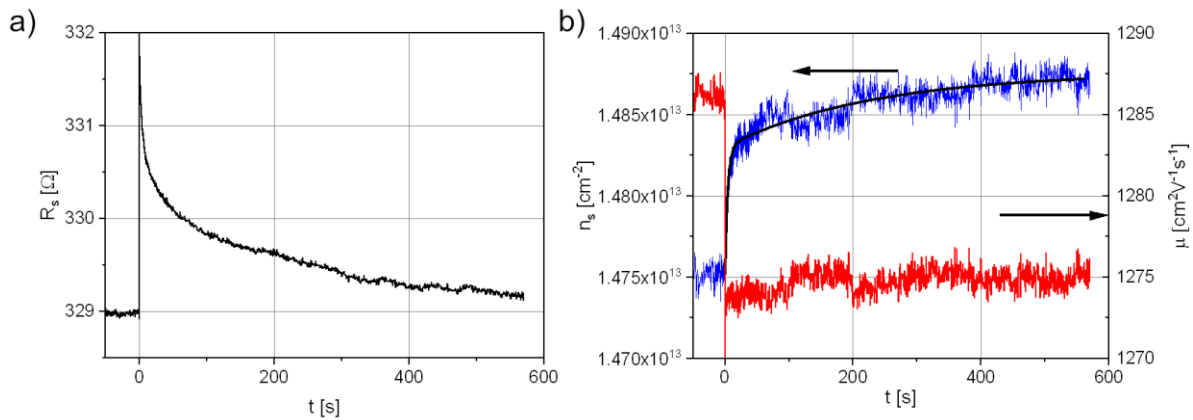
3.3. Wpływ naprężeń statycznych na heterostruktury AlGaN/GaN

Wykorzystując przygotowane stanowisko do zadawania naprężeń statycznych przeprowadzono pomiary Halla odkształczanych podłoży dwucalowych z naniesioną heterostrukturą AlGaN/GaN osadzaną na podłożu szafirowym techniką MOVPE [64–66]. Naprężenie było przykładane do próbki zrelaksowanej. Utrzymywano je przez cały czas trwania eksperymentu. Uzyskane wyniki zmian rezystancji powierzchniowej w czasie po przyłożeniu naprężenia zewnętrznego ($P = -0,6 \text{ bar}$, $\sigma_{xy} = 25 \text{ MPa}$) przedstawiono na rysunku 3.10.a. Analiza wykresu pokazuje skokowy wzrost wartości rezystancji powierzchniowej po przyłożeniu naprężenia o około 1% w czasie krótszym niż 50 ms (okres próbkowania). Następnie, wraz z upływem czasu, można zaobserwować jej powolny spadek aż do wartości bliskich stanowi początkowemu. Wykonywane przez autora pomiary i obserwacje zachowania próbek w dłuższym okresie (tygodni) pokazały, że obserwowany spadek rezystancji jest coraz

wolniejszy. Jednak wartości rezystancji nigdy nie wracają do wartości początkowych. Jednocześnie w obserwowanych okresach czasu nie występuje ich stabilizacja. W celu wyjaśnienia zachowania rezystancji powierzchniowej w czasie należy przeanalizować zmiany wartości koncentracji elektronów oraz ich ruchliwości. Rezystancja powierzchniowa zależy od koncentracji oraz ruchliwości elektronów zgodnie z zależnością:

$$\frac{1}{q\mu n_s} = \rho \quad (3.2)$$

W trakcie pomiarów bezpośrednio mierzona jest wartość ruchliwości elektronów oraz rezystancja powierzchniowa. Na podstawie obu zmierzonych charakterystyk (rezystancji oraz ruchliwości) można wyznaczyć zmianę koncentracji - wyniki przedstawiono na rysunku 3.10.b. W momencie przyłożenie obciążenia ściskającego następuje natychmiastowy (w porównaniu z częstotliwością próbkowania 20 Hz) spadek ruchliwości elektronów. Zmiana wynosiła $12 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, co odpowiada zmianie względnej o ok. 1%. Zmiana ruchliwości wyjaśnia początkowy wzrost rezystancji powierzchniowej. Pozostaje ona stała przez cały czas po obciążeniu próbki.



Rysunek 3.10. Czasowe pomiary Halla heterostruktury AlGaIn/GaN poddanej płaskiemu stanowi naprężeń σ_{xx} . Wyznaczono: a) rezystancję powierzchniową R_s oraz b) ruchliwość elektronów i koncentrację nośników.

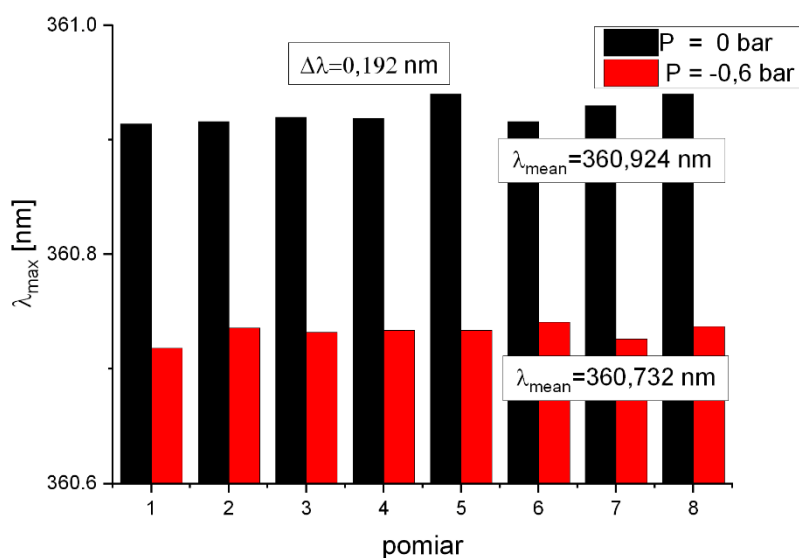
Po prawie skokowym początkowym wzroście rezystancja powierzchniowa powoli zmniejsza się. Wynika to ze zmiany koncentracji nośników. Zaobserwowaną zmianę można opisać za pomocą modelu eksponencjalnego (równanie 3.3), zawierającego dwie stałe czasowe $\tau_1 = 4,32 \text{ s}$ i $\tau_2 = 228,8 \text{ s}$.

$$y = A_1 \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) + y_0 \quad (3.3)$$

gdzie A_1 , A_2 , y_0 – dowolne stałe. Stała τ_1 odpowiada za część szybkiego narostu wartości koncentracji, druga - za jej dalszy powolny narost w dłuższym okresie czasu. Na podstawie

pomiarów Halla można wyciągnąć kilka wniosków, które pozwalają na lepszą interpretację statycznych pomiarów elektrycznych przyrządów oraz odniesienie się do danych prezentowanych w innych artykułach [6,58,60,61]. Pierwszym wnioskiem jest konieczność ponownej interpretacji twierdzenia o zmianie koncentracji nośników w kanale heterostruktury pod wpływem naprężeń. Jest ono prawdziwe, ale wymaga uwzględnienia skali czasowej. Jeżeli naprężenia są szybkozmiennie, to w zasadzie jedynym parametrem wpływającym na charakterystyki urządzenia jest ruchliwość elektronów. Z drugiej strony długi czas narostu koncentracji elektronów sugeruje, że proces wprowadzenia zewnętrznych naprężeń i indukowania piezoelektrycznych ładunków elektrycznych jest połączony z aktywacją procesów relaksacyjnych oraz modyfikacją głębokich stanów powierzchniowych, których uwzględnienie jest konieczne do poprawnej symulacji działania struktury.

Do określenia zmian w strukturze pasmowej materiału konieczne jest zbadanie wpływu zewnętrznych naprężeń na szerokość przerwy wzbronionej. Dlatego wykonano pomiary luminescencji heterostruktur w zależności od naprężeń zewnętrznych. Zastosowano impulsowy laser zielony o długości fali $\lambda = 532$ nm. Analizowano zmianę położenia szczytu odpowiedzi GaN (ok. 360-361 nm) w kolejnych cyklach zadawania i odpuszczania naprężeń. Wyniki pomiarów zaprezentowano na rysunku 3.11.



Rysunek 3.11. Pomiar luminescencji GaN w kolejnych cyklach aplikacji naprężenia 480 MPa.

W przeciwieństwie do pomiarów elektrycznych zmiana długości fali widma fotoluminescencji była stała w kolejnych pomiarach - pod wpływem naprężenia ściskającego 480 MPa wynosiła ona 0,192 nm. Odpowiada to zmianie szerokości przerwy wzbronionej o 1,83 meV (równanie (3.4), [67])

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.4)$$

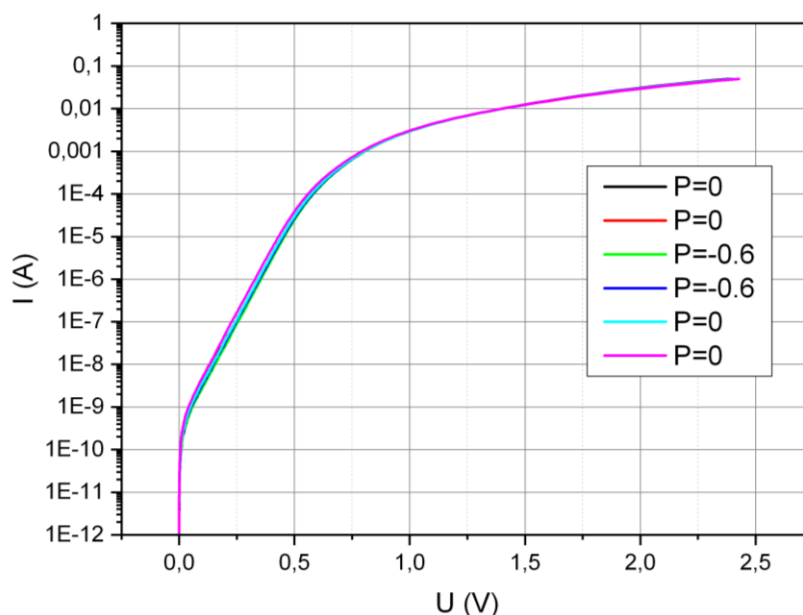
Zmianę szerokości przerwy ΔE_g dla konkretnej wartości naprężeń σ można wyznaczyć korzystając z zależności (3.5).

$$\Delta E_g = k_{eV} \Delta \sigma \quad (3.5)$$

gdzie k_{eV} to współczynnik zależności szerokości przerwy wzbronionej od naprężeń ściskających. Dla badanych warstw wyniósł on $k_{eV} = 3,8 \mu\text{eV/MPa}$. Był on stały w czasie i powtarzalny w kolejnych cyklach pomiarów. Sugeruje to, że zmiana szerokości przerwy wzbronionej nie wpływa na obserwowane zmiany koncentracji elektronów.

3.4. Wpływ naprężeń statycznych na diody Schottky'ego wykonane w heterostrukturach AlGaIn/GaN

Pomiary parametrów heterostruktury (koncentracji nośników, ruchliwości oraz szerokości przerwy wzbronionej GaN) pod wpływem obciążenia obrazują zachowanie heterostruktury i kanału 2DEG bez wykonanego na niej przyrządu. Pomiary Halla i zachowanie się koncentracji elektronów w czasie sugerują, że znaczny wpływ na parametry 2DEG mają głębokie stany powierzchniowe. Aby zbadać ten efekt zmierzono charakterystyki diod Schottky'ego wykonanych w heterostrukturze. Zbadanie zachowania takich elementów jest kluczowe dla wyjaśnienia wpływu naprężeń na tranzystory HEMT, w których bramka sterująca jest wykonana jako dioda tego typu. Z powodów technologicznych podłoża dwucalowe zostały pocięte do postaci kwadratów o boku 18 mm. W pomiarach używano tego samego stanowiska do obciążania dostosowując jedynie podstawę do mniejszych wymiarów próbek. Naprężenia, którym poddawane były próbki, były mniejsze niż dla całych podłoży i wynosiły maksymalnie 29 MPa. Ze względu na występowanie w heterostrukturach AlGaIn/GaN i w wykonanych w nich przyrządach procesów relaksacyjnych pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych powtórzono wielokrotnie. Pomiary trwające kilkanaście sekund powtarzano w cyklu sześciu pomiarów. W pierwszej kolejności zrelaksowaną strukturę zmierzono dwukrotnie bez wymuszonych naprężeń. Następnie przeprowadzono kolejne dwa pomiary z włączonym podciśnieniem 0,6 bara. Na koniec wykonano kolejne dwa pomiary bez naprężeń. Dzięki temu możliwe jest rozdzielenie wpływu naprężeń zewnętrznych od naprężeń wywołanych stresem elektrycznym. Pomiary wykonano z zastosowaniem testera przyrządów półprzewodnikowych Agilent N52030A z użyciem precyzyjnej przystawki do pomiaru prądu. Zmierzone charakterystyki $I-U$ jednej z diod Schottky'ego pod wpływem kolejnych naprężeń wywołanych podciśnieniem $P = 0,6 \text{ bar}$ ($\sigma_{xx} = 20 \text{ MPa}$) zamieszczono na rysunku 3.12.

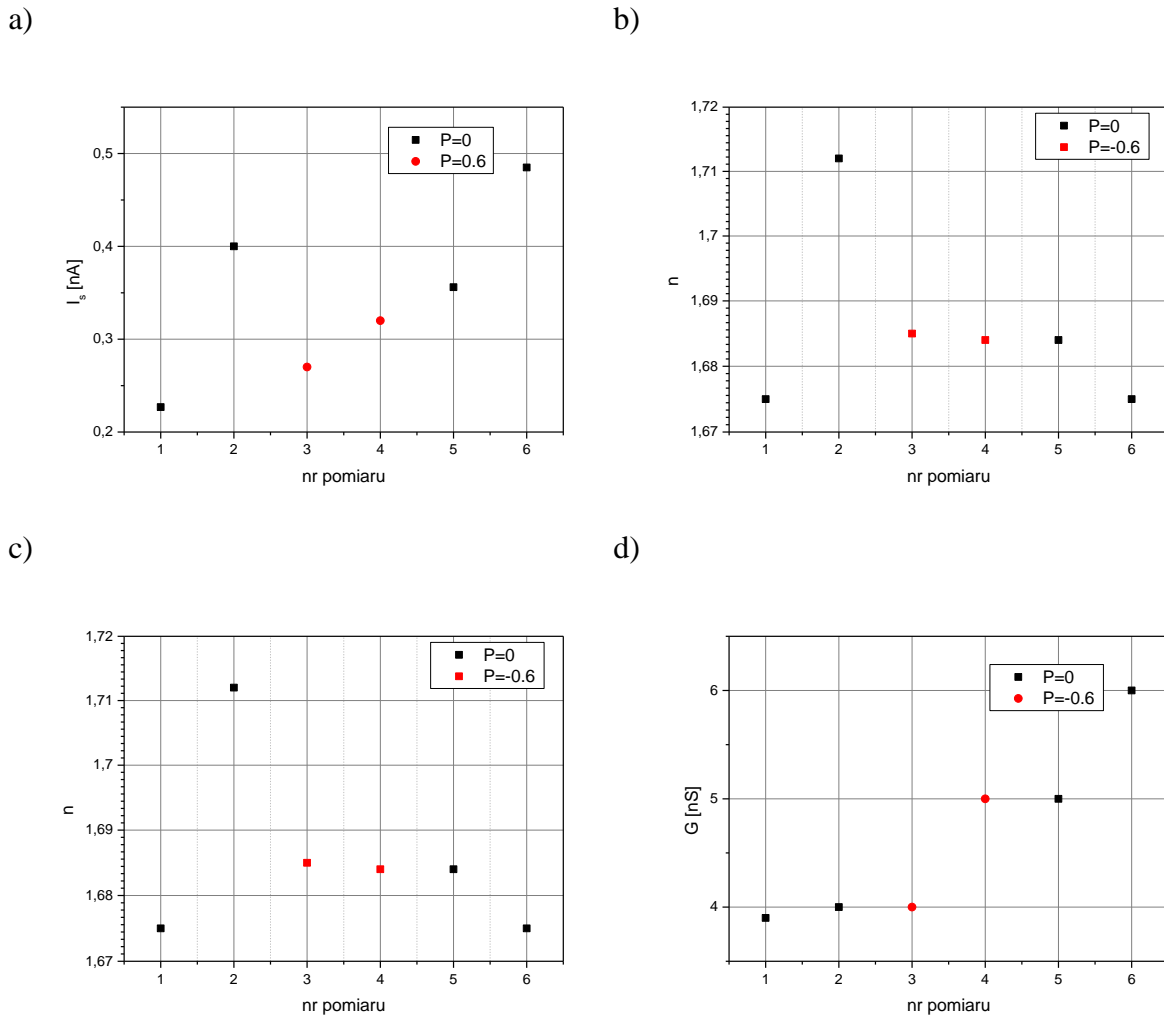


Rysunek 3.12. Charakterystyki I - V diody Schottky'ego w kolejnych cyklach naprężenia $\sigma_{xy} = 20$ MPa (podciśnienie $P = 0,6$ bar).

Można zauważyć małe zmiany w przebiegu charakterystyk uzyskanych w kolejnych pomiarach. Ponieważ w przebiegu charakterystyk w skali liniowo-logarytmicznej można wyróżnić odcinek o bardzo dobrej liniowości uzyskane krzywe można było aproksymować modelem jednodiodowym opisanym wzorem (zależność (3.6)) [68].

$$I = I_S \left(\exp\left(\frac{V_D}{nV_T}\right) - 1 \right) \quad (3.6)$$

W badanych diodach odchylenie od charakterystyki diody idealnej wynikało głównie z rezystancji szeregowej składającej się z wielu elementów, jak rezystancja kontaktów omowych, rezystancja skupiona obszaru kanału między kontaktami i rezystancja kanału pod kontaktem Schottky'ego o charakterze rozłożonym. Wszystkie te rezystancje mogą mieć charakter nieliniowy. Dlatego obliczając rezystancję szeregową brano pod uwagę odchylenie od charakterystyki liniowej przy prądzie $I = 40$ mA. Wyniki analizy zmierzonych charakterystyk zamieszczono na rysunku 3.13 a-d. Wartości analizowanych parametrów zmieniają się w niewielkim stopniu w kolejnych pomiarach. Dodatkowo żaden z mierzonych parametrów nie jest jednoznacznie skorelowany z istnieniem naprężeń. W każdym wypadku wpływ kolejnych stresów elektrycznych jest większy od wpływu zewnętrznych naprężeń mechanicznych.

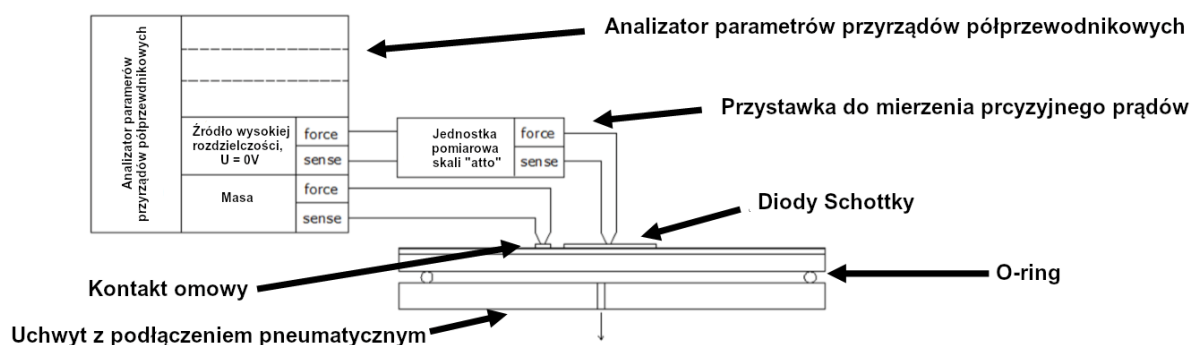


Rysunek 3.13. Zmiana parametrów diody pod wpływem kolejnych pomiarów w cyklu: dwa pomiary bez naprężenia, dwa pod naprężeniem $\sigma_{xx} = 25$ MPa, dwa bez naprężenia. Wyznaczono: a) prąd nasycenia, b) współczynnik doskonałości diody, c) rezystancję szeregową diody, d) konduktancję upływu.

Analiza rysunków 3.12 i 3.13 pokazuje, że naprężenia nie wpływają na współczynnik doskonałości diody, gdyż nachylenie charakterystyki pozostaje takie same. Sugeruje to, że mechanizm przewodnictwa diod nie zmienia się w sposób zasadniczy. Podobnie analiza prądu nasycenia I_s pokazuje, że kolejne pomiary przy ustalonym stanie naprężeń (pary 1 i 2, 3 i 4, 5 i 6) powodują wzrost prądu na skutek narażenia elektrycznego i termicznego. Z kolei zmiana stanu naprężenia, obserwowana jako porównanie pomiarów nr 2 i 3 (wzrost naprężeń) oraz 4 i 5 (spadek), skutkuje odpowiednio spadkiem i wzrostem prądu nasycenia. Jednocześnie analiza całego cyklu pomiarowego wskazuje, że wpływ stresów elektrycznych i termicznych jest znacznie większy niż wpływ wprowadzanych naprężeń zewnętrznych. Wartość prądu nasycenia I_s w złączu Schottky'ego zależy głównie od wysokości bariery metal-półprzewodnik. Jednak zależność ta ma charakter wykładniczy. Dlatego pozornie duże rozrzuty wartości prądu

nasycenia (w zakresie 0,3-0,5 nA) mogą wynikać z relatywnie małych zmian wysokości bariery. Wpływ naprężeń na wysokość bariery, określony za pomocą pomiarów luminescencji, został zaprezentowany w rozdz. 3.3 i zgadza się z uzyskanymi wartościami zmian prądu nasycenia diody. Zachowanie się rezystancji szeregowej odbiega od pozostałych wartości. Systematycznie wzrasta ona w cyklu pomiarów niezależnie od tego, czy stan obciążenia jest zmieniany, czy też pozostaje stały. Nie widać w tej sytuacji czytelnego wpływu zmiany naprężeń, który jest zaciemniony przez inne efekty. Rezystancja szeregową w badanych strukturach składa się z kilku elementów - rezystancji kontaktów omowych, rezystancji kanału 2DEG i rezystancji kanału pod kontaktem Schottky'ego. Każda z tych rezystancji może w różny sposób reagować na naprężenia zewnętrzne oraz na kolejne stesy elektryczne. Dlatego wyciągnięcie poprawnych wniosków jest utrudnione. Pomiary konduktancji G pokazują brak jej zależności od zewnętrznego stanu naprężeń (pomiarów 2 i 3 oraz 4 i 5).

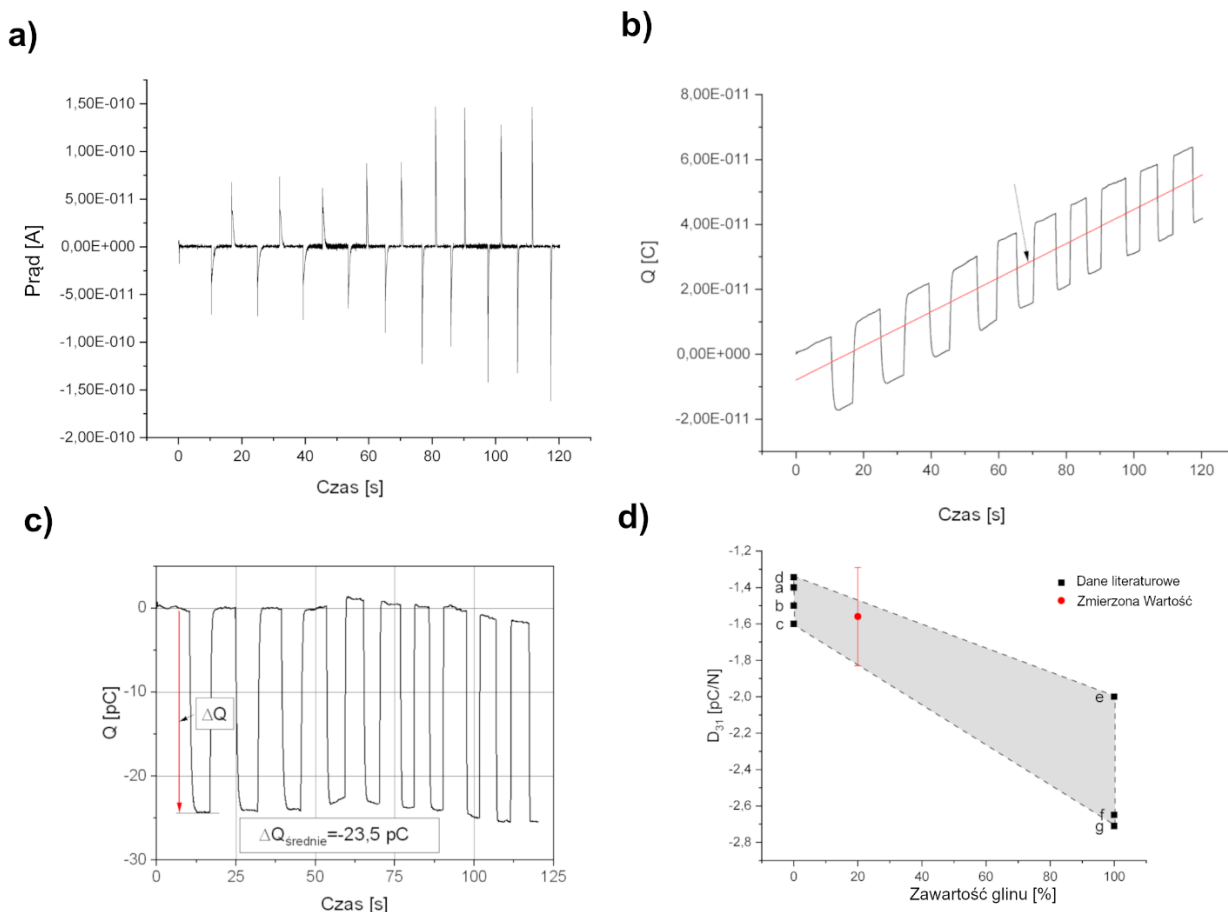
Wykonano również pomiary przepływu prądu przez kontakty Schottky'ego w trakcie aplikowania kolejnych naprężeń. Pozwala to na obserwację procesu kompensacji ładunków piezoelektrycznych w heterostrukturze. Pomiary te przeprowadzono z użyciem analizatora przyrządów półprzewodnikowych Agilent N52030A z precyzyjną przystawką do pomiaru prądu w warunkach zwarcia między elektrodami diod Schottky'ego. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 3.14.



Rysunek 3.14. Schemat układu pomiarowego składającego się ze stanowiska do aplikacji naprężeń, przestawki pomiarowej, analizatora przyrządów półprzewodnikowych wraz z przystawką do precyzyjnych pomiarów.

Diody Schottky'ego znajdujące się na powierzchni próbki połączono z układem pomiarowym za pomocą sond ostrzowych. Pomiary powtarzano kilkakrotnie zmieniając czas działania podciśnienia oraz wybierając diody w różnej odległości od krawędzi o-ringa. Przykładowy przebieg dla diody znajdującej się w odległości 4 mm od centrum próbki przy podciśnieniu $P = 0,6$ bar ($\sigma_{xx} = 20$ MPa) zaprezentowano na rysunku 3.15.a.

3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGaIn/GaN



Rysunek 3.15. Przepływ prądu przez kontakt pod wpływem kolejnych naprężeń: a) wartość prądu w czasie, b) przyrost ładunku w czasie (całka prądu), c) przepływ ładunku po odjęciu stałej wartości fotoprądu, d) wyznaczona wartość współczynnika d_{31} w porównaniu do danych literaturowych.

Przebiegi mają charakter naprzemiennych szpilek prądu o wartościach dodatnich i ujemnych. Wartości maksymalne są różne i zależą od szybkości obciążania układu. Po scałkowaniu przebiegu prądu (rysunek 3.15.b) można zaobserwować przepływ ładunku niezależny od czasu przyłożenia obciążenia. Wraz z wyraźną charakterystyką schodkową, nałożoną na stałą funkcję liniową. Wynika ona z dodatniego fotoprądu występującego na skutek oświetlenia próbki podczas pomiaru, prowadzącego do przepływu fotoprądu przy wymuszonym zwarcu. Na podstawie nachylenia określono jego wartość na $5,26 \times 10^{-13}$ A. Odejmując składową liniową i porównując kolejne szczyty i doliny można uzyskać informację o zmianie ładunku w kolejnych cyklach obciążania - rysunek 3.15.c. Pokazuje on, że dla analizowanego przypadku przepływający ładunek wynosił 23,5 pC. Polaryzacja opisuje gęstość ładunku polaryzacyjnego Q_p na jednostkę powierzchni A. Zatem korzystając z równania (3.7) można zapisać

$$\frac{Q_p}{A} = 2d_{31}\sigma_x \quad (3.7)$$

Na podstawie danych uzyskanych w symulacji można wyznaczyć współczynnik piezoelektryczny d_{31} warstwy AlGa_xN heterostruktury. Opisuje go zależność (3.8)

$$d_{31} = \frac{Q_p}{2A\sigma_x} \quad (3.8)$$

Na podstawie analizy pomiarów diod i korzystając z danych dotyczących naprężeń, pochodzących z symulacji uginania próbki określono, że dla badanych warstw wartość współczynnika d_{31} , wyznaczona z równania (3.8), wynosi $d_{31} = -1.56 \pm 0,27$ pC/N. Porównując uzyskane wartości z danymi literaturowymi przedstawionymi w rozdziale 1 można stwierdzić, że ta wartość odpowiada danym literaturowym dla Al_{0,25}Ga_{0,75}N, która jest wierzchnią warstwą heterostruktury, do której wykonany jest kontakt Schottky'ego (rysunek 3.15.d). Przepływający ładunek modyfikuje bilans ładunków w całej heterostrukturze i może wpływać na model pasmowy oraz na parametry 2DEG.

3.5. Model bilansu ładunków i analiza wpływu naprężeń na koncentrację 2DEG

Przeprowadzono symulację zmian struktury elektrycznej obu rodzajów mierzonych próbek - heterostruktury AlGa_xN/GaN na szafirze oraz takiej samej heterostruktury z naniesionymi kontaktami Schottky'ego. Do przeprowadzenia symulacji zastosowano oprogramowanie APSYS. Rozwiązanie modelu wyznaczono z zastosowaniem samouzgodnionego równania Poissona i Schrödingera z uwzględnieniem modelu wielokrotnych studni kwantowych [69]. Na rysunku 3.16 przedstawiono symulowaną strukturę.

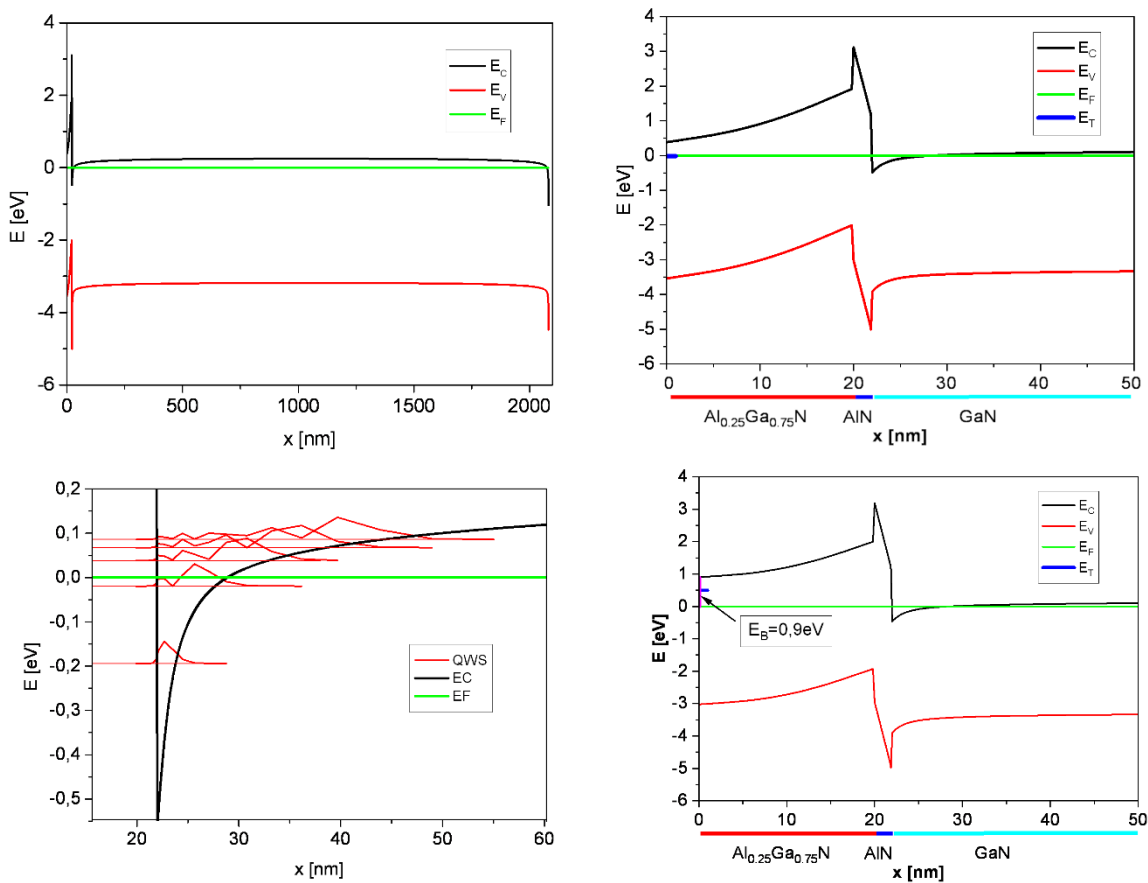
$N_t = 1e14 \text{ cm}^{-2}$
Al _x Ga _{1-x} N (d = 5 nm, x = 0,25)
Al _x Ga _{1-x} N (d = 10 nm, x = 0,25, Domieszkowanie $N_D = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
Al _x Ga _{1-x} N (d = 5 nm, x = 0,25)
AlN (d = 2 nm)
GaN (d = 2060 nm)

Rysunek 3.16. Schemat warstw tworzących symulowaną heterostrukturę z zaznaczoną koncentracją stanów powierzchniowych.

Istotnym elementem, który nie był uwzględniony w przedstawionym opisie literatury przedmiotu, wpływającym na charakter przedstawionych rozwiązań są stany powierzchniowe o charakterze donorowym o koncentracji $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ położone 0,4 eV pod pasmem przewodnictwa [70]. Polaryzacje spontaniczna i piezoelektryczna, wynikająca

3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGaN/GaN

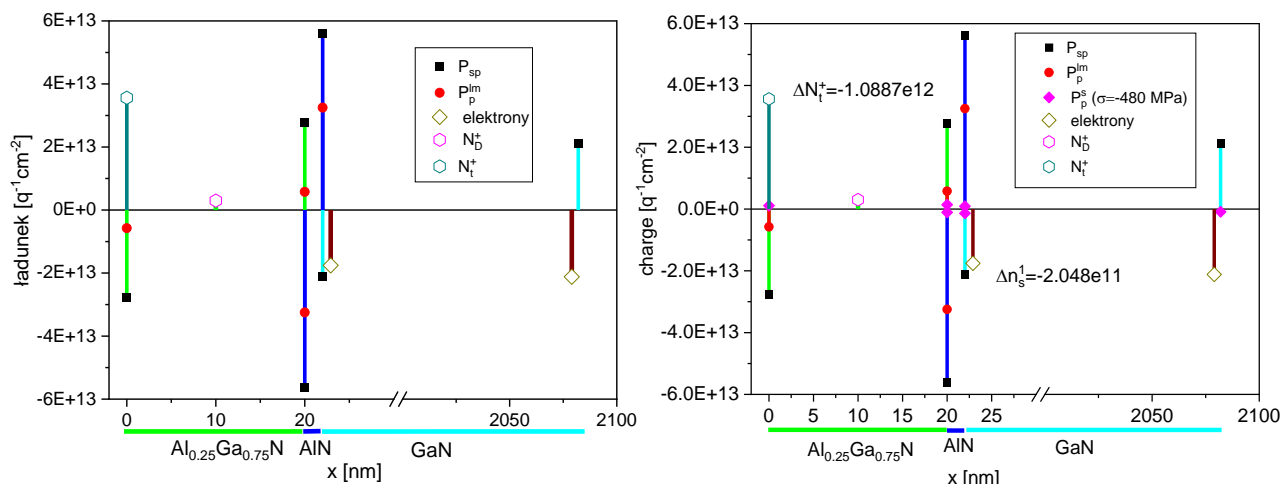
z niedopasowania sieciowego, zostały uwzględnione w postaci ładunków powierzchniowych zlokalizowanych na interfejsach oraz powierzchni struktury. Założono, że warstwa GaN jest odprężona po procesie epitaksji. Naprężenia zewnętrzne były uwzględniane przez wprowadzenie dodatkowych ładunków powierzchniowych wyznaczonych na podstawie powyższych pomiarów oraz symulacji mechanicznych próbek. Wyznaczono modele pasmowe w warunkach równowagi termodynamicznej struktury z odkrytą powierzchnią oraz z kontaktem Schottky'ego o wysokości bariery $E_B = 0,9$ eV [69]. Przedstawiono je na rysunkach 3.17 a-d.



Rysunek 3.17. a) Struktura pasmowa całej heterostruktury AlGaN/GaN, b) wycinek struktury pasmowej z warstwą AlGaN i interfejsem AlGaN/GaN dla próbki o odsłoniętej powierzchni, c) zbliżenie pokazujące rozkład poziomów energetycznych w studni potencjału, d) wycinek struktury pasmowej z warstwą AlGaN i interfejsem AlGaN/GaN dla próbki z wykonanym kontaktem Schottky'ego na powierzchni. E_C – pasmo przewodnictwa, E_V – pasmo walencyjne, E_F – poziom Fermiego, E_T - poziom energetyczny powierzchni (na wykresie d uwzględniono wysokość bariery E_B w kontakcie Schottky'ego).

Na ich podstawie wyznaczono rozkład ładunków w strukturze. Ich całkowity bilans musi być równy zero. Wynika to z warunków brzegowych, zakładających zanik pola elektrycznego na granicy struktury. Zaprezentowano go na rysunku 3.18 a-b. Można zaobserwować, że dodatkowe ładunki, P_P , mają bardzo małą wartość w porównaniu do całego bilansu ładunków.

3. Wpływ naprężeń statycznych na parametry heterostruktur AlGaIn/GaN



Rysunek 3.18. Rozkład ładunków w heterostrukturze AlGaIn/GaN a) bez naprężeń, b) po przyłożeniu naprężeń.

W symulowanej strukturze powstały dwie studnie potencjału, w których zlokalizowane są swobodne elektrony. Pierwsza powstaje w warstwie GaN od strony warstwy AlIn/AlGaIn i jest tą stanowiącą kanał przewodzący w urządzeniach wykonanych w heterostrukturze. Druga powstaje na interfejsie GaN/podłoże i ma charakter pasożytniczy [71]. W rzeczywistych heterostrukturach uzyskuje się kompensację kanału pasożytniczego za pomocą odpowiedniej modyfikacji warunków początkowych i etapów wzrostu. Analizując bilans ładunków wpływający na koncentrację 2DEG można strukturę podzielić na dwa niezależne obszary. W dolnej części bufora GaN koncentracja powierzchniowa elektronów kanału pasożytniczego n_s^2 kompensuje dodatni ładunek polaryzacji spontanicznej GaN P_{sp} (GaN) nie wpływając na pozostały rozkład potencjału i bilans ładunków w heterostrukturze AlGaIn/GaN. Aby określić bilans ładunków w obszarze heterostruktury należy zwrócić uwagę na to, że polaryzacja piezoelektryczna i spontaniczna każdej warstwy powoduje powstanie dwóch równych ładunków o przeciwnych znakach, znajdujących się na jej przeciwległych interfejsach. Dlatego większość ładunków polaryzacji nie wpływa na koncentrację 2DEG i w rozważanym bilansie ładunków należy tylko uwzględnić koncentrację powierzchniową elektronów w kanale n_s^1 , polaryzację spontaniczną GaN P_{sp} (GaN), koncentrację powierzchniową zjonizowanych donorów domieszkujących barierę N_{ds}^+ i ładunek zjonizowanych stanów powierzchniowych N_t^+ . Pozwala to na zapisanie następującego wyrażenia (3.9) [72].

$$N_t^+ + N_{Ds}^+ - n_s^1 + q^{-1}P_{spGaIn} = 0 \quad (3.9)$$

Wartości, które zależą od położenia poziomu Fermiego to koncentracja elektronów w kanale i koncentracja zjonizowanych stanów powierzchniowych. W stanie równowagi

poziom Fermiego ustala się na poziomie zapewniającym spełnienie bilansu ładunków. Wyniki symulacji pokazują, że koncentracja zjonizowanych stanów powierzchniowych, wynosząca $N_t^+ = 3,56 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, jest w przybliżeniu dwa razy większa od koncentracji elektronów w kanale $n_s^1 = 1,76 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Pokazuje to, że rozkład gęstości stanów powierzchniowych w przerwie wzbronionej i procesy relaksacyjne wychwytu i emisji nośników będą miały kluczowy wpływ na koncentrację elektronów w kanale. Dla kontaktu Schottky'ego poziomy Fermiego na powierzchni jest ustalony przez barierę potencjału metal-półprzewodnik. W przyjętym w symulacji modelu kontaktu jonizacja stanów powierzchniowych jest stała, a w bilansowaniu ładunków elektrycznych bierze udział ładunek zgromadzony na powierzchni metalu. Wprowadzenie naprężeń zewnętrznych powoduje pojawienie się dodatkowych ładunków polaryzacji piezoelektrycznej i zmianę rozkładu pola elektrycznego. Zmienia się również koncentracja powierzchniowa elektronów w kanale i jonizacja stanów powierzchniowych. Na rysunku 3.18 b przedstawiono wyznaczone zmodyfikowane rozkłady ładunków z uwzględnieniem zewnętrznych naprężeń ściskających -480 MPa. Ich analiza pokazuje, że dodatkowe ładunki polaryzacyjne na powierzchni warstwy AlGaN kompensują się wzajemnie ze stanami powierzchniowymi. Dlatego zmiana koncentracji ładunku w kanale wynika tylko z różnicy między wyindukowanymi ładunkami polaryzacyjnymi na dolnym interfejsie warstwy AlGaN oraz w buforze GaN. Zatem bilans ładunków uwzględniający tylko zmiany poszczególnych czynników może zostać zapisany w postaci wyrażenia (3.10).

$$\Delta n_s^1 + \Delta P_p^{GaN} - \Delta P_p^{AlGaN} = 0 \quad (3.10)$$

Analizując zachowanie się różnicy polaryzacji w warstwach AlGaN i GaN należy zwrócić uwagę na różnice między poszczególnymi współczynnikami. Jeżeli naprężenia równoległe do powierzchni oznaczymy jako σ_{\parallel} a naprężenia prostopadłe jako σ_{\perp} wówczas wyindukowana polaryzacja piezoelektryczna P_p wynosi:

$$P_p = d_{31}\sigma_{\parallel} + d_{33}\sigma_{\perp} \quad (3.11)$$

Podstawiając do wyrażenia (3.9), otrzymujemy:

$$\Delta n_s^1 = (d_{31}^{GaN} - d_{31}^{AlGaN})\sigma_{\parallel} + (d_{33}^{GaN} - d_{33}^{AlGaN})\sigma_{\perp} \quad (3.12)$$

W tabeli 3.2 przedstawiono współczynniki piezoelektryczne dla GaN, AlN oraz AlGaN (Al = 25%). Dla AlGaN przyjęto, że współczynniki te są liniową interpolacją między GaN i AlN.

Materiał	d_{33} [pmV ⁻¹]	d_{31} [pmV ⁻¹]
GaN	2 – 3,7	1,0 – 1,9
AlN	5 – 6,71	2 – 2,71
AlGaIn, Al = 25%	2,75 – 4,45	1,25 – 2,10
Δ (AlN – GaN)	0,75	0,2 - 0,25

Tabela 3.2. Współczynniki piezoelektryczne warstw GaN, AlN i AlGaIn oraz ładunek powstający na interfejsie AlGaIn/GaN (na podstawie [11, 15–19]).

Analiza równania (3.12) oraz danych z tabeli pokazuje, że wpływ naprężeń zewnętrznych na koncentrację ładunków w kanale heterostruktury będzie znacznie słabszy niż sugerują to wartości współczynników piezoelektrycznych. Jednocześnie ma on charakter silnie anizotropowy. Naprężenia prostopadłe do powierzchni będą modyfikować koncentrację nośników trzy razy bardziej niż naprężenia równoległe do powierzchni. Jest to istotne z punktu widzenia projektowania obudów elementów półprzewodnikowych i kontroli wpływu zewnętrznych czynników środowiskowych. Na przykład naprężenia spowodowane różnicami współczynników rozszerzalności liniowej zwykle powodują powstawanie naprężeń równoległych do powierzchni elementu półprzewodnikowego. Ze względu na swój kierunek tego typu naprężenia nie będą miały istotnego wpływu na koncentrację nośników w kanale heterostruktury. Jednocześnie naprężenia mechaniczne, działające pod kątem prostym do przyrządu (np. nacisk zewnętrzny na skutek zbyt elastycznej obudowy), mogą w znaczący sposób modyfikować parametry pracy przyrządu.

3.6. Wpływ kierunku przyłożenia naprężeń

Zrozumienie wpływu różnych stanów naprężeń na wartość polaryzacji piezoelektrycznej jest istotne w prawidłowej konstrukcji i analizie eksperymentów badawczych. Niepoprawny ich opis może być przyczyną zafałszowania wyników eksperymentalnych. Przykładowo, w artykule [6] w sposób nieprawidłowy zinterpretowano wpływ obrotu stanów naprężeń na polaryzację piezoelektryczną. W azotkach zjawisko piezoelektryczne występuje na skutek niesymetrycznego rozłożenia atomów metalu i azotu w komórce krystalograficznej. Odkształcenie materiału powoduje deformację komórek krystalograficznych i indukcję polaryzacji piezoelektrycznej P . W materiale o strukturze krystalicznej wurcytu występuje sześciokrotna symetria osiowa. Skutkuje to tym, że tensor parametrów piezoelektrycznych musi wykazywać swoją niezmienną względem rotacji dookoła osi c o kąt 60°. Dlatego występują tylko trzy niezależne i niezerowe komponenty tensora piezoelektrycznego. W notacji

macierzowej są to elementy d_{31} , d_{33} , d_{15} . Dodatkowo istnieją dwa inne niezerowe komponenty - d_{32} , d_{24} , które są odpowiednio równe d_{31} oraz d_{15} .

Oddziaływanie na warstwę płaskiego stanu naprężeń o składowych σ_1 , σ_2 , równoległego do powierzchni materiału, powoduje powstanie polaryzacji piezoelektrycznej zorientowanej wzdłuż osi c (komponent P_3). Opisuje je równanie (3.13):

$$P_3 = d_{31}(\sigma_1 + \sigma_2) \quad (3.13)$$

Celem przeanalizowania jaki wpływ na wartość polaryzacji P_3 będzie miał obrót przyłożonego stanu naprężenia dokoła osi c należy przedstawić oddziaływanie płaskiego stanu naprężeń σ w postaci tensora naprężeń $\bar{\sigma}$. Przyjmując, że w danym stanie naprężeń nie występują naprężenia ścinające będzie on miał postać (3.14):

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Obracając go o kąt α dookoła osi c , jego składowe będą równe

$$\bar{\sigma}(\alpha) = \begin{pmatrix} \sigma'_{11} & \sigma'_{12} & 0 \\ \sigma'_{21} & \sigma'_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

gdzie poszczególne składowe σ'_{ij} są równe [28]:

$$\sigma'_{11} = \sigma_{11} \cos^2 \alpha + \sigma_{22} \sin^2 \alpha \quad (3.16)$$

$$\sigma'_{22} = \sigma_{11} \sin^2 \alpha + \sigma_{22} \cos^2 \alpha \quad (3.17)$$

$$\sigma'_{12} = \sigma'_{21} = -\sigma_{11} \sin \alpha \cos \alpha + \sigma_{22} \sin \alpha \cos \alpha \quad (3.18)$$

Wartość polaryzacji P_3 przy obrocie o kąt α wynosi (zależność (3.19)):

$$P_3(\alpha) = d_{31}(\sigma'_{11} + \sigma'_{22}) \quad (3.19)$$

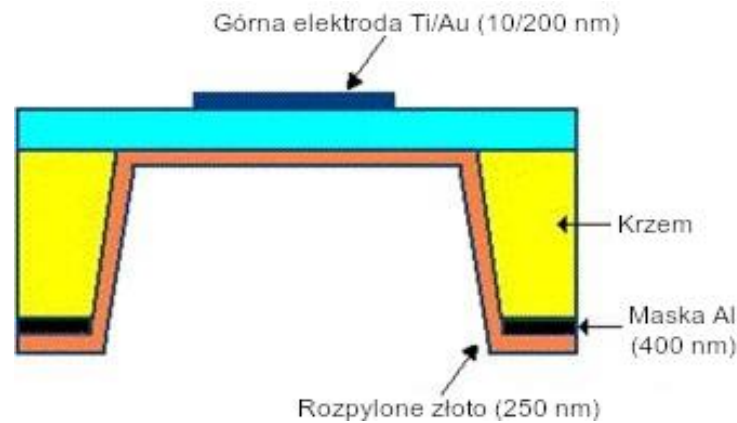
Po podstawieniu równań (3.16) – (3.18) do równania (3.19) otrzymujemy:

$$P_3(\alpha) = d_{31}(\sigma_{11}(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) + \sigma_{22}(\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha)) = d_{31}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \quad (3.20)$$

Jak widać, obrót dookoła osi c zewnętrznego stanu naprężeń nie powoduje zmiany wartości polaryzacji piezoelektrycznej. Jest to szczególnie istotne w kontekście doniesień literaturowych [61], pokazujących istotny wpływ kierunku przyłożenia naprężeń na zmianę prądu drenu oraz koncentracji 2DEG.

4. Fale objętościowe

Na skutek efektu piezoelektrycznego zmienne pole elektryczne prowadzi do powstawania dynamicznego pola odkształcenia, które będzie propagować się w całej objętości warstw azotków oraz w podłożu szafirowym. Z propagującą się falą akustyczną występuje sprzężone z nią pole elektryczne. Ze względu na zupełnie inne warunki rozchodzenia się pola akustycznego i elektrycznego takie sprzężenie może powodować występowanie interakcji elektrycznych między różnymi elementami przyrządu w odległościach znacznie większych i przy innych częstotliwościach niż dla sprzężeń pojemnościowych lub indukcyjnych. Fale propagujące się w całej objętości materiału nazywamy falami objętościowymi (ang. BAW – *Bulk Acoustic Waves*). Fale BAW są wykorzystywane głównie do wytwarzania filtrów oraz rezonatorów. Szczególnie w zakresie wysokich częstotliwości (powyżej 2 GHz) są one domyślnie wybieraną technologią [73,74]. Urządzenia BAW są podstawą części analogowej prawie każdego urządzenia telekomunikacyjnego. Podstawowym czynnikiem definiującym strukturę takiego urządzenia jest wymiar charakterystyczny obszaru drgającego. Dla urządzeń pracujących w wyższych częstotliwościach (powyżej 1 GHz) po uwzględnieniu przybliżonej prędkość propagacji fali akustycznej (4000 – 20000 m/s) [75] wymiar charakterystyczny musi być mniejszy niż 10 μm dla najwolniejszego rodzaju fal i mniejszy od 2 μm dla fal najszybszych. Stwarza to trudności technologiczne ze względu na konieczność odizolowania części aktywnej akustycznie od reszty struktury, zapewniającej zabezpieczenie mechaniczne oraz podłączenie elektryczne. Istnieją dwa podstawowe rodzaje urządzeń wykorzystujących fale objętościowe zdolne do pracy w takich częstotliwościach. Pierwszym są urządzenia typu FBAR (ang. *Free Standing Bulk Acoustic Resonator*). Wyróżniają się one tym, że część aktywna akustycznie jest zawieszona w przestrzeni (wypełnionej gazem lub próżnią). Przykładową konstrukcję tego typu przedstawiono na rysunku 4.1.



Rysunek 4.1. Rezonator BAW typu FBAR wykonany w GaN (na podstawie [76]).

W zaprezentowanym rozwiązaniu uwolnienie warstwy GaN osiągnięto przez wytrawienie całej spodniej warstwy podłoża. Aktywacja piezoelektryczna struktury odbywa się przez elektrody naniesione z obu stron. Kierunek zmian pola elektrycznego jest prostopadły do warstwy GaN i jest zgodny z kierunkiem oddziaływań piezoelektrycznych. W punkcie rezonansowym pole akustyczne tworzy falę stojącą między górą i spodem warstwy. Alternatywnie uwolnienie warstwy GaN można osiągnąć przez podtrawienie części warstwy od góry próbki. Zaletą takiego podejścia jest wyeliminowanie skomplikowanego technologicznie głębokiego trawienia. Jednak utrudnione jest wykonanie spodniej elektrody sprzęgającej. Dlatego w takim wypadku stosuje się układy elektrod międzypalczastych, które umożliwiają także uzyskanie pól elektrycznych o wektorach prostopadłych do kierunku oddziaływań piezoelektrycznych.

Drugim rodzajem konstrukcji są przetworniki BAW typu SMR (ang. *Solidly Mounted Resonator*). Wykorzystują one układy wielowarstwowe do zatrzymania pola akustycznego. Fale objętościowa w trakcie przechodzenia przez interfejsy o różnych właściwościach mechanicznych (sztywność, gęstość) ulegają odbiciu. Dobierając odpowiedni układ grubości i liczbę warstw można uzyskać duży współczynnik odbicia i lokalizację pola akustycznego w obszarze rezonatora. Przykładową konstrukcją tego typu, pełniącą funkcję czujnika grawimetrycznego, zaprezentowano na rysunku 4.2.



Rysunek 4.2. Sensor BAW typu SMR wykorzystujący warstwę AlN do aktywności piezoelektrycznej oraz układ warstw SiO₂, Ta₂O₅ (na podstawie [77]).

Aktywna piezoelektrycznie warstwa AlN jest pobudzana do drgania za pomocą górnej elektrody oraz elektrody zagrzebanej. W celu polepszenia zamknięcia pola akustycznego w obszarze warstwy i podniesienia współczynnika dobroci Q rezonatora zastosowano zwierciadło składające się z naprzemiennych warstw dwutlenku krzemu i pięciotlenku tantalu, odpowiednio o grubościach 592 nm oraz 559 nm.

Proces wykonania obu rodzajów przetworników BAW-FBAR oraz SMR wymaga zastosowania specjalizowanych kroków technologicznych, takich jak trawienia, podtrawienia lub osadzanie warstw o określonym składzie, które nie są kompatybilne z technologią wytwarzania przyrządów w heterostrukturach AlGaIn/GaN. Celem badań przeprowadzonych w tej rozprawie było znalezienie połączenia między światem przyrządów półprzewodnikowych i tranzystorów HEMT a światem przyrządów akustycznych. Dlatego postanowiono przeanalizować oraz zbadać propagację fal akustycznych w warstwach azotkowych na szafirze bez stosowania specjalnych warstw podtrawianych lub warstw odbijających. Wynika to z pierwotnego założenia przeprowadzonych badań - kompatybilności technologicznej oraz możliwości integracji monolitycznej. Pierwszym krokiem była analiza warunków propagacji płaskich fal objętościowych w azotkach oraz szafirze. W anizotropowych materiałach krystalicznych dla danego kierunku propagacji istnieje kilka różnych fal o zupełnie innej polaryzacji mechanicznej (kierunku drgań cząsteczek). Te różne fale mogą mieć różne prędkości propagacji i w różnym stopniu mogą sprzęgać się z efektem piezoelektrycznym w materiale. Następnie, po ustaleniu jakie rodzaje fal propagują się w materiale, przeanalizowano proces przejścia propagującej się fali przez granicę warstw. Skorzystano tu z formuł analitycznych, określając współczynnik transmitancji oraz refleksyjności na granicy

ośrodków. W końcu pozyskana wiedza pozwoliła na analizę i pomiar zagadnienia propagacji i sprzęgania się fal objętościowych emitowanych przez bramkę tranzystora HEMT podczas pracy.

4.1. Równanie Christoffela, równanie falowe fali akustycznej w ciele stałym - rozwiązania dla GaN, AlN i szafiru

Akustyczne fale objętościowe występują w materiałach o dowolnym stanie skupienia. Mechanizm ich propagacji polega na lokalnie występujących zaburzeniach pola naprężeń i odkształceń, które ze względu na niezerównoważenie sił oddziałujących w określonym punkcie propaguje się w objętości materiału oraz przez granice między materiałami. Dla ośrodków gazowych i ciekłych oddziaływanie między cząsteczkami może mieć tylko charakter wzdłużny bez występowania sił ścinających. Powstające w ten sposób fale akustyczne nazywamy podłużnymi (ang. *longitudinal*). W ośrodkach znajdujących się w stałym stanie skupienia siły mogą przenosić się również w kierunkach poprzecznych (przez występowanie sił ścinających). Fale propagujące się na skutek oddziaływania sił ścinających nazywamy poprzecznymi (ang. *shear*) [78]. Można wyróżnić dwie fale, które w ośrodku izotropowym będą propagować się w kierunkach prostopadłych do siebie. W ośrodkach anizotropowych (np. kryształy) kierunek propagacji fali tylko w szczególnym wypadku będzie do siebie prostopadły. Każdy z kierunków propagacji może mieć przypisaną inną prędkość fazową. W takiej sytuacji mody propagujące w takich strukturach nazywane są quasi-modami. Ogólnie dowolne niestabilne pola odkształceń i naprężeń spowodują powstanie fali o złożonym kształcie. Aby lepiej zrozumieć charakterystyki propagacji fal akustycznych w danym ośrodku należy się skupić na propagacji fal płaskich ze względu na możliwość przypisania im jednoznacznego wektora kierunku, wartości amplitudy oraz prędkości fazowej. W takich falach parametry pola odkształceń i naprężeń zmieniają się z taką samą częstotliwością. Możliwe jest wyznaczenie płaszczyzn, w ramach których wszystkie składowe znajdują się w takiej samej fazie oraz wszystkie takie płaszczyzny są względem siebie równoległe. Propagację fali płaskiej można opisać przedstawiając wartości pola związanego z falą (pola odkształceń i naprężeń są ogólnie oznaczone jako zmienna a) w dowolnym punkcie ośrodka o współrzędnych \bar{x} i w momencie t za pomocą zależności (4.1).

$$a(\bar{x}, t) = Ae^{i(\bar{k}\bar{x} - \omega t)} \quad (4.1)$$

gdzie a opisuje dowolną składową pola (element tensora naprężeń, odkształceń), A opisuje amplitudę wartości, \bar{k} - wektor falowy, zaś ω - prędkość kołową. Cechą charakterystyczną fali

płaskiej jest to, że wektor falowy \bar{k} jest wszędzie stały oraz równoległy do kierunku propagacji fali. W materiale piezoelektrycznym związek między naprężeniem T_{ij} , odkształceniem u_l oraz polem elektrycznym Φ wygląda następująco:

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (4.2)$$

gdzie c_{ijkl} - tensor sztywności, e_{kij} - tensor współczynników piezoelektrycznych. Podstawowe równanie falowe w materiale piezoelektrycznym ma postać [79]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} \quad (4.3)$$

gdzie ρ oznacza gęstość materiału. Rozwiązania dla fali płaskiej propagującej się w kierunku \bar{n} z prędkością fazową V będą miały postać:

$$u_i = {}^\circ u_i F \left(t - \frac{\bar{n}x_j}{V} \right) \quad (4.4)$$

$$\Phi = \Phi_0 F \left(t - \frac{\bar{n}x_j}{V} \right) \quad (4.5)$$

gdzie ${}^\circ u_i$ oraz Φ_0 opisują odpowiednio wektor polaryzacji (kierunek i amplitudę drgań) oraz potencjał elektryczny. Podstawiając (4.4) i (4.5) do (4.3) oraz definiując następujące symbole:

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k \quad (4.6)$$

$$\gamma_i = e_{kij} n_j n_k \quad (4.7)$$

$$\epsilon = e_{jk} n_j n_k \quad (4.8)$$

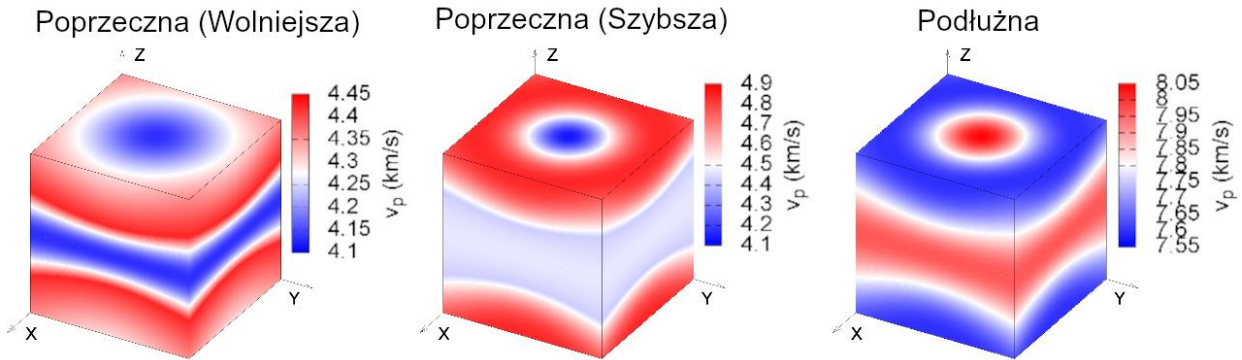
po przekształceniach dochodzimy do równania Christoffela, które musi być spełnione dla każdej fali płaskiej poruszającej się w kierunku \bar{n} [80]:

$$\rho V^2 {}^\circ u_i = \left(\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\epsilon} \right) {}^\circ u_l \quad (4.9)$$

Dla każdego kierunku \bar{n} będą istnieć trzy rozwiązania polaryzacji ${}^\circ u_l$ oraz prędkości V , stanowiące wartości własne tensora $\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\epsilon}$. Równanie rozwiązano za pomocą biblioteki

4. Fale objętościowe

numerycznej christoffel [80] wykorzystując zmodyfikowane skrypty prezentacji danych dostarczone z biblioteką. Na rysunku 4.3 umieszczono wykresy rozkładów prędkości fazowej.

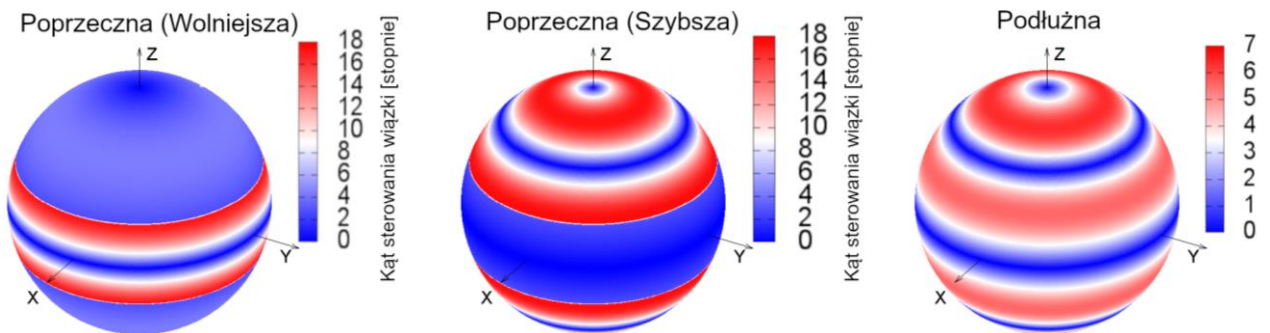


Rysunek 4.3. Prędkości fazowe trzech modów – dwóch poprzecznych i podłużnego w różnych kierunkach propagacji.

Jak widać, dwa wolniejsze mody quasi-poprzeczne w zależności od kierunku propagacji fali mają prędkości w zakresie 4,1-4,9 kms^{-1} . Minimalne wartości prędkości propagacji występują dla kierunków znajdujących się w płaszczyźnie (0 0 0 1) i kierunku [0 0 0 1]. Dla fal akustycznych w modzie quasi-podłużnym prędkości propagacji mieszczą się w zakresie 7,55-8,05 kms^{-1} i osiągają maksima dla płaszczyzny (0 0 0 1) oraz kierunku [0 0 0 1]. Kolejną istotną analizą jest kierunek transportu energii fali akustycznej w GaN. Jest on zgodny z kierunkiem prędkości grupowej, będącej pochodną prędkości fazowej V :

$$V_j^g = c_{ijkl} \frac{n_k^o u_i^o u_l}{\rho^o u_i^2 V} \quad (4.10)$$

Zależność przedstawiono na rysunku 4.4.



Rysunek 4.4. Kąt sterowania wiązki (kąt pomiędzy kierunkiem propagacji a kierunkiem przepływu mocy) dla różnych modów propagacji – dwóch poprzecznych i jednego podłużnego w zależności od kierunku.

Analiza wyników obliczeń pokazuje, że kierunki znajdujące się w płaszczyźnie (0 0 0 1) oraz w kierunku [0 0 0 1] są dla GaN tymi, dla których występują czyste (kierunek propagacji jest zgodny z kierunkiem transferu energii) mody propagacji. Jednocześnie są tymi o największym potencjale wykorzystania w konstrukcji struktur akustycznych

w heterostrukturze AlGaIn/GaN. Z punktu widzenia zastosowań ważna jest dokładna analiza dozwolonych polaryzacji fali w takich modach oraz ich sprzężenia z oddziaływaniami piezoelektrycznymi w kryształach. W tabeli 4.1 przedstawiono składowe polaryzacji fal w odniesieniu do wektora jednostkowego dla dwóch kierunków propagacji $[2 \bar{1} \bar{1} 0]$ oraz $[0 0 0 1]$. Kierunek $[2 \bar{1} \bar{1} 0]$ wybrano jako reprezentatywny dla wszystkich kierunków propagacji znajdujących się w płaszczyźnie $(0 0 0 1)$. Z punktu widzenia sprzężenia elektromechanicznego praktyczne wykorzystanie będą miały tylko dwa mody - fala podłużna poruszająca się w kierunku $[0 0 0 1]$ oraz fala poprzeczna poruszająca się w płaszczyźnie $(0 0 0 1)$. Wynika to z faktu, że oddziaływanie piezoelektryczne w GaN występuje głównie w kierunku osi c , która pokrywa się z kierunkiem polaryzacji wybranych modów propagacji.

Kierunek Propagacji	Mod Propagacji	$V_p \left[\frac{km}{s} \right]$	U_x	U_y	U_z
$[0 0 0 1]$	Podłużny	8,045	0	0	1
$[2 -1 -1 0]$	Podłużny	7,963	1	0	0
$[0 0 0 1]$	Poprzeczny 1	4,131	0	1	0
$[2 -1 -1 0]$	Poprzeczny 1	4,463	0	1	0
$[0 0 0 1]$	Poprzeczny 2	4,132	1	0	0
$[2 -1 -1 0]$	Poprzeczny 2	4,132	0	0	1

Tabela 4.1. Polaryzacja fal dla wybranych modów i kierunków propagacji.

4.2. Propagacja fal objętościowych między warstwami azotkowymi a podłożem

Podstawowym parametrem opisującym propagację fali objętościowej w ciele stałym oraz jej zachowanie na granicy między ośrodkami jest impedancja akustyczna Z_a , wyrażona zależnością 4.11.

$$Z_a = \rho V_p \quad (4.11)$$

gdzie ρ oznacza gęstość, a V_p prędkość fazową propagacji danego modu. Im stosunek impedancji akustycznych warstwy piezoelektrycznej, Z_{ap} , oraz podłoża, Z_{as} , jest bliższy jedności, tym współczynnik odbicia jest mniejszy. Opisuje to zależność (4.12).

$$\Gamma = \frac{Z_{ap} - Z_{as}}{Z_{ap} + Z_{as}} \quad (4.12)$$

Dodatkowo, w celu maksymalizacji efektywności generacji fali akustycznej, materiały wykorzystane do wytworzenia warstwy piezoelektrycznej powinny charakteryzować się możliwe dużymi współczynnikami sprzężenia elektromechanicznego oraz piezoelektrycznego.

W tabeli 4.2 przedstawiono przegląd parametrów materiałowych istotnych dla propagacji fal objętościowych w GaN oraz szafirze.

	Szafir	GaN
Gęstość, ρ [kgm^{-3}]	3980	6150
Impedancja akustyczna, Z_a [$\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}\times 10^3$]	4,45E+07	4,95E+07
Prędkość fali podłużnej, V_l [km/s]	11,186	8,045
Prędkość fali poprzecznej, V_{sh} [km/s]	6,098	4,132
Współczynnik piezoelektryczny, e_{33} [C/m^2]	-	0,73
Współczynnik piezoelektryczny, e_{31} [C/m^2]	-	-0,49
Sztywność, C_{33} [GPa]	498	398
Stała dielektryczna, ϵ_z	11,5	10,3
Współczynnik sprzężenia elektromechanicznego, K_t		0,02

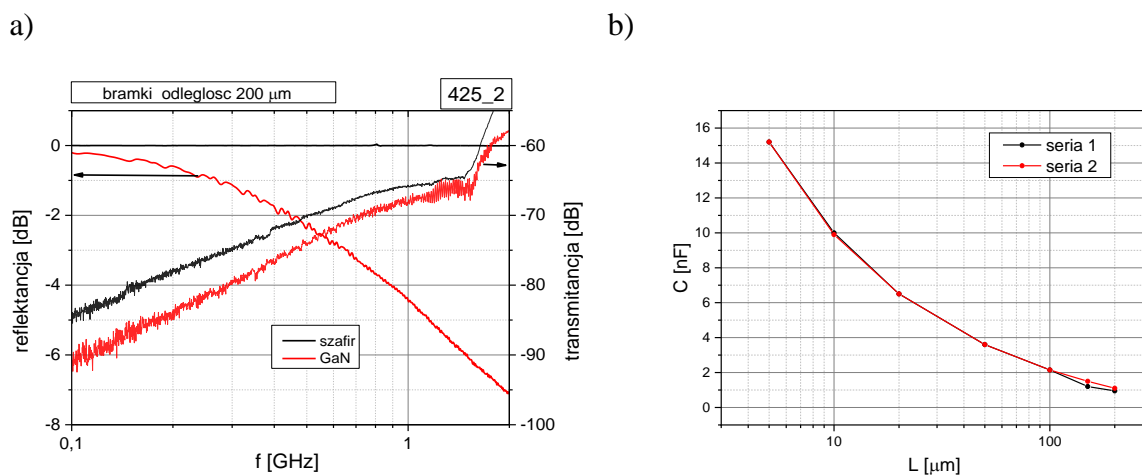
Tabela 4.2. Parametry materiałowe istotne dla rezonatora wielomodowego (na podstawie [81]).

GaN charakteryzuje się dużym współczynnikiem piezoelektrycznym. Jednocześnie, dzięki swojej sztywności, oferuje duże prędkości propagacji fali akustycznej. W porównaniu do niego szafir charakteryzuje się jeszcze większą prędkością propagacji. Dodatkowo szafir posiada mniejszą gęstość od GaN. Impedancja akustyczna jest wprost proporcjonalna do tych dwóch parametrów i dzięki temu stosunek ich wzajemnej impedancji akustycznej wynosi 1,11, zaś współczynnik odbicia 0,053. Pokazuje to, że dla fal objętościowych wytworzonych na skutek działania przyrządów półprzewodnikowych wykonanych w heterostrukturze AlGaIn/GaN w większości będą się one propagować w głąb podłoża szafirowego.

4.3. Emisja akustyczna z bramki HEMT

Ze względu na efekt piezoelektryczny obecny w warstwach azotkowych podczas pracy tranzystora HEMT może następować generacja pola akustycznego. Jest ono generowane przez zmienne pole elektryczne wytwarzane w warstwie azotkowej podczas sterowania bramki [80,82]. Jak pokazała analiza przeprowadzona w rozdziale 4.2 takie pole akustyczne może propagować w obrębie całej próbki ze względu na niską reflektancję na interfejsie warstw azotkowych i podłoża. Fala akustyczna rozchodzi się z małymi stratami w podłożu szafirowym i będzie ulegać całkowitemu odbiciu na jego granicy. Powoduje to, że może ono dotrzeć z powrotem do obszaru heterostruktury w trudnym do przewidzenia miejscu. Takie resztkowe

pole akustyczne może przez generację piezoelektryczną wpływać lokalnie na pracę innych elementów półprzewodnikowych wykonanych w ramach tego samego podłoża. Doniesienia literaturowe pokazują generowanie pola akustycznego na skutek polaryzacji bramki tranzystora HEMT. W pracy [83] wykonywano pomiary interakcji struktur bramki tranzystora z przetwornikiem międzypalczastym SAW. Wykazano sprzężenie się tranzystora HEMT wykonanego w heterostrukturze AlGaIn/GaN z przetwornikiem międzypalczastym przy częstotliwościach odpowiadającym rezonansowemu. Do zbadania występujących efektów przygotowano struktury testowe symulujące pracę bramki tranzystora HEMT. Składały się one z cienkich ($1,7 \mu\text{m}$) pasków metalizacji znajdujących się naprzeciw siebie w odległości od $5 \mu\text{m}$ do $200 \mu\text{m}$. Napięcie pobudzające było wytwarzane między nimi a obszarem masy (otacza on całą strukturę testową) z zastosowaniem sond ostrzowych. Na rysunku 4.5.a przedstawiono zależność reflektancji $|S_{11}|$ i transmitancji $|S_{21}|$ w funkcji częstotliwości dla bramek odległych o $200 \mu\text{m}$ utworzonych w heterostrukturze AlGaIn/GaN/szafir i w szafirze. Przebieg transmitancji obu struktur jest podobny i związany ze sprzężeniami pojemnościowym. Na rysunku 4.5.b pokazano zależność pojemności sprzęgającej w funkcji odległości, obliczoną dla dwóch serii referencyjnych struktur testowych utworzonych w szafirze.



Rysunek 4.5. a) Zależność, w funkcji częstotliwości, reflektancji $|S_{11}|$ i transmitancji $|S_{21}|$ dla bramek odległych o $200 \mu\text{m}$ utworzonych w heterostrukturze AlGaIn/GaN/szafir i w szafirze i b) zależność pojemności sprzęgającej, w funkcji odległości, obliczoną dla dwóch serii referencyjnych struktur testowych utworzonych w szafirze.

Na rysunku 4.5.a można zaobserwować monotoniczny wzrost wartości transmitancji od -93 do -57 dB dla struktury z $d_t = 200 \mu\text{m}$. Zmierzony przebieg charakterystyki wynika z oddziaływań pojemnościowych ze względu na podobny przebieg dla samego podłoża szafirowego. Zasadnicza różnica między próbkami pojawia się przy częstotliwościach powyżej 1 GHz. Dla struktur wykonanych na GaN można zaobserwować oscylacje. Ponieważ nie

4. Fale objętościowe

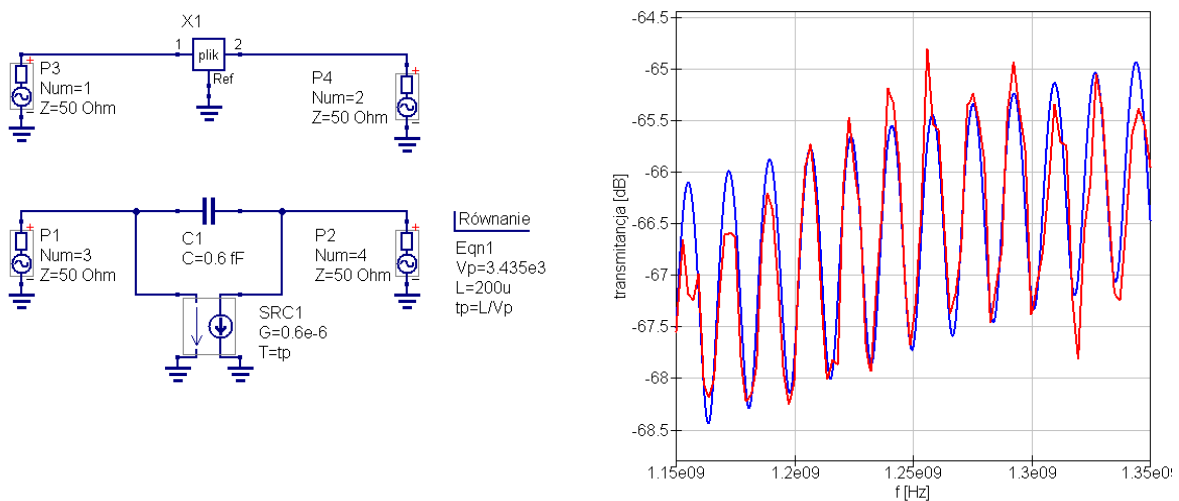
występują one dla struktur wykonanych na szafirze, można założyć, że ich źródłem są oddziaływania piezoelektryczne. Ponadto mają one charakter interferencji między oddziaływaniami elektrycznymi i akustycznymi ze względu na widoczne oscylacje amplitudy wraz z małymi zmianami częstotliwości. Okresowe zmiany charakterystyki transmisyjnej pochodzą od kolejnych rezonansów propagowanej fali akustycznej o określonej prędkości fazowej. Cała charakterystyka transmisji może być opisana jako połączenie członu pojemnościowego (stałe przesunięcie fazowe) i członu akustycznego o zmiennej fazie. W celu określenia prędkości fazowej propagacji fali akustycznej należy przeanalizować zmiany fazy fali w funkcji odległości między elektrodami. Propagacja fali akustycznej na powierzchni między elektrodami może być opisana zależnością (4.13).

$$A = A_0 \sin\left(\omega\left(t + \frac{x}{V_p}\right)\right) \quad (4.13)$$

gdzie A , A_0 – opisują amplitudę fali, ω - częstotliwość, t - czas, x - położenie w przestrzeni, V_p - prędkość fazową. Z powyższego równania wynika, że różnica fazy fali o tej samej prędkości fazowej V_p ale o różnych częstościach ω_1 oraz ω_2 na odcinku o długości d wynosi:

$$\Delta\phi = (\omega_1 - \omega_2) \frac{d}{V_p} = \Delta\omega \frac{d}{V_p} \quad (4.14)$$

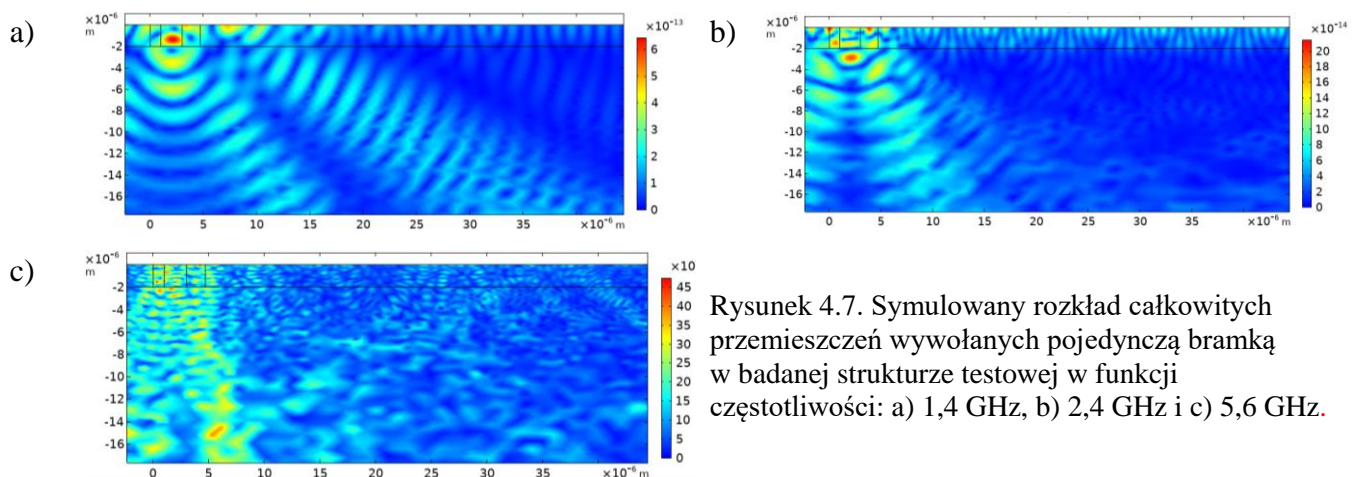
Przy zmianie fazy fali akustycznej wynoszącej 2π wartość transmitancji S_{12} i S_{21} pokrywa się. Na rysunku 4.6.a przedstawiono model równoważny badanej struktury i wynik symulacji. Oddziaływanie akustyczne odwzorowuje sterowane napięciem źródło prądowe transmitancji $G = 0,6 \mu\text{S}$ i czasie propagacji $t_p = L/V_p$ [84,85].



Rysunek 4.6. Model równoważny badanej struktury testowej i wynik symulacji transmitancji.

4. Fale objętościowe

Zgodność przy odległości $L = 200 \mu\text{m}$ uzyskano dla prędkości propagacji $V_p = 3435 \text{ m/s}$. Uzyskana prędkość jest zgodna z przewidywaniami i zgadza się z granicznymi prędkościami modu Rayleigha dla dużych wartości KH (iloczyn wektora falowego oraz grubości warstwy). Mod ten jest podstawowym modem propagacji fali powierzchniowej. Opisano go w rozdziale 5. W celu zobrazowania rozkładu fali akustycznej w warstwie i podłożu dla różnych częstotliwości przeprowadzono symulację metodą elementów skończonych. Model zaimplementowano w oprogramowaniu Comsol Multiphysics. W celu uproszczenia obliczeń skorzystano z warunku brzegowego zerowego potencjału na granicy warstwy $V = 0$ oraz zastosowano przekształcenie PML (*Perfectly Matched Layer*). Na rysunkach 4.7.a-c pokazano symulowany rozkład sumarycznych przemieszczeń wywołanych pojedynczą bramką w badanej strukturze dla różnych częstotliwości. Jak widać, większość mocy akustycznej ucieka do podłoża szafirowego w postaci modu podłużnego. Można zaobserwować kulisty rozkład fali ze zmienną prędkością w zależności od zmieniającego się kierunku propagacji. Mody poprzeczno-powierzchniowe, rozchodzące się na boki, stanowią małą część energii wypromieniowanej fali.



Przy częstotliwościach do 2-3 GHz widać wyraźnie tworzące się fale objętościowe i falę powierzchniową mogącą propagować się na duże odległości (rzędu dziesiątków mikrometrów). Przy wyższych częstotliwościach powstający rozkład przemieszczeń na skutek liczych odbić i interferencji staje się skomplikowany. Jednak zawsze istnieje możliwość powstania fali powierzchniowej nawet w dużych odległościach od źródła pobudzenia. Przy małych odległościach bramek dominują oddziaływania elektryczne. Powyżej $100 \mu\text{m}$ oddziaływania elektryczne są porównywalne z akustycznymi. Przy dalszym wzroście odległości będą dominować słabo tłumione fale powierzchniowe. Wyniki pomiarów oraz symulacji pokazują, że możliwość powstawania niekontrolowanych fal akustycznych w zakresie mikrofalowym

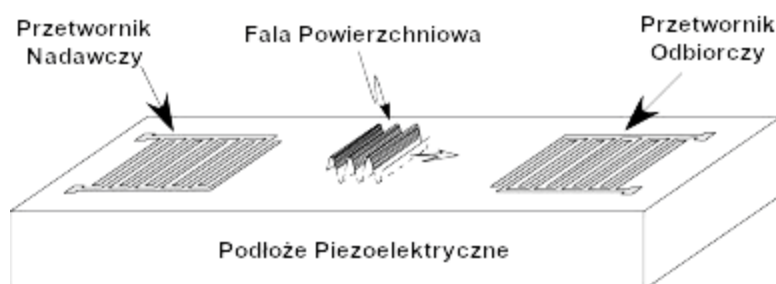
pasem L i S (możliwe też C) należy uwzględniać przy konstruowaniu np. tranzystorów HEMT i układów MMIC wytwarzanych w heterostrukturach AlGaN/GaN w sytuacjach wymagających dużej izolacji między poszczególnymi blokami czy elementami układu.

5. Fale powierzchniowe

Istnieją dwa podstawowe rodzaje fal akustycznych, które propagują się w ciałach stałych. Są to fale objętościowe i powierzchniowe. Fale powierzchniowe znajdują zastosowanie w urządzeniach takich jak filtry RF, czujniki biologiczno-chemiczne, mieszalniki w mikroreaktorach [86–92]. Roczna produkcja przyrządów SAW sięga kilku miliardów urządzeń. Na przykład w nadawczo-odbiorczej części analogowej współczesnego telefonu komórkowego znajduje się kilkadziesiąt różnych filtrów i rezonatorów [93]. W zakresie stosowania przyrządów SAW w najbardziej zaawansowanych badaniach obecnie intensywnie rozwijana jest dziedzina akustyki kwantowej, skupiająca się na opisie fal akustycznych na poziomie pojedynczych fononów i ich interakcji z innymi obiektami kwantowymi, np. kubitami. Fale SAW mogą służyć jako źródło pola, które może wpływać na stan obiektów kwantowych lub stanowić napęd zmieniający ich pozycję lub mogą stanowić same w sobie obiekty kwantowe opisane w pełni za pomocą kwantowej przestrzeni stanu [93]. Szczególnie użyteczne w tych zastosowaniach jest to, że fale SAW względem np. fal elektromagnetycznych mają przy tych samych częstotliwościach pobudzenia odpowiednią długość fali, ułatwiającą jej interakcję z obiektami kwantowymi. Zastosowanie urządzeń SAW wytworzonych w azotkach stwarza unikalne możliwości ze względu na możliwość połączenia fal akustycznych z oddziaływaniami półprzewodnikowymi. Mogą one być wykorzystane do konstrukcji przyrządów monolitycznych integrujących w sobie części aktywne (tranzystory) i pasywne (filtry SAW), jak i do nieniszczącej diagnostyki procesu osadzania warstw. Analizując charakterystyki częstotliwościowe można z dużą dokładnością określić ich grubość oraz parametry mechaniczne. Dodatkowym istotnym kierunkiem jest zbadanie możliwości wytwarzania fal powierzchniowych w wyniku działania przyrządów półprzewodnikowych. Jest to szczególnie istotne ze względu na fakt, że w takich materiałach oddziaływania mogą się przenosić na znaczne odległości. Może skutkować to powstawaniem sprzężeń między przyrządami znajdującymi się w odległościach większych niż przy sprzężeniach elektromagnetycznych. W niniejszym rozdziale zaprezentowano teorię powstawania fal powierzchniowych, konstrukcję przetworników międzypalczastych oraz sposoby analizy warunków propagacji w układach wielowarstwowych. Przedstawiono również wyniki eksperymentów z przetwornikami międzypalczastymi wykonanymi na warstwach azotków na szafirze w celu analizy rodzajów propagacji fal SAW oraz przedstawiono implementację numerycznych metod macierzowych do ich analizy.

5.1. Przetworniki międzypalczaste

Najczęściej stosowanym urządzeniem pozwalającym na generację i detekcję fal powierzchniowych jest przetwornik międzypalczasty. Konstrukcje tego typu zostały po raz pierwszy zaprezentowane w 1965 roku przez Richarda White'a oraz Freda Voltomera [94]. Przedstawili oni linię opóźniającą, wykorzystującą przetworniki międzypalczaste w postaci cienkich, metalowych pasków naniesionych na podłoże piezoelektryczne. Do lat osiemdziesiątych ubiegłego wieku ta technologia była głównie wykorzystywana na potrzeby wojskowości w technice radarowej. W latach osiemdziesiątych została zastosowana na rynku detalicznym do wytwarzania filtrów sygnałowych, a następnie do wytwarzania sensorów sygnałów, diagnostyki nieniszczącej oraz aplikacji biomedycznych [95]. Przykład budowy przetwornika międzypalczastego zaprezentowano na rysunku 5.1.



Rysunek 5.1. Przykład przetwornika międzypalczastego (na podstawie[96]).

Składa się on z dwóch podłużnych elektrod, między którymi w pewnej odległości umieszczone są prostopadłe paski metalizacji. Każda z prostopadłych elektrod jest podłączona do jednego z pasków. Sygnał elektryczny jest nadawany i odbierany za pomocą zmiennej polaryzacji podłużnych elektrod. Powoduje ona powstanie pola elektrycznego między paskami. Każdy z prostopadłych pasków ma określoną szerokość oraz odstęp od pasków sąsiednich. Generalnie szerokości, odległości oraz długości pasków mogą być dowolne. Stosuje się też paski przedzielone i podłączone do obu elektrod. Wprowadzane modyfikacje służą kształtowaniu pożądanej charakterystyki czasowo-częstotliwościowej generacji oraz detekcji fali powierzchniowej. Szczególne znaczenie ma geometria palców. Zwykle jest ona regularna z ewentualnymi palcami zwartymi z obiema elektrodami. Takie zwarcie kilku kolejnych pasków zmienia tę część przetwornika w reflektor odbijający falę akustyczną w określonym pasmie częstotliwości. Dodatkowo kolejne paski mogą być podłączone w różnym układzie do głównych elektrod. Dany rodzaj podłączenia jest opisany za pomocą ciągu zer i jedynek, które określają w ramach powtarzalnego okresu, do której elektrody jest podłączony dany pasek. Najczęściej stosowanymi konfiguracjami są połączenia typu „10” oraz „1100”. Obie

konfiguracje wraz z pochodnymi wyznaczają podstawowy podział na przetworniki odbijające oraz nieodbijające. Fala padająca na odbijający przetwornik typu „10” w momencie padania będzie odbijana na dwa sposoby. Po pierwsze, odbicie będzie następować na granicy każdej elektrody z powodu zmiany prędkości propagacji fali po powierzchni dielektrycznej i metalizowanej. Po drugie, ładunki wzbudzone na każdej elektrodzie będą powodowały wzbudzenie nowej fali, która będzie się rozchodzić w obie strony w taki sam sposób, jak gdyby do elektrod było podłączone oddzielne źródło sygnału o określonej rezystancji. W szczególnym wypadku, gdy elektrody są ze sobą zwarte, ładunek nie będzie gromadził się na elektrodach ze względu na brak napięcia i odbijanie fali padającej na przetwornik będzie zachodziło tylko przez pierwszy mechanizm. Do skonstruowania przetwornika nieodbijającego, to znaczy takiego, w którym zwarcie elektrod powoduje brak odbicia sygnału (przetwornik staje się transparentny dla fali) stosuje się konfigurację elektrod typu „1100” oraz podobne. Dla takich konfiguracji fala padająca na jedną z elektrod nadal się odbija. Jednak ze względu na przesunięcie fazowe sygnałów odbitych o $\lambda/4$ fazy sygnały odbite ulegają destruktywnej interferencji. W przetwornikach o takiej konfiguracji źródłem sygnału odbitego są napięcia i prądy przekazane obciążeniu, które powoduje wzbudzenie fal o przeciwnej amplitudzie. Przetworniki o obu opisanych konfiguracjach są dwukierunkowe. Oznacza to, że fale mechaniczne wzbudzone na skutek pobudzenia elektrycznego rozchodzą się w obu kierunkach i mają taką samą amplitudę. Dla przetwornika dopasowanego elektrycznie do układu pobudzającego straty wejściowe wynoszą 3 dB (połowa energii), ze względu na wspomnianą dwukierunkowość.

Proces projektowania przetwornika składa się z kilku etapów [97]. Na początku określana jest częstotliwość pracy przetwornika oraz układ materiałowy, w którym zostanie on wykonany. Dodatkowo należy podjąć decyzję o typie fali powierzchniowej, która będzie wykorzystana. Ze względu na wysoką efektywność wytwarzania oraz małą dyspersję fali najpopularniejszy jest mod Rayleigha. Dla danego zestawu parametrów (częstotliwość, mod fali oraz układ materiałowy) można dobrać odległość między palcami p opisaną prostą zależnością 5.1.

$$p = \frac{V_a}{nf_0} \quad (5.1)$$

gdzie parametr n zależy od układu połączeń elektrod i jest równy 2 dla układu „10” oraz 4 dla układu „1100”. Dla danego p należy dodatkowo wybrać stopień zapełnienia między obszarem pokrytym metalizacją oraz odkrytym. Zwykle stosunek tych dwóch obszarów jest równy.

Pozwala to na maksymalizację ilości zgromadzonego ładunku przypadającego na jednostkowe napięcie polaryzacji elektrody.

Z technologicznego punktu widzenia najprostszy jest przetwornik z falą powierzchniową Rayleigha o elektrodach podłączonych w układzie „1100” oraz współczynnika metalizacji równym 0,5. Jego największym ograniczeniem jest maksymalna częstotliwość pracy. Obserwowane ograniczenia mają kilka przyczyn. Po pierwsze, zwiększanie częstotliwości pracy przetwornika wiąże się z koniecznością zmniejszania jego wymiarów. Powoduje to pogorszenie parametrów elektrycznych (rezystancje szeregowo) oraz zmniejszenie uzysku (zwarcia palców, przerwania obwodów). Po drugie, powierzchniowe fale Rayleigha mają małą prędkość fazową w porównaniu z innymi modami fal powierzchniowych i objętościowych. Dlatego w ciągłej sztafecie ukierunkowanej na przesuwania granic technologicznych do wytwarzania przetworników z falą powierzchniową stosuje się różne modyfikację, np. nowe mody wzbudzanej fali, nowe grupy materiałów oraz inne układy elektrod.

Rozpatrując konkretny układ materiałów istotną informacją jest stosunek prędkości fali poruszającej się po powierzchni metalizowanej i niemetalizowanej. Fala powierzchniowa poruszając się po powierzchni metalizowanej (przy założeniu nieskończonej małej rezystancji metalizacji) ma mniejszą prędkość niż fala poruszająca się po powierzchni dielektrycznej. Wynika to ze zwarcia składowej prostopadłej pola elektrycznego. Stosunek ten jest określony za pomocą wzoru 5.2.

$$\frac{\Delta v}{v} \equiv \frac{v_f - v_m}{v_f} \equiv \frac{K^2}{2} \quad (5.2)$$

gdzie Δv – różnica prędkości dla obu rodzajów powierzchni, v_f i v_m – prędkość fazowa powierzchni dielektrycznej oraz metalizowanej, K – współczynnik sprzężenia elektromechanicznego. Współczynnik K definiuje ilość energii, która jest przekazywana w postaci drgania mechanicznego na skutek pobudzenia elektrycznego. Im większa wartość współczynnika K , tym materiał posiada lepsze właściwości piezoelektryczne.

5.1.1 Pole elektryczne generowane przez elektrody i jego rozkład w materiale

Projektowanie przetwornika w określonej bazie materiałowej, a w szczególności wykonanego w układzie warstwowym, opiera się na dwóch kierunkach analizy. Po pierwsze, w celu dobrania odległości elektrod i częstotliwości konieczne jest wyznaczenie prędkości i charakteru propagacji poszczególnych modów fali akustycznej. Wynikają one bezpośrednio z dopuszczalnych rozwiązań równania falowego dla układu piezoelektrycznego. Następnie analizie podlega układ i wymiary elektrod międzypalczastych w związku z optymalizacją

sprężania elektrycznego do konkretnego modu i uzyskaniem pożądaney charakterystyki częstotliwościowej [98]. Głównym sposobem analizy jest zbadanie relacji między rozkładami ładunku oraz potencjału elektrycznego na powierzchni.

W dalszej analizie przyjęto układ współrzędnych z półpłaszczyzną piezoelektryczną zorientowaną wzdłuż osi x_1, x_2 . Zakładamy, że wszystkie rozważane pola są niezmiennie wzdłuż osi x_2 (fale posiadają tylko składowe x_1, x_3). Na powierzchni $x_3 = 0$ rozłożone są elektrody równoległe do x_2 .

Na początku rozważmy przypadek statyczny przy założeniu braku oddziaływań piezoelektrycznych. Będzie można go później uogólnić do sytuacji pól akustycznych w materiale piezoelektrycznym, w których zależność od czasu ma postać $e^{j\omega t}$. W takiej sytuacji, ze względu na brak ładunków związanych w materiale, można zapisać równania (5.3) – (5.5) [99]:

$$\operatorname{div} D = 0 \quad (5.3)$$

$$D = \epsilon E \quad (5.4)$$

$$E = -\nabla\phi \quad (5.5)$$

Uwzględniając warunek niezmienności wzdłuż osi x_2 , wektor E ma postać (5.6):

$$E = \begin{bmatrix} \partial\Phi/x_1 \\ 0 \\ \partial\Phi/x_3 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

Dywergencja indukcji elektrycznej jest równa zero (w obszarze $x_3 < 0$), co po rozpisaniu na części składowe prowadzi do wyrażenia (5.7):

$$\operatorname{div} \epsilon E = \operatorname{div} \begin{bmatrix} \frac{\epsilon_{11}\partial\Phi}{\partial x_1} + \frac{\epsilon_{13}\partial\Phi}{\partial x_3} \\ \frac{\epsilon_{21}\partial\Phi}{\partial x_1} + \frac{\epsilon_{23}\partial\Phi}{\partial x_3} \\ \frac{\epsilon_{31}\partial\Phi}{\partial x_1} + \frac{\epsilon_{33}\partial\Phi}{\partial x_3} \end{bmatrix} = \frac{\epsilon_{11}\partial^2\Phi}{\partial x_1^2} + 2\frac{\epsilon_{13}\partial^2\Phi}{\partial x_1\partial x_3} + \frac{\epsilon_{33}\partial^2\Phi}{\partial x_3^2} = 0 \quad (5.7)$$

Rozwiązanie równania w postaci harmonicznej $\tilde{\Phi}$ z członem $\exp(j\beta x_1)$, dla β rzeczywistych i większych od zera w obszarze $x_3 < 0$ ma postać (5.8).

$$\tilde{\Phi}(x_1, x_3) = \exp \left[j\beta \left(x_1 - \frac{x_3\epsilon_{13}}{\epsilon_{33}} \right) + \frac{\beta x_3 \epsilon_p}{\epsilon_{33}} \right] \quad (5.8)$$

gdzie współczynnik ϵ_p wynosi (5.9)

$$\epsilon_p = \sqrt{\epsilon_{11}\epsilon_{33} - \epsilon_{13}^2} \quad (5.9)$$

Ładunek zgromadzony na powierzchni od strony materiału $\bar{\sigma}$ ($x_1=0$) będzie równy indukcji elektrycznej D_3 . Wynosi on (5.10)

$$\bar{\sigma} = -\epsilon_p |\beta| \tilde{\Phi} \quad (5.10)$$

Analogiczne rozważania można przeprowadzić dla rozkładu potencjału w obszarze $x_3 > 0$ przyjmując, że w górnej półpłaszczyźnie znajduje się powietrze. Wystarczy wówczas w wyprowadzeniu zamiast tensora ϵ przyjąć przenikalność elektromagnetyczną próżni ϵ_0 . Równanie (5.11) sprowadza się do standardowego równania Laplace'a $\Delta\phi = 0$. Zatem ładunek σ^+ zgromadzony na powierzchni $x_3=0$ od strony $x_3 > 0$, będzie równy (5.11):

$$\sigma^+ = \epsilon_0 |\beta| \tilde{\Phi} \quad (5.11)$$

Dla potencjału periodycznego postaci (5.11) sumaryczny ładunek wynosi (5.12):

$$\sigma = (\epsilon_p + \epsilon_0) |\beta| \tilde{\Phi} \quad (5.12)$$

W celu uogólnienia do dowolnego rozwiązania zależności ładunku σ od rozkładu potencjału ϕ można zastosować syntezę Fouriera. Przedstawiona powyżej zależność jest właściwa dla każdej β . Dlatego musi być zachowana dla całego spektrum transformaty Fouriera rozkładu ładunku $\sigma(x_1)$. Jeżeli transformatę Fouriera ładunku oraz rozkładu potencjału zapiszemy jako $\bar{\sigma}$ oraz $\bar{\phi}$ to otrzymujemy (5.13):

$$\bar{\sigma}(\beta) = (\epsilon_0 + \epsilon_p) |\beta| \bar{\phi}(\beta) \quad (5.13)$$

Rozkład ładunku $\sigma(x_1)$ na powierzchni $x_3 = 0$ można uzyskać za pomocą odwrotnej transformaty Fouriera (5.14):

$$\sigma(x_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\sigma}(\beta) \exp(j\beta x_1) d\beta \quad (5.14)$$

W celu redukcji β z równania (5.14) możemy skorzystać z zależności potencjału od pola elektrycznego (5.15):

$$E_1(x_1, 0) = \frac{-\partial\phi}{\partial x_1} \quad (5.15)$$

Transformata Fouriera składowej pola E_1 wynosi (5.16):

$$\bar{E}_1(\beta) = -j\beta \bar{\phi}(\beta) \quad (5.16)$$

Równanie (5.13) można zatem zapisać jako (5.17):

$$(\epsilon_0 + \epsilon_p)\overline{E}_1(\beta) = -jsgn(\beta)\overline{\sigma}(\beta) \quad (5.17)$$

Korzystając z twierdzenia o iloczynie transformat Fouriera (zależność (5.18))

$$F\{-jsgn(b)\} = -\frac{1}{\pi x_1} \quad (5.18)$$

i uwzględniając zależność między polem elektrycznym a ładunkiem zgromadzonym w domenie fizycznej można zapisać zależność (5.19)

$$(\epsilon_0 + \epsilon_p)E_1(x_1, 0) = \sigma(x_1) * \frac{1}{\pi x_1} \quad (5.19)$$

co po operacji całkowania prowadzi do postaci (5.20)

$$\phi(x_1) = \frac{-\ln(x_1)}{\pi(\epsilon_0 + \epsilon_p)} * \sigma(x_1) \quad (5.20)$$

Powyższe równanie, razem z warunkami brzegowymi - warunkiem stałej wartości potencjału ϕ na każdej pojedynczej elektrodzie oraz brakiem ładunku σ poza obszarem elektrod, pozwala na dokładne wyznaczenie pola i rozkładu ładunków w półpłaszczyźnie dielektrycznej. Człon (5.21)

$$\frac{-\ln(x_1)}{\pi(\epsilon_0 + \epsilon_p)} \quad (5.21)$$

stanowi funkcję Greena, która opisuje pole elektryczne wytworzone przez ładunek liniowy ($x_3 = 0$), zlokalizowany w punkcie $x_1 = 0$.

Uogólnienie do przypadku półpłaszczyzny piezoelektrycznej wymaga rozważania innej postaci równania (5.21) opisującego zależność pola indukcji elektromagnetycznej od pola elektrycznego. Wymaga ono uwzględnienia członu opisującego zależność indukcji elektromagnetycznej od naprężeń w materiale. Skutkuje to tym, że rozwiązanie harmoniczne $\tilde{\Phi}$ z równania (5.8) nie jest już dłużej liniowo zależne od ϵ_p . Jednak wprowadzając zmienną ϵ_s zależną od β w miejsce stałego ϵ_p można zależność między harmonicznymi rozkładami ładunku $\tilde{\sigma}$ oraz $\tilde{\phi}$ zapisać jako zależność (5.22)

$$\tilde{\sigma}(x_1) = |\beta|\epsilon_s(\beta)_s\tilde{\phi}(x_1) \quad (5.22)$$

Korzystając z analogicznych rozważań przedstawionych poniżej, opisujących relację między postacią harmoniczną $\tilde{\sigma}$ i $\tilde{\phi}$ (współrzędne przestrzenne) a postacią transformat Fouriera $\overline{\sigma}$ oraz $\overline{\phi}$, współczynnik ϵ_s może być zdefiniowany jako (5.23)

$$\epsilon_s(\beta) = \frac{\overline{\sigma}(\beta)}{|\beta|\overline{\phi}(\beta)} \quad (5.23)$$

Współczynnik ϵ_s jest określany jako przenikalność efektywna (ang. *effective permittivity*). Powyższe równanie określa zależność rozkładu ładunku od potencjału przy założeniu, że czynnik okresowy $e^{j\omega t}$ jest stały. W celu uogólnienia rozważań i odniesienia ich do zmiennych częstotliwości wystarczy posługiwać się współczynnikiem β , znormalizowanym względem określonej częstotliwości ω_0 . Dzięki temu można analizować procesy wzbudzania fal powierzchniowych przez elektrody o stałym rozkładzie ($\beta = \text{const.}$) wraz ze zmianami częstotliwości zasilających.

Analiza przenikalności efektywnej pozwala na określenie ważnych zależności dotyczących propagacji fal powierzchniowych. Zera funkcji $\epsilon_s(\beta)$ określają warunki propagacji fali, w których ładunek zgromadzony na powierzchni wynosi zero w całej dziedzinie x_l . Odpowiada to fali powierzchniowej w modzie Rayleigha występującej na powierzchni dielektrycznej. Analogicznie bieguny funkcji ϵ_s oznaczają stan, w którym potencjał na powierzchni jest równy zero, co ma miejsce dla fali powierzchniowej modu Rayleigha wzbudzonej na powierzchni przewodzącej. Dalsza analiza punktów nieciągłości oraz części urojonej pokazuje, czy wzbudzona fala ma charakter powierzchniowy czy też pseudopowierzchniowy. W drugim wypadku część energii fali zostaje wypromieniowana do podłoża. Uzasadnienie tego faktu wynika z zależności gęstości prądu J na powierzchni (przy określonej wartości β oraz ω)

$$J = j\omega\sigma \quad (5.24)$$

Jeżeli ϵ_s ma charakter tylko rzeczywisty, to iloczyn gęstości prądu oraz potencjału jest całkowicie urojony (prąd jest przesunięty w fazie względem potencjału o $\pi/2$). Zatem nie występuje przekazywanie energii i fala jest ograniczona do powierzchni. Jednocześnie występowanie części urojonej przenikalności efektywnej wskazuje na mod propagacji fali, który nie jest ograniczony wyłącznie do powierzchni. Pomimo występowania dodatkowych strat mody pseudopowierzchniowe są często wykorzystywane ze względu na większe prędkości propagacji fali w porównaniu do modów opisanych tylko przez rzeczywiste wartości przenikalności elektrycznej.

5.2. Przegląd literatury dotyczącej klasycznych przetworników SAW GaN/szafir

Literatura opisująca propagację fal powierzchniowych w warstwach azotków na szafirze jest bogata. Jednak specyfika propagacji fal powierzchniowych w układach wielowarstwowych silnie zależy od dokładnych parametrów technologicznych procesu wzrostu warstw oraz wykonywania przetworników. Będzie to pokazane w dalszej części rozprawy. Dlatego istniejące źródła literaturowe należy traktować z odpowiednią ostrożnością. Dodatkowo większość doniesień literaturowych opisujących to zagadnienie jest starsza niż 10 lat. Stąd ze

względu na szybki rozwój techniki i nauki o epitaksji związków metaloorganicznych z fazy gazowej (MOVPE) konieczne jest przeprowadzenie uaktualnionych badań. Większość prac literaturowych skupia się na konkretnym rodzaju warstw i konkretnych modach propagacji, pomijając całościowy ogląd w całym zakresie częstotliwości i silną zależność specyfiki danych modów od grubości warstwy i rozstawu elektrod.

Praca [100] opisuje zastosowania warstw epitaksjalnych GaN na szafirze wytworzonych w procesie MOVPE do konstrukcji filtrów w komunikacji bezprzewodowej. Przedstawia wyniki pomiarów linii opóźniających charakteryzujących się różnymi współczynnikami KH (iloczynem grubości warstwy H oraz wektora falowego K). Zaobserwowano również występowanie modów Sezawy (opisanych w dalszej części rozprawy) i ze względu na ich większe prędkości propagacji w porównaniu do modów Rayleigha zaproponowano ich dalsze zastosowanie. Analizowano również wpływ rezystywności warstwy na propagację modów. Stwierdzono, że jej zmniejszenie wpływa korzystnie na redukcję strat i szumów w takich liniach. Kompensację nośników w GaN uzyskano za pomocą redukcji przepływu gazów w trakcie procesu epitaksji. Pozwoliło to na uzyskanie koncentracji samoistnej elektronów na poziomie $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Grubość warstwy wynosiła $2 \text{ }\mu\text{m}$, wykonano na niej przetworniki międzypalczaste z elektrodami aluminiowymi ze współczynnikiem wypełnienia 0,25 oraz długościami fali odpowiednio 2, 4, 6 i $7 \text{ }\mu\text{m}$. Przetworniki umieszczono naprzeciw siebie w różnych odległościach (umożliwia to pomiar strat propagacji). Wyznaczono współczynnik sprzężenia elektromechanicznego oraz tłumienia struktur. Analizowano wpływ rezystywności warstwy GaN na tłumienie oraz szumy urządzenia. Stwierdzono, że redukcja liczby nośników elektronów w warstwie do 10^{14} cm^{-2} powoduje redukcję strat propagacji o dwa rzędy wielkości oraz znaczną redukcję szumów. Redukcja szumów wynika z minimalizacji sprzężenia elektrycznego (rezystancyjnego) przez nośniki znajdujące się w warstwie GaN. Osiągnięto redukcję szumów z poziomu -50 dB do -80 dB .

Praca [101] opisuje pierwsze przetworniki wykonane w GaN osadzonym na szafirze. Problemem przy wcześniejszych próbach użycia GaN była mała rezystywność warstw z powodu ich silnego zdefektowania, co zwiększyło straty wstrzykiwania (*insertion loss*) i tłumienie fali. Przetworniki były wykonane w układzie 18-stu pojedynczych par z wypełnieniem 0,5. Zrealizowano różne typy przetworników w odległościach 10, 15 lub $20 \text{ }\mu\text{m}$ (λ od 40 do $80 \text{ }\mu\text{m}$). Grubość elektrod wynosiła 200 nm . Wykonano je metodą parowania na warstwie GaN o grubości $1,3 \text{ }\mu\text{m}$ o trzech typach domieszkowania - niedomieszkowane, domieszkowane magnezem lub domieszkowane cynkiem. Jednak warstwy niedomieszkowane oraz domieszkowane cynkiem posiadają rezystywności w zakresie 10^5 - $10^6 \text{ }\Omega\text{cm}$ co czyni je

nieprzydatnymi do wytwarzania przetworników. Większe wartości rezystywności uzyskano dla warstwy domieszkowanej magnezem. Wynosiła ona ok. $10^7 \Omega\text{cm}$ przez co przetworniki międzypalczaste posiadały rezystancję na poziomie $10^9 \Omega$. Pozwoliło to na uzyskanie strat wstrzykiwania w zakresie od -7 do -10 dB, które są wystarczająco małe do konstrukcji filtrów sygnałowych. Wyznaczono prędkość propagacji modu podstawowego na 5803 m/s i stwierdzono, że przy zmniejszeniu odległości między elektrodami możliwe jest uzyskanie pracy w zakresie częstotliwości powyżej 1 GHz. Taki wniosek przy tych założeniach jest niepoprawny. Duża wartość prędkości propagacji wynika ze stosunku grubości warstwy (1-2 μm) do długości fali (60 μm) przy zmniejszaniu szerokości oraz odległości między elektrodami. Przy jednoczesnym braku możliwości zmniejszenia grubości warstwy ze względu na jej jakość krystalograficzną następuje spadek prędkości propagacji w kierunku wartości zbliżonych do uzyskiwanych dla monokrystalicznego GaN. Dodatkowo w pracy pokazano wyniki pomiarów dwóch istotnych konstrukcyjnie parametrów - współczynnika sprzężenia elektromechanicznego oraz współczynnika temperaturowego. Dla najlepszego rozwiązania (warstwa domieszkowana magnezem o grubości 2 μm) współczynnik sprzężenia elektromechanicznego K^2 wyniósł $4,36 \pm 0,3\%$, a współczynnik zależności częstotliwości od temperatury $-18,3 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. Oba parametry są bardzo dobre przy bezpośrednim porównaniu z innymi stosowanymi materiałami piezoelektrycznymi.

5.3. Pomiary

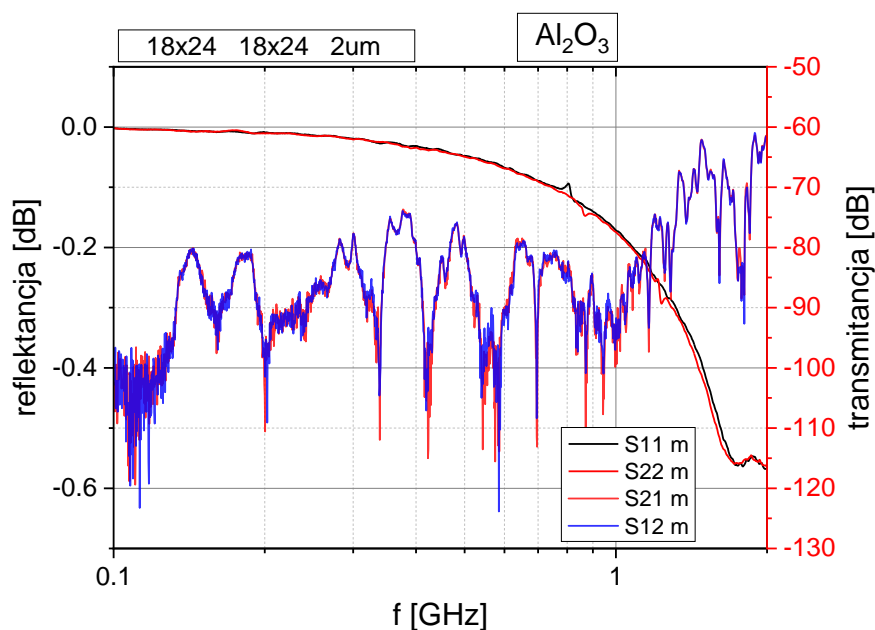
W celu analizy propagacji fali akustycznej w heterostrukturze azotkowej osadzonej na szafirze wykonano w niej przetworniki międzypalczaste. W tabeli 5.1 zaprezentowano wykonane konfiguracje przetworników.

Konfiguracja	λ [μm]	liczba powtórzeń
01	18	24
01	18	12
01	9	48
0011	18	24

Tabela 5.1. Lista konfiguracji wykonanych przetworników wykorzystywanych w przeprowadzonych pomiarach.

Przetworniki wykonano w parach ustawionych naprzeciwko siebie w odległościach $d = 1, 2$ lub 5 mm . Struktury rozmieszczono w liniach równoległych. Przetworniki, które nie były wykorzystywane do pomiarów, pozostawały rozwarte i zachowywały się jak zwierciadła. Wykonano również struktury rezystancyjne o okresie powtarzalności $18 \mu\text{m}$ w postaci równoległych pasków, głównych elektrod oraz pól do przyłączania sond pomiarowych

o identycznych parametrach jak w przetwornikach międzypalczastych, jednak z brakiem elektrod podłączonych do pasków głównych. Topologia pól kontaktowych była dobrana w taki sposób, żeby umożliwić pomiary metodami standardowymi dla przyrządów mikrofalowych wykonanych w heterostrukturach AlGaN/GaN. Do pomiarów zastosowano sondy koplanarne GSG i metodę „on wafer” [102]. Rozstaw ostrzy pomiarowych wynosi $2 \times 250 \mu\text{m}$. Heterostruktury, na których wykonano przetworniki, były wykonane za pomocą epitaksji MOVPE na podłożach szafirowych. Osadzono różne układy warstw. Podstawowym układem, wykonanym w celu analizy propagujących się modów fali powierzchniowej, były niedomieszkowane warstwy GaN o grubościach 2, 4 lub $6 \mu\text{m}$. Dodatkowo, w celu weryfikacji wpływu oddziaływań elektrycznych (pojemnościowych) na oddziaływania akustyczne, wytworzono takie same struktury międzypalczaste bezpośrednio na podłożu szafirowym, które nie ma właściwości piezoelektrycznych. Mierzono macierz współczynników S w zakresie częstotliwości od 100 MHz do 10 GHz. Przykładową charakterystykę częstotliwościową przetwornika o $\lambda = 18 \mu\text{m}$ i $N = 24$ palców, wykonanego na podłożu szafirowym, niebędącym materiałem piezoelektrycznym, przedstawiono na rysunku 5.2.

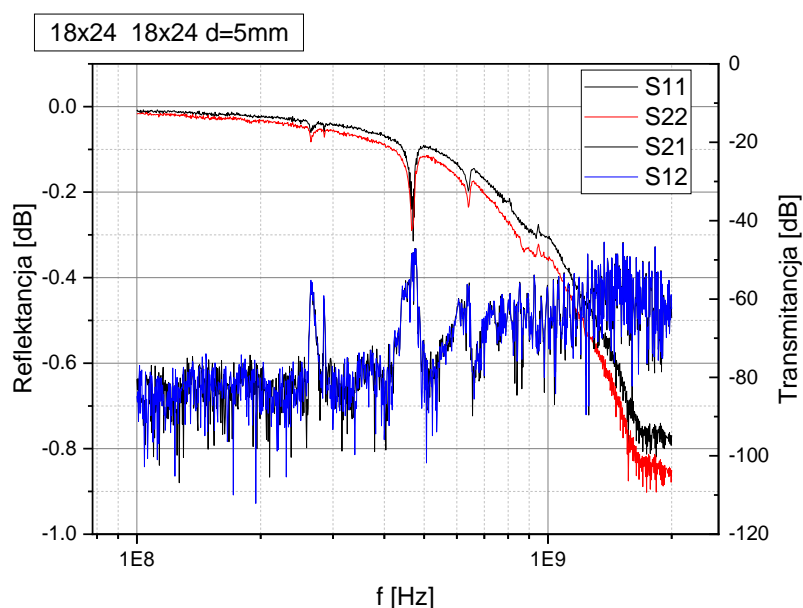


Rysunek 5.2. Charakterystyka przetwornika $\lambda = 18 \mu\text{m}$ i $N = 24$ wykonanego na podłożu szafirowym.

Kalibrację przeprowadzono metodą SOLT (ang. *Short-Open-Load-Through*), która pozwoliła na uzyskanie izolacji portów na poziomie lepszym niż -100 dB . Transmitancja opisana współczynnikami S_{11} oraz S_{22} była mniejsza niż -75 dB i wynikała ze sprzężeń pojemnościowych. Drobne zafalowania charakterystyki refleksyjnej, których wartości nie przekraczają $0,01 \text{ dB}$, wynikają z niedokładności kalibracji oraz czasu, jaki od niej upłynął.

Analiza zmian wartości S_{11} oraz S_{22} pokazuje, że część strat odbiciowych wynoszących 0,5 dB była spowodowana rezystancją szeregową elektrod. Są one istotne, gdyż, jak zostanie zaprezentowane w dalszej części rozprawy, straty odbiciowe wynikające z przekazywania energii falam akustycznym są podobnej wartości. Dlatego konieczne jest zwrócenie szczególnej uwagi na rezystywność metalizacji oraz parametry topologiczne wpływające na rezystywność (szerokość przetwornika).

Przykładową charakterystykę analogicznego przetwornika ($\lambda = 18 \mu\text{m}$, $N = 24$), wykonanego na warstwie GaN o grubości $2 \mu\text{m}$ przedstawiono na rysunku 5.3.



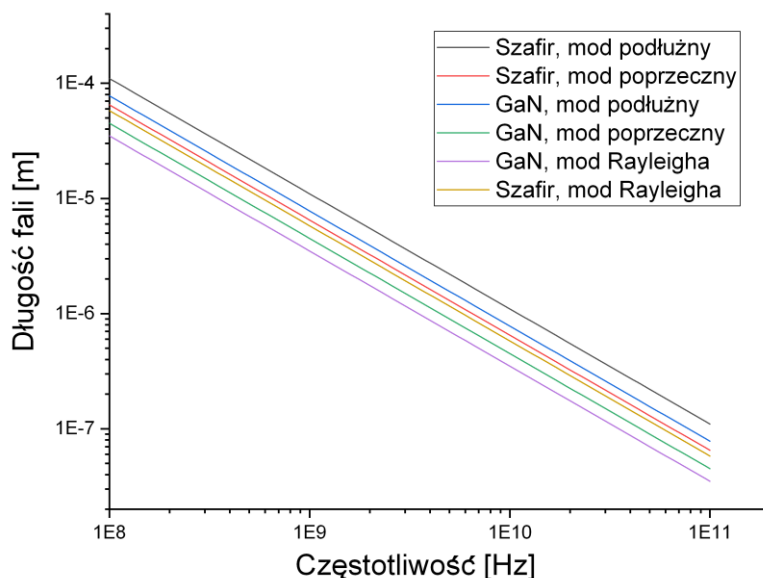
Rysunek 5.3. Charakterystyka przetwornika $\lambda = 18 \mu\text{m}$ i $N = 24$ wykonanego na $2 \mu\text{m}$ warstwie GaN.

Można na nim zaobserwować znacznie wyższe wartości transmitancji – średni poziom podniósł się z wartości -85 dB na -75 dB wraz z występującymi obszarami rezonansowymi, osiągającymi maksymalnie -42 dB. Podobnie przebieg charakterystyki reflektancji wskazuje na występowanie obszarów rezonansowych, w których następuje spadek wartości reflektancji spowodowany konwersją energii elektrycznej na falę akustyczną. Maksymalna lokalna zmiana reflektancji wynosi 0,3 dB. Przygotowane i zmierzone próbki pozwoliły na przeprowadzenie analizy, jakie dokładnie mody propagacji fali powierzchniowej występują w heterostrukturach azotkowych oraz uporządkowanie literatury przedmiotu.

5.4. Fale powierzchniowe powstające w warstwach azotków na szafirze

Analizę pomiarów mikrofalowych układów przetworników SAW należy uzupełnić o rozważania teoretyczne dotyczące tego modu propagacji. Przy rozpatrywaniu półprzestrzeni

ciała krystalicznego w okolicy jego powierzchni istnieją szczególne rozwiązania ogólnych równań propagacji fali akustycznej, w których drgania cząstek są zlokalizowane w obszarze przypowierzchniowym. Istnieje kilka możliwych rodzajów propagacji takich fal w zależności od tego, czy materiał jest jednorodny, czy też składa się z układu warstw. Typowo polaryzację dla półprzestrzeni opisuje się wykorzystując nazewnictwo dotyczące fal objętościowych i dodatkowo rozszerzając je o informację o kierunku polaryzacji do ułożenia ośrodka. Można wyróżnić trzy podstawowe kierunki polaryzacji cząstek w fali powierzchniowej. Polaryzacja L (*longitudal* – podłużna) odpowiada kierunkowi drgań cząsteczek zgodnemu z kierunkiem propagacji. Polaryzacje SH (*shear horizontal* – poprzeczna równoległa do powierzchni) i SV (*shear vertical* - poprzeczna prostopadła do powierzchni) odpowiadają polaryzacji drgań poprzecznych do kierunku propagacji. Ważnym elementem, ułatwiającym analizę poszczególnych modów propagacji fal powierzchniowych, jest odniesienie ich do propagacji modów objętościowych. Sposób propagacji obu rodzajów fal wynika z mechaniki ośrodka i sposobu, w jaki przenosi on lokalne zaburzenia pola odkształceń i naprężeń. Dlatego prędkości modów powierzchniowych i objętościowych są ze sobą powiązane. Prędkości modów powierzchniowych zwykle mają mniejsze wartości niż ich odpowiedniki objętościowe, rozumiane jako mody fal o podobnej charakterystyce polaryzacji drgań. W rozdziale 4.2 przedstawiono charakterystyki modów objętościowych. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że prędkość fal objętościowych w szafirze wynosi od 10 600 do 11 200 m/s dla modów podłużnych i od 6000 do 7000 m/s dla modów poprzecznych. Dokładna wartość wynika z kierunku propagacji. Dla GaN mody poprzeczne osiągają prędkości od 4100 do 4900 m/s, zaś podłużne - od 7550 do 8050 m/s. Analizując fale propagujące się tylko w płaszczyźnie prostopadłej do osi *c* mody poprzeczne mają prędkość 4100-4500 m/s, zaś mody podłużne propagują się z prędkością 7900 m/s. Na rysunku 5.4 przedstawiono wykreśloną na podstawie powyższych prędkości zależność długości fali od częstotliwości propagacji.



Rysunek 5.4. Zależność długości fali od częstotliwości pobudzenia.

Analiza wykresu pokazuje, że fale powierzchniowe w zakresie badanym w niniejszej pracy (100 MHz – 10 GHz) mają długości od 100 μm do 0,5 μm . Jednocześnie, dla ustalonej częstotliwości wymuszającej, mody propagującej się fali akustycznej mają zbliżoną długość fali. Stosunek długości fal różnych modów dla ustalonej częstotliwości mieści się w zakresie 1-3. Podczas analizy charakterystyk częstotliwościowych przetworników międzypalczastych dla danego rozstawu palców, a zatem ustalonej długości generowanej fali, można zaobserwować występowanie oddziaływań dla częstotliwości wyższych niż przedstawione na powyższym wykresie. Wynika to z występowania kolejnych modów harmonicznych fal przedstawionych na powyższym wykresie. Dlatego znajomość dopuszczalnych prędkości poszczególnych modów a także warunków ich propagacji jest konieczna do prawidłowej identyfikacji typu oraz stopnia ich harmoniczności.

5.4.1. Mody SH i L (typ Rayleigha)

Dla półprzestrzeni mody L i SV nie mogą propagować się samodzielnie. Jednak kombinacja tych dwóch modów jest dopuszczalna prawie dla każdego układu materiałów. Ten mod propagacji nazywany jest modem Rayleigha. Zwykle charakteryzuje się małym współczynnikiem strat. Cząstki w materiale w tym modzie poruszają się w płaszczyźnie prostopadłej do powierzchni i równoległej do kierunku propagacji. Prędkość fazowa propagacji modu Rayleigha dla materiału jednorodnego jest mniejsza od najwolniejszej prędkości propagacji modu poprzecznego. W układach wielowarstwowych prędkość modu Rayleigha zależy od stosunku grubości warstw i ich parametrów fizycznych. Amplituda drgań cząsteczek

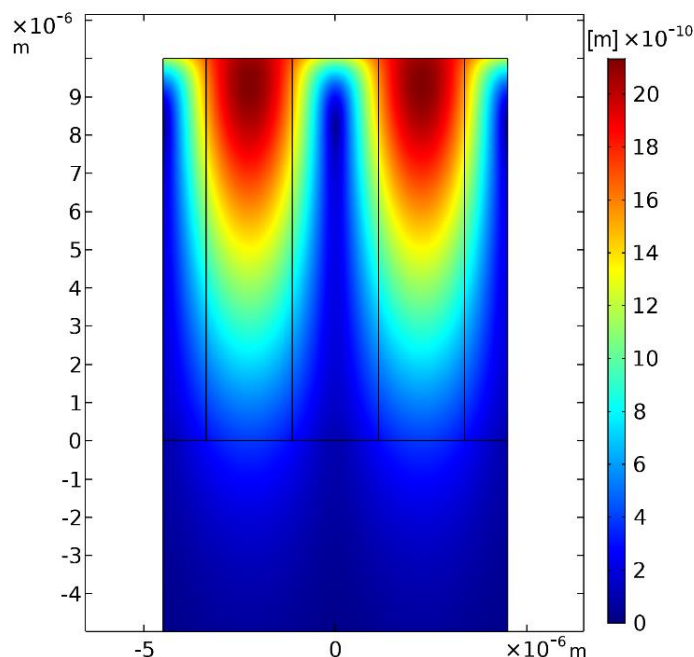
materiału przy propagacji w materiale jednorodnym zależy od odległości x_3 od powierzchni próbki zgodnie z członem $\exp(-\xi x_3)$, gdzie ξ jest opisana zależnością (5.25) [103].

$$\xi = \beta_S \sqrt{1 - \left(\frac{V_S}{V_B}\right)^2} = \beta_S \sin(\phi_C) \quad (5.25)$$

V_S oraz V_B opisują prędkości propagacji modów objętościowych. W układach wielowarstwowych mody Rayleigha charakteryzują się dużą dyspersyjnością w zależności od grubości warstwy. Podstawowym współczynnikiem opisującym zarówno długości fali λ jak i grubości warstwy jest iloczyn liczby falowej K oraz grubości warstwy H :

$$KH = \frac{2\pi}{\lambda} H = \frac{2\pi f}{V_p} H \quad (5.26)$$

gdzie V_p – prędkość fazowa propagacji, f – częstotliwość. Na rysunku 5.5 zaprezentowano rezultaty symulacji MES układu wielowarstwowego GaN - szafir. Symulację przeprowadzono z użyciem oprogramowania Comsol Multiphysics. Zastosowano domenę symulacji 2D w płaszczyźnie zorientowanej prostopadle do powierzchni. W celu uproszczenia procesu modelowania zastosowano warunek periodyczny. Wymusza on symetryczność pola odkształcenia względem prawej i lewej krawędzi struktury i symuluje zachowanie się przetwornika o nieskończonej ilości palców. Zastosowanie takich warunków pozwala na uproszczenie obliczeń wymagających w normalnej postaci uwzględnienia większej liczby palców tylko do jednego okresu i pozwala na otrzymanie czystego rozwiązania modu propagacji. Do jego uzyskania konieczne jest zastosowanie solwera wyznaczającego wartości własne, tzn. wartości pola odkształceń oraz pola elektrycznego o największych lokalnie amplitudach. Zastosowano parametry materiałowe przedstawione w rozdziale 1.



Rysunek 5.5. Pole odkształceń (moduł całkowitego odkształcenia) fali Rayleigha w układzie GaN/szafir (rozstaw palców $\lambda = 9 \mu\text{m}$, grubość GaN $d = 10 \mu\text{m}$, $KH = 7$) przy częstotliwości rezonansowej 416 MHz.

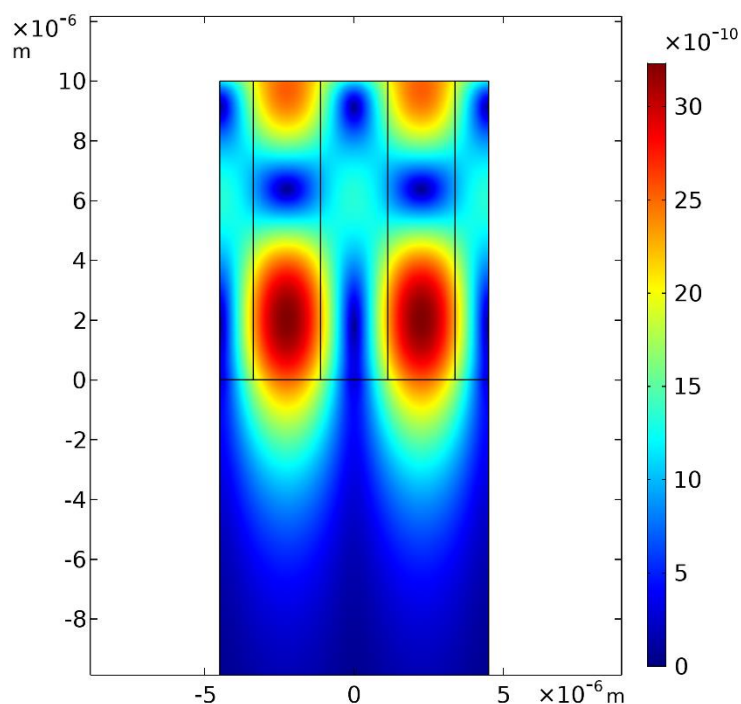
Można zaobserwować, że pole odkształceń zmniejsza się stale wraz z odległością od powierzchni. Dla struktury o dość dużym KH , które w wypadku prezentowanej symulacji wynosi 7, większość energii pola akustycznego znajduje się w warstwie GaN. Występują dwa obszary o maksymalnych amplitudach odkształcenia. Znajdują się one bezpośrednio pod elektrodami przetwornika międzypalczystego. Na rysunku 5.7 zaprezentowano rozkład na składowe X i Y (odpowiednio równoległa i prostopadła do płaszczyzny) pola odkształcenia wyznaczonego wzdłuż prostej prostopadłej

Maksymalna amplituda drgań Y (prostopadłych do powierzchni) jest około 8 razy większa od drgań równoległych do powierzchni. Drgania cząsteczek w płaszczyźnie prostopadłej zanikają w sposób monotoniczny, zaraz po osiągnięciu maksimum tuż pod powierzchnią próbki (ok. $1 \mu\text{m}$). Faza drgań jest taka sama w całej głębokości propagacji. Jednocześnie drgania w osi X zmieniają swoją fazę na głębokości ok. $2 \mu\text{m}$. W płaszczyźnie znajdującej się na tej głębokości występuje jedynie ruch prostopadły do powierzchni próbki. Szybkość zanikania drgań w tej płaszczyźnie jest większa niż drgań w kierunku prostopadłym.

Prędkość fazowa modu Rayleigha będzie zmniejszać się asymptotycznie wraz ze wzrostem grubości warstwy azotkowej ze względu na większe prędkości propagacji fal akustycznych w szafirze niż w GaN. Przyjmować będzie wartości od prędkości propagacji fali Rayleigha w szafirze (dla KH bliskiego zera) do wartości odpowiadających prędkości propagacji w GaN. Dodatkowo istotnym czynnikiem determinującym rodzaj indukowanych modów jest stosunek

prędkości fal objętościowych w materiale warstwy oraz podłoża. Uproszczona zasada ułatwiająca podstawową analizę propagujących się modów mówi, że energia fali akustycznej (polaryzacja drgań cząstek) będzie przepływała w kierunku ośrodka o mniejszej prędkości fali [79]. W warstwach GaN prędkość fal objętościowych jest mniejsza od prędkości fal w szafirze. W takiej sytuacji w wielowarstwie będą występować wyższe mody Rayleigha nazywane modami Sezawy o prędkości większej od modu podstawowego. Ich formowanie będzie zależęć od wystarczająco dużej wartości współczynnika KH (występuje dolna granica częstotliwości) [104]. Bardzo ważne jest rozróżnienie modów Sezawy od wyższych harmonicznych modów Rayleigha. Różnica między nimi polega na liczbie powtarzalnych okresów drgań między dwoma palcami przetwornika. W przypadku fal Sezawy, podobnie jak dla podstawowego modu Rayleigha, między przetwornikami mieści się tylko jeden okres powtarzalnych drgań. Z kolei dla wyższych harmonicznych modów Rayleigha między elektrodami będzie występować więcej pełnych, nieparzystych okresów. Dostępna literatura, opisująca mody propagacji fal SAW w warstwach azotkowych na szafirze, w niepoprawny sposób odnosi się do modów Sezawy, nazywając nimi mody, które w rzeczywistości są wyższymi harmonicznymi modami Rayleigha [79].

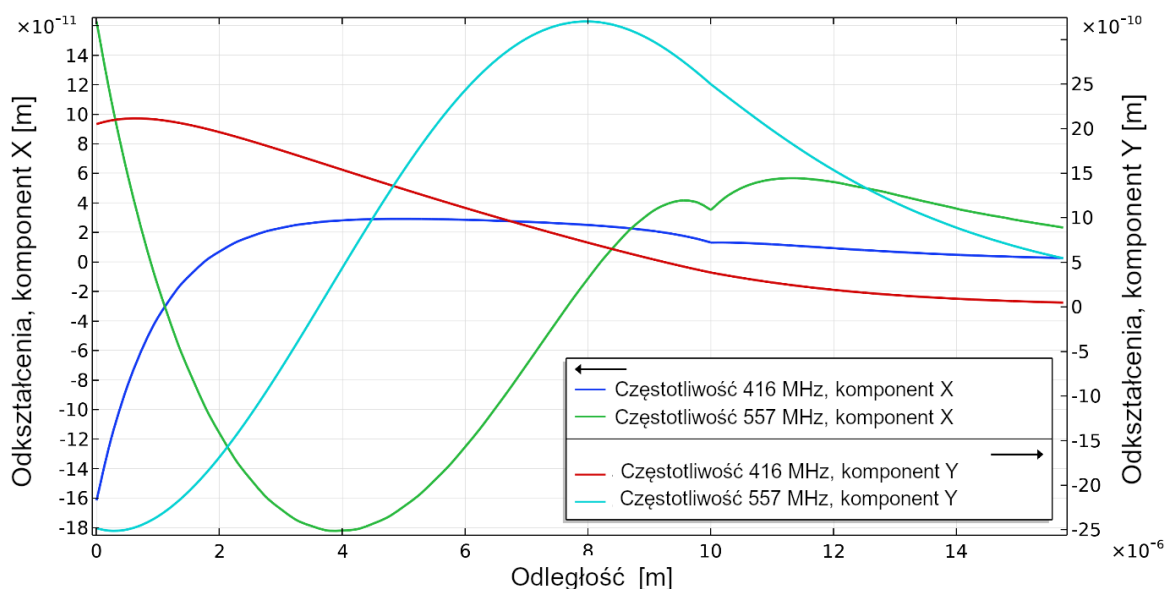
Na rysunku 5.6 zaprezentowano wyniki symulacji MES dla takiego samego układu warstw jak zaprezentowany na rysunku 5.5, pokazujące pole całkowitych odkształceń dla propagacji modu Sezawy.



Rysunek 5.6. Pole odkształceń fali Sezawy w układzie GaN/szafir (rozstaw palców $\lambda = 9 \mu\text{m}$, grubość GaN $d = 10 \mu\text{m}$, $KH = 7$) przy częstotliwości 557 MHz.

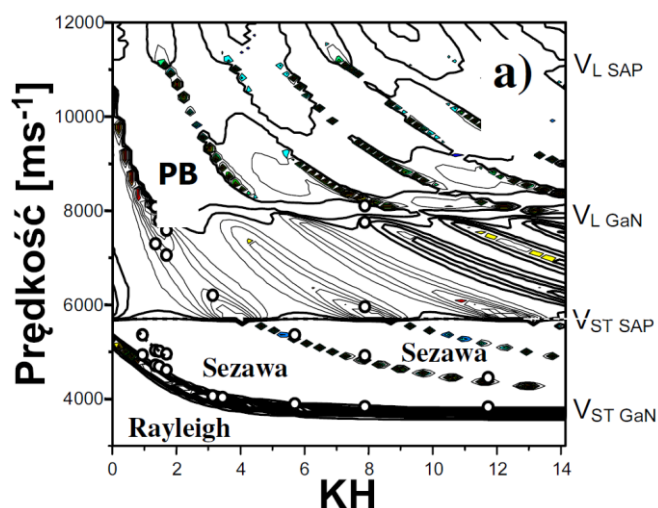
5. Fale powierzchniowe

Podstawową różnicą między modem Sezawy a modem Rayleigha jest to, że maksimum odkształceń w modzie Sezawy występuje w głębi materiału, w warstwie GaN, ale w okolicy interfejsu GaN-szafir. Mod Sezawy jest często mylony z wyższymi harmonicznymi modami Rayleigha. Jest to jednak zupełnie inny mod propagacji, występujący tylko w układach wielowarstwowych. Na rysunku 5.7 zaprezentowano składowe X i Y pola odkształceń modu zaprezentowanego na rysunku 5.6.



Rysunek 5.7. Rozkład składowych X, Y pola odkształcenia w głąb materiału (warstwa GaN $10 \mu\text{m}$ na szafirze). Rozstaw palców $\lambda = 9 \mu\text{m}$ ($KH = 7$). Przebiegi pokazują falę Rayleigha (częstotliwość 416 MHz) oraz Sezawy (557 MHz).

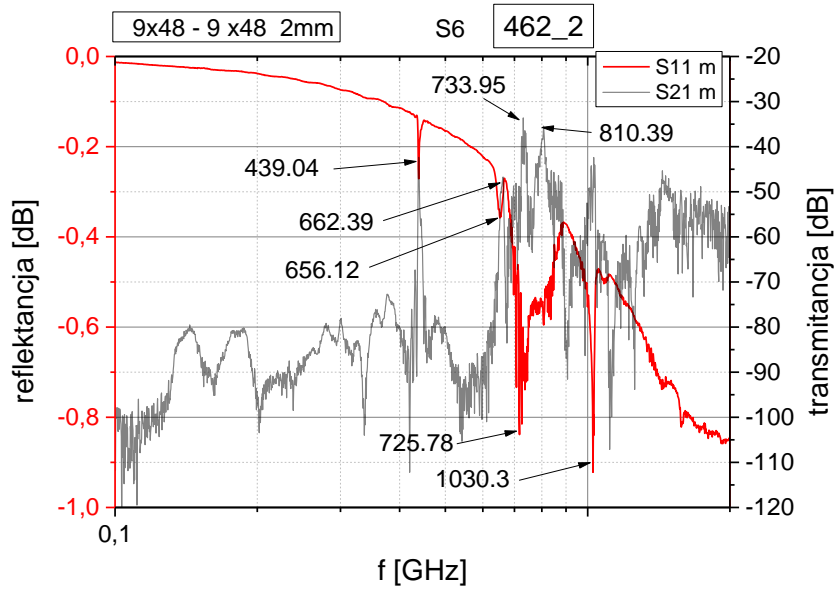
Jego analiza pokazuje, że obie składowe fale Sezawy zmieniają swoją fazę propagacji w głąb materiału i jednocześnie ich głębokość wnikania jest większa niż w modzie Rayleigha. W rozpatrywanym przypadku fale Sezawy, w przeciwieństwie do fali Rayleigha, propagują się również w podłożu szafirowym. Na rysunku 5.8 zaprezentowano rezultat modelowania prędkości fazowych różnych modów akustycznych w układzie GaN na szafirze dla różnych współczynników KH [105].



Rysunek 5.8. Krzywa dyspersji warstwy GaN na szafirze; w obszarze poniżej V_{st} GaN można zaobserwować kolejne mody Rayleigha i Sezawy (na podstawie [105]).

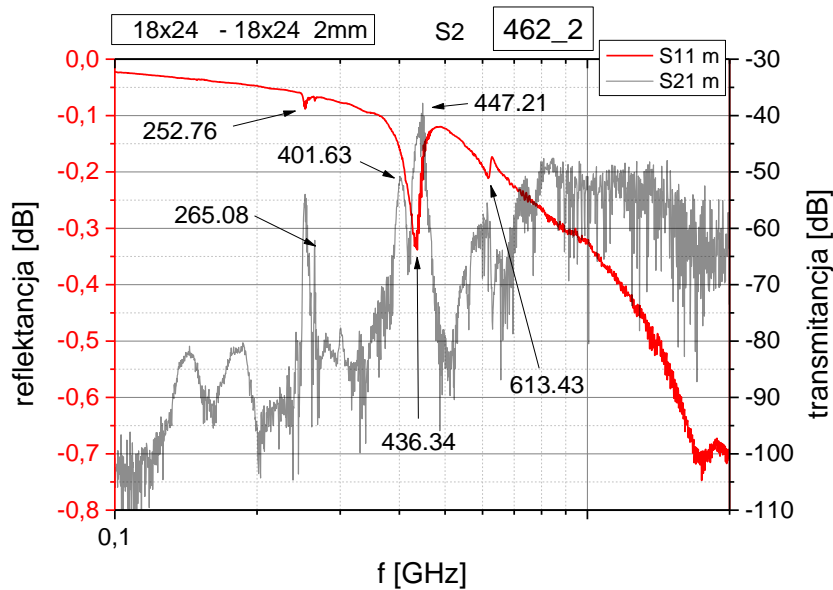
Dla warstwy GaN na szafirze mody Sezawy występują dla współczynników $KH > 4$. Przekładając to na przetworniki używane w części eksperymentalnej o rozstawie palców $\lambda = 9 \mu\text{m}$, odpowiada to grubości warstwy ok. $5,7 \mu\text{m}$. Zgodnie z teorią [104] zanik występowania modu wraz ze zmniejszaniem grubości warstwy wynika ze zwiększania prędkości propagacji fali oraz, w konsekwencji, coraz większego wnikania do podłoża, aż do zamiany fali powierzchniowej w poprzeczną falę objętościową.

Jednak w strukturach rzeczywistych można zaobserwować występowanie takich modów dla warstw o mniejszym współczynniku KH . Poniżej zaprezentowano charakterystykę częstotliwościową dla warstwy o grubości $4 \mu\text{m}$ i przetwornika o $\lambda = 9 \mu\text{m}$, co odpowiada współczynnikowi $KH = 2,8$ (rys. 5.9). Widać na niej zarówno pochłanianie energii (współczynnik S_{11}) oraz transmisji (S_{12} i S_{21}), występowanie załamania przy częstotliwości $662,39 \text{ MHz}$, tuż poniżej silnych sprzężeń odpowiadających falom typu PB (pseudoobjętościowym). Odpowiada ono prędkości propagacji $V_p = 5958 \text{ m/s}$, która jest nieco mniejsza od prędkości propagacji fali poprzecznej w szafirze, co przy małej wartości współczynnika KH zgadza się z teorią o dyspersywności tego modu i jego stopniowym przechodzeniu w falę objętościową wraz ze zmniejszaniem KH .



Rysunek 5.9. Charakterystyka przetworników międzypalczastych $\lambda = 9 \mu\text{m}$ i $N = 48$, wykonanych na $4 \mu\text{m}$ GaN. Można zaobserwować występowanie modu Sezawy przy częstotliwości 662,39 MHz.

Występowanie modu Sezawy przy mniejszych wartościach współczynnika KH może być spowodowane dwiema przyczynami - mniejszą rzeczywistą sztywnością warstwy niż dane użyte do przeprowadzenia obliczeń i/lub występowaniem warstwy o zupełnie innych parametrach materiałowych w obszarze między warstwą GaN oraz podłożem, sprzyjających zatrzymywaniu fali akustycznej w warstwie. W celu dodatkowej weryfikacji na rysunku 5.10 porównano charakterystyki wyznaczone dla przetworników o $\lambda = 18 \mu\text{m}$ ($KH = 1,4$)



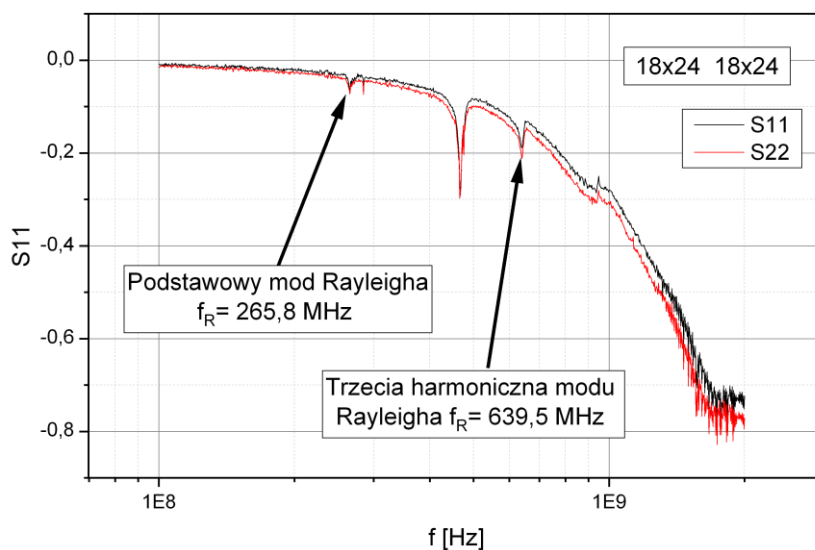
Rysunek 5.10. Charakterystyka przetwornika międzypalczastego $\lambda = 18 \mu\text{m}$ i $N = 24$ wykonanego na $2 \mu\text{m}$ GaN.

Widać na niej brak załamania o częstotliwości większej od fali Rayleigha (265,08 MHz). Fale w modzie Sezawy, ze względu na propagację z większą prędkością niż fale Rayleigha, pozwalają na uzyskanie wyższej częstotliwości pracy przy tym samym wymiarze charakterystycznym przetwornika. Dlatego są atrakcyjnym kandydatem do wykorzystania w przyrządach bazujących na falach powierzchniowych [106,107].

Jednocześnie ze względu na liczbę różnych modów propagujących się w wielowarstwie GaN na szafirze, których warunki propagacji silnie zależą od współczynnika KH można zaobserwować poważne błędy w dostępnej literaturze. W pracy [100] opisano przetworniki GaN wykonane na warstwie GaN o grubości 2 μm o rozmiarach w zakresie 8-28 μm . Dla przetwornika o rozmiarze 28 μm ($KH = 0,45$) stwierdzono występowanie modu Sezawy, dla którego wyznaczono wartość prędkości propagacji wynoszącą 9490 m/s. Jest ona większa zarówno od prędkości fali poprzecznej w szafirze jak i prędkości fali podłużnej w GaN. Analiza dołączonych charakterystyk częstotliwościowych sugeruje, że przedstawione w artykule mody propagacji są modami pseudoobjętościowymi.

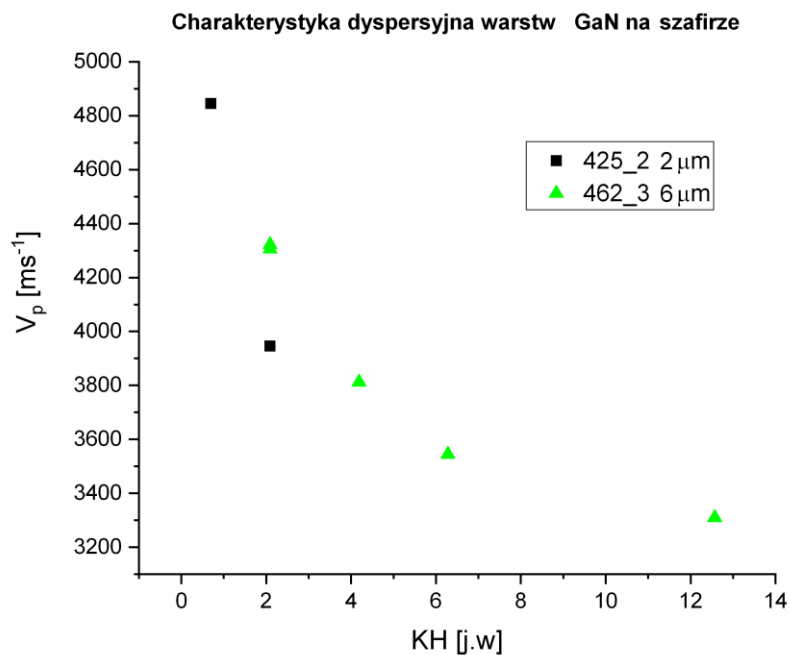
Dodatkowym zagadnieniem wymagającym rozpatrzenia przy analizie modów typu SH i L jest grubość podłoża. Dla struktur rozpatrywanych w niniejszej rozprawie, które wykonano na podłożu szafirowym o grubości 300-400 μm , mogą być one traktowane jak obszar nieskończony. Jednak wraz ze zmniejszaniem grubości podłoża może wystąpić zjawisko przenikania i odbijania fali akustycznej od spodniej części próbki. Jeżeli grubość próbki staje się porównywalna z kilkoma długościami fali mody Sezawy przekształcają się w mody propagujące się w płytach (fale Lamba). Podobne zjawisko może występować w samej warstwie GaN w zakresie częstotliwości powyżej 1 GHz (dla stosunkowo grubych warstw 6 μm). W tym zakresie częstotliwości długości fal akustycznych stają się mniejsze od grubości warstwy epitaksjalnej. Ze względu na to, że impedancja akustyczna GaN jest większa od impedancji szafiru może występować zjawisko całkowitego odbicia i mogą się propagować mody typu płytowego.

Różne mody fali powierzchniowej mogą być generowane za pomocą przetworników międzypalczastych w szerokim spektrum częstotliwości. Przy pobudzaniu takiego przetwornika z częstotliwościami wyższymi niż częstotliwości modów podstawowych mogą generować się mody harmoniczne. Na rysunku 5.11 przedstawiono zmierzoną charakterystykę przetwornika międzypalczastego o długości charakterystycznej 18 μm , wykonanego na warstwie GaN o grubości 2 μm . Widmo takiego przetwornika jest stosunkowo proste ze względu na małą wartość współczynnika KH (0,7), co przekłada się na brak występowania modu Sezawy.



Rysunek 5.11. Charakterystyka częstotliwościowa współczynnika S_{11} , S_{22} przetwornika $18\ \mu\text{m}$ na $2\ \mu\text{m}$ szafirze z zaznaczonym pierwszym oraz trzecim modem Rayleigha.

Podstawowa częstotliwość modu Rayleigha wynosi $265,8\ \text{MHz}$. Można zaobserwować również występowanie trzeciej (nieparzystej) harmonicznej modu o częstotliwości $639,5\ \text{MHz}$. Symulacje pokazują, że dla trzeciej harmonicznej modu Rayleigha fala jest zlokalizowana bliżej powierzchni, przy czym większość jej propagacji odbywa się w warstwie GaN. Ze względu na mniejszą sztywność GaN niż szafiru będzie ona miała mniejszą prędkość propagacji. Jest to zgodne z wynikami pomiarów. Pierwszy mod Rayleigha propaguje się w wyżej opisanej strukturze z prędkością fazową $V_p = 4784,4\ \text{m/s}$, a trzeci z prędkością $639,5 \times 18/3 = 3837\ \text{m/s}$. Na podstawie pomiarów przetworników o różnej długości charakterystycznej (9 i $18\ \mu\text{m}$), na warstwach GaN o różnych grubościach (2 - $6\ \mu\text{m}$) można wyznaczyć charakterystykę dyspersyjną modu Rayleigha. Przedstawiono ją na rysunku 5.12.



Rysunek 5.12. Charakterystyka dyspersyjna warstwy GaN na szafirze.

Jej przebieg pokazuje zgodność z powyższymi przewidywaniami teoretycznymi, a także wynikającymi z rozważań zawartych w rozdziale 5.5 dotyczących metod macierzowych. Jednak dokładna analiza wartości prędkości modów Rayleigha próbek z $KH \geq 4$ pokazuje ich znacznie mniejszą prędkość niż przewidywana dla monokrystalicznego GaN. Sugeruje to występowanie warstw silnie zdefektowanych na interfejsie, znacznie różniących się parametrami mechanicznymi. Analizę i symulację MES potwierdzające występowania takiego efektu zaprezentowano w rozdziale 5.7. Podobne wartości uzyskano w pomiarach opisanych w pracy [108], której autorzy przedstawili rezultaty pomiarów warstw AlGaIn na szafirze o różnej zawartości Al i na podstawie pomiarów oraz symulacji wyznaczyli wartości parametrów mechanicznych GaN oraz szafiru. Wartości pomiarowe zgadzają się z wartościami uzyskanymi w tej pracy. Jednak wyznaczone przez autorów wartości parametrów mechanicznych warstwy GaN, pomimo ich mniejszej wartości niż inne dane literaturowe, nie wyjaśniają mniejszej niż przewidywana prędkości modu Rayleigha dla warstw o dużym współczynniku KH .

Wyższe harmoniczne mody Rayleigha pozwalają uzyskać wyższe częstotliwości pracy elementów akustycznych przy zachowaniu wymiarów konstrukcyjnych przetworników, których zmniejszanie jest ograniczone ze względu na możliwości technologiczne. Z tego powodu stanowią obiekt specjalizowanych badań. W pracy [109] zaprezentowano przetwornik o nieregularnej strukturze palca (poszczególne części palców były przesunięte o ułamkowe części długości fali). Pozwoliło to na wygenerowanie wyższych harmonicznych modów

Rayleigha o większym współczynniku transmisji S_{12} i S_{21} niż w przetwornikach klasycznych oraz generację fal Rayleigha w przetworniku o wymiarach charakterystycznych 10-20 μm przy częstotliwości powyżej 2 GHz. Dodatkową korzyścią z zastosowania przetwornika międzypalczastego o specjalizowanej konstrukcji jest możliwość precyzyjnej analizy jakości warstw epitaksjalnych. Jest to możliwe, gdyż wyższe harmoniczne generowane przez taki przetwornik będą miały duży współczynnik KH . Zatem ich propagacja będzie zamykała się w ramach warstwy GaN minimalizując wpływ podłoża szafirowego na wyniki pomiarów.

5.4.2. Fale SH

Innym rodzajem fal powierzchniowych są fale o polaryzacji SH. Kierunek polaryzacji ruchu cząstek w takiej fali jest prostopadły do kierunku propagacji i równoległy do płaszczyzny. Fale takie propagują się z małymi stratami na duże odległości. W przeciwieństwie do modów Rayleigha charakteryzują się mniejszą zależnością od nacisku na powierzchnię próbki. Powoduje to, że stanowią one interesujący mod propagacji do wytwarzania czujników biologicznych. W takich czujnikach substancja mierzona znajduje się często w roztworach ciekłych. W czujniki wykorzystujących mody SV (np. Rayleigha) w takiej sytuacji występuje silna interakcja między drgającą wertykalnie powierzchnią próbki a cieczą, która utrudnia rozpoznanie masy detekowanej substancji. W czujnikach, które w swoim działaniu wykorzystują fale SH taki efekt nie występuje [110].

Ze względu na charakter polaryzacji w większości konfiguracji materiałów oraz układów warstw nie występuje sprzężenie modów SH z modami tworzącymi fale Rayleigha (SV i L) [111]. Specjalnym przypadkiem polaryzacji fali powierzchniowej jest mod Bleusteina-Gulyaeva-Shimizu. Stanowi on zdegenerowany podtyp modu SH, w którym stabilne rozwiązanie równania propagacji wymaga występowania efektu piezoelektrycznego. Taki mod propagacji jest możliwy w materiałach o określonej symetrii krystalograficznej (klasy krystalograficzne 43m, 23 oraz 6mm) [112–114]. Fale tego typu występują również w materiałach niejednorodnych, np. kryształach fonicznych. Jednocześnie ten mod propagacji nie występuje w azotkach. Jednak specjalnym rodzajem fal powierzchniowych typu SH, który może występować w azotkach osadzonych na szafirze, są fale Love. Jest to element rozwiązań wymagających występowania przewodnicy falowej. Występują one tylko w układach warstwowych, w których górna warstwa materiału posiada mniejszą prędkość fazową względem materiału podłoża. Spełnienie tego warunku powoduje, że dla fali propagującej się w warstwach materiału osadzonych na podłożu następuje transmisja fali padającej na interfejs między podłożem a warstwami. Jednocześnie, żeby mod propagacji był falą powierzchniową,

fala transmitowana przez interfejs warstwa-podłoże musi być zanikająca (jej wektor falowy jest liczbą urojoną). Podstawowy warunek opisujący zależność prędkości modu Love od grubości warstw i prędkości fal powierzchniowych przyjmuje formę (5.27) [111]:

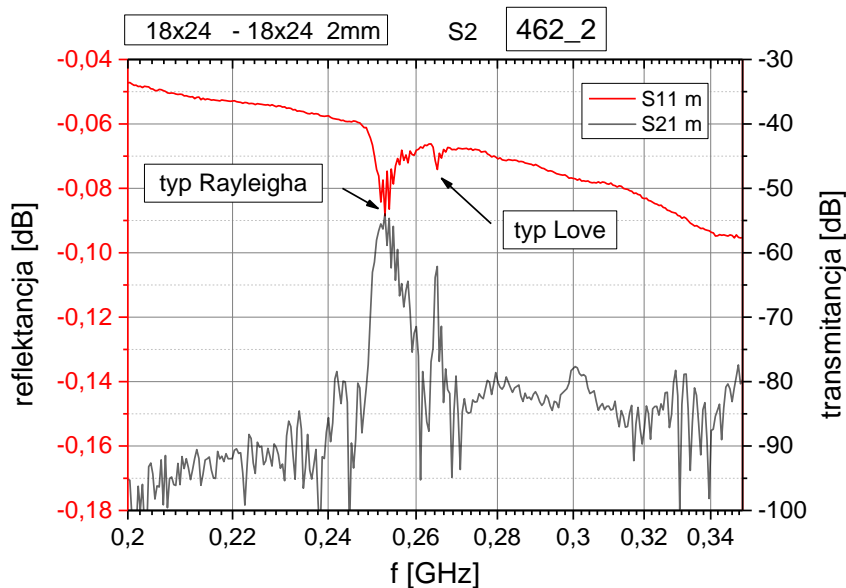
$$\tan \hat{\alpha} b = \frac{\rho V_s^2 d}{\hat{\rho} V_s^2 \hat{d}} \quad (5.27)$$

gdzie β oznacza liczbę falową, b - grubość warstwy, ρ - gęstość i V_s - prędkość fazową warstwy. Akcent nad zmiennymi równania dotyczy wartości odpowiednich parametrów dla podłoża. Współczynniki d oraz \hat{d} opisują równania (5.28) oraz (5.29):

$$\hat{d} = \sqrt{\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 - 1} \quad (5.28)$$

$$d = \sqrt{\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 - 1} \quad (5.29)$$

Prędkość fazowa modu Love dla warstw GaN na szafirze znajduje się między prędkością modu Rayleigha a prędkością poprzecznej fali objętościowej. Należy jednak zauważyć, że jest ona trudna do wygenerowania ze względu na orientację krystalograficzną efektu piezoelektrycznego. W azotkach pole odkształceń na skutek efektu piezoelektrycznego może zostać wygenerowane tylko przez pola elektryczne równoległe do osi krystalograficznej c . Takie pola naturalnie sprzęgają się z modami będącymi kompozycją modów SV i L. Piezoelektryczna generacja modów Love, będących modami typu SH w warstwach azotków, jest możliwa przez konwersję modów w podłożu szafirowym [105]. Na rysunku 5.13 zaprezentowano rezultaty pomiarów charakterystyk transmisji struktur wykonanych na WEMiF pokazujących występowanie modu Love.



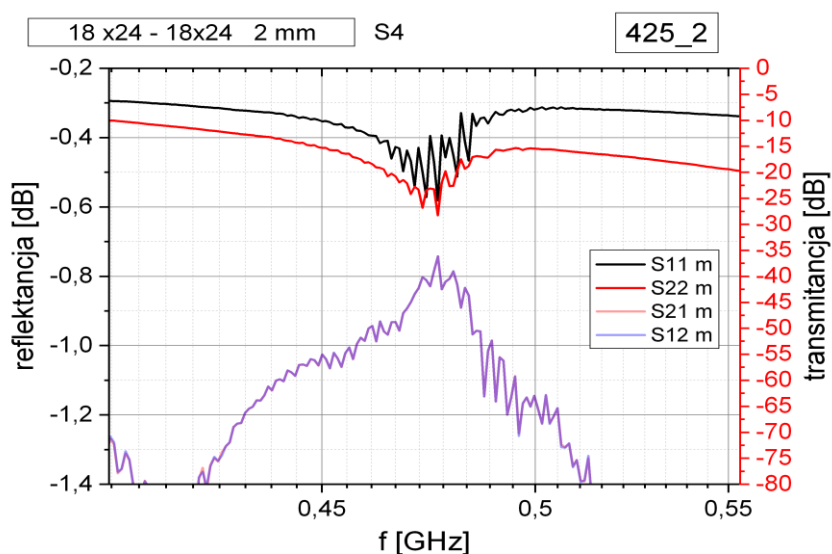
Rysunek 5.13. Charakterystyka częstotliwościowa modułów parametrów S pary przetworników o module $18 \mu\text{m}$ wykonanych w warstwie GaN o grubości $4 \mu\text{m}$, na której występują mody typu Love.

Można stwierdzić, że jest to mod Love ze względu na występowanie przy częstotliwości podobnej do modu Rayleigha oraz na wąskopasmowy charakter sprzężenia [79].

5.4.3. Fale PB

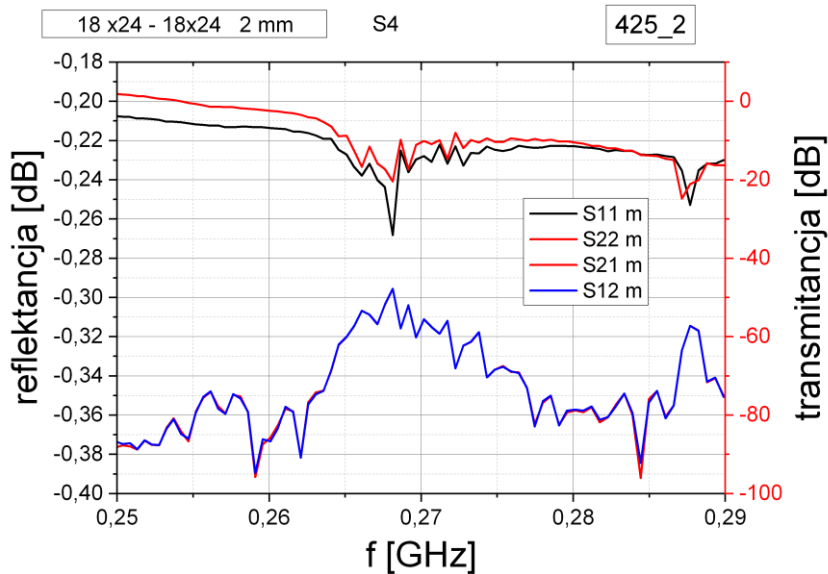
W strukturach wielowarstwowych istnieje możliwość propagacji modów pseudoobjętościowych w okolicy powierzchni. Sposób ich propagacji oraz prędkość stanowią stan pośredni między propagacją opisanych powyżej fal powierzchniowych o polaryzacji L i SV. Podobnie jak fale powierzchniowe propagują się one wzdłuż powierzchni i zanikają w głąb materiału. Jednocześnie ich prędkości propagacji są większe niż dla fal powierzchniowych. Ich prędkości propagacji zawierają się między prędkością propagacji poprzecznej fali objętościowej w szafirze ($6000\text{--}7000 \text{ m/s}$), przez prędkość podłużnej fali objętościowej w GaN ($7500\text{--}8000 \text{ m/s}$) aż do prędkości fali podłużnej w szafirze ($11\,000 \text{ m/s}$) [115,116]. Mechanizm jej propagacji polega na tym, że wertykalne odkształcenia warstwy GaN przekładają się na powstanie trzech fal – jednej podłużnej oraz dwóch poprzecznych. Fala podłużna propaguje się w głąb podłoża, fale poprzeczne - w kierunku równoległym do warstwy GaN (ze względu na podobieństwo wartości impedancji akustycznych warstwy GaN oraz podłoża szafirowego przedstawione w rozdziale 4). Powstające fale dla większości częstotliwości będą zanikać w podłożu propagując się jako fale objętościowe. Jednak przy określonych częstotliwościach nałożenie się fal podłużnych i poprzecznych oraz oddziaływań między warstwami oraz palcami przetwornika będzie skutkowało wytworzeniem fali podłużnej

o kącie propagacji tylko nieznacznie odchylnym od powierzchni. Powoduje to propagację fali pseudopowierzchniowej. Występująca dla takiej fali radiacja energii do podłoża jest na tyle niewielka, że fala zanika w odległości kilku jej długości od podłoża (cecha fali powierzchniowej). Jednocześnie prędkość propagacji takiej fali jest większa od prędkości fali poprzecznej w szafirze. Fakt ten, potwierdzony teoretycznie oraz doświadczalnie, jest nieintuicyjny, gdyż kierunek odkształceń warstwy GaN względem kierunku propagacji fali między przetwornikami sugerowałby powstawanie fali objętościowej poprzecznej, a taka fala w szafirze może propagować się z maksymalną prędkością 6000-7000 m/s. Jednocześnie górną granicą prędkości propagacji takiej fali jest prędkość propagacji fali podłużnej w szafirze wynosząca 11000 m/s. Na rysunku 5.14 zaprezentowano widmo pomiarowe przetwornika 18 μm wykonanego na warstwie GaN o grubości 2 μm w zakresie propagacji modu pseudoobjętościowego.



Rysunek 5.14. Charakterystyka transmitancji oraz reflektancji modu pseudoobjętościowego. Przetwornik $\lambda = 18 \mu\text{m}$ na warstwie GaN o grubości $h = 2 \mu\text{m}$.

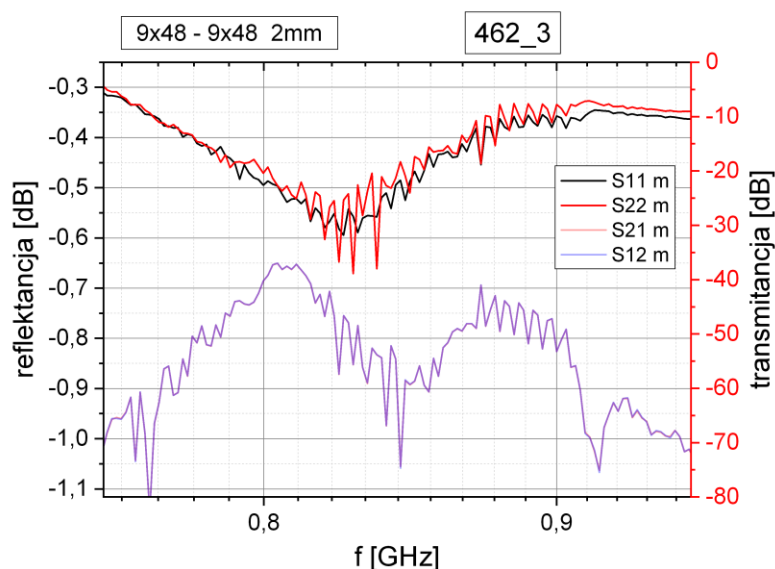
Ma on charakter szerokopasmowy. Wynika to z faktu szerokiego zakresu dozwolonych rozwiązań, dopasowanych fazowo do wymiarów przetwornika oraz z ich charakteru, będącego kompozycją modów objętościowych podłużnych i poprzecznych. Porównując charakterystykę modu pseudoobjętościowego z charakterystyką modu Rayleigha zmierzoną dla tej samej próbki przedstawioną na rysunku 5.15. można stwierdzić, że mod pseudoobjętościowy wykazuje się o wiele lepszym sprzężeniem do przetwornika międzypalczastego (większa ujemna zmiana reflektancji).



Rysunek 5.15. Charakterystyka transmitancji i reflektancji modu Rayleigha przetwornika $\lambda = 18 \mu\text{m}$ na warstwie GaN o grubości $h = 2 \mu\text{m}$.

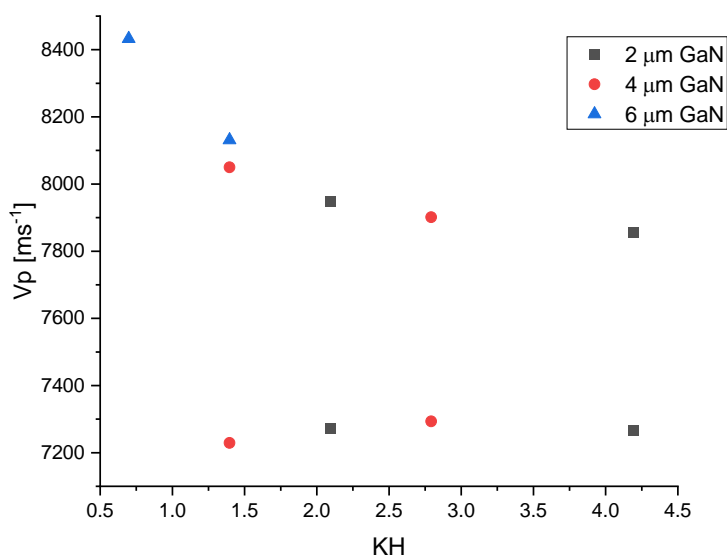
Przy częstotliwościach odpowiadających modowi Rayleigha różnica ΔS_{11} wynosi 0,05 dB. Tymczasem dla modu pseudoobjętościowego ΔS_{11} wynosi około 0,3 dB. Podobnie mod pseudoobjętościowy charakteryzuje się o wiele większą wartością transmitancji między przetwornikami względem modu Rayleigha - odpowiednio -35 dB oraz -50 dB. Mod objętościowy generowany w przetworniku o określonym rozstawie elektrod pozwala na uzyskanie wyższych częstotliwości pracy, lepszej transmisji oraz lepszego sprzęgania elektrycznego niż mod Rayleigha. Dlatego może być on wykorzystany w konstrukcji urządzeń. Ograniczeniem jego stosowania jest znacznie mniejsza selektywność przekładająca się na mniejszą dobroć stosujących go rezonatorów.

Podobnie jak dla modów Rayleigha i Sezawy mody pseudoobjętościowe są modami dyspersywnymi. Prędkość ich propagacji silnie zależy od wartości współczynnika KH . Dla odpowiednio dużej wartości współczynnika może istnieć kilka modów objętościowych, różniących się prędkością propagacji. Zgodnie z charakterystyką dyspersyjną przedstawioną w pracy [105] taka sytuacja występuje dla $KH > 2$. Na rysunku 5.16 zaprezentowano charakterystykę transmitancji i reflektancji przetwornika o rozstawie palców $\lambda = 9 \mu\text{m}$ wykonanego na warstwie o grubości $h = 6 \mu\text{m}$ ($KH = 4,18$) w zakresie modów pseudoobjętościowych.



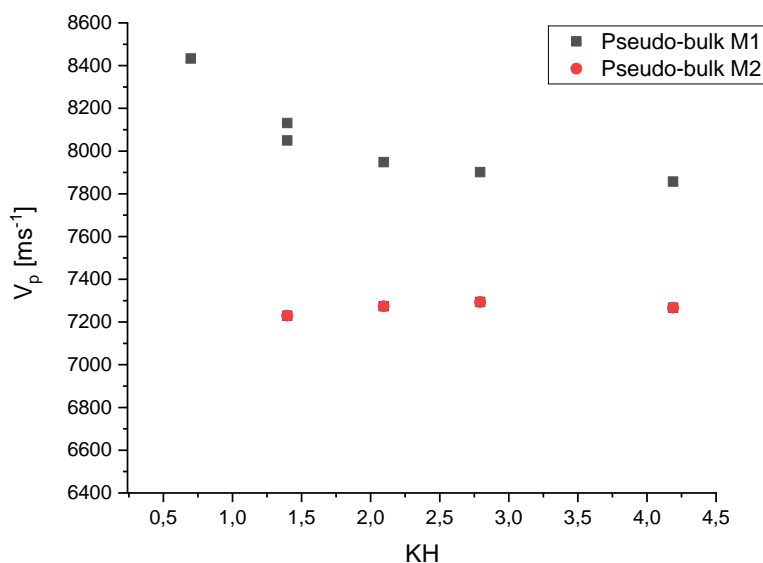
Rysunek 5.16. Charakterystyka transmitancji i refleksyjności modu pseudoobjętościowego przetwornika $\lambda = 9 \mu\text{m}$ na warstwie GaN o grubości $h = 2 \mu\text{m}$.

Można zaobserwować na niej dwa mody pseudoobjętościowe o prędkościach fazowych równych odpowiednio $V_p = 7280 \text{ m/s}$ i $V_p = 7857 \text{ m/s}$. Współczynniki S_{11} i S_{22} opisujące pochłanianie energii przez przetwornik nadający są na tyle rozmyte, że na powyższym wykresie nie widać rozdzielania na dwa mody. Jednak charakterystyka współczynników S_{21} i S_{12} pokazuje wyraźnie istnienie dwóch oddzielnych szczytów. Na rysunku 5.17 umieszczono wyznaczone prędkości poszczególnych modów w zależności od współczynnika KH dla wszystkich próbek.



Rysunek 5.17. Prędkość fazowa modów pseudoobjętościowych dla przetworników o $\lambda = 9 \mu\text{m}$ oraz $\lambda = 18 \mu\text{m}$ wykonanych na warstwach GaN o grubościach 2, 4 lub 6 μm .

W zależności od grubości analizowanej próbki prędkość propagacji zmieniała się. Wraz z jej wzrostem występowały coraz mniejsze prędkości propagacji. Dla warstw o grubości $2\ \mu\text{m}$ dla danego rozstawu palców ($9, 18\ \mu\text{m}$) występował tylko jeden mod pseudoobjętościowy, dla warstw $4\ \mu\text{m}$ i $6\ \mu\text{m}$ dla danego rozstawu przetwornika występowały po dwa mody propagacji - mod Pseudo-Bulk High-Speed (PB M1) oraz mod Pseudo-Bulk Low Speed (PB M2). Na rysunku 5.18 przedstawiono podział obu modów w zależności od wartości współczynnika KH .



Rysunek 5.18. Charakterystyka dyspersyjna modów pseudoobjętościowych.

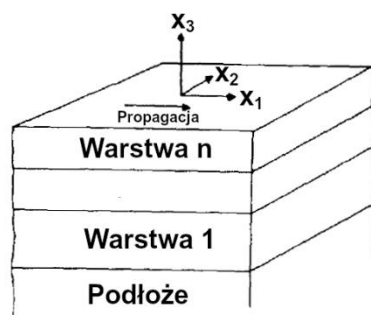
Mod o większej prędkości (PB High-Speed) propaguje się z prędkościami bliskimi prędkości propagacji fali podłużnej w GaN ($8045\ \text{m/s}$). Jego prędkość jest silnie zależna od współczynnika KH i wynosi $8400\text{--}8000\ \text{m/s}$. Wolniejszy mod pseudoobjętościowy propaguje się z prędkością $7200\ \text{m/s}$ i jego prędkość propagacji nie zależy od współczynnika KH . Graniczna wartość współczynnika, dla którego zostały zaobserwowane dwa mody, wynosi $1,3$. Jest to wartość mniejsza niż wskazują dane literaturowe. Prawdopodobnie wynika to ze specyfiki procesu osadzania warstwy GaN z zastosowaniem niskotemperaturowych warstw zarodkowych, co powoduje powstanie silnie zdefektowanego interfejsu o mniejszej sztywności.

5.5. Metody Macierzowe do modelowania przetworników

Typowym ograniczeniem symulacji MES warunków propagacji fal powierzchniowych w azotkach na szafirze są symulacje struktur składających się z wielu warstw lub o wyjątkowo cienkich warstwach. Wynika to z konieczności zagęszczania siatki w celu uchwycenia

zachowania się danej warstwy [117,118]. Szczegółowo ten problem opisano w rozdziale 3 – podczas opisu symulacji MES struktur podczas zadawania obciążeń statycznych. Alternatywną do symulacji MES warunków propagacji fal powierzchniowych i pseudoobjętościowych w azotkach są Metody Macierzowe. Ze względu na możliwość symulacji zachowania się warstw o nieskończenie małej grubości lub układów o praktycznie dowolnej liczbie warstw stanowią one znakomite uzupełnienie symulacji MES. Jednocześnie ograniczenie ich stosowania pojawia się przy zbyt dużych grubościach warstw skutkujących występowaniem niestabilności numerycznej. Jednak w takich sytuacjach wystarczające są metody MES.

Metody Macierzowe mogą dodatkowo być stosowane do wyznaczania efektywnej przenikalności elektrycznej, a wraz z nią innych parametrów różnych modów fal powierzchniowych, jak np. rozkładu pola odkształceń i naprężeń w głąb materiału, czy też prędkości fazowej i grupowej poszczególnych modów. Zostały one opracowane przez Adlera i Fahmego [57]. Skupiają się na opisie propagacji fal powierzchniowych w układzie wielowarstwowym. Materiały wchodzące w skład struktury mogą, ale nie muszą, posiadać właściwości piezoelektryczne. Metoda Macierzowa opiera się na opisie zachowania różnych modów propagacji fal powierzchniowych i pseudopowierzchniowych za pomocą układu liniowych równań różniczkowych pierwszego rzędu w ramach jednej warstwy. Zmienne stanu, opisane układem równań, dobrane są w taki sposób, że muszą być ciągłe w całym badanym obszarze, w szczególności na granicach między warstwami. Dzięki temu możliwe jest skompilowanie serii równań opisujących pojedyncze warstwy do postaci skondensowanej, opisującej całą strukturę. W połączeniu z warunkami brzegowymi (naprężenia na powierzchni, zanikanie fali w głąb struktury oraz warunki elektryczne) pozwala to na wyznaczenie rozwiązań równań opisujących zachowanie każdej ze zmiennych stanu. Układ współrzędnych kartezjańskich dla rozważanej struktury jest zorientowany jak na rysunku 5.19. Przyjmujemy, że rozważana struktura znajduje się w obszarze $x_3 \leq 0$.



Rysunek 5.19. Orientacja układu współrzędnych wykorzystywana do przedstawienia metod macierzowych (na podstawie [57]).

Fala powierzchniowa o częstości kołowej ω , charakteryzująca się w kierunku x_1 wektorem falowym k_1 , może być opisana równaniem (5.30).

$$f(x_3) e^{j(\omega t - k_1 x_1)} \quad (5.30)$$

gdzie funkcja $f(x_3)$ opisuje zachowanie się fali w różnej odległości od powierzchni struktury.

Wektor zmiennych stanu opisujący w sposób kompletny strukturę ma postać (5.31).

$$\tau^T = [T^3 D_3 v j\omega\Phi] \quad (5.31)$$

gdzie T^3 jest wektorem naprężeń w materiale, zaś v jest wektorem prędkości ruchu dowolnego punktu w materiale (5.32).

$$T^3 = [T_{13} T_{23} T_{33}] \quad (5.32)$$

D_3 jest składową pola indukcji elektrycznej prostopadłą do powierzchni, natomiast $j\omega\Phi$ - pochodną czasową pola potencjału elektrycznego. Wektor τ spełnia zależność (5.33).

$$\frac{d\tau}{dx_3} = j\omega A \tau, \quad (5.33)$$

gdzie A jest macierzą o wymiarach 8×8 składającą się z macierzy 4×4 Γ_{ij} , X i G . Są one utworzone z parametrów materiałowych danej warstwy (sztywność c_{ijkl} , współczynnik piezoelektryczny e_{ijk} , przenikalność elektryczna ϵ_{ij} oraz gęstość ρ). Postać macierzy Γ_{ij} przedstawiono poniżej (5.34) – (5.36)

$$\Gamma_{ij} = \begin{bmatrix} c_{1i1k} & c_{1i2k} & c_{1i3k} & e_{k1i} \\ c_{2i1k} & c_{2i2k} & c_{2i3k} & e_{k2i} \\ c_{3i1k} & c_{3i2k} & c_{3i3k} & e_{k3i} \\ e_{i1k} & e_{i2k} & e_{i3k} & -\epsilon_{ik} \end{bmatrix} \quad (5.34)$$

$$X = (\Gamma_{33})^{-1} \quad (5.35)$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.36)$$

Macierz A ma postać (5.37).

$$A = \begin{bmatrix} \Gamma_{13}X/v_p & G - (\Gamma_{11} - \Gamma_{13}X\Gamma_{31})/v_p^2 \\ X & X\Gamma_{31}/v_p \end{bmatrix} \quad (5.37)$$

Zmienna V_p opisuje prędkość fazową propagacji modu dla ustalonej częstotliwości kołowej ω . Zatem odpowiada ona jednoznacznie wektorowi falowemu k_x . Zgodnie z teorią rozwiązania

w postaci eksponencjalnej macierzy rozwiązanie systemu równań (5.33) dla jednolitego ośrodka spełnia zależność (5.38).

$$\tau(x_3 + h) = e^{j\omega Ah}\tau(x_3) \quad (5.38)$$

Jednak dla układu wielowarstwowego każda warstwa ma swoją macierz materiałową A . Dlatego dla każdej warstwy występuje inny system liniowych równań różniczkowych opisujących zachowanie zmiennych stanu w obrębie danej warstwy. Wpływ konkretnej warstwy (Φ_i) na wektor zmiennych stanu może być opisany za pomocą równania (5.39).

$$\Phi_i(h) = e^{j\omega A_i h_i} \quad (5.39)$$

gdzie h_i oznacza grubość i -tej warstwy. Związek parametrów na dowolnych dwóch interfejsach układu wielowarstwowego możemy zapisać jako złożenie macierzy wykładniczych Φ_i warstw między nimi. Iloczyn wszystkich macierzy wykładniczych Φ_j nazywany jest globalną macierz wykładniczą Φ (5.40).

$$\Phi = \phi(h_n)\phi(h_{n-1}) \dots \Phi(h_1) \quad (5.40)$$

W celu znalezienia rozwiązań równania różniczkowego konieczne jest określenie warunków brzegowych (postaci wektora τ na dwóch przeciwległych interfejsach struktury) i rozwiązanie równania (5.41).

$$\tau_i = \Phi\tau_j, \quad (5.41)$$

Otrzymane wartości V_p , dla których równanie (5.41) jest spełnione, definiują dozwolone mody propagacji w strukturze. Jednak bezpośrednie zastosowanie powyższego równania jest ograniczone ze względu na brak pełnej informacji o warunkach brzegowych. Wynika to z dwóch czynników. Pierwszy jest natury metodologicznej - celem przedstawionych rozważań jest określenie warunków powstawania i propagacji różnych modów akustycznych. Dopiero po określeniu możliwych do propagacji modów możliwe jest pełne określenie warunków brzegowych. Drugi wynika ze skupienia się na modach powierzchniowych, których cechą charakterystyczną jest wykładnicze zanikanie w głąb podłoża. Warunek brzegowy τ_i dla spodniej warstwy zostaje zredukowany do wektora zerowego, który jest niewystarczający do określenia pełnej charakterystyki modu, gdyż będzie istnieć nieskończenie wiele dopuszczalnych rozwiązań.

5.5.1. Metody Macierzowe – warunki brzegowe rozwiązań zanikających w głąb podłoża

W szczególności, gdy jednym z dwóch interfejsów jest powierzchnia heterostruktury, możemy powiązać warunki propagacji fali powierzchniowej takie, jak brak sił reakcji na powierzchni czy stan powierzchni (metalizowana lub dielektryczna) z jednej strony a koniecznością zanikania pola akustycznego wraz z oddalaniem się od powierzchni.

Aby rozwiązać powyższe równanie należy wyznaczyć dla macierzy materiałowej A_p macierz P jej wektorów własnych P_i opisującą propagację fali w podłożu [119]. Macierz utworzona jest w taki sposób, że każda z jej kolumn jest jednym z jej wektorów własnych. Każdemu wektorowi własnemu P_i odpowiada zespolona wartość własna λ_i . Może ona być tylko rzeczywista lub posiadać część urojoną. Gdy dana wartość zespolona jest wartością własną, to jej sprzężenie jest również wartością własną. Wtedy rozwiązanie układu równań (5.33) - $\tau(x_3)$ jest kombinacją liniową rozwiązań cząstkowych τ_i postaci:

$$\tau_i(x_3) = P_i e^{\lambda_i x_3}, \quad (5.42)$$

Spełnienie warunków brzegowych określone jest za pomocą wektora współczynników C_i . Zatem kompletne rozwiązanie układu równań opisujące wektor stanu τ ma postać:

$$\tau(x_3) = \sum_{i=0}^7 P_i e^{\lambda_i x_3} \quad (5.43)$$

W przypadku λ_i rzeczywistego rozwiązanie cząstkowe ma charakter pewnej stałej, która jest mnożona przez człon wykładniczy. Gdy wartość λ jest ujemna, takie rozwiązanie ma charakter niefizyczny, gdyż mod fali opisywany przez takie równanie musiałby zwiększać swoją amplitudę wraz z głębokością, co jest sprzeczne z zasadą zachowania energii. Zespolona wartość własna razem ze swoim sprzężeniem tworzą dwa tożsame rozwiązania. Oznaczając przez w i iq odpowiednio części rzeczywistą i zespoloną wartości własnej λ_i oraz zapisując równanie (5.42) w postaci z rozdzieloną częścią rzeczywistą oraz urojoną otrzymujemy:

$$\tau_i(x_3) = P_i e^{wx_3} e^{iqx_3} \quad (5.44)$$

Zatem rozwiązanie składa się z członu wykładniczego, którego kierunek oraz prędkości zmian jest określony przez wartość w oraz z członu okresowego, który wprowadza oscylację amplitudy wektora stanu w głąb podłoża czynnikiem o wektorze falowym k_z .

$$k_z = q^{-1} \quad (5.45)$$

Dla rozpatrywanej heterostruktury azotkowej na podłożu szafirowym nie jest możliwe określenie ϕ dla warstwy podłoża ze względu na zbyt duży stosunek grubości i wymóg zlokalizowania pola akustycznego przy powierzchni urządzenia. Dlatego też nie jest możliwe

zapisanie rozwiązania równania w postaci (5.41). Jednak możliwe jest określenie wektora stanu na interfejsie podłoża $\tau(x_p)$, który jest równy:

$$\tau(x_p) = P_p Y_p(x_p), \quad (5.46)$$

gdzie Y_p jest wektorem 4×1 współczynników charakteryzujących dane rozwiązanie (udział poszczególnych modów w danym rozwiązaniu). Macierz P_p składa się z tych kolumn macierzy P (wektorów własnych macierzy A), które odpowiadają modom fali zanikającym w podłożu, czyli tym modom, dla których część urojona wartości własnej jest większa od zera. Pozorna sprzeczność z teorią rozwiązań liniowych układów równań różniczkowych wynika z nieuwzględniania czynnika j , mnożącego macierz A w podstawowym sformułowaniu równania (5.33). Wtedy, jeżeli jako czynnik Φ przyjmiemy iloczyn Φ_i wszystkich warstw osadzonych na podłożu z wykluczeniem samego podłoża, to dla dielektrycznej powierzchni struktury można zapisać:

$$[0 \ 0 \ 0 \ 0 \ v_1 \ v_2 \ v_3 \ j\omega\Phi]^T = \Phi\tau(x_p) \quad (5.47)$$

Podstawiając (5.46) mamy:

$$[0 \ 0 \ 0 \ 0 \ v_1 \ v_2 \ v_3 \ j\omega\Phi]^T = \Phi P_p Y_p(x_p) \quad (5.48)$$

Z powyższego równania, po wybraniu górnej połowy (górną część macierzy Φ o wymiarach 4×4 oznaczono Φ_u) układu otrzymujemy:

$$\mathbf{0} = \Phi_u P_p Y_p(x_p) \quad (5.49)$$

Powyższy układ równań posiada nietrywialne rozwiązanie tylko wtedy, gdy:

$$\det(\Phi_u P_p) = 0, \quad (5.50)$$

Zatem w celu znalezienia prędkości fali powierzchniowej oraz jej profilu poprzecznego w materiale należy znaleźć taką wartość v_p , która spełni równanie (5.50).

5.5.2. Metoda Macierzowa – implementacja

Ze względu na brak dostępności bibliotek programistycznych implementujących metodę macierzową dla wielowarstw zdecydowano się na opracowanie własnej implementacji programowej. W tym celu wykorzystano język Python z interpreterem cpython 3.7. Oprogramowanie podzielono na kilka wzajemnie ze sobą współpracujących modułów. Podstawową definicję materiału, z którego wykonana jest warstwa lub podłoże określa klasa „material.Material”. Jej konstruktor „material.Material.__init__” przyjmuje w swoich argumentach parametry materiałowe warstwy (macierz sztywności C , macierz

współczynników piezoelektrycznych e , wartość przenikalności dielektrycznej oraz gęstość). Podstawową funkcją klasy jest „material.Material.calculate_A”, która dla danych parametrów materiałowych (definiowanych przy tworzeniu obiektu) wyznacza macierz A dla danej prędkości fazowej korzystając z funkcji pomocniczych. Dodatkowo moduł „material” zawiera podstawowe dane materiałowe dla szafiru, GaN oraz AlN, na podstawie których w momencie importowania modułu tworzy obiekty „materials.sap”, „materials.GaN” oraz „materials.AlN” reprezentujące odpowiednio szafir, GaN, AlN. Moduł „material” jest wykorzystywany przez moduł „transfermatrix”. Posiada on następujące klasy - „materials.MM_Bulk”, „materials.MM_Layer” oraz „materials.Multi_Layer”. Dodatkowo opisuje on zmienne i funkcje odpowiedzialne za skalowanie numerycznych wartości wykorzystywanych w równaniach. Pierwsza z nich, „transfermatrix.MM_Bulk” pozwala na przeprowadzenie obliczeń dla materiału jednolitego. Składa się ona z podstawowej funkcji „transfermatrix.MM_Bulk.calculate_dets()”, która na podstawie zadanego materiału, zakresu prędkości fazowych oraz liczby punktów obliczeniowych wyznacza tablicę wartości parametru:

$$p = \log_{10} |\det(\Phi_u P_p)| \quad (5.51)$$

Parametr ten wybrano ze względu na możliwość wygodnego przyrównywania go do 0. W celu wyznaczenia wartości własnych i wektorów własnych macierzy A oraz obliczenia wyznacznika macierzy P stosowany jest moduł linalg biblioteki numerycznej Numpy. Pozostałe dwie klasy - „transfermatrix.MM_Layer” oraz „transfermatrix.MM_Multi_Layer” pozwalają na symulację zachowania się układów wielowarstwowych. Klasa „transfermatrix.MM_Layer” pozwala na obliczenie Φ_i dla danej warstwy. W tym celu wykorzystuje klasę material.Material, zadaną prędkość fazową, częstotliwość i grubość warstwy. Jednym z kluczowych elementów, koniecznych do wykonania obliczeń jest wyznaczenie eksponenty macierzy:

$$j\omega Ah \quad (5.52)$$

W tym celu wykorzystywany jest moduł linalg biblioteki Scipy. Uzyskane wartości są wykorzystywane przez klasę MM_Mult_Layer, która w funkcji transfermatrix.MM_Multi_Layer.calculate_dets oraz transfermatrix.MM_MultiLayer.calculate_det przetwarza tablicę klas transfermatrix.MM_Layer oraz klasę material.Material opisującą podłoże na model struktury wielowarstwowej. Procedura obliczeń, poza członem modyfikującym macierz A podłoża o czynniki Φ_i wynikające z kolejnych warstw jest identyczna do stosowanej w MM_Bulk.

5.5.3. Metoda Macierzowa – obliczenia dla GaN i szafiru

Aby zweryfikować poprawność implementacji metody macierzowej do analizy propagacji fal powierzchniowych przeanalizowano propagację fali w materiałach monokrystalicznych GaN oraz Al_2O_3 . Gdy struktura składa się tylko z jednego materiału, równanie (5.50) może zostać uproszczone do postaci:

$$\det(P_p) = 0 \quad (5.53)$$

Na rysunku 5.21 przedstawiono wykres wartości wyznacznika macierzy P_p dla GaN. Parametry materiałowe przyjęte w przeprowadzonych obliczeniach zaprezentowano w tabelach 5.2 i 5.3.

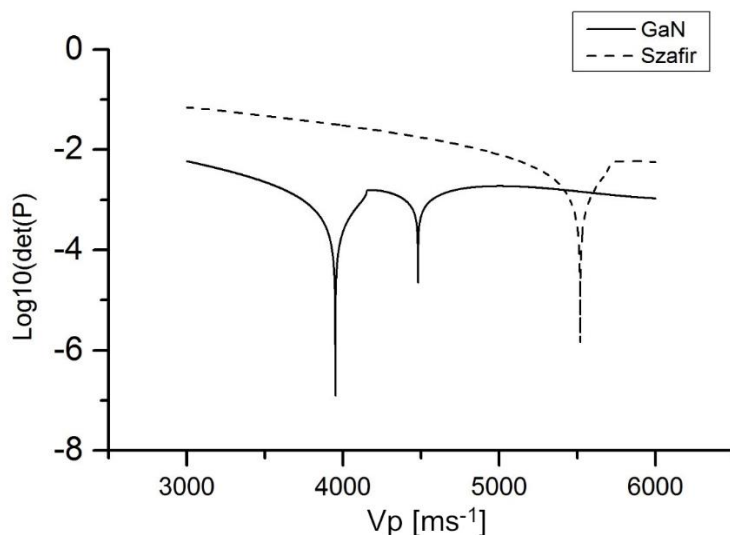
Sztywność, c_{ij}	c_{11}	390	GPa
	c_{33}	398	GPa
	c_{44}	105	GPa
	c_{12}	145	GPa
	c_{13}	106	GPa
Współczynnik piezoelektryczny, e_{ij}	e_{16}	-0,3	C/m ²
	e_{31}	-	C/m ²
	e_{33}	0,46451	C/m ²
Względna przenikalność elektryczna, ϵ	ϵ_{11}	10,46	
	ϵ_{33}	11,65	

Tabela 5.2. Parametry materiałowe GaN zastosowane w przeprowadzonych symulacjach (na podstawie rozdziału 1).

Sztywność, c_{ij}	c_{11}	490	GPa
	c_{33}	492	GPa
	c_{44}	146	GPa
	c_{12}	165	GPa
	c_{13}	114	GPa
	c_{14}	-23	
Względna przenikalność elektryczna, ϵ	ϵ_{11}	9,3	
	ϵ_{33}	11,5	

Tabela 5.3. Parametry materiałowe szafiru zastosowane w symulacjach [19].

Na rysunku 5.20 zaprezentowano wykres wartości logarytmu funkcji $\det(P)$ w zależności od prędkości fazowej fali dla monokrystalicznego GaN oraz szafiru.



Rysunek 5.20. Wyznacznik macierzy wektorów własnych w zależności od prędkości modu.

Analiza wartości funkcji $\det(P)$ pokazuje, że posiadają one zero dla wartości $V_p = 3952$ m/s dla GaN oraz $V_p = 5517$ m/s dla szafiru. Wartości wyznaczone w ten sposób odpowiadają wartościom wyznaczonym za pomocą pomiarów rzeczywistych struktur.

5.5.4. Skalowanie w Metodzie Macierzowej

Macierz A , wyznaczana dla każdego materiału, pozwala powiązać ze sobą kilka różnych zjawisk fizycznych, zarówno mechanicznych jak i elektrycznych. Wartości numeryczne poszczególnych zmiennych posiadają przypisane różne jednostki układu SI. Powoduje to, że poszczególne pola macierzy A dla danego materiału różnią się od siebie o wiele rzędów wielkości. Poniżej, w tabeli 5.4, w celu zobrazowania powiązań między poszczególnymi zmiennymi stanu, zaprezentowano macierz A obliczoną dla GaN na podstawie danych materiałowych z tabel 5.2 oraz 5.3 dla prędkości fazowej 4000 m/s.

-	-	6,54E-05	9,97E+05	1,66E+04	-	-	-
-	-	-	-	-	-1,56E+03	-	-
2,50E-04	-	-	-	-	-	6,10E+03	1,73E-24
-3,57E-16	-	-	-	-	-	-	5,80E-18
9,52E-12	-	-	-	-	-	2,50E-04	-3,57E-16
-	9,52E-12	-	-	-	-	-	-
-	-	2,50E-12	1,13E-02	6,54E-05	-	-	-
-	-	1,13E-02	-9,64E+09	9,97E+05	-	-	-

Tabela 5.4. Współczynniki macierzy A dla GaN ($V_p = 4000$ m/s).

Jak pokazano w tabeli 5.4, poszczególne elementy macierzy, szczególnie opisujące wpływ pola, $j\omega\Phi$, na pozostałe pochodne zmiennych stanu, posiadają wartości różniące się o wiele rzędów. Powoduje to trudności z obliczeniami numerycznymi, szczególnie w zakresie wysokich częstotliwości, gdy iloczyn wektora falowego oraz grubości warstwy jest duży (powyżej 10) i Metoda Macierzowa staje się niestabilna numerycznie. Dotychczas zaproponowano szereg rozwinięć klasycznej Metody Macierzowej opisanej przez Adlera i Fahmego [120]. Jednym z nich, jest metoda macierzy podatności i sztywności opracowana przez Wanga i Rokhlina [121], w której początkowa macierz A , jest rozkładana z użyciem wektorów i wartości własnych na mniejsze części. Dzięki temu w rozwinięciu unika się przekształcania eksponencjalnego macierzy, które jest numerycznie wrażliwe w sytuacji dużej rozpiętości wartości poszczególnych jej elementów. Jednak zastosowanie takich metod nie zawsze jest optymalne, gdyż duże ilorazy poszczególnych elementów macierzy A utrudniają dokładne wyznaczenie wartości własnych i wektorów własnych, które są podstawą wspomnianych wyżej metod. Dlatego autor zaproponował zastosowanie metod skalowania równań różniczkowych [122].

Do algorytmu opisanego przez Adlera i Fahmego należy wprowadzić skalowanie poszczególnych wartości o wektor ośmiu współczynników Y_c , opisujący współczynnik skalowania każdej zmiennej stanu, oraz o współczynnik z_c , opisujący skalowanie zmiennej niezależnej (x_3):

$$Y_c = [y_1 \dots y_8] \quad (5.54)$$

Każdy ze współczynników jest dobrany w taki sposób, aby jego wartość oraz jednostka powodowały, że po podzieleniu wartości zmiennych stanu będą się one zawierać w zakresie kilku rzędów od jedności. Każda zmienna stanu τ_i jest zamieniana na zmienną bezwymiarową τ_i^s według wzoru:

$$\tau_i^s = \frac{\tau_i}{y_i} \quad (5.55)$$

Zatem zmienna stanu τ_i jest równa:

$$\tau_i = \tau_i^s y_i \quad (5.56)$$

Analogicznie zmienna x_3 jest równa:

$$x_3 = x_3^s z_c \quad (5.57)$$

Równanie różniczkowe przedstawione w rozbiciu na poszczególne elementy (stosując konwencje sumowania Einsteina) ma postać:

$$\frac{d\tau_i}{dx_3} = j\omega A_{ij}\tau_i \quad (5.58)$$

Podstawiając powyższe zależności otrzymujemy:

$$\frac{y_i d\tau_i^S}{z_c dx_3^S} = j\omega y_j A_{ij}\tau_j^S \quad (5.59)$$

co można przekształcić do postaci:

$$\frac{d\tau_i^S}{dx_3} = j\omega \frac{z_c y_j}{y_i} A_{ij}\tau_j^S \quad (5.60)$$

Zatem skalowanie macierzy A odbywa się przez pomnożenie poszczególnych jej elementów przez odpowiedni czynnik:

$$A_{ij}^S = z_c \frac{y_i}{y_j} A_{ij} \quad (5.61)$$

Dobór parametrów A został przeprowadzony przez analizę uproszczonego przykładu odkształcania warstwy GaN o grubości $h = 2 \mu\text{m}$ zmiennym potencjałem $V = 1 \text{ V}$ o częstotliwości $f = 100 \text{ MHz}$. Odkształcenie ϵ_{33} takiej warstwy, przy założeniu współczynnika piezoelektrycznego d_{33} równego $2,0 \text{ pm/V}$ [123], wynosi:

$$\epsilon_{33} = d_{33} \frac{V}{t} = 10^{-6} \quad (5.62)$$

Maksymalna szybkość zmian potencjału V wynosi:

$$\max\left(\frac{dV}{dt}\right) = 2\pi f V = 6,28 \times 10^8 \text{ V s}^{-1} \quad (5.63)$$

Odpowiada to naprężeniu T_{33} równemu $C_{33} = 398 \text{ GPa}$ (skąd ta wartość C_{33}):

$$T_{33} = C_{33}\epsilon_{33} = 3,98 \times 10^5 \text{ Pa} \quad (5.64)$$

Amplituda wychyleń Δh wynosi:

$$\Delta h = \frac{1}{2}\epsilon_{33}h = 1 \times 10^{-12} \text{ m} \quad (5.65)$$

Zatem maksymalne przyspieszenia chwilowe (ruch ma charakter harmoniczny) wynoszą:

$$\max\left(\frac{d\Delta h}{dt}\right) = 2\pi f \Delta h = 0,628 \text{ mm s}^{-1} \quad (5.66)$$

Taka polaryzacja elektryczna powoduje gromadzenie ładunku Q równego:

$$Q = d_{33}T_{33} = 8 \times 10^{-6} \text{ C m}^{-2} \quad (5.67)$$

Na podstawie powyższych obliczeń dobrano wektor współczynników skalowania Y_c równy:

$$Y_c[0:3] = [4 \times 10^6 \text{ Pa} \ 4 \times 10^6 \text{ Pa} \ 4 \times 10^6 \text{ Pa} \ 8 \times 10^{-6} \text{ C m}^{-2}]$$

$$Y_c[4:8] = [0,6\text{mms}^{-1} \ 0,6\text{mms}^{-1} \ 0,6\text{mms}^{-1} \ 6 \times 10^8 \text{Vs}^{-1}] \quad (5.68)$$

Współczynnik Z_c skaluje proporcjonalnie wszystkie elementy wektora Y_c . W przeciwieństwie do pozostałych współczynników jest dobierany w taki sposób, aby uwzględnić charakter rozwiązywanego równania oraz człon harmoniczny $j\omega$. Jeżeli, jak w rozdziale 5.5.3, przeprowadzone są obliczenia dla materiału jednolitego i nie jest wymagana analiza członów eksponencjalnych opisujących wpływ poszczególnych warstw na podłożu, to można równanie (5.32) uprościć pomijając w macierzy P_p wektorów własnych czynnik $j\omega$, gdyż nie wpływa on na wartość pierwiastków równania. Zastosowanie równania (5.61) do macierzy A dla GaN powoduje, że przyjmuje ona postać przedstawioną w tabeli 5.5.

-	0,00E+00	6,54E-01	1,99E-02	-2,49E-02	-	-	-
-	-	-	-	-	-2,33E-03	-	-
2,50E+00	-	-	-	-	-	9,15E-03	2,60E-18
-1,79E+00	-	-	-	-	-	-	4,35E+00
6,35E+02	-	-	-	-	-	2,50E+00	-3,57E+00
-	6,35E+02	-	-	-	-	-	-
-	-	1,67E+02	1,50E+00	6,54E-01	-	-	-
-	-	7,50E-01	-1,29E+00	9,97E-03	-	-	-

Tabela 5.5 Współczynniki macierzy A dla GaN ($V_p = 4000$ m/s) po skalowaniu ($Z_c = 1E4$).

Jak widać, wartości poszczególnych elementów zawierają się w zakresie od 0,001 do 1000, co przy zastosowaniu standardowej reprezentacji liczb zmiennoprzecinkowych zapewnia wystarczającą dokładność obliczeń. Jedynie element (3,8) macierzy A_s przyjmuje po skalowaniu wartość ok. 10^{-18} . Wynika to z relatywnie słabszego związku zmian naprężenia T_{33} w głąb materiału od wartości pola elektrycznego w stosunku do jego zależności od naprężenia ścinającego T_{13} oraz składowej v_3 prędkości drgań cząstek.

Jeżeli wykonywane są pełne obliczenia dla warstw cienkich osadzonych na podłożu, to współczynnik Z_c przyjmuje wartości uwzględniające człon $j\omega$ tak, aby macierz A była stabilna numerycznie. Dodatkowo skalowaniu podlega również grubość warstwy h wykorzystywana do obliczenia macierzy wykładniczej $\exp(j\omega Ah)$. Współczynnik skalowania tej warstwy jest taki sam, jak współczynnik skalowania zmiennej x_3 :

$$h^S = \frac{h}{Z_c} \quad (5.69)$$

Proces skalowania został zaimplementowany w module transfermatrix razem z klasami: MM_Bulk, MM_Layer oraz MM_Multi_Layer. Wykorzystuje on dwie funkcje scaleA oraz scale_h. Wszystkie skalowania odbywają się z użyciem parametrów Z_c oraz Y_c o jednakowych wartościach zapisanych w module. Pozwala to na uniknięcie potencjalnych błędów obliczeniowych wynikających z doboru różnych współczynników skalowania.

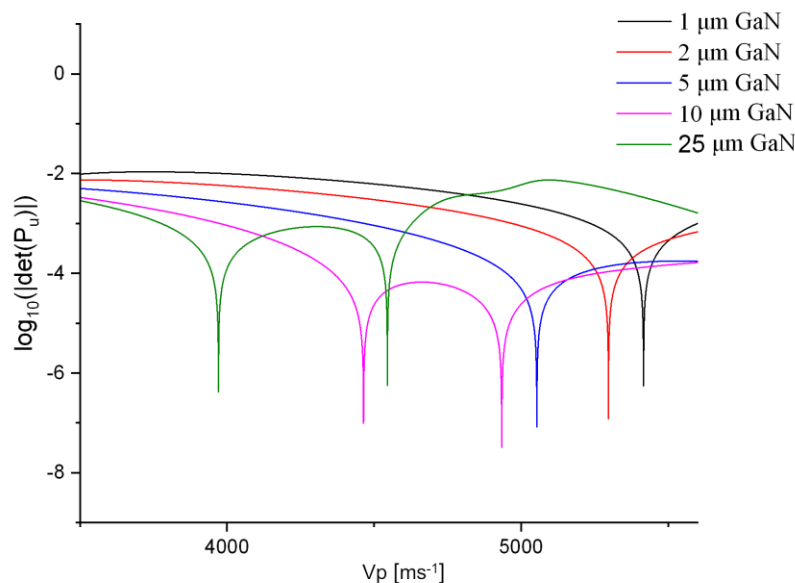
5.5.5. Metoda Macierzowa dla cienkiej warstwy GaN/AlN osadzonej na podłożu szafirowym

Metodę Macierzową w przedstawionej postaci można zastosować do analizy warunków propagacji w warstwie GaN/AlN osadzonej na podłożu szafirowym. Aby ją zastosować należy wyznaczyć macierz wykładniczą Φ dla takiej warstwy w zależności od jej grubości. Następnie należy powtórzyć w sposób analogiczny obliczenia z rozdziału 5.5.4. W poniższych obliczeniach zastosowano następujące dane materiałowe dla warstw AlN zawarte w tabeli 5.6.

Szywność, c_{ij}	c_{11}	345	GPa
	c_{33}	395	GPa
	c_{44}	118	GPa
	c_{12}	125	GPa
	c_{13}	120	GPa
Współczynnik piezoelektryczny, e_{ij}	e_{16}	-0,48	C/m ²
	e_{31}	-0,58	C/m ²
	e_{33}	1,55	C/m ²
Względna przenikalność elektryczna, ϵ	ϵ_0	8,8	

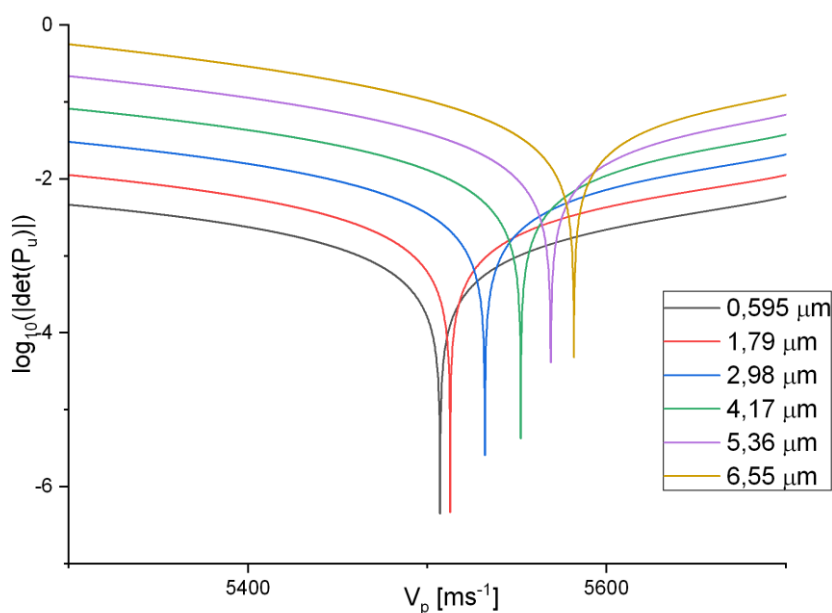
Tabela 5.6. Parametry materiałowe AlN zastosowane do przeprowadzenia symulacji.

Na rys. 5.21 zaprezentowano wykres wyznacznika macierzy P dla różnych grubości warstwy GaN na szafirze w zależności od prędkości fazowej rozwiązania harmonicznego (składowej x_I) przy częstotliwości 250 MHz. Pokazuje on punkty zerowe, dla których może występować propagujący się mod fali powierzchniowej.



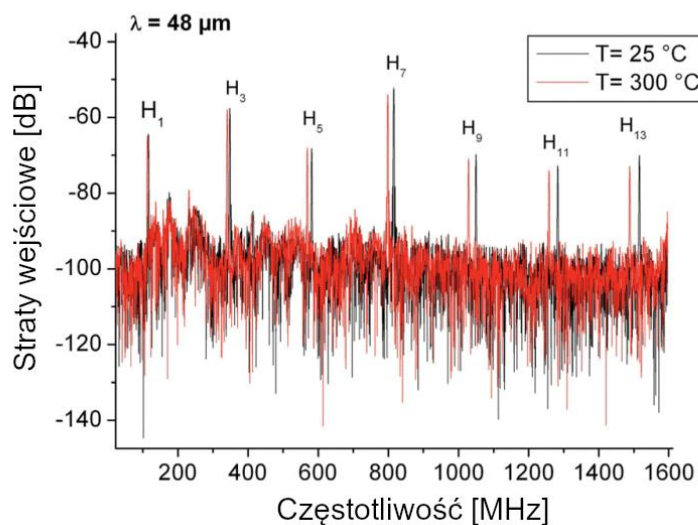
Rysunek 5.21. Wartość współczynnika $\log_{10}(|\det(P_u)|)$ dla różnych wartości grubości warstwy GaN w funkcji prędkości.

Na przebiegach opisujących warstwy o grubości 10 μm i 25 μm można zaobserwować występowanie dwóch punktów zerowych. Wynika to z faktu zmiany charakteru rozwiązań. Mod Rayleigha jest opisany przez pierwszy punkt zerowy. Wykres pokazuje wyraźnie zależność prędkości modu Rayleigha od grubości warstwy. Wraz ze zmniejszaniem grubości warstwy GaN widać przesunięcie prędkości modu Rayleigha w kierunku prędkości dla czystego szafiru. Kolejne punkty zerowe wykresu mogą być podstawą analizy w kierunku innych modów pseudopowierzchniowych. W tym celu konieczna jest analiza charakteru rozwiązań równania (5.31). Na podstawie wartości własnych, określających okresowość oraz szybkość zaniku fali i warunków brzegowych, należy wyznaczyć współczynniki wagowe poszczególnych rozwiązań. Analogiczne obliczenia przeprowadzono dla warstwy AlN na szafirze. Wykres wartości bezwzględnej logarytmu wyznacznika macierzy przedstawiono na rysunku 5.22.



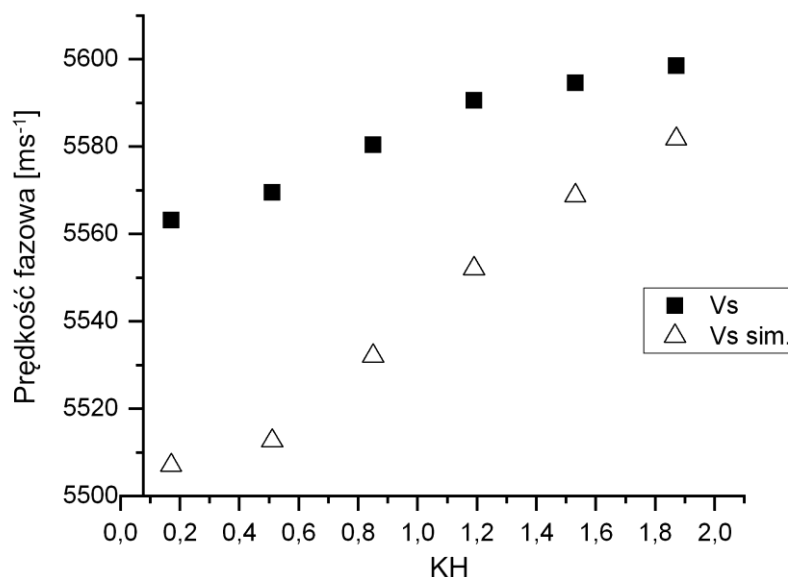
Rysunek 5.22. Wartość współczynnika $\log_{10}(|\det(P_u)|)$ dla różnych wartości grubości warstwy AlN w funkcji prędkości.

Ze względu na podobieństwo prędkości fazowej fali Rayleigha dla AlN i szafiru, które są równe odpowiednio 5610 ms^{-1} i 5520 ms^{-1} [124], poszczególne punkty zerowe dla warstw różnej grubości są położone blisko siebie. Podobieństwo prędkości wynika z faktu, że prędkości rozchodzenia się fal akustycznych są proporcjonalne do ilorazu sztywności materiału oraz gęstości. Szafir jest gęstszy o 22% ($3,98 \text{ g/cm}^3$ do $3,26 \text{ g/cm}^3$), ale jednocześnie jest również sztywniejszy (współczynnik C_{11} wynosi odpowiednio 496 MPa oraz 345 MPa). Specyficzne wartości grubości umieszczone na powyższym wykresie zostały dobrane w celu porównania z danymi literaturowymi. W artykule [125] zostały przedstawione rezultaty pomiarów struktur przetworników międzypalczastych wykonanych na warstwie AlN na szafirze w różnych konfiguracjach - odległości nadajnika od odbiornika, długości fali, współczynnika metalizacji elektrod. Warstwa AlN w badanych przetwornikach miała grubość $1,3 \mu\text{m}$ i była wykonana metodą rozpylania magnetronowego. Jakość krystaliczna warstwy była dobra – zmierzona wielkość ziaren wynosiła 40 nm , natomiast chropowatość $0,8 \text{ nm}$. Aluminiowe elektrody o grubości 150 nm wykonano w odległościach $\lambda = 16, 24, 36$ oraz $48 \mu\text{m}$ w postaci 50 par o szerokości 1 mm . Odległości między przetwornikami wynosiły $10\text{-}200 \lambda$. Zastosowano współczynnik metalizacji wynoszący 33%. Współczynnik grubości względnej KH wynosił od $0,17$ do $6,6$. Na rysunku 5.23 zaprezentowano zmierzoną charakterystykę częstotliwościową S_{11} .



Rysunek 5.23. Charakterystyka S_{11} (strat wejściowych) przetwornika $\lambda = 48 \mu\text{m}$ (na podstawie [125]).

Punkty oznaczone od H1 do H13 reprezentują kolejne mody harmoniczne Rayleigha. Na tej podstawie wyznaczono charakterystykę dyspersji (rys. 5.24).

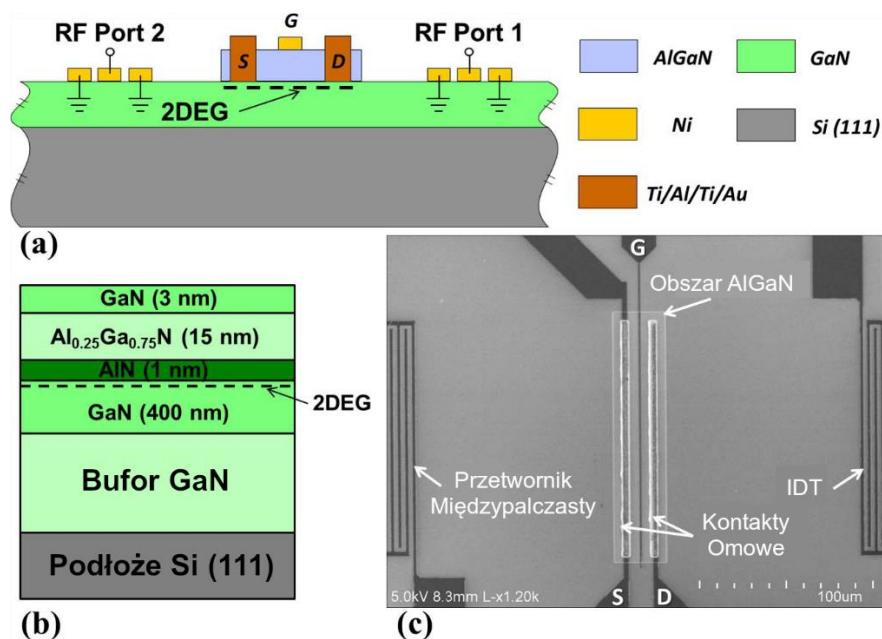


Rysunek 5.24. Charakterystyka dyspersji prędkości modu Rayleigha w zależności od wartości współczynnika KH dla warstwy AlN na szafirze (na podstawie [125]).

Wraz ze zwiększaniem grubości warstwy zwiększeniu ulega prędkość fali powierzchniowej. Wartości przedstawione jako wynik symulacji Metodą Elementów Skończonych i wartości zmierzone pokrywają się z wynikami uzyskanymi z użyciem Metody Macierzowej, potwierdzając jego prawidłową implementację.

5.6. Nowe kierunki badań w azotkowych przyrządach SAW

Aktualne prace dotyczące zastosowania GaN do wytwarzania różnych urządzeń z falą powierzchniową obejmują między innymi badania nad konstrukcją przetworników niesymetrycznych [126]. Przetworniki niesymetryczne są bardzo ważnym elementem systemów komunikacyjnych typu STAR (równoczesnego nadawania i odbioru, ang. *Simultaneous Transmit and Receive*), w których w tym samym paśmie częstotliwości odbywa się jednocześnie transmisja w obu kierunkach. Do praktycznej realizacji takiego systemu potrzebne są urządzenia rozdzielające sygnał. Urządzenia z falami akustycznymi, ze względu na ich mniejszą długość w porównaniu do innych fal przy tej samej częstotliwości, bardzo dobrze nadają się do takiego zastosowania [127]. Przykładowa konstrukcja takiego przetwornika niesymetrycznego wykorzystującego SAW składa się z klasycznej linii opóźniającej z dwoma przetwornikami międzypalczastymi [127]. Są one wykonane na warstwie GaN na krzemie. Między nadajnikiem i odbiornikiem wykonano tranzystor polowy HEMT. Zmieniając polaryzację bramki tego tranzystora można kontrolować koncentrację nośników w 2DEG. Jednocześnie za pomocą polaryzacji źródło–dren można kontrolować przepływ prądu, a zatem prędkość unoszenia elektronów. W pewnych warunkach (odpowiednio małe koncentracje 2DEG) fale powierzchniowe propagujące przez obszar, w którym znajdują się przetwornik HEMT mają różny współczynnik tłumienia w zależności od kierunku ich ruchu względem kierunku przepływu elektronów w tranzystorze. Schemat struktury przedstawiono na rysunku 5.25.



Rysunek 5.25. Przekrój (a), układ materiałowy (b) oraz obraz SEM (c) struktury niesymetrycznej linii opóźniającej (na podstawie [127]).

Odległość między źródłem a drenem tranzystora HEMT wynosiła 12 μm . Przetwornik międzypalczasty posiadał okres 6 μm oraz 37 palców. Urządzenie wykorzystuje efekt akustoelektryczny. Gdy w strukturze spolaryzowanej elektrycznie prędkość unoszenia elektronów przekroczy akustyczną prędkość fazową fali, elektrony mogą przekazać część swojego pędu do fali akustycznej. Materiały piezoelektryczne będące półprzewodnikami są predystynowane do wytwarzania takich struktur, gdyż optymalny materiał do ich wytwarzania powinien charakteryzować się dwoma cechami - być dobrym piezoelektrykiem o dużym współczynniku sprzężenia elektromechanicznego oraz jednocześnie posiadać dużą koncentrację i ruchliwość elektronów. Heterostruktura AlGaIn/GaN z wytworzoną warstwą 2DEG spełnia oba wymienione warunki. Współczynnik absorpcji akustycznej może zostać opisany równaniem (5.70) [5].

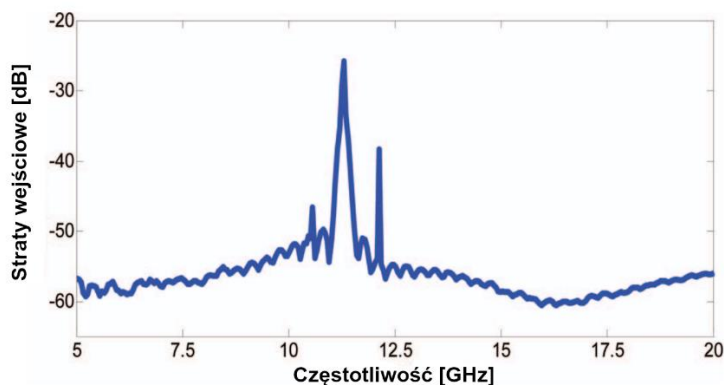
$$\alpha = k \frac{K^2}{2} \left[\frac{\gamma(\sigma_s/\sigma)}{\gamma^2 + (\sigma_s/\sigma)^2(1+k\Lambda)^2} \right] \quad (5.70)$$

gdzie k to wektor falowy, K^2 - stała elektromechaniczna, γ - współczynnik ilorazu prędkości unoszenia v_d oraz prędkości v_s (v_d/v_s-1), σ_s - przewodność gazu 2DEG, Λ - odległość ekranowania, σ - iloczyn efektywnej stałej przenikalności elektrycznej i prędkości fazowej fali akustycznej. Dwa kluczowe parametry, które zależą od konstrukcji przetwornika międzypalczastego, to prędkość propagacji fali akustycznej oraz współczynnik sprzężenia elektromechanicznego. W opisywanej pracy były one wyznaczone za pomocą Metody Elementów Skończonych. Do uzyskania dokładniejszych danych w szerokim zakresie materiałowym można również użyć Metody Macierzowej. Współczynnik absorpcji akustycznej silnie zależy od koncentracji nośników. Mogą tu wystąpić dwa przeciwstawne efekty. Większa koncentracja zwiększa statystyczne prawdopodobieństwo przekazania pędu fali akustycznej. Z drugiej strony zwiększa też tłumienie propagującej się fali ze względu na rozpraszanie nośników. Dlatego najlepsze parametry wzmacniające falę akustyczną osiąga się przy koncentracjach na poziomie 10^8 - 10^{11} cm^{-2} . W opisywanej strukturze największa różnica między parametrami transmisji (S_{12} oraz S_{21}) wynosiła 2,5 dB dla parametrów: napięcie bramki $U_{gs} = -1,9$ V, napięcie drenu $U_{ds} = 1$ V oraz prąd drenu $I_d = 2,94$ mA. Przekłada się to na współczynnik asymetryczności wynoszący 20,7 dB/mm (stosunek różnicy S_{12} i S_{21} oraz długości obszaru aktywnego). Jest to bardzo dobry wynik, biorąc pod uwagę możliwość zwielokrotniania stopni wzmacniających między nadajnikiem a odbiornikiem akustycznym. W celu wystąpienia mierzalnego efektu akustoelektrycznego prędkości unoszenia elektronów w kanale muszą mieścić się w zakresie 5×10^3 - 10^4 m/s. Zatem muszą być nieznacznie większe od prędkości propagacji fali Rayleigha, która dla tego typu struktury wynosi około $4,5 \times 10^3$ m/s.

5.6.1. Nowe trendy – połączenie z innymi materiałami

Ultra-High Frequency SAW

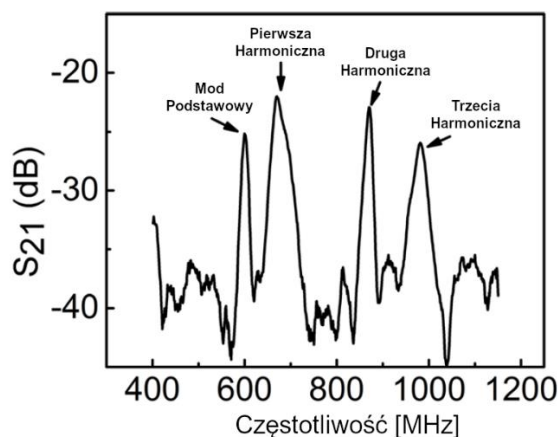
Spośród nowych trendów w rozwijaniu przetworników SAW mających na celu podnoszenie częstotliwości jego pracy można wyróżnić trzy drogi. Pierwszą jest zmniejszenie odległości między elektrodami. Metoda napotyka ograniczenia technologiczne wytwarzania wąskich palców o wystarczającej dokładności i pozbawionych wad konstrukcyjnych. Drugim sposobem jest wykorzystanie wyższych modów harmonicznych kosztem obniżenia sprawności. Trzecim sposobem, pozwalającym przy tej samej konstrukcji przetwornika uzyskać wyższe częstotliwości pracy, jest wykorzystanie materiałów o odmiennych właściwościach elektromechanicznych. W pracy [128] opisano konstrukcję przetwornika wykonanego z AlN na podłożu krzemowym, ale z dodaną pośrednią warstwą ultrananokrystalicznego diamentu (UNCD – *ultra-nanocrystalline diamond*). Charakteryzuje się ona dużą prędkością propagacji akustycznej, wynikającą ze sztywności 1,5-2 razy większej od AlN (w zależności od parametrów osadzania) oraz gęstości w zakresie 0,8-0,9 gęstości AlN [129]. Warstwa UNCD była osadzana z wykorzystaniem MWPECVD (*Microwave plasma-enhanced chemical vapor deposition* - osadzanie chemiczne wspomagane plazmą mikrofalową). Proces był prowadzony w temperaturze 600°C, przy ciśnieniu 23 mbar i przy wspomaganie mocą mikrofalową 800 W. Osadzanie przeprowadzono z mieszaniny gazowej 17% metanu w azocie. Jako warstwę nukleacyjną użyto proszek diamentowy o rozmiarach ziaren od 5 nm do 250 nm. Pozwoliło to na uzyskanie prędkości wzrostu 3 nm/min. Osadzone warstwy UNCD posiadały grubość około 1 μm. Osadzenie warstwy AlN aktywnej piezoelektrycznie wykonano za pomocą napyłania ze wspomaganie prądem stałym. Osadzono warstwy AlN o grubości około 1,7 μm. Na warstwie piezoelektrycznej wykonano standardowe przetworniki międzypalczaste z wykorzystaniem elektronolitografii. Na rysunku 5.26 pokazano zmierzoną charakterystykę transmitancji.



Rysunek 5.27. Charakterystyka transmitancji przetwornika o okresie 3,2 μm (na podstawie [128]).

Uzyskano częstotliwość pracy powyżej 10 GHz, co przekłada się na prędkość propagacji modu Rayleigha w zakresie 8932-9280 m/s. Osiągnięto współczynnik transmitancji wynoszący minimalnie -18,7 dB. Wszystkie wykonane przetworniki miały pasmo tłumienia lepsze niż 20 dB. Osiągnięcie tak dużej prędkości propagacji było możliwe dzięki małemu okresowi elektrod, który prowadził do dużej wartości współczynnika KH warstwy. Powoduje to, że duża część propagacji fali powierzchniowej odbywa się w warstwie diamentu, która ma znakomite parametry akustyczne.

Innym zastosowaniem modyfikowanego układu materiałów w układzie AIIIN jest zastosowanie ZnO, który jest kompatybilny ze strukturą krystaliczną GaN. W pracy [130] warstwę GaN o grubości 4 μm osadzono na podłożu szafirowym. Warstwa była domieszkowana na typ n , koncentracja nośników wyniosła $n = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Następnie na tej warstwie osadzano warstwy ZnO o różnej grubości (50 nm - 120 nm) typu n . Z kolei za pomocą rozpylania magnetonowego osadzono warstwę ZnO domieszkowaną niklem. Taka warstwa posiada właściwości piezoelektryczne. Na tak wykonanych warstwach umieszczono elektrody Al wykonane w technice parowania wiązką elektronów. Palce przetworników miały okres od 5 do 12 μm i składały się z 20,5 par. W takim urządzeniu SAW występuje wiele modów propagacji ze względu na układ wielowarstwowy. Na rysunku 5.27 zaprezentowano pomiary charakterystyki częstotliwościowej takiej linii opóźniającej.

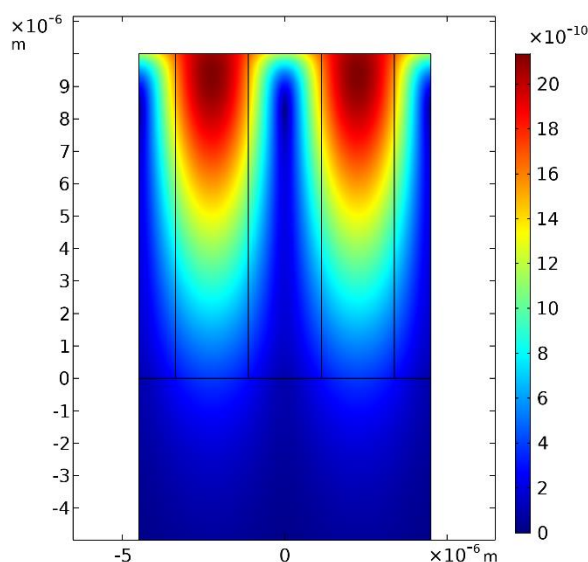


Rysunek 5.27. Charakterystyka transmisyjna linii opóźniającej w układzie NiZnO/ZnO/GaN/szafir (na podstawie [130]).

5.7. Diagnostyka parametrów materiałowych struktur epitaksjalnych

Istotnym nowym zastosowaniem technologii wytwarzania przyrządów SAW w heterostrukturach AlGaIn/GaN na szafirze jest ich zastosowanie do diagnostyki nieniszczącej warstw azotkowych używanych do wytwarzania tranzystorów HEMT. Jest to możliwe dzięki pełnej kompatybilności technologicznej obu procesów wytwarzania. Odbywa się to przez

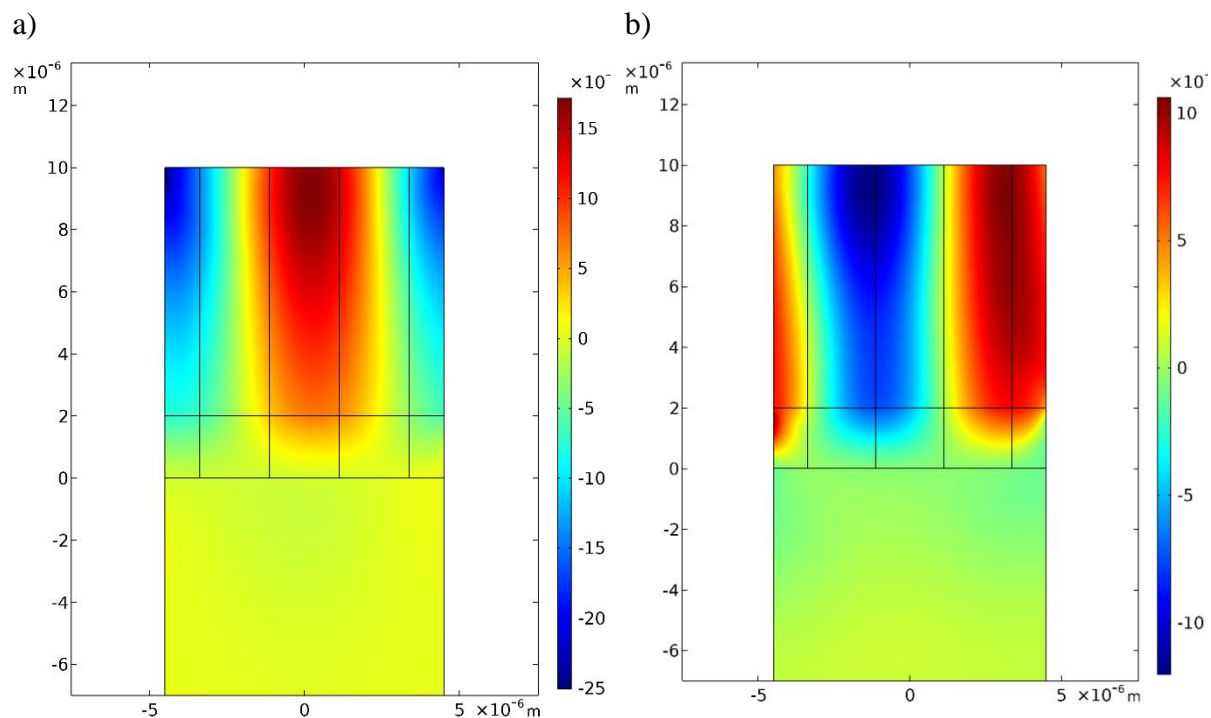
dodanie do masek używanych do wytworzenia tranzystora masek służących do wytwarzania przetworników międzypalczastych. Zmierzone prędkości propagacji poszczególnych modów powierzchniowych stanowią cenne źródło informacji o parametrach materiałowych w warstwach epitaksjalnych. W przetwornikach o KH powyżej 2 większość energii akustycznej jest zlokalizowana wewnątrz warstwy epitaksjalnej. Możliwość wykonania przetworników o różnej długości fali oraz obserwacja modów harmonicznnych pozwalają na ocenę parametrów warstwy na określonych głębokościach. Na przykład analiza odbić w przetwornikach międzypalczastych oraz emisji z bramki GaN pokazała, że dla częstotliwości powyżej 600-700 MHz, propagujące się fale powierzchniowe mają prędkość na poziomie 3450 m/s. Jest to wartość mniejsza niż symulowana na podstawie parametrów materiałowych z literatury. Dla czystego GaN lub dla grubej warstwy GaN wynosi ona około 3750 m/s. Pokazano to na rysunku 5.28 dla warstwy GaN o grubości $10\ \mu\text{m}$ i przetwornika o $\lambda = 9\ \mu\text{m}$ (odpowiada to wartości KH równej 7), co odpowiada częstotliwości 650 MHz w przetworniku o tej samej długości fali.



Rysunek 5.28. Mod Rayleigha propagujący się w warstwie GaN ($d = 10\ \mu\text{m}$) wytworzony przez przetwornik o $\lambda = 9\ \mu\text{m}$ ($KH = 7$) przy założeniu jednorodnych parametrów materiałowych warstwy o wartościach zgodnych z danymi literaturowymi. Wykres całkowitego odkształcenia dla częstotliwości 416 MHz.

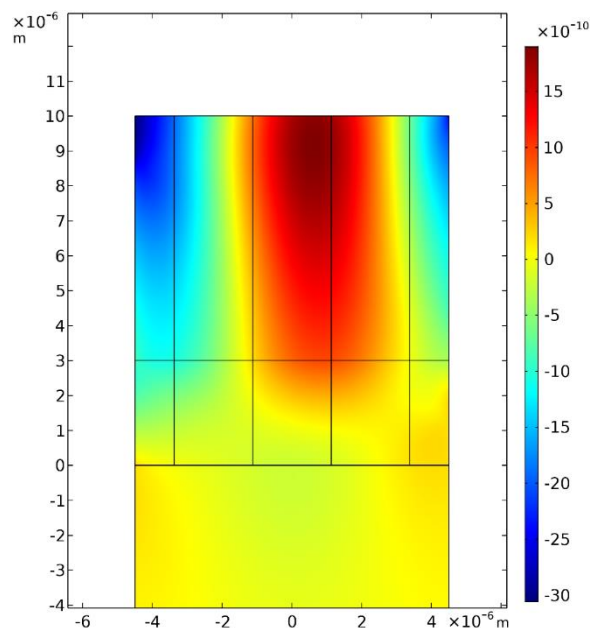
Zgodnie z symulacją prędkość modu Rayleigha w takiej strukturze wynosi 3745 m/s i jest większa od stwierdzonej w pomiarach. Możliwym wyjaśnieniem zaobserwowanego zjawiska jest występowanie w obszarze interfejsu między podłożem a warstwą zarodziową dodatkowej warstwy niskotemperaturowego AlGaIn, koniecznej w procesie epitaksji. Na podstawie symulacji można ocenić jej grubość efektywną oraz wartość jej parametrów materiałowych. Poniżej zaprezentowano symulację tej samej struktury z dodaną warstwą pośrednią LT-AlGaIn

o grubości $2 \mu\text{m}$ (20% grubości całej warstwy) dla dwóch różnych zestawów parametrów materiałowych (20% i 40% sztywności GaN) (rys. 5.29):



Rysunek 5.29. Propagacja modu Rayleigha (odkształcenie w osi X – po lewej i w osi Y – po prawej) rozprzestrzeniającego się w warstwie GaN ($d = 10 \mu\text{m}$), wytworzonego przez przetwornik o $\lambda = 9 \mu\text{m}$ ($KH = 7$) przy założeniu występowania warstwy o grubości $2 \mu\text{m}$ i o niższej sztywności wynoszącej: a) 40% GaN, b) 20% GaN.

Określona prędkość propagacji modu Rayleigha wynosi 3555 m/s i jest mniejsza o 190 m/s od wartości wyznaczonych dla jednorodnej warstwy GaN. Jednocześnie wpływ wartości parametrów materiałowych warstwy pośredniej między 20 i 40% sztywności GaN jest pomijalny. Jednak uzyskane wyniki pomiarowe przetworników pokazują jeszcze mniejsze prędkości propagacji (dochodzące do 3250 m/s). Na rysunku 5.30 zaprezentowano wyniki symulacji dla warstwy pośredniej o sztywności 40% GaN, ale o grubości stanowiącej 30% całej warstwy.



Rysunek 5.30. Propagacja modu Rayleigha propagujący się w warstwie GaN ($d = 10 \mu\text{m}$) wytworzony przez przetwornik o $\lambda = 9 \mu\text{m}$ ($KH = 7$) przy założeniu występowania warstwy o grubości $3 \mu\text{m}$ o mniejszej sztywności (stanowiącej 40% wartości GaN). Całkowite pole odkształcenia dla częstotliwości 381 MHz.

Prędkość propagacji wynosi 3420 m/s. Odpowiada to zmierzonym wartościom. Sugeruje to, że grubość warstwy pośredniej, modyfikującej prędkość propagacji, mieści się w zakresie 20-30% warstwy osadzanej. Tego typu analizy mogą być powtarzane w sposób dowolny i przy skorelowaniu z parametrami procesu wzrostu epitaksjalnego oraz odpowiedniej modyfikacji rozstawów między elektrodami przetworników testowych (modyfikacji parametru KH przetworników) umożliwiają dokładną analizę rzeczywistych parametrów materiałowych uzyskanych warstw. Dodatkową korzyścią jest możliwość łatwego powtarzania pomiarów w czasie, co umożliwia obserwację procesu starzenia heterostruktury.

6. Podsumowanie

W rozprawie zawarto wyniki badań nad oddziaływaniami akustycznymi powstającymi na skutek oddziaływań piezoelektrycznych w heterostrukturach azotków trzeciej grupy układu okresowego osadzanych na szafirze. Kluczowym aspektem przeprowadzonych badań był taki dobór badanych przyrządowych struktur epitaksjalnych i przyrządów testowych, aby były one materiałowo i konstrukcyjnie kompatybilne z tranzystorami AlGaIn/GaN typu HEMT. Umożliwiło to zbadanie możliwości integracji klasycznych elementów akustoelektrycznych (filtry, rezonatory, linie opóźniające) z aktywnymi elementami półprzewodnikowymi. Dodatkowo zrozumienie pracy elementów akustoelektrycznych wykonanych w azotkach pozwala na lepsze przewidywanie wpływu sprzężenia elektromechanicznego na działanie tranzystorów HEMT. W rozprawie przedstawiono opis różnych aspektów sprzężenia akustoelektrycznego w heterostrukturach AlGaIn/GaN osadzonych techniką epitaksji związków metaloorganicznych z fazy gazowej (MOVPE) na podłożu szafirowym. Zbadane zagadnienia obejmują wpływ statycznych pól naprężeń na parametry elektryczne heterostruktur AlGaIn/GaN/szafir oraz na właściwości kontaktów Schottky'ego do takich heterostruktur jak i wpływ dynamicznych pól naprężeń w formie generacji, propagacji oraz detekcji fal objętościowych oraz powierzchniowych. Przeprowadzone badanie odniesiono do literatury przedmiotu opisującej omawiane aspekty, w celu usystematyzowania i wzbogacenia aktualnego stanu wiedzy. W ramach realizacji rozprawy doktorskiej przeprowadzono szereg badań.

W celu zbadania efektów statycznych występujących w azotkach:

- zaprojektowano epitaksjalne struktury przyrządowe GaN/szafir i AlGaIn/GaN/szafir typu HEMT, które osadzono techniką MOVPE, oraz wytworzono w nich przyrządy testowe (m.in. diody Schottky'ego i struktury van der Pauwa),
- zaprojektowano i zrealizowano stanowisko do zadawania kontrolowanych naprężeń z zastosowaniem podciśnienia,
- przeprowadzono symulacje i kalibracje symulacji przy użyciu profilometru, którym zbadano uginanie płytki na stanowisku do aplikacji naprężeń w celu określenia stanu naprężenia i polaryzacji,
- przeprowadzono pomiary Halla na strukturach van der Pauwa heterostruktur w trakcie odkształcania, mierzono koncentrację, ruchliwość nośników oraz zmiany rezystancji powierzchniowej pod wpływem obciążenia. W odróżnieniu od danych dostępnych w literaturze, gdzie opisano pomiary wykonywane w jednym punkcie po nieokreślonym

czasie od obciążenia, w prowadzonych badaniach analizowano zmiany parametrów w funkcji czasu od przyłożeniu obciążenia,

- przeprowadzono pomiary DC diod Schottky'ego w funkcji przyłożonego obciążenia,
- zbadano przepływ ładunku płynącego przez złącze półprzewodnik-kontakt Schottky'ego w trakcie aplikacji naprężeń,
- wykonano pomiary fotoluminescencji warstw i heterostruktur azotkowych pod wpływem odkształcenia,
- Metodą Elementów Skończonych wykonano symulacje zmian struktury pasmowej heterostruktur oraz rozkładu ładunków w heterostrukturach AlGaIn/GaN i diodzie Schottky'ego przy użyciu pakietu APSYS QW firmy Crosslight Software Inc.

Na podstawie przeprowadzonych badań stwierdzono, że na skutek występowania statycznych pól naprężeń oddziałujących na heterostrukturę AlGaIn/GaN zmianie ulega koncentracja i ruchliwość elektronów, rezystancja powierzchniowa oraz szerokość przerwy wzbronionej. Zmierzone zmiany miały inny charakter niż przedstawiane dotychczas w literaturze przedmiotu. Przede wszystkim wykazano, że zmiany wprowadzane przez pola statyczne zmieniają się w czasie po przyłożeniu naprężeń. Stwierdzono, że wzrost koncentracji nośników może być opisany funkcją wykładniczą składającą się z dwóch członów o stałych czasowych $\tau_1 = 4$ s i $\tau_2 = 230$ s. Jednocześnie zmiana ruchliwości nośników miała charakter odwracalny i stały. Następować prawie natychmiast po pojawieniu się naprężeń i była odwracalna. Złożenie obu czynników powodowało, że rezystancja powierzchniowa w pierwszej kolejności gwałtownie wzrastała po czym powoli spadała. Sumarycznie naprężenia, wynoszące około 25 MPa, powodowały początkową zmianę rezystancji o około 1%. Z przeprowadzanych symulacji wynika, że ładunki, generowane na skutek oddziaływań pól naprężeń, kompensują się między warstwami, przez co kluczowy wpływ na parametry heterostruktury mają różnice składów poszczególnych warstw. Dodatkowo, pod względem amplitudy, indukowane ładunki są proporcjonalnie małe względem ładunków obecnych w heterostrukturze po procesie epitaksji. Przeanalizowano i wykazano, że w wypadku naprężeń działających prostopadle do osi *c* indukowane ładunki polaryzacji piezoelektrycznej nie zależą od kierunku przykładanych naprężeń. Wynika to z heksagonalnej struktury krystalicznej azotków. Określono wpływ naprężeń na parametry stałoprądowe złącza Schottky'ego. Wykazano, że wielkość tego wpływu jest mniejsza od innych efektów (stresów termicznych oraz elektrycznych) powodowanych pomiarem. Jednocześnie na podstawie symulacji i pomiarów wykazano, że w procesie kompensacji ładunków piezoelektrycznych indukowanych

w heterostrukturze biorą udział głębokie stany powierzchniowe. Wyznaczono współczynnik piezoelektryczny d_{31} epitaksjalnych heterostruktur przyrządowych - wynosił on 1,56 pC/N dla warstwy $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$. Podobnie wyznaczono współczynnik zależności przerwy wzbronionej GaN od naprężeń, który wynosił $k_{ev} = 3,8 \mu\text{eV/MPa}$.

W celu zbadania efektów dynamicznych w azotkach przeanalizowano elektroakustyczne efekty objętościowe i powierzchniowe.

Do zbadania fal objętościowych:

- zaprojektowano i wytworzono przyrządowe struktury testowe, składające się z dwóch cienkich elektrod umieszczonych naprzeciwko siebie w różnych odległościach z dodatkowymi wyprowadzeniami do przyłączenia sond ostrzowych. Struktury wytworzono w heterostrukturach AlGaN/GaN/szafir typu HEMT. Przeprowadzono na nich pomiary transmitancji oraz reflektancji mikrofalowej między dwoma elektrodami imitującymi bramki tranzystora HEMT, znajdującymi się w różnych odległościach,
- wyznaczono rozwiązania równania Christoffela dla GaN, AlN i szafiru oraz określono prędkości fazowe i grupowe propagacji fal objętościowych w dowolnym kierunku krystalograficznym,
- przeprowadzono analizę interakcji fali objętościowej padającej na interfejs AlGaN/GaN oraz fali padającej na interfejs heterostruktura/szafir,
- Metodą Elementów Skończonych przeprowadzono symulację propagacji fali akustycznej wytwarzanej przez pojedynczą bramkę.

W wyniku przeprowadzonych badań potwierdzono występowanie sprzężeń akustycznych między brankami tranzystorów HEMT pracujących w częstotliwościach mikrofalowych przez mody akustyczne fal pseudoobjętościowych. Sprzężenia te powodują występowanie oscylacji charakterystyki transmitancji wraz z częstotliwością. Stwierdzono, że amplituda i okres oscylacji zależą od odległości między bramką i przetwornikiem oraz amplitudy sygnału sterującego. Jednak występujący efekt był wielokrotnie większy od sprzężeń pojemnościowych, co sprawia, że jest on istotny z punktu widzenia projektowania przyrządów. Potwierdzono niską reflektancję interfejsu między warstwą azotków oraz szafirem powodującą wnikanie pola akustycznego wytworzonego w warstwie w głąb podłoża. Wynikała ona ze zbliżonych wartości impedancji akustycznej warstw GaN oraz szafiru, wynoszących odpowiednio $4,45 \times 10^7$ oraz $4,95 \times 10^{10} \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Wyznaczono rozwiązania równania Christoffela dla GaN, AlN oraz szafiru dla różnych kierunków propagacji. Pozwoliło to na wyznaczenie prędkości fazowych, grupowych oraz kątów propagacji wiązki we wszystkich

kierunkach i stanowiło podstawę analizy wszystkich innych oddziaływań akustycznych w materiale.

Do zbadania fal powierzchniowych:

- zaprojektowano i wytworzono struktury przetworników międzypalczastych o różnej liczbie palców (24, 48) oraz okresach powtarzalności (9 μm i 18 μm) i różnych układach elektrod (odbijające i nieodbijające) umieszczonych w różnych odległościach (1-5 mm), które wykonano w warstwach GaN na szafirze o różnej grubości (od 2 μm do 6 μm) i przeprowadzono pomiary mikrofalowe macierzy parametrów S (transmitancji i reflektancji) przetworników w zakresie częstotliwości od 100 MHz do 10 GHz,
- wykonano symulacje Metodą Elementów Skończonych wzbudzenia i propagacji fal powierzchniowych w przetwornikach międzypalczastych wytworzonych w warstwach GaN/szafir,
- dokonano analizy charakterystyk transmitancji i reflektancji w celu określenia rzeczywistego rozkładu i prędkości poszczególnych modów fal powierzchniowych. Przeprowadzono analizę zjawiska dyspersji prędkości fal powierzchniowych w zależności od grubości warstw i okresu przetwornika. Wykorzystano je do analizy efektywnych parametrów materiałowych heterostruktur AlGaIn/GaN typu HEMT,
- zaprojektowano i wykonano własne oprogramowanie symulacyjne, wykorzystujące Metodę Macierzową, do wyznaczania charakterystyki propagacji fal akustycznych w układach wielowarstwowych. Rozszerzono zakres stosowania klasycznej Metody Macierzowej o metody skalowania równań w celu poprawienia ich stabilności numerycznej i możliwego zakresu zastosowania.

W wyniku przeprowadzonych badań wyznaczono mody fal powierzchniowych oraz pseudobjętościowych wraz z ich parametrami, propagujące się w warstwach stosowanych do wytwarzania tranzystorów AlGaIn/GaN HEMT. Wykazano występowanie w nich modów Rayleigha, Sezawy, Lova, pseudobjętościowych oraz składowych harmonicznych tych modów. Pokazano występowanie dyspersji ich prędkości w zależności od grubości i składu warstw oraz określono parametry przetworników wzbudzających. Zaprezentowano rozszczepienie modów pseudobjętościowych dla współczynników KH większych od 2,4. Jest to wartość mniejsza od podawanej w literaturze. Przeprowadzona analiza pozwoliła na uporządkowanie stanu wiedzy wynikającego z niejednoznacznych i czasami błędnych danych w literaturze przedmiotu, dotyczących właściwości piezoelektrycznych azotków i ich heterostruktur. Stwierdzono mniejsze od podawanych w literaturze wartości współczynników sztywności mechanicznej

(minimum o 20%) warstw azotkowych wytwarzanych techniką MOVPE na szafirze w WEMiF PWr.

W rezultacie realizacji rozprawy doktorskiej:

- a) wykazano, że przy projektowaniu i badaniu właściwości elementów, takich jak tranzystory AlGa_N/Ga_N HEMT lub przyrządy AlGa_N/Ga_N MSM i SAW, oprócz oddziaływań elektrycznych należy uwzględniać dynamiczne stany naprężeń, które w przyrządzie wywołują małe, ale w określonych sytuacjach istotne, oddziaływania bliskiego i dalekiego zasięgu,
- b) stworzono bazę wiedzy, „foundry” do projektowania i wytwarzania, z wykorzystaniem technologii stosowanych przy wytwarzaniu układów z tranzystorami AlGa_N/Ga_N HEMT, linii transmisyjnych SAW z przetwornikami międzypalczastymi i układami dopasowującymi,
- c) wykazano, że w wypadku przyrządów wytwarzanych w półprzewodnikach piezoelektrycznych już na etapie projektowania ich konstrukcji należy uwzględniać występowanie statycznych stanów naprężeń, powstawanie i propagację dynamicznych stanów naprężeń (fal akustycznych) oraz istnienie oddziaływań elektrycznych wywołanych przez nie.

Przeprowadzone prace symulacyjne, doświadczalne i projektowe pozwoliły na udowodnienie sformułowanej tezy rozprawy, że

Statyczne oraz dynamiczne oddziaływania mechaniczne, na skutek występowania efektu piezoelektrycznego w azotkach, wpływają na pracę wytwarzanych w nich przyrządów półprzewodnikowych oraz mogą być wykorzystane do konstrukcji urządzeń integrujących funkcję przyrządów półprzewodnikowych oraz przyrządów akustycznych.

Bibliografia

- [1] H. Morkoç, *Nitride Semiconductor Devices : Vol. 3: GaN-based Optical and Electronic Devices*, Wiley-VCH Verlag, 2008.
- [2] H. Jiang, Y. Su, J. Zhu, H. Lu, X. Meng, Piezoelectric and pyroelectric properties of intrinsic GaN nanowires and nanotubes: Size and shape effects, *Nano Energy*. 45 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2018.01.010>.
- [3] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L.F. Eastman, Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures, *J. Phys. Condens. Matter*. 14 (2002). <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/13/302>.
- [4] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck, Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures, *J. Appl. Phys.* 85 (1999) 3222–3233. <https://doi.org/10.1063/1.369664>.
- [5] L. Shao, K.P. Pipe, Amplification and directional emission of surface acoustic waves by a two-dimensional electron gas, *Appl. Phys. Lett.* 106 (2015) 23106.
- [6] C. Jiang, T. Liu, C. Du, X. Huang, M. Liu, Z. Zhao, L. Li, X. Pu, J. Zhai, W. Hu, Z.L. Wang, Piezotronic effect tuned AlGaIn/GaN high electron mobility transistor, *Nanotechnology*. 28 (2017). <https://doi.org/10.1088/1361-6528/aa8a5a>.
- [7] Y. Zhang, Y. Liu, Z.L. Wang, Fundamental theory of piezotronics, *Adv. Mater.* 23 (2011). <https://doi.org/10.1002/adma.201100906>.
- [8] Z.L. Wang, Progress in piezotronics and piezo-phototronics, *Adv. Mater.* 24 (2012). <https://doi.org/10.1002/adma.201104365>.
- [9] Z.L. Wang, Piezopotential gated nanowire devices: Piezotronics and piezo-phototronics, *Nano Today*. 5 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.nantod.2010.10.008>.
- [10] J. Zhu, X. Zhou, L. Jing, Q. Hua, W. Hu, Z.L. Wang, Piezotronic Effect Modulated Flexible AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors, *ACS Nano*. 13 (2019). <https://doi.org/10.1021/acsnano.9b05999>.
- [11] C.-Y. Chen, G. Zhu, Y. Hu, J.-W. Yu, J. Song, K.-Y. Cheng, L.-H. Peng, L.-J. Chou, Z.L. Wang, Gallium Nitride Nanowire Based Nanogenerators and Light-Emitting Diodes, *ACS Nano*. 6 (2012) 5687–5692. <https://doi.org/10.1021/nn301814w>.
- [12] M. Asad, Q. Li, M. Sachdev, W.S. Wong, Thermal and optical properties of high-density

- GaN micro-LED arrays on flexible substrates, *Nano Energy*. 73 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2020.104724>.
- [13] I. Rýger, G. Vanko, T. Lalinský, Š. Haščík, A. Benčúrová, P. Nemeč, R. Andok, M. Tomáška, GaN/SiC based surface acoustic wave structures for hydrogen sensors with enhanced sensitivity, *Sensors Actuators, A Phys.* 227 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.sna.2015.02.041>.
- [14] A. Müller, G. Konstantinidis, V. Buiculescu, A. Dinescu, A. Stavriničis, A. Stefanescu, G. Stavriničis, I. Giangu, A. Cismaru, A. Modoveanu, GaN/Si based single SAW resonator temperature sensor operating in the GHz frequency range, *Sensors Actuators A Phys.* 209 (2014) 115–123.
- [15] M. Thomas, *Semiconductors — basic data*, 2nd ed. Edited by O. Madelung, Springer, Berlin 1996, viii, 317 pp., hardcover, DM 88.00, ISBN 3-540-60883-4, Chem. Vap. Depos. 3 (1997). <https://doi.org/10.1002/cvde.19970030508>.
- [16] Matsuoka Laboratory, *Physics of Widegap Semiconductor Photonic Nanostructure*, (2015). <http://www.matsuoka-lab.imr.tohoku.ac.jp> (accessed May 1, 2021).
- [17] R. Quay, Gallium nitride electronics, in: *Springer Ser. Mater. Sci.*, 2008. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-71892-5>.
- [18] J.-T. Chen, *MOCVD growth of GaN-based high electron mobility transistor structures*, Linköping University Electronic Press, 2015. <https://doi.org/10.3384/diss.diva-117138>.
- [19] L. Liu, J.H. Edgar, Substrates for gallium nitride epitaxy, *Mater. Sci. Eng. R Reports*. 37 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0927-796X\(02\)00008-6](https://doi.org/10.1016/S0927-796X(02)00008-6).
- [20] T. Szymański, M. Woško, B. Paszkiewicz, **B.K. Paszkiewicz**, R. Paszkiewicz, I. Sankowska, Growth and coalescence control of inclined c-axis polar and semipolar GaN multilayer structures grown on Si(111), Si(112), and Si(115) by metalorganic vapor phase epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces Film.* 34 (2016). <https://doi.org/10.1116/1.4958805>.
- [21] A.N. Alexeev, D.M. Krasovitsky, S.I. Petrov, V.P. Chaly, Deposition of GaN Layers with a lowered dislocation density by molecular-beam epitaxy, *Semiconductors*. 46 (2012). <https://doi.org/10.1134/S1063782612110024>.
- [22] S. Keller, S.P. DenBaars, Metalorganic chemical vapor deposition of group III nitrides - A discussion of critical issues, in: *J. Cryst. Growth*, 2003. [https://doi.org/10.1016/S0022-0248\(02\)01867-5](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(02)01867-5).
- [23] A.G. Bhuiyan, A. Hashimoto, A. Yamamoto, Indium nitride (InN): A review on growth, characterization, and properties, *J. Appl. Phys.* 94 (2003).

- <https://doi.org/10.1063/1.1595135>.
- [24] M. Wośko, T. Szymański, B. Paszkiewicz, P. Pokryszka, R. Paszkiewicz, MOVPE growth conditions optimization for AlGa_N/Ga_N/Si heterostructures with Si₃N₄ and LT-AlN interlayers designed for HEMT applications, *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* 30 (2019) 4111–4116. <https://doi.org/10.1007/s10854-019-00702-9>.
- [25] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, Polarization-based calculation of the dielectric tensor of polar crystals, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.3958>.
- [26] **B.K. Paszkiewicz**, T. Szymanski, M. Tlaczala, Theoretical stress calculations in polar, semipolar and nonpolar AlGa_N/Ga_N heterostructures of different compositions, *Cryst. Res. Technol.* 51 (2016). <https://doi.org/10.1002/crat.201600018>.
- [27] **B.K. Paszkiewicz**, Stress and Induced Electric Polarization Modeling in Polar, Semipolar, and Non-Polar AlGa_N/Ga_N Heterostructures for Piezotronics Application, *Adv. Eng. Mater.* 19 (2017). <https://doi.org/10.1002/adem.201600712>.
- [28] J.F. Nye, *Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices*, Oxford University Press, 1985.
- [29] C.M. Lueng, H.L.W. Chan, C. Surya, W.K. Fong, C.L. Choy, P. Chow, M. Rosamond, Piezoelectric coefficient of Ga_N measured by laser interferometry, *J. Non. Cryst. Solids.* 254 (1999) 123–127. [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(99\)00383-X](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(99)00383-X).
- [30] I.L. Guy, S. Muensit, E.M. Goldys, Extensional piezoelectric coefficients of gallium nitride and aluminum nitride, *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999) 4133–4135. <https://doi.org/10.1063/1.125560>.
- [31] F. Bernardini, V. Fiorentini, First-principles calculation of the piezoelectric tensor *d* of III-V nitrides, *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002) 4145–4147. <https://doi.org/10.1063/1.1482796>.
- [32] Q. Chen, L. Qin, Q.M. Wang, Property characterization of AlN thin films in composite resonator structure, in: *J. Appl. Phys.*, 2007. <https://doi.org/10.1063/1.2716391>.
- [33] A. Zoroddu, F. Bernardini, P. Ruggerone, V. Fiorentini, First-principles prediction of structure, energetics, formation enthalpy, elastic constants, polarization, and piezoelectric constants of AlN, Ga_N, and In_N: Comparison of local and gradient-corrected density-functional theory, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 64 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.045208>.
- [34] Y. Duan, G. Tang, L. Qin, L. Shi, Elasticity and polarization of Ga_xAl_{1-x}N alloys subjected to uniaxial and biaxial compression, *Eur. Phys. J. B.* 66 (2008) 211–215.

- <https://doi.org/10.1140/epjb/e2008-00414-4>.
- [35] K. Shimada, First-principles determination of piezoelectric stress and strain constants of wurtzite III-V nitrides, *Japanese J. Appl. Physics, Part 2 Lett.* 45 (2006). <https://doi.org/10.1143/JJAP.45.L358>.
- [36] K. Tsubouch, N. Mikoshiba, Zero-Temperature-Coefficient SAW Devices on AlN Epitaxial Films, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* 32 (1985) 634–644. <https://doi.org/10.1109/T-SU.1985.31647>.
- [37] K. Tsubouchi, K. Sugai, N. Mikoshiba, High-frequency and low-dispersion characteristics of surface acoustic waves on AlN/Al₂O₃, *Jpn. J. Appl. Phys.* 19 (1980). <https://doi.org/10.1143/JJAP.19.L751>.
- [38] T. Kamiya, Calculation of crystal structures, dielectric constants and piezoelectric properties of wurtzite-type crystals using ab-initio periodic Hartree-Fock method, *Japanese J. Appl. Physics, Part 1 Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.* 35 (1996) 4421–4426. <https://doi.org/10.1143/jjap.35.4421>.
- [39] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Stutzmann, B.E. Foutz, M.J. Murphy, J.A. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman, Role of spontaneous and piezoelectric polarization induced effects in group-III nitride based heterostructures and devices, *Phys. Status Solidi Basic Res.* 216 (1999). [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1521-3951\(199911\)216:1<381::AID-PSSB381>3.0.CO;2-O](https://doi.org/10.1002/(SICI)1521-3951(199911)216:1<381::AID-PSSB381>3.0.CO;2-O).
- [40] Q. Guo, G.Z. Cao, I.Y. Shen, Measurements of piezoelectric coefficient d₃₃ of lead zirconate titanate thin films using a mini force hammer, *J. Vib. Acoust. Trans. ASME.* 135 (2013). <https://doi.org/10.1115/1.4006881>.
- [41] D.A. Barrow, T.E. Petroff, R.P. Tandon, M. Sayer, Characterization of thick lead zirconate titanate films fabricated using a new sol gel based process, *J. Appl. Phys.* 81 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.364172>.
- [42] D. Lolla, J. Gorse, C. Kisielowski, J. Miao, P.L. Taylor, G.G. Chase, D.H. Reneker, Polyvinylidene fluoride molecules in nanofibers, imaged at atomic scale by aberration corrected electron microscopy, *Nanoscale.* 8 (2016). <https://doi.org/10.1039/c5nr01619c>.
- [43] M.H. Zhao, Z.L. Wang, S.X. Mao, Piezoelectric characterization individual zinc oxide nanobelt probed by piezoresponse force microscope, *Nano Lett.* 4 (2004). <https://doi.org/10.1021/nl035198a>.
- [44] V.E. Bottom, Measurement of the piezoelectric coefficient of quartz using the Fabry-

- Perot dilatometer, *J. Appl. Phys.* 41 (1970). <https://doi.org/10.1063/1.1658392>.
- [45] I. Shalish, L. Kronik, G. Segal, Y. Shapira, S. Zamir, B. Meyler, J. Salzman, Grain-boundary-controlled transport in GaN layers, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 61 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.15573>.
- [46] A. Zawadzka, J. Prazmowska-Czajka, K. Indykiewicz, R. Paszkiewicz, Selected aspects of photolithographic masks fabrication on sapphire substrates | Wybrane aspekty wytwarzania masek fotolitograficznych na podłożach szafirowych, *Prz. Elektrotechniczny.* 95 (2019) 162–165. <https://doi.org/10.15199/48.2019.10.37>.
- [47] J. Prazmowska, K. Indykiewicz, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz, Proximity effect in gate fabrication using photolithography technique, *Adv. Electr. Electron. Eng.* 15 (2017) 358–364. <https://doi.org/10.15598/aeee.v15i2.2024>.
- [48] K. Indykiewicz, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz, Substrate effect in electron beam lithography, *Adv. Electr. Electron. Eng.* 16 (2018) 246–252. <https://doi.org/10.15598/aeee.v16i2.2746>.
- [49] J. Gryglewicz, A. Stafiniak, M. Wosko, J. Prazmowska, B. Paszkiewicz, Influence of high Al fraction on reactive ion etching of AlGaIn/GaN heterostructures, *Opt. Appl.* 43 (2013) 27–33. <https://doi.org/10.5277/oa130103>.
- [50] S. Owczarzak, A. Stafiniak, J. Prazmowska, R. Paszkiewicz, Study of the side walls inclination angle after RIE process of piezotronic structures, *Prz. Elektrotechniczny.* 97 (2021) 94–98. <https://doi.org/10.15199/48.2021.05.16>.
- [51] S. Owczarzak, A. Stafiniak, R. Paszkiewicz, Two-stage reactive ion etching of AlGaIn/GaN high electron mobility transistor type heterostructures, *J. Vac. Sci. Technol. B Nanotechnol. Microelectron.* 37 (2019). <https://doi.org/10.1116/1.5064778>.
- [52] W. Macherzynski, J. Gryglewicz, A. Stafiniak, J. Prazmowska, R. Paszkiewicz, Formation process and properties of ohmic contacts containing molybdenum to AlGaIn/GaN heterostructures, *Adv. Electr. Electron. Eng.* 14 (2016) 83–88. <https://doi.org/10.15598/aeee.v14i1.1587>.
- [53] W. Macherzyński, A. Stafiniak, B. Paszkiewicz, J. Gryglewicz, R. Paszkiewicz, Microanalysis of the Ti/Al and Ti/Al/Mo/Au ohmic contacts metallization to AlGaIn/GaN heterostructures, *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.* 213 (2016) 1145–1149. <https://doi.org/10.1002/pssa.201532684>.
- [54] W. Macherzyński, P. Buba, P. Pokryszka, G. Ilgiewicz, R. Paszkiewicz, Electrochemical thickening with gold of thin metallic layers | Pogrubiania elektrochemiczne złotem cienkich warstw metalicznych, *Prz. Elektrotechniczny.* 95 (2019) 146–149.

- <https://doi.org/10.15199/48.2019.10.33>.
- [55] W. Macherzyński, A. Stafiniak, B. Paszkiewicz, J. Gryglewicz, R. Paszkiewicz, Microanalysis of the Ti/Al and Ti/Al/Mo/Au ohmic contacts metallization to AlGaIn/GaN heterostructures, *Phys. Status Solidi*. 213 (2016) 1145–1149.
- [56] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, *The finite element method*. Fifth edition, Bautechnik. 79 (2002).
- [57] A.H. Fahmy, E.L. Adler, Propagation of acoustic surface waves in multilayers: A matrix description, *Appl. Phys. Lett.* 22 (1973) 495–497.
- [58] K. Liu, H. Zhu, S. Feng, L. Shi, Y. Zhang, C. Guo, The effect of external stress on the electrical characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs, *Microelectron. Reliab.* 55 (2015) 886–889. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2015.03.012>.
- [59] J. Pal, G. Tse, V. Haxha, M.A. Migliorato, S. Tomić, Second-order piezoelectricity in wurtzite III-N semiconductors, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 84 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.085211>.
- [60] T. Liu, C. Jiang, X. Huang, C. Du, Z. Zhao, L. Jing, X. Li, S. Han, J. Sun, X. Pu, J. Zhai, W. Hu, Electrical transportation and piezotronic-effect modulation in AlGaIn/GaN MOS HEMTs and unpassivated HEMTs, *Nano Energy*. 39 (2017) 53–59. <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2017.06.041>.
- [61] C. Wang, C. Guo, Y. Zhang, H. Zhu, S. Wang, D. Chu, K. Liu, L. Jin, R. Li, J. Liu, S. Feng, Effect of Uniaxial Tensile Strains at Different Orientations on the Characteristics of AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*. 67 (2020) 449–454. <https://doi.org/10.1109/TED.2019.2961956>.
- [62] B.M. Green, K.K. Chu, E.M. Chumbes, J.A. Smart, J.R. Shealy, L.F. Eastman, Effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaIn/GaN HEMT's, *IEEE Electron Device Lett.* 21 (2000) 268–270. <https://doi.org/10.1109/55.843146>.
- [63] J.C. Simo, T.A. Laursen, An augmented lagrangian treatment of contact problems involving friction, *Comput. Struct.* 42 (1992) 97–116. [https://doi.org/10.1016/0045-7949\(92\)90540-G](https://doi.org/10.1016/0045-7949(92)90540-G).
- [64] M. Wośko, B. Paszkiewicz, T. Szymański, R. Paszkiewicz, Comparison of electrical, optical and structural properties of epitaxially grown HEMT's type AlGaIn/AlN/GaN heterostructures on Al₂O₃, Si and SiC substrates, *Superlattices Microstruct.* 100 (2016) 619–626. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2016.10.017>.
- [65] M. Wośko, B. Paszkiewicz, A. Stafiniak, J. Prażmowska-Czajka, A. Vincze, K. Indykiewicz, M. Stępnik, B. Kaczmarczyk, R. Paszkiewicz, Metalorganic vapour-phase

- epitaxy of AlGaIn/GaN heterostructures on chlorine plasma etched GaN templates without buried conductive layer, *Mater. Sci. Semicond. Process.* 107 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2019.104816>.
- [66] M. Wośko, Optimisation of LT-GaN nucleation layer growth conditions for the improvement of electrical and optical parameters of GaN layers, *Opt. Appl.* 49 (2019).
- [67] P. Kirkpatrick, Confirming the Planck–Einstein equation $h\nu = (1/2) m v^2$, *Am. J. Phys.* 48 (1980) 803–806. <https://doi.org/10.1119/1.12228>.
- [68] A. Jüngel, Basic semiconductor physics, *Lect. Notes Phys.* 773 (2009). https://doi.org/10.1007/978-3-540-89526-8_1.
- [69] C.S. Xia, W.D. Hu, C. Wang, Z.F. Li, X.S. Chen, W. Lu, Z.M.S. Li, Z.Q. Li, Simulation of InGaIn/GaN multiple quantum well light-emitting diodes with quantum dot model for electrical and optical effects, in: *Opt. Quantum Electron.*, 2006. <https://doi.org/10.1007/s11082-006-9029-5>.
- [70] M. Gladysiewicz, R. Kudrawiec, J. Misiewicz, G. Cywinski, M. Siekacz, P. Wolny, C. Skierbiszewski, The surface boundary conditions in GaN/AlGaIn/GaN transistor heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* 98 (2011) 231902. <https://doi.org/10.1063/1.3592801>.
- [71] M. Glinkowski, B. Paszkiewicz, M. Wośko, R. Paszkiewicz, The Origin and Influence of Compensatory Current in AlGaIn/GaN Type High Electron Mobility Transistor Heterostructures with Two Conducting Channels on the Hall Measurements, *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.* 217 (2020). <https://doi.org/10.1002/pssa.201900661>.
- [72] T. Piasecki, W. Kosnikowski, B. Paszkiewicz, Piezoelectric effect and spontaneous polarization in computer modelling of AIII-N heterostructures, in: *Opt. Appl.*, 2005: pp. 597–604.
- [73] T. Kimura, M. Omura, Y. Kishimoto, K. Hashimoto, Comparative Study of Acoustic Wave Devices Using Thin Piezoelectric Plates in the 3-5-GHz Range, in: *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019: pp. 915–921. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2018.2890661>.
- [74] A. Hagelauer, G. Fattinger, C.C.W. Ruppel, M. Ueda, K.Y. Hashimoto, A. Tag, Microwave Acoustic Wave Devices: Recent Advances on Architectures, Modeling, Materials, and Packaging, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 66 (2018) 4548–4562. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2018.2854160>.
- [75] B. James, Acoustic fields and waves in solids, volumes I and II, *Appl. Acoust.* 8 (1975). [https://doi.org/10.1016/0003-682x\(75\)90008-0](https://doi.org/10.1016/0003-682x(75)90008-0).
- [76] A. Müller, D. Neculoiu, D. Vasilache, D. Dascalu, G. Konstantinidis, A. Kosopoulos, A.

- Adikimenakis, A. Georgakilas, K. Mutamba, C. Sydlo, H.L. Hartnagel, A. Dadgar, GaN micromachined FBAR structures for microwave applications, *Superlattices Microstruct.* 40 (2006) 426–431. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2006.07.014>.
- [77] M. DeMiguel-Ramos, B. Díaz-Durán, J.M. Escolano, M. Barba, T. Mirea, J. Olivares, M. Clement, E. Iborra, Gravimetric biosensor based on a 1.3 GHz AlN shear-mode solidly mounted resonator, *Sensors Actuators, B Chem.* 239 (2017) 1282–1288. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.09.079>.
- [78] **B.K. Paszkiewicz**, A. Dziejczak, Factors influencing acoustic waves generation and propagation in AlGaIn/GaN heterostructures, in: *5th Int. Conf. Adv. Electron. Photonic Technol. Proc. ADEPT, Pod. High Tatras, Slovakia, June 19-22, 2017*, 2017: pp. 64–67.
- [79] B.A. Auld, R.E. Green, *Acoustic Fields and Waves in Solids: Two Volumes*, *Phys. Today.* 27 (1974). <https://doi.org/10.1063/1.3128926>.
- [80] J.W. Jaeken, S. Cottenier, Solving the Christoffel equation: Phase and group velocities, *Comput. Phys. Commun.* 207 (2016) 445–451. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.06.014>.
- [81] M. Rais-Zadeh, V.J. Gokhale, A. Ansari, M. Faucher, D. Théron, Y. Cordier, L. Buchailot, Gallium nitride as an electromechanical material, *J. Microelectromechanical Syst.* 23 (2014). <https://doi.org/10.1109/JMEMS.2014.2352617>.
- [82] **B.K. Paszkiewicz**, B. Paszkiewicz, A. Dziejczak, Acoustic transducer fabricated in AlGaIn/GaN heterostructure for piezotronics applications, in: *6th Int. Conf. Adv. Electron. Photonic Technol. Proc. ADEPT, Tatranská Lomnica, High Tatras, Slovakia, June 18-21, 2018*, 2018: pp. 97–100.
- [83] L. Shao, M. Zhang, A. Banerjee, P. Bhattacharya, K.P. Pipe, Emission and detection of surface acoustic waves by AlGaIn/GaN high electron mobility transistors, *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3665625>.
- [84] M. Urbańczyk, Z. Waltar, W. Jakubik, Interdigital transducer analysis using equivalent PSpice model, *Ultrasonics.* 39 (2002) 595–599. [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(02\)00265-2](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(02)00265-2).
- [85] E. Mis, A. Dziejczak, K. Nitsch, Electrical properties and electrical equivalent models of thick-film and LTCC microcapacitors, *Microelectron. Int.* 26 (2009) 45–50. <https://doi.org/10.1108/13565360910960240>.
- [86] W. Jakubik, P. Powroźnik, J. Wrotniak, M. Krzywiecki, T. Hejczyk, Theoretical analysis of acoustoelectrical sensitivity in SAW gas sensors, in: *Procedia Eng.*, 2015: pp. 1261–

1264. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2015.08.844>.
- [87] W. Jakubik, P. Powroźnik, J. Wrotniak, M. Krzywiecki, Theoretical analysis of acoustoelectrical sensitivity in SAW gas sensors with single and bi-layer structures, *Sensors Actuators, B Chem.* 236 (2016) 1069–1074. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.05.157>.
- [88] W. Jakubik, J. Wrotniak, P. Powroźnik, Theoretical analysis of a surface acoustic wave gas sensor mechanism using electrical conductive bi-layer nanostructures, *Sensors Actuators, B Chem.* 262 (2018) 947–952. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2018.02.106>.
- [89] W. Jakubik, *Zastosowanie akustycznych fal powierzchniowych w czujnikach gazowych*, Wydaw. Politechniki Śląskiej, Gliwice, 2012.
- [90] W. Jakubik, M. Krzywiecki, E. Maciak, M. Urbańczyk, Bi-layer nanostructures of CuPc and Pd for resistance-type and SAW-type hydrogen gas sensors, *Sensors Actuators, B Chem.* 175 (2012) 255–262. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2012.10.056>.
- [91] T. Hejczyk, M. Urbańczyk, W.P. Jakubik, Analytical model of semiconductor sensor layers in SAW Gas Sensors, *Acta Phys. Pol. A.* 118 (2010) 1148–1152. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.118.1148>.
- [92] W. Jakubik, M. Urbańczyk, E. Maciak, M. Krzywiecki, Bi-layer nanostructures of CuPc and Pd in SAW and resistance hydrogen sensor, in: *Procedia Eng.*, 2011: pp. 252–255. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2011.12.062>.
- [93] P. Delsing, A.N. Cleland, M.J.A. Schuetz, J. Knörzer, G. Giedke, J.I. Cirac, K. Srinivasan, M. Wu, K.C. Balram, C. Bäuerle, T. Meunier, C.J.B. Ford, P. V. Santos, E. Cerda-Méndez, H. Wang, H.J. Krenner, E.D.S. Nysten, M. Weiß, G.R. Nash, L. Thevenard, C. Gourdon, P. Rovillain, M. Marangolo, J.Y. Duquesne, G. Fischerauer, W. Ruile, A. Reiner, B. Paschke, D. Denysenko, D. Volkmer, A. Wixforth, H. Bruus, M. Wiklund, J. Reboud, J.M. Cooper, Y.Q. Fu, M.S. Brugger, F. Rehfeldt, C. Westerhausen, The 2019 surface acoustic waves roadmap, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 52 (2019) 353001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab1b04>.
- [94] R.M. White, F.W. Voltmer, Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves, *Appl. Phys. Lett.* 7 (1965). <https://doi.org/10.1063/1.1754276>.
- [95] R.M. White, Acoustic sensors for physical, chemical and biochemical applications, in: *Proc. Annu. IEEE Int. Freq. Control Symp.*, 1998. <https://doi.org/10.1109/freq.1998.717960>.
- [96] J.K. Na, J.L. Blackshire, S. Kuhr, Design, fabrication, and characterization of single-element interdigital transducers for NDT applications, *Sensors Actuators, A Phys.* 148

- (2008) 359–365. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2008.08.018>.
- [97] A. V. Mamishev, K. Sundara-Rajan, F. Yang, Y. Du, M. Zahn, Interdigital sensors and transducers, in: Proc. IEEE, 2004. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2004.826603>.
- [98] W. Steplewski, A. Dziedzic, A. Klossowicz, P. Winiarski, J. Borecki, G. Koziol, T. Serzysko, Reactance components embedded in printed circuit boards, Circuit World. 41 (2015) 125–132. <https://doi.org/10.1108/CW-03-2015-0009>.
- [99] D.P. Morgan, Surface-wave devices for signal processing, Stud. Electr. Electron. Eng. 19 (1985).
- [100] S. Petroni, G. Tripoli, C. Combi, B. Vigna, M. De Vittorio, M.T. Todaro, G. Epifani, R. Cingolani, A. Passaseo, GaN-based surface acoustic wave filters for wireless communications, Superlattices Microstruct. 36 (2004) 825–831. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2004.09.038>.
- [101] S.-H. Lee, H.-H. Jeong, S.-B. Bae, H.-C. Choi, J.-H. Lee, Y.-H. Lee, Epitaxially grown GaN thin-film SAW filter with high velocity and low insertion loss, IEEE Trans. Electron Devices. 48 (2001) 524–529.
- [102] S. Kochowski, S. Michała, R. Paszkiewicz, B. Paszkiewicz, Analysis of electrical equivalent circuit of metal-insulator-semiconductor structure based on admittance measurements, Mater. Sci. 26 (2008) 63–69.
- [103] K. Hashimoto, K.-Y. Hashimoto, Surface acoustic wave devices in telecommunications, Springer, 2000.
- [104] G.W. Farnell, E.L. Adler, Elastic wave propagation in thin layers, Phys. Acoust. 9 (2012) 35–127.
- [105] J. Pedrós, F. Calle, J. Grajal, R.J.J. Riobóo, Y. Takagaki, K.H. Ploog, Z. Bougrioua, Anisotropy-induced polarization mixture of surface acoustic waves in GaN/c-sapphire heterostructures, Phys. Rev. B. 72 (2005) 75306.
- [106] A. Mueller, I. Giangu, A. Stavriniadis, A. Stefanescu, G. Stavriniadis, A. Dinescu, G. Konstantinidis, Sezawa propagation mode in GaN on Si surface acoustic wave type temperature sensor structures operating at GHz frequencies, IEEE Electron Device Lett. 36 (2015) 1299–1302.
- [107] Y.Q. Fu, J.K. Luo, N.-T. Nguyen, A.J. Walton, A.J. Flewitt, X.-T. Zu, Y. Li, G. McHale, A. Matthews, E. Iborra, others, Advances in piezoelectric thin films for acoustic biosensors, acoustofluidics and lab-on-chip applications, Prog. Mater. Sci. 89 (2017) 31–91.
- [108] C. Deger, E. Born, H. Angerer, O. Ambacher, M. Stutzmann, J. Hornsteiner, E. Riha, G.

- Fischerauer, Sound velocity of Al_xGa_{1-x}N thin films obtained by surface acoustic-wave measurements, *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998) 2400–2402. <https://doi.org/10.1063/1.121368>.
- [109] J. Justice, K. Lee, D. Korakakis, Harmonic surface acoustic waves on gallium nitride thin films, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 59 (2012) 1806–1811.
- [110] B. Liu, X. Chen, H. Cai, M.A. Mohammad, X. Tian, L. Tao, Y. Yang, T. Ren, Surface acoustic wave devices for sensor applications, *J. Semicond.* 37 (2016). <https://doi.org/10.1088/1674-4926/37/2/021001>.
- [111] J.D. Cheeke, J. Zagzebski, Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves, *Am. J. Phys.* 72 (2004). <https://doi.org/10.1119/1.1645288>.
- [112] F.L. Guo, R. Sun, Propagation of Bleustein-Gulyaev wave in 6 mm piezoelectric materials loaded with viscous liquid, *Int. J. Solids Struct.* 45 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2007.09.018>.
- [113] F. Jin, Z. Wang, T. Wang, The Bleustein-Gulyaev (B-G) wave in a piezoelectric layered half-space, *Int. J. Eng. Sci.* 39 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0020-7225\(00\)00091-4](https://doi.org/10.1016/S0020-7225(00)00091-4).
- [114] V.M. Bright, W.D. Hunt, Bleustein-Gulyaev waves in gallium arsenide and other piezoelectric cubic crystals, *J. Appl. Phys.* 66 (1989). <https://doi.org/10.1063/1.344416>.
- [115] T.C. Lim, G.W. Farnell, Character of pseudo surface waves on anisotropic crystals, *J. Acoust. Soc. Am.* 45 (1969) 845–851.
- [116] **B.K. Paszkiewicz**, L. Gierz, Pseudo-bulk SAW transducers fabricated in GaN epitaxial layers grown on sapphire substrate, in: *J. Phys. Conf. Ser.*, 2021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1736/1/012009>.
- [117] T. Hejczyk, M. Urbańczyk, T. Pustelny, W. Jakubik, Numerical and experimental analysis of the response of a SAW structure with WO₃ layers on action of carbon monoxide, *Arch. Acoust.* 40 (2015) 19–24. <https://doi.org/10.1515/aoa-2015-0003>.
- [118] T. Hejczyk, M. Urbańczyk, W.P. Jakubik, Numerical results of modeling semiconductor sensor layers in SAW gas sensors, *Acta Phys. Pol. A.* 118 (2010) 1158–1160. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.118.1158>.
- [119] C.H. Edwards, D.E. Penney, D.T. Calvis, Differential equations and boundary value problems: computing and modeling, Pearson education, 2015.
- [120] R.C. Peach, General Green function analysis for SAW devices, in: *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1995. <https://doi.org/10.1109/ultsym.1995.495572>.
- [121] L. Wang, S.I. Rokhlin, A Compliance/stiffness matrix formulation of general Green's function and effective permittivity for piezoelectric multilayers, *IEEE Trans. Ultrason.*

- Ferroelectr. Freq. Control. 51 (2004). <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2004.1295431>.
- [122] H.P. Langtangen, G.K. Pedersen, *Scaling of Differential Equations*, 2016. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-32726-6>.
- [123] S. Muensit, I.L. Guy, The piezoelectric coefficient of gallium nitride thin films, *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998) 1896–1898.
- [124] G. Bu, D. Čiplys, M. Shur, L.J. Schowalter, S. Schujman, R. Gaska, Surface acoustic wave velocity in single-crystal AlN substrates, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 53 (2006). <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2006.1588412>.
- [125] E. Blampain, O. Elmazria, T. Aubert, B.M. Assouar, O. Legrani, AlN/sapphire: Promising structure for high temperature and high frequency saw devices, *IEEE Sens. J.* 13 (2013). <https://doi.org/10.1109/JSEN.2013.2271863>.
- [126] H. Zhu, M. Rais-Zadeh, Non-reciprocal acoustic transmission in a GaN delay line using the acoustoelectric effect, *IEEE Electron Device Lett.* (2017). <https://doi.org/10.1109/LED.2017.2700013>.
- [127] A. Sabharwal, P. Schniter, D. Guo, D.W. Bliss, S. Rangarajan, R. Wichman, In-Band Full-Duplex Wireless: Challenges and Opportunities, *IEEE J. Sel. Areas Commun.* 32 (2014) 1637–1652. <https://doi.org/10.1109/JSAC.2014.2330193>.
- [128] A.B.A. Dow, C. Popov, U. Schmid, N.P. Kherani, Super-high-frequency SAW transducer utilizing AlN/ultrananocrystalline diamond architectures, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 60 (2013) 1581–1586.
- [129] M. Mohr, A. Caron, P. Herbeck-Engel, R. Bennewitz, P. Gluche, K. Brühne, H.J. Fecht, Young's modulus, fracture strength, and Poisson's ratio of nanocrystalline diamond films, *J. Appl. Phys.* (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4896729>.
- [130] R. Li, P.I. Reyes, S. Ragavendiran, H. Shen, Y. Lu, Tunable surface acoustic wave device based on acoustoelectric interaction in ZnO/GaN heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* 107 (2015) 73504.