



Zastosowanie wysokorezystywnego azotku galu do wytwarzania heterostruktur AlGaIn/GaN HEMT

MARCIN MICZUGA

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. Unikalne właściwości azotku galu (GaN) i roztworów stałych na jego bazie stwarzają możliwość produkcji nowej generacji przyrządów półprzewodnikowych. Tranzystory HEMT, w których stosuje się warstwę epitaksjalną wysokorezystywnego azotku galu charakteryzują się dużym współczynnikiem wzmocnienia i możliwością pracy w zakresie bardzo wysokich częstotliwości. Znajdują one coraz szersze zastosowanie we współczesnych systemach elektronicznych.

Celem pracy jest przedstawienie problemów materiałowych związanych z wytwarzaniem tranzystorów HEMT z wykorzystaniem heterostruktur AlGaIn/GaN oraz zaproponowanie metody charakteryzacji centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN. Omówiono budowę sieci krystalicznej oraz właściwości aplikacyjne azotku galu. Opisano strukturę tranzystora HEMT ze szczególnym uwzględnieniem właściwości elektrycznych i strukturalnych wysokorezystywniej warstwy buforowej GaN. Pokazano znaczenie jakości warstwy epitaksjalnej wysokorezystywnego GaN w tranzystorze HEMT. Przedstawiono wpływ rodzaju podłoża na gęstość dyslokacji w warstwie GaN. Zaproponowano sposób charakteryzacji centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN. Przedstawiono strukturę defektową warstwy epitaksjalnej GaN dla tranzystora HEMT osadzonej na podłożu Al_2O_3 .

Słowa kluczowe: przyrządy półprzewodnikowe, HEMT, GaN, PITS, centra defektowe
Symbol UKD: 621.382.3

Wstęp

Układy modulacji i detekcji, stosowane we współczesnych systemach telekomunikacyjnych oraz radarowych ze skanowaniem fazowym, elektronicznych systemach pola walki, a także inteligentnych środkach rażenia i awionice najnowszych samolotów bojowych, wymagają stosowania tranzystorów charakteryzujących się

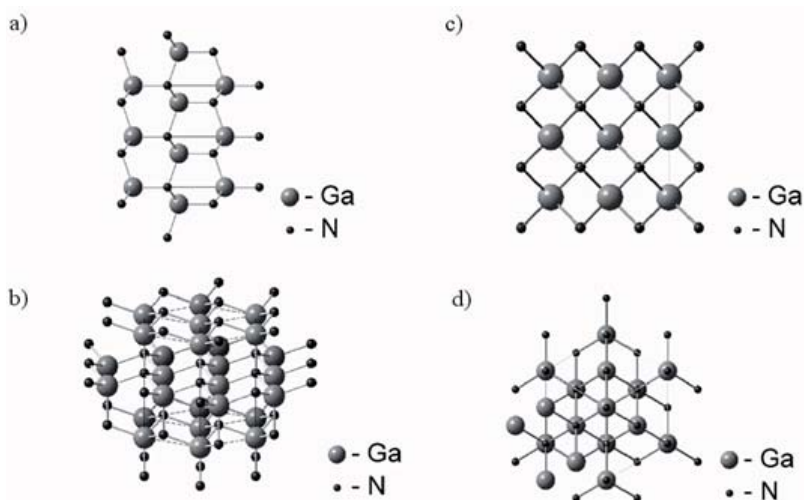
dużymi wartościami oraz liniowością współczynnika wzmocnienia w zakresie bardzo wysokich częstotliwości. Wymagania te spełniają tranzystory HEMT wytwarzane z wykorzystaniem warstwy epitaksjalnej wysokorezystywnego azotku galu.

Azotek galu, ze względu na swoje właściwości, może odegrać taką samą rolę w rozwoju elektroniki i optoelektroniki w XXI wieku, jaką odegrał krzem w rozwoju elektroniki w XX wieku. Jego unikalne właściwości stwarzają możliwość produkcji nowej generacji przyrządów półprzewodnikowych zarówno dla mikrofalowych, jak i fonicznych systemów telekomunikacyjnych. Wysokorezystywna warstwa epitaksjalna GaN pełni bardzo istotną rolę w tranzystorze HEMT na bazie heterostruktury AlGaIn/GaN. Separuje ona bowiem kanał tranzystora od silnie zdeformowanej warstwy podłożowej, a także minimalizuje straty mocy sygnału mikrofalowego. W kanale tranzystora tworzony jest dwuwymiarowy gaz elektronowy (2DEG), w którym elektrony osiągają dużą prędkość wskutek braku rozpraszania na zjonizowanych defektach punktowych [1]. Azotek galu charakteryzuje się szeroką przerwą energetyczną, która umożliwia generację i detekcję promieniowania elektromagnetycznego w szerokim zakresie długości fali od 200 do 700 nm. Zarówno źródła promieniowania, jak i detektory charakteryzują się dużą sprawnością kwantową [2]. Ponadto, istotną cechą tego materiału jest duża przewodność cieplna oraz stabilność termiczna właściwości elektrycznych. Dlatego też materiał ten może być stosowany do wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych pracujących w zakresie wysokich temperatur. GaN jest także odporny na działanie agresywnego środowiska oraz promieniowanie jonizujące.

Monokryształy objętościowe GaN nie znajdują obecnie praktycznego zastosowania do wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych ze względu na małe wymiary oraz trudności technologiczne związane z ich otrzymywaniem [3]. W chwili obecnej w technologii przyrządów półprzewodnikowych stosowane są przede wszystkim warstwy epitaksjalne GaN otrzymywane metodą osadzania chemicznego z par związków metaloorganicznych (MOCVD) na płytkach szafirowych (Al_2O_3) lub płytkach węgliku krzemu (SiC). Obecnie rozwijana jest także technologia otrzymywania warstw „free standing GaN” o grubościach od 250 μm do 2 mm na podłożu szafirowym metodą osadzania z fazy gazowej (*Vapour Phase Epitaxy* — VPE). Metodą tą można wytwarzać płytki podłożowe GaN o średnicy 2' [4]. Prowadzone są także badania mające na celu opanowanie technologii osadzania warstw epitaksjalnych GaN na podłożach krzemowych [5]. Dla oceny jakości warstw epitaksjalnych GaN niezbędne jest poznanie ich struktury defektowej, determinującej parametry eksploatacyjne przyrządów. Z drugiej strony, poprzez kontrolowanie struktury defektowej warstw możliwa jest optymalizacja procesów ich osadzania.

1. Struktura krystaliczna azotku galu

Azotek galu może krystalizować w strukturze blendy cynkowej (układ kubiczny) lub wurcytu (układ heksagonalny). Struktury te przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Struktury sieci krystalicznej GaN. Struktura wurcytu: (a) — kierunek [100]; (b) — kierunek [111]; struktura blendy cynkowej: (c) — kierunek [100]; (d) — kierunek [111]

W strukturze blendy cynkowej atomy ułożone są warstwami ABCABCABC według ścisłego upakowania sześciennego. Sieć taką można traktować jako złożoną z dwóch podsieci: jedna podsieć jest tworzona przez atomy galu, druga natomiast przez atomy azotu. Każdy atom galu jest związany z czterema atomami azotu, zaś każdy atom azotu z czterema atomami galu. Wiązania są utworzone przez pary elektronów o przeciwnie skierowanych spinach. Azot, jako pierwiastek pięciowartościowy, dostarcza do wiązań pięć elektronów walencyjnych, gal natomiast, jako pierwiastek trójwartościowy, trzy elektrony [6].

W strukturze wurcytu pary atomów galu i azotu ułożone są warstwami ABABABAB według ścisłego upakowania heksagonalnego. Atomy galu i azotu ułożone są naprzemiennie względem siebie. Każdy atom związany jest z czterema najbliższymi atomami. Wiązania międzyatomowe mają charakter kowalencyjny, co przejawia się kierunkowością wiązań i wspólnymi parami elektronów walencyjnych.

Zarówno w strukturze wurcytu, jak i w strukturze blendy cynkowej występują wiązania tetraedryczne (każdy atom ma czterech najbliższych sąsiadów i 12 dalszych). Różnica pomiędzy tymi strukturami polega na tym, że w strukturze wurcytu

kolejna ściana (płaszczyzna) czworościanu jest lustrzanym odbiciem poprzedniej. W strukturze blendy cynkowej kolejne płaszczyzny tetraedru skrócone są o kąt 60 stopni w stosunku do płaszczyzny poprzedniej.

W tabeli 1 przedstawiono parametry sieci krystalicznej GaN dla struktury wurcytu i blendy cynkowej.

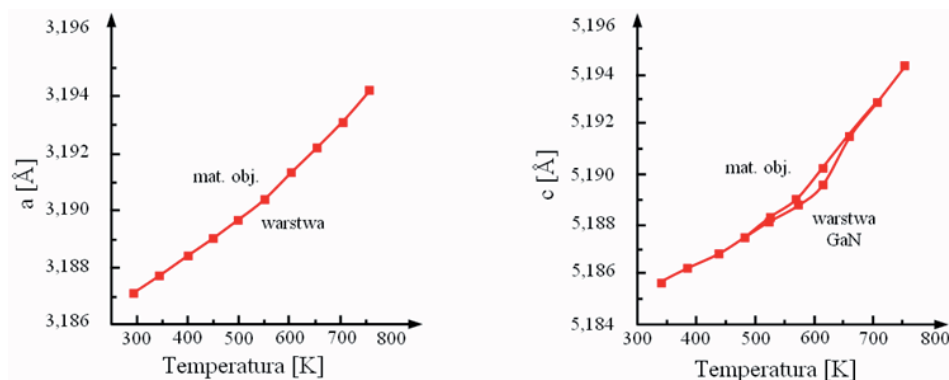
TABELA 1

Parametry sieci krystalicznej GaN o strukturze wurcytu i blendy cynkowej

	Struktura wurcytu	Struktura blendy cynkowej
Stała sieci [\AA]	$a = 3,189$ $c = 5,190$	$a = 4,52$ $c = 4,52$

Różnica w stałej sieci a pomiędzy azotkiem galu o strukturze wurcytu i blendy cynkowej wynosi $1,33 \text{ \AA}$, natomiast w stałej sieci c $0,67 \text{ \AA}$.

Do zastosowań praktycznych wykorzystywany jest głównie GaN o strukturze wurcytu, dlatego też dalsze rozważania będą dotyczyły tego politypu.



Rys. 2. Wpływ temperatury na parametry sieci krystalicznej GaN o strukturze wurcytu [7]

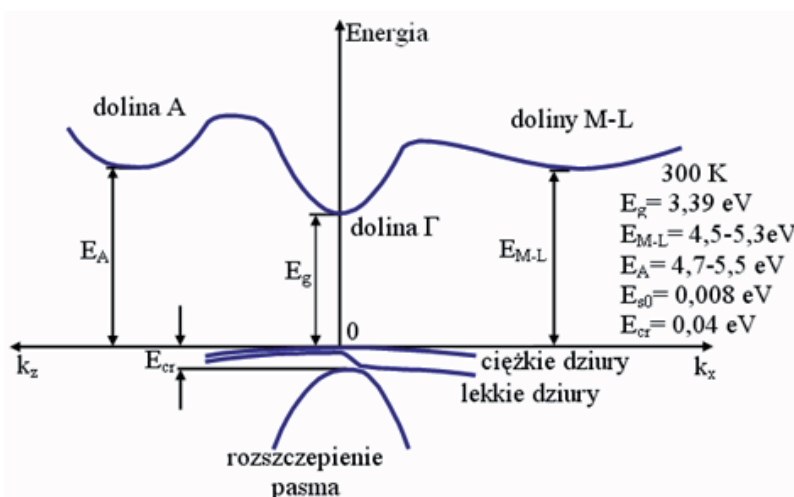
Wraz ze zmianami temperatury ulegają nieznacznym zmianom parametry sieci krystalicznej GaN. Zmiany tych parametrów przedstawiono na rysunku 2.

W przypadku stałej sieci a nie występuje różnica w zmianach temperaturowych tego parametru pomiędzy kryształem objętościowym a warstwą epitaksjalną osadzoną na podłożu szafirowym. Wzrost temperatury o 450 K powoduje zmianę stałej sieci a o 0,23% w stosunku do wartości dla temperatury 300 K. W przypadku stałej sieci c w zakresie temperatur około 550-670 K występuje niewielka różnica w zmianach

tego parametru w funkcji temperatury dla kryształu objętościowego i warstwy epitaksjalnej osadzonej na podłożu szafirowym. Wzrost temperatury o 450 K powoduje zwiększenie się stałej sieci krystalicznej c o 0,17% w stosunku do wartości dla temperatury 350 K.

2. Właściwości aplikacyjne azotku galu

Azotek galu charakteryzuje się szeroką, prostą przerwą energetyczną. Zgodnie z rysunkiem 3, najniższe położone minimum w paśmie przewodnictwa przypada dla tej samej wartości wektora falowego k , dla którego występuje najwyższe położone maksimum w paśmie walencyjnym. Emisja fotonu przy prostej przerwie energetycznej stanowi niezbędny warunek wydajnej generacji promieniowania [8].



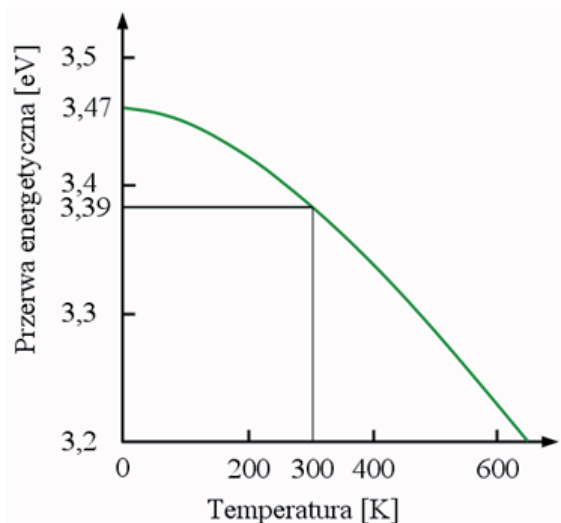
Rys. 3. Energetyczny model pasmowy GaN o strukturze wurcytu

Szerokość przerwy energetycznej dla azotku galu w temperaturze 300 K wynosi 3,39 eV [9] i jest ona funkcją temperatury. Zależność tę można przedstawić za pomocą równania [10]:

$$E_g = E_g(0) - 7,7 \cdot 10^{-4} \times T^2 / (T + 600), \quad (1)$$

gdzie: $E_g(0) = 3,47 \text{ eV}$.

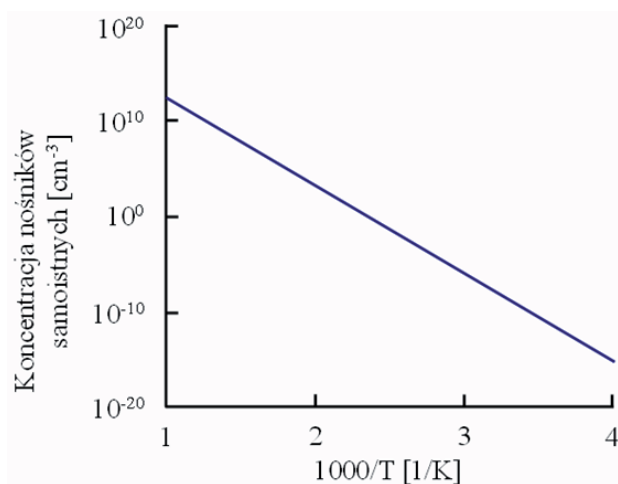
Zależność szerokości przerwy energetycznej od temperatury przedstawiono na rysunku 4.



Rys. 4. Zależność szerokości przerwy energetycznej GaN od temperatury

Można zauważyć, że wraz ze wzrostem temperatury maleje szerokość przerwy energetycznej. Zmiana temperatury o 600 K (wzrost od 0 K do 600 K) powoduje zmniejszenie się przerwy energetycznej z 3,47 eV do 3,235 eV.

Zmiany temperatury powodują także znaczne zmiany koncentracji nośników samoistnych w materiale. Wpływ temperatury na koncentracje nośników samoistnych został przedstawiony na rysunku 5 [10].



Rys. 5. Zależność koncentracji nośników samoistnych od temperatury dla GaN o strukturze wurcytu

Wraz ze wzrostem temperatury rośnie koncentracja nośników samoistnych. Koncentracja ta dla temperatury 250 K wynosi około $1 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$. Zwiększenie temperatury z 250 K do 1000 K powoduje wzrost koncentracji nośników samoistnych do wartości $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Szeroka przerwa energetyczna GaN sprawia, iż przyrządy wykonane na jego bazie mogą pracować w zakresie wysokich temperatur i charakteryzują się wysokim napięciem przebicia wynoszącym około 5 MV/cm, znacznie wyższym niż krzem lub arsenek galu. Dzięki temu możliwa jest znaczna miniaturyzacja przyrządów wykonanych w oparciu o GaN. Z szeroką przerwą energetyczną wiąże się także stała dielektryczna określająca łatwość zmian rozkładu lub polaryzacji wewnętrznego ładunku w obecności makroskopowego pola elektrycznego. Jej niska wartość skutkuje niewielkimi pojemnościami pasożytniczymi występującymi w przyrządach oraz umożliwia efektywną pracę wzmacniaczy mikrofalowych i RF.

Na skutek dużej prędkości dryftowej nośników, wynoszącej około $2,5 \times 10^7 \text{ cm/s}$, przyrządy wykonane z azotku galu mogą pracować w zakresie bardzo wysokich częstotliwości [11]. Dla pola elektrycznego z zakresu 50-250 keV/cm prędkość dryftowa nośników ładunku w GaN jest znacznie większa niż w Si, GaAs oraz SiC.

Azotek galu jest materiałem charakteryzującym się znaczną odpornością na napromieniowanie oraz działaniem agresywnego środowiska.

Jednymi z parametrów charakteryzujących właściwości materiałów półprzewodnikowych są parametry *JFM* (*Johnson's Figure of Merit*) oraz *BFM* (*Baliga Figure of Merit*) definiowane jako:

$$JFM = \left(\frac{E_C v_{sat}}{\pi} \right)^2 \quad (2)$$

$$BFM = \epsilon_r \mu E_C^3, \quad (3)$$

gdzie: E_C oznacza natężenie pola elektrycznego, przy którym następuje przebicie, v_{sat} prędkość dryftową nośników ładunku w stanie ustalonym, ϵ_r stałą dielektryczną oraz μ ruchliwość nośników.

Wartości parametrów *JFM* oraz *BFM* dla GaN, Si oraz GaAs przedstawiono w tabeli 2.

Parametr *JFM* decyduje o możliwościach wykorzystania materiału półprzewodnikowego do produkcji przyrządów półprzewodnikowych pracujących w zakresie wysokich mocy i wielkich częstotliwości. Jest on dla GaN około 1740 razy większy niż dla Si oraz około 250 razy większy niż dla GaAs. Parametr *BFM* jest dla azotku galu 24,6 razy większy niż dla Si oraz 1,6 razy większy niż dla GaAs. Dzięki temu przyrządy z GaN mogą pracować przy wysokich napięciach (powyżej 1 kV), z prądami o dużej gęstości (około 100 A/cm^2) oraz nanosekundowymi czasami przełączania.

TABELA 2

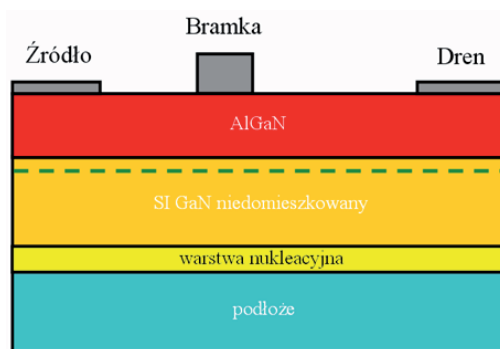
Wartości parametrów *JFM* oraz *BFM* dla GaN, Si oraz GaAs

Materiał	JM [$\times 10^{23} \text{ W}\Omega\text{s}^2$]	BM [w odniesieniu do Si]
GaN	15 670	24,6
Si	9	1
GaAs	62,5	15,7

3. Struktura warstwowa tranzystora AlGaN/GaN HEMT

Główną przyczyną ograniczenia prędkości poruszania się elektronów w materiale półprzewodnikowym jest występowanie w nim domieszek i drgania sieci krystalicznej, które powodują rozpraszanie elektronów poruszających się w kanale wykonanego z niego przyrządu. Ograniczenie to może być częściowo zmniejszone przez fizyczne oddzielenie domieszek od kanału dzięki wykonaniu heterostruktury o zmiennym domieszkowaniu. Na rysunku 6 przedstawiono strukturę warstwową tranzystora AlGaN/GaN HEMT wykonanego w postaci heterostruktury, w którym jedną z warstw jest warstwa epitaksjalna wysokorezystywnego azotku galu. Jako warstwa podłożowa w tranzystorze najczęściej stosowana jest warstwa szafiru (Al_2O_3) lub węglik krzemu (SiC). Bardzo ważne jest, aby stałe sieci krystalicznej warstwy podłożowej oraz jej współczynnik rozszerzalności termicznej były zbliżone do parametrów stałych sieci krystalicznej oraz współczynnika rozszerzalności termicznej warstwy GaN. Lepsze dopasowanie uzyskuje się w przypadku zastosowania jako warstwy podłożowej SiC. Na warstwie podłożowej osadzana jest warstwa nukleacyjna (zarodkowa) GaN.

Kolejną warstwą w tranzystorze AlGaN/GaN HEMT jest warstwa epitaksjalna wysokorezystywnego niedomieszkowanego GaN. Bardzo ważne jest, aby warstwa



Rys. 6. Struktura warstwowa tranzystora AlGaN/GaN HEMT [12]

GaN charakteryzowała się jak najmniejszą liczbą defektów punktowych i obcych domieszek, ponieważ w znacznym stopniu wpływają one na pogorszenie parametrów tranzystora HEMT. Na warstwie azotku galu osadzana jest warstwa AlGa_{0.3}N_{0.7}. Półprzewodnik ten charakteryzuje się wyższą przerwą energetyczną niż GaN. Poniżej złącza AlGa_{0.3}N_{0.7}/GaN, w obszarze zaznaczonym na rysunku linią przerywaną, tworzy się dwuwymiarowy gaz elektronowy (2DEG). W gazie tym elektrony charakteryzują się dużą ruchliwością wskutek braku rozpraszania na zjonizowanych defektach punktowych. Skutkiem tego są bardzo dobre parametry tranzystora HEMT podczas pracy w zakresie wysokich częstotliwości. Na warstwę AlGa_{0.3}N_{0.7} naparowane są kontakty omowe, do których podłączone są wyprowadzenia tranzystora.

Tranzystory HEMT wykonywane są na podstawie różnych materiałów półprzewodnikowych (np. AlGaAs/GaAs) od wielu lat. Jednak przedstawiony powyżej tranzystor wykonany jest wyłącznie w oparciu o półprzewodniki o szerokiej przerwie energetycznej. Dlatego też może on pracować w zakresie wysokich częstotliwości (duża ruchliwość nośników w 2DEG).

Drugą unikalną cechą przedstawionej heterostruktury AlGa_{0.3}N_{0.7}/GaN jest możliwość wytworzenia w kanale bardzo dużego ładunku (duża koncentracja 2DEG). GaN jest materiałem silnie spolaryzowanym, charakteryzuje się spontaniczną polaryzacją prowadzącą do akumulowania warstwy ładunku na krawędziach kryształu. Ładunki te są równe pod względem ilości, lecz mają przeciwny zwrot, zgodnie z zasadą zachowania ładunku. AlGa_{0.3}N_{0.7} jest także materiałem silnie spolaryzowanym. Jego polaryzacja zależna jest od zawartości Al w półprzewodniku. W wyniku tego występuje brak ciągłości wektora polaryzacji spontanicznej w złączu AlGa_{0.3}N_{0.7}/GaN [13]. Wielkość ładunku na złączu zależna jest od różnicy polaryzacji. Naprężenia będące wynikiem niedopasowania sieci AlGa_{0.3}N_{0.7} i GaN powodują powstawanie ładunku, który dostarcza dodatkowych elektronów do kanału tranzystora HEMT. Gęstość ładunku w kanale może osiągnąć wartość $1 \times 10^{13} \text{ e/cm}^2$, co jest wartością pięć razy wyższą niż w tranzystorach HEMT zbudowanych na bazie AlGaAs/GaAs. Większy ładunek w kanale powoduje zwiększenie gęstości prądu w przyrządzie półprzewodnikowym. Przy jednocześnie wysokim napięciu przebicia tranzystory AlGa_{0.3}N_{0.7}/GaN HEMT są bardzo dobrymi przyrządami do zastosowań w układach dużej mocy.

4. Znaczenie jakości warstwy epitaksjalnej GaN w tranzystorze HEMT

Jakość warstwy epitaksjalnej wysokorezystywnego azotku galu w tranzystorze HEMT ma decydujący wpływ na parametry i charakterystyki tranzystora. Jakość tej warstwy jest związana w głównej mierze z liczbą i rodzajem defektów w niej występujących. W warstwach epitaksjalnych GaN wytwarzanych metodą MOCVD mogą występować dwie grupy defektów: wakanse i atomy międzywęzłowe utworzo-

ne przez pierwiastki wchodzących w skład półprzewodnika oraz defekty związane z atomami obcych domieszek [14].

Dominującymi defektami punktowymi powstającymi w osadzanych warstwach GaN są międzywęzłowe atomy galu (Ga_i). W wyniku chłodzenia warstwy epitaksjalnej w procesie osadzania następuje przesylenie materiału defektami punktowymi i tworzą się pętle dyslokacyjne. Następnie powstające naprężenia termiczne powodują rozprzestrzenianie się dyslokacji w kryształach poprzez procesy poślizgu i wspinania. Wskutek ruchu dyslokacji generowane są dodatkowe międzywęzłowe atomy galu, które gromadzą się wokół dyslokacji i tworzą klasterki blokujące dalszy ich ruch. Występujące w warstwach GaN luki galowe (V_{Ga}) są centrami kompensacyjnymi. Są one wyłącznie centrami akceptorowymi (zachowują się one na ogół jako potrójne akceptory) i mogą występować w czterech stanach ładunkowych: $V_{Ga}^{+/0}$, $V_{Ga}^{0/-}$, $V_{Ga}^{-/2-}$ i $V_{Ga}^{2-/3-}$. Luki azotowe (V_N) zachowują się w warstwach GaN jak płytkie donory. Powodują one wzrost koncentracji elektronów w półprzewodniku.

Ważną grupą defektów występujących w warstwach epitaksjalnych GaN są kompleksy złożone z defektów rodzimych. Powstają one na ogół w wyniku oddziaływania pomiędzy defektami, które zachodzi podczas chłodzenia warstw lub podczas ich obróbki termicznej. Najprostszymi kompleksami są luki podwójne V_N-V_{Ga} .

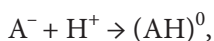
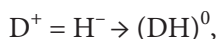
Właściwości warstwy epitaksjalnej wysokorezystywnego GaN silnie zależą od znajdujących się w niej atomów zanieczyszczeń. Zanieczyszczenia te są wprowadzane do warstwy w procesie jej osadzania i związane są ze związkami chemicznymi i aparaturą wykorzystywanymi w technologii MOCVD. Do warstwy epitaksjalnej GaN w procesie jej osadzania mogą zostać wprowadzone zanieczyszczające ją atomy krzemu, tlenu, węgla oraz wodoru.

Często występujące w warstwach epitaksjalnych azotku galu atomy krzemu są płytkimi donorami. Ich źródłem jest kwarcowa obudowa reaktora MOCVD.

Atomy tlenu znajdujące się w warstwie GaN są płytkimi donorami. Źródło atomów tlenu stanowi bardzo często prekursor NH_3 wykorzystywany w metodzie MOCVD. Źródłem atomów tego pierwiastka mogą być także elementy kwarcowe urządzenia wykorzystywanego do epitaksji. Obecność atomów tlenu w kryształach może powodować powstawanie donorowych par O_i-V_{Ga} .

Jednym z głównych zanieczyszczeń warstw epitaksjalnych GaN otrzymywanych metodą MOCVD są atomy węgla. Ich źródło to typowe metaloorganiczne prekursor galu wykorzystywane w metodzie MOCVD oraz elementy grafitowe urządzeń do epitaksji. Atomy węgla w warstwie GaN są płytkimi akceptorami. Determinują one stopień kompensacji półprzewodnika.

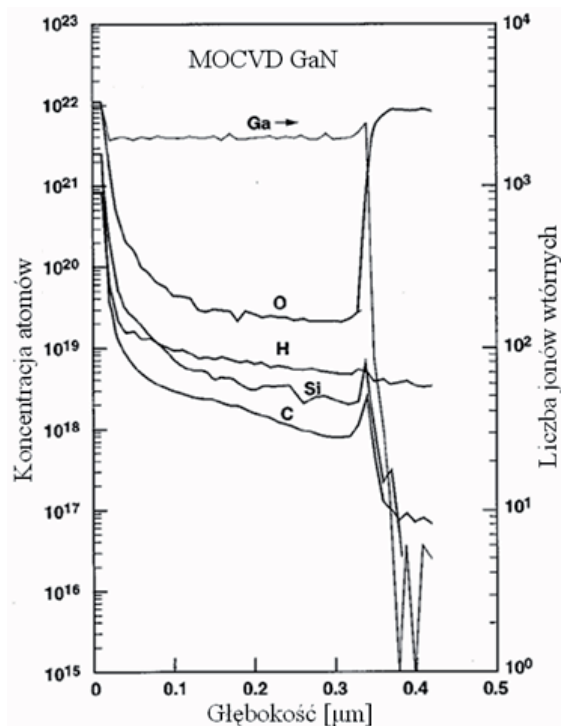
Atomy wodoru są składowymi większości gazów i cieczy wykorzystywanych w procesie otrzymywania i obróbki materiałów półprzewodnikowych. Atomy te, mogące występować w postaci H^0 , H^+ lub H^- (zależnie od położenia poziomu Fermiego), mają zdolność szybkiego dyfundowania w niskich temperaturach. Mogą one tworzyć neutralne kompleksy z atomami domieszek:



gdzie: D^+ i A^- są odpowiednio zjonizowanymi domieszkami donorowymi i akceptorowymi. Reakcja taka objawia się zwiększeniem rezystywności półprzewodnika oraz zwiększeniem ruchliwości nośników na skutek zmniejszenia rozpraszania domieszkowego.

Źródłem atomów wodoru w warstwie epitaksjalnej GaN wytwarzanej metodą MOCVD jest przede wszystkim stosowanie H_2 jako gazu nośnego. Obecność wodoru w warstwie GaN może pasywować akceptory i dlatego, w celu ich elektrycznego aktywowania (jeśli jest to konieczne), stosuje się wygrzewanie warstwy epitaksjalnej GaN po jej osadzeniu metodą MOCVD.

Na rysunku 7 przedstawiono zawartość atomów głównych zanieczyszczeń w warstwie epitaksjalnej GaN osadzonej metodą MOCVD w reaktorze o konfiguracji poziomej przy ciśnieniu atmosferycznym zmierzona metodą spektroskopii jonów mas wtórnych SIMS [15].



Rys. 7. Koncentracja atomów głównych zanieczyszczeń w warstwie epitaksjalnej GaN osadzonej metodą MOCVD w reaktorze o konfiguracji poziomej przy ciśnieniu atmosferycznym zmierzona metodą spektroskopii jonów mas wtórnych SIMS [15]

Można zauważyć, że gęstość atomów zanieczyszczeń jest największa przy powierzchni warstwy epitaksjalnej. Gęstość zanieczyszczających atomów węgla, krzemu i wodoru maleje wraz ze wzrostem odległości od powierzchni warstwy. W odległości około 0,35 μm od powierzchni warstwy następuje gwałtowny spadek koncentracji atomów krzemu i węgla. Gęstość zanieczyszczeń atomami tlenu początkowo maleje wraz z odległością od powierzchni warstwy, następnie na głębokości około 3,5 μm gwałtownie rośnie do wartości przy powierzchni warstwy i utrzymuje się na prawie niezmiennym poziomie.

5. Wybór podłoża do osadzania warstwy GaN w tranzystorze HEMT

Jednym z czynników decydujących o jakości warstwy epitaksjalnej GaN w tranzystorze HEMT jest wybór odpowiedniego podłoża, na którym warstwa ta jest wytwarzana. Główny problem przy epitaksji stanowi niedopasowanie strukturalne osadzanego materiału i podłoża. Niedopasowanie to spowodowane jest następującymi czynnikami:

- różnicą stałych sieci krystalicznej,
- różnicą budowy struktury kryształów.

Wybór podłoża musi być dokonany z uwzględnieniem reaktywności materiału w obecności gazów technologicznych oraz jego właściwości chemicznych i elektrycznych. Czynniki te decydują o jakości otrzymanej warstwy epitaksjalnej GaN, przede wszystkim o polarności, morfologii powierzchni i naprężeniach w niej występujących oraz o dyslokacjach atomów występujących w osadzonej warstwie.

O wyborze podłoża decydują także jego dostępność, cena oraz stopień skomplikowania procesu osadzania warstwy. Jest to szczególnie ważne przy produkcji masowej tranzystorów HEMT, gdzie decydujące znaczenie ma prostota procesu technologicznego, niskie koszty aparatury oraz materiałów.

Niezgodność stałych sieci krystalicznych osadzanego azotku galu i podłoża może spowodować wysoką gęstość dyslokacji, która powoduje duże prądy upływu, krótki czas życia nośników mniejszościowych, ujawnienie się w przerwie zabronionej poziomów energetycznych związanych z centrami defektowych oraz obniżoną przewodność cieplną.

Niezgodność współczynników rozszerzalności cieplnej powoduje powstawanie naprężeń w podłożu i osadzonej warstwie wywołane zmianami temperatury.

Słaba przewodność cieplna podłoża wpływa na słabe rozpraszanie ciepła, co jest szczególnie niekorzystnym zjawiskiem podczas pracy tranzystora HEMT z dużymi prądami.

Niedopasowanie struktury krystalicznej osadzonej warstwy i podłoża oraz różnice współczynników rozszerzalności cieplnej powodują naprężenia, które

mogą doprowadzić do wzrostu gęstości dyslokacji lub pęknięć warstwy GaN. Na rysunku 8 przedstawiono zdjęcie SEM pęknięć w warstwie azotku galu powstałych w wyniku niedopasowania stałych sieci krystalicznej [16]. Można zauważyć, że pęknięcia powstały zarówno w warstwie GaN, jak i warstwie podłożowej. Pęknięcia pojawiają się w pierwszej kolejności na nieciągłościach struktury krystalicznej, np. dyslokacjach, a następnie wraz ze wzrostem naprężeń mogą tworzyć szczeliny.



Rys. 8. Pęknięcia w warstwie azotku galu powstałe w wyniku niedopasowania stałych sieci krystalicznej osadzonej warstwy GaN i podłoża

Pęknięcia będące wynikiem różnicy rozszerzalności cieplnej GaN oraz warstwy podłożowej charakteryzują się ostrymi kształtami szczeliny. Na skutek różnicy współczynników rozszerzalności cieplnej warstwy GaN oraz podłoża powstają w warstwie epitaksjalnej naprężenia rozciągające, które mogą doprowadzić do jej złuszczenia podczas procesu jej chłodzenia.

Ważnym czynnikiem decydujących o stopniu zdefektowania osadzonej warstwy GaN jest jej grubość. Grubość warstwy, przy której występuje określona gęstość dyslokacji, zależy od rodzaju użytego podłoża oraz od zastosowanej techniki wzrostu. W tabeli 3 przedstawiono porównanie stałych sieci krystalicznej oraz współczynników rozszerzalności cieplnej GaN oraz materiałów podłożowych stosowanych do osadzania warstw epitaksjalnych GaN.

Podłożem najczęściej wykorzystywanym do osadzania warstw GaN, z racji swojej ceny, jest Al_2O_3 . Jednak wartość stałej sieci a szafiru, która odgrywa decydującą rolę dla jakości osadzonej warstwy epitaksjalnej, znacznie różni się od stałej sieci krystalicznej GaN. Różnica ta wynosi $1,596 \text{ \AA}$. Dlatego też w warstwie osadzonego azotku galu mogą powstać defekty sieci krystalicznej. Alternatywnym materiałem podłożowym do osadzania warstw epitaksjalnych GaN jest węgiel krzemu. Zarówno jego

TABELA 3

Porównanie stałych sieci krystalicznej, współczynników rozszerzalności cieplnej GaN oraz podłoży stosowanych do osadzania warstw epitaksjalnych GaN

Materiał	Stała sieci krystalicznej		Współczynnik rozszerzalności cieplnej ($\times 10^{-6}/K$)
	a	c	
GaN	a = 3,19	c = 5,19	da/a = 5,59 dc/c = 3,17
Al ₂ O ₃	a = 4,78	c = 12,99	da/a = 6,66 dc/c = 5
4H-SiC	a = 3,08	c = 10,05	da/a = 4,2 dc/c = 4,68
6H-SiC	a = 3,08	c = 15,12	da/a = 4,3 dc/c = 4,7

odmiana 4H-SiC, jak i 6H-SiC charakteryzuje się bardzo zbliżonymi wartościami stałej sieci a w porównaniu ze stałą sieci a GaN. W tym przypadku różnica wynosi tylko 0,109 Å. Barię do stosowania jako podłoża do osadzania warstw epitaksjalnych GaN SiC jest jego wysoka cena. Postęp technologiczny i spadek cen wysokorezystywnych kryształów SiC powoduje, że jest on jednak coraz częściej wykorzystywany jako warstwa podłożowa. Różnica współczynników rozszerzalności cieplnej pomiędzy GaN i Al₂O₃ oraz GaN i SiC jest porównywalna. Decydującą rolę dla jakości osadzonej warstwy epitaksjalnej GaN odgrywa różnica pomiędzy stałymi sieci a osadzonej warstwy GaN i podłoża.

W przypadku osadzania warstwy GaN metodą MOCVD na podłożu szafirowym gęstość dyslokacji w warstwie GaN jest rzędu $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ [17]. W warstwie „free standing” GaN osadzonej na podłożu szafirowym metodą HVPE uzyskuje się gęstość dyslokacji w osadzonej warstwie GaN rzędu $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ [4]. Przy osadzeniu warstwy GaN na podłożu SiC uzyskuje się gęstość dyslokacji około $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ [18]. Badania związane z osadzaniem warstw epitaksjalnych GaN na podłożu Si wskazują, że gęstość dyslokacji w warstwie GaN osadzonej na tym podłożu jest rzędu $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ [19].

6. Sposób charakteryzacji centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN

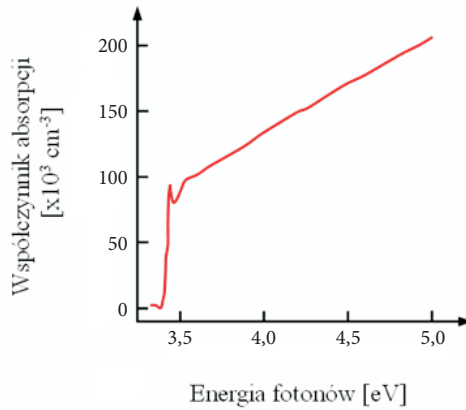
Badania centrów defektowych w wysokorezystywnych warstwach epitaksjalnych GaN mają duże znaczenie zarówno poznawcze, jak i praktyczne. Dotychczasowa wiedza na temat właściwości elektronowych centrów defektowych i mechanizmów

ich powstawania jest niepełna i ciągle uzupełniana o nowe wyniki eksperymentalne. Wyniki tych badań stanowią zatem istotny wkład do rozwoju fizyki defektów sieci krystalicznej w materiałach półprzewodnikowych o szerokiej przerwie energetycznej. Z drugiej strony, właściwości centrów defektowych wpływają na parametry eksploatacyjne przyrządów i optymalizacja struktury defektowej warstw epitaksjalnych GaN jest niezbędna dla uzyskania przyrządów o dobrych parametrach użytkowych i dużej niezawodności. Ponadto, struktura defektowa warstw epitaksjalnych GaN silnie zależna jest od warunków ich osadzania i kontrola tej struktury umożliwia ocenę poprawności i optymalizację procesów epitaksji.

Metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (PITS — *Photoinduced Transient Spectroscopy*) jest obecnie najbardziej efektywną metodą badania centrów defektowych w materiałach półizolujących [20]. Polega ona na pomiarze relaksacyjnych przebiegów fotoprądu obserwowanych po wyłączeniu impulsu generującego nadmiarowe nośniki ładunku. Przebiegi relaksacyjne rejestrowane są w szerokim zakresie temperatur i w celu wyznaczenia parametrów centrów defektowych analizowane są temperaturowe zmiany ich stałych czasowych. Dwuwymiarową analizę przebiegów relaksacyjnych przeprowadza się obecnie za pomocą procedury korelacyjnej, w wyniku której temperaturowe zmiany stałych czasowych tych przebiegów wizualizowane są w postaci powierzchni widmowej, zawierającej fałdy związane z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych. Linie grzbietowe tych fałd wyznaczają temperaturowe zależności szybkości emisji nośników dla wykrytych centrów defektowych [21]. Prążki widmowe otrzymywane są poprzez rzutowanie fałd na płaszczyznę wyznaczoną osią temperatury oraz osią szybkości emisji. W przypadku półprzewodników o szerokiej przerwie energetycznej, takich jak GaN, impulsy fotoprądu generowane są za pomocą impulsów promieniowania UV.

Bardzo ważnym parametrem GaN, biorąc pod uwagę badanie centrów defektowych w tym materiale metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS, jest jego współczynnik absorpcji. Na rysunku 9 przedstawiono zależność współczynnika absorpcji od energii fotonów padających na półprzewodnik dla temperatury 300 K. Można zauważyć, że wraz ze wzrostem energii fotonów współczynnik absorpcji rośnie. Wzrost ten jest bardzo szybki w zakresie energii fotonów 3,3-3,45 eV, powyżej tej wartości natomiast współczynnik absorpcji rośnie wolniej wraz ze wzrostem energii fotonów.

Do analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu stosuje się najczęściej dwuwymiarową procedurę korelacyjną, umożliwiającą wizualizowanie tych zmian w postaci prążków widmowych [22]. Przebiegi poddawane analizie są normalizowane względem amplitudy fotoprądu w chwili wyłączenia impulsu UV. W dwuwymiarowych widmach korelacyjnych termiczna emisja nośników ładunku z centrów defektowych uwidacznia się w postaci podłużnych fałd. Rzuty tych fałd na płaszczyznę wyznaczoną osią temperatury i osią szybkości emisji tworzą prążki widmowe, zaś rzuty linii grzbietowych tych



Rys. 9. Zależność współczynnika absorpcji od energii fotonów promieniowania padającego dla GaN

fałd wyznaczają temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku $e_T = f(T)$ dla wykrytych centrów defektowych. W wyniku aproksymacji linii grzbietowych fałd równaniem Arrheniusa:

$$e_T = AT^2 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (4)$$

w którym k_B jest stałą Boltzmanna, wyznaczone są parametry centrów defektowych — energia aktywacji E_a oraz zależny od przekroju czynnego na wychwyty nośników współczynnik przedeksponencjalny A . Do numerycznego obliczania dwuwymiarowego widma korelacyjnego najczęściej stosowana jest dwuimpulsowa funkcja wagowa. W niektórych przypadkach, w celu zwiększenia rozdzielczości, stosowana jest czteroimpulsowa funkcja wagowa [23]. Zaletą procedury korelacyjnej jest mała czułość na szumy występujące w przebiegach relaksacyjnych. Wadą jej jest natomiast niska rozdzielczość, zwłaszcza jeśli sygnał relaksacyjny jest wynikiem termicznej emisji nośników ładunku z kilku rodzajów centrów defektowych o zbliżonej koncentracji i niewiele różniących się właściwościach [23].

W przypadku termicznej emisji nośników z jednego rodzaju centrów defektowych relaksacyjny przebieg fotoprądu jako funkcję czasu t , temperatury T i energii fotonów $h\nu$ można opisać wyrażeniem:

$$i(t, T) = I(h\nu, T) \exp(-e_T t) + i_s(t, T), \quad (5)$$

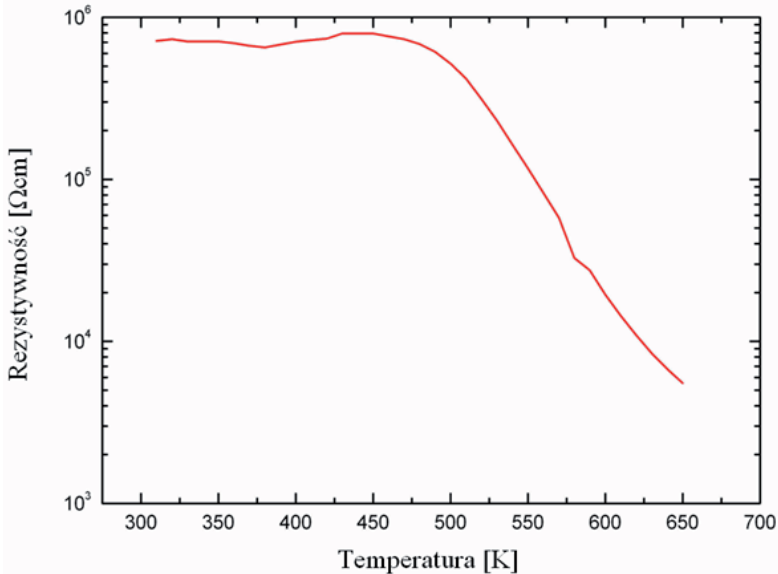
w którym $I(h\nu, T)$ jest amplitudą przebiegu, e_T odwrotnością stałej czasowej, zaś $i_s(t, T)$ reprezentuje składową losową związaną z szumami. Amplitudę przebiegu relaksacyjnego można przedstawić w postaci:

$$I(h\nu, T) = n_{to}(T)e_T(T)\mu(T)\tau(T)C(h\nu, T)qE, \quad (6)$$

gdzie n_{to} oznacza koncentrację centrów defektowych obsadzonych przez nadmiarowe nośniki ładunku (elektrony lub dziury), μ i τ oznaczają odpowiednio ruchliwość i czas życia nośników emitowanych z centrów defektowych, C jest parametrem geometrycznym zależnym od energii fotonów promieniowania UV, q oznacza ładunek elementarny, zaś E jest natężeniem pola elektrycznego zależnym od przyłożonego napięcia U_A . Należy dodać, że parametr C , przy ustalonych wymiarach próbki, zależy od głębokości obszaru, w którym centra defektowe zapełniane są nadmiarowymi nośnikami ładunku. Głębokość tę determinuje zależny od współczynnika absorpcji rozkład koncentracji nadmiarowych nośników ładunku w głąb materiału w stanie ustalonym, w chwili przed wyłączeniem impulsu UV.

7. Struktura defektowa warstwy GaN dla tranzystora HEMT osadzonej na podłożu Al_2O_3

Charakteryzacji struktury defektowej warstwy GaN dla tranzystora HEMT dokonano dla wysokorezystywniej, niedomieszkowanej warstwy epitaksjalnej GaN o grubości $1 \mu\text{m}$ osadzonej na podłożu Al_2O_3 (0001). Warstwa ta zawiera warstwę zarodkową AlN oraz przejściową $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$ o grubości $0,5 \mu\text{m}$.



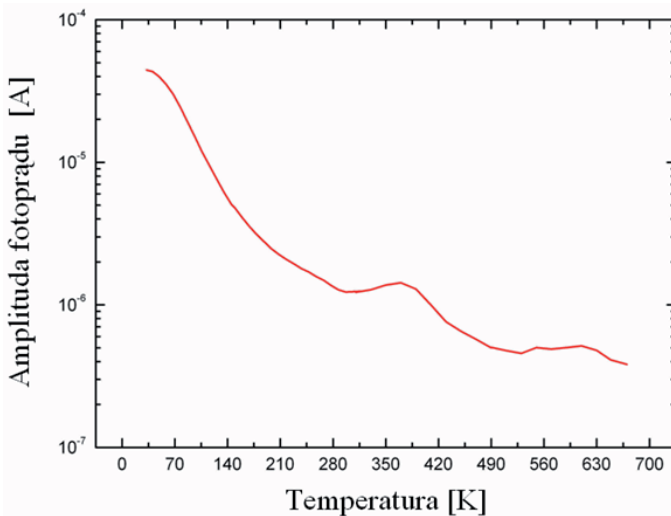
Rys. 10. Temperaturowa zależność rezystywności niedomieszkowanej warstwy GaN dla tranzystora HEMT w zakresie temperatur 300-650 K

Na rysunku 10 przedstawiono temperaturową zależność rezystywności dla niedomieszkowanej warstwy GaN w zakresie temperatur od 300 do 650 K.

Zależność przedstawiona na rysunku wskazuje, że warstwa w temperaturze pokojowej jest warstwą wysokorezystywną ($\rho \approx 7 \times 10^5 \Omega\text{cm}$). Od temperatury około 470 K rezystywność warstwy maleje w funkcji temperatury, osiągając w temperaturze 650 K wartość około $5 \times 10^3 \Omega\text{cm}$.

Na rysunku 11 przedstawiono zależność amplitudy impulsu fotoprądu od temperatury dla warstwy. Widoczne są bardzo dobre właściwości fotoelektryczne warstwy w temperaturach poniżej 70 K. Wraz ze wzrostem temperatury następuje gaszenie fotoprzewodnictwa spowodowane maleniem czasu życia nadmiarowych nośników ładunku. W temperaturze około 500 K amplituda impulsu fotoprądu jest o dwa rzędy wielkości mniejsza w porównaniu z amplitudą fotoprądu w niskich temperaturach.

Zgodnie z modelem przedstawionym w pracy [24], zależność przedstawiona na rysunku 11 może być wyjaśniona udziałem w procesie rekombinacji dwóch rodzajów centrów defektowych, które możemy oznaczyć jako S i R, znacznie różniących się przekrojami czynnymi na wychwytywanie elektronów i dziur. W niskich temperaturach, gdy poziom Fermiego leży bliżej dna pasma przewodnictwa, rekombinacja zachodzi głównie z udziałem centrów S, których przekroje czynne na wychwytywanie elektronów i dziur spełniają następujące warunki: $\sigma_p(S) \approx \sigma_p(R)$, $\sigma_n(S) \ll \sigma_n(R)$ oraz $\sigma_p(S) \gg \sigma_n(S)$. Ponadto, poziom energetyczny dla centrów S położony jest powyżej poziomu Fermiego ($E_S > E_F$), zaś dla centrów R poniżej poziomu Fermiego ($E_R < E_F$). W wysokich temperaturach centra S działają jako centra pułapkowe i głównymi centrami re-



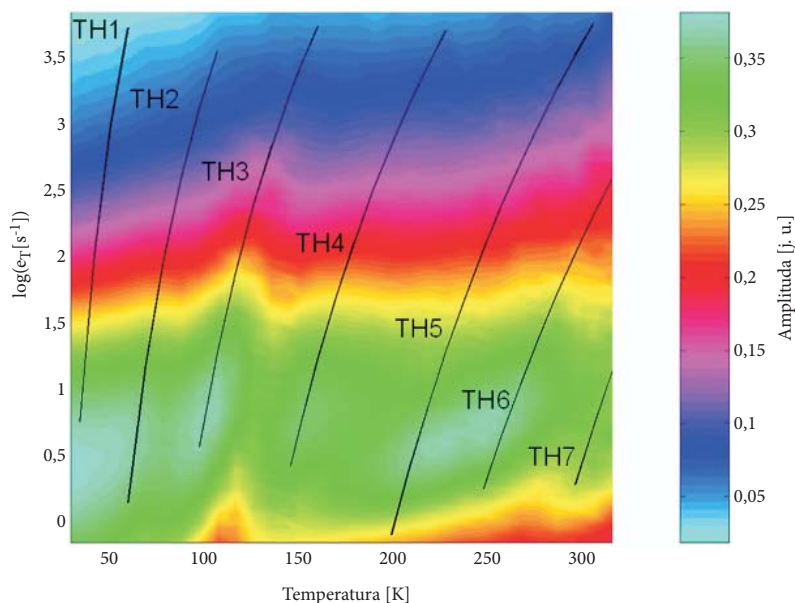
Rys. 11. Temperaturowa zależność amplitudy impulsu fotoprądu dla niedomieszkowanej warstwy GaN dla tranzystora HEMT

kombinacyjnymi są centra R , przy czym proces rekombinacji z udziałem centrów R jest znacznie szybszy niż z udziałem centrów S .

Rysunek 12 przedstawia korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 30-320 K dla wysokorezystywnej warstwy GaN dla tranzystora HEMT. Można zaobserwować, że na korelacyjnej powierzchni widmowej w zakresie temperatur 30-320 K występuje 7 fałd związanych z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zmiany szybkości emisji dla wykrytych centrów defektowych TH1-TH7, otrzymane w wyniku aproksymacji neuronowej linii grzbietowych fałd równaniem Arrheniusa.

Na rysunku 13 zobrazowano korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 290-530 K. Obraz przedstawiony na rysunku 13 przedstawia rzut powierzchni widmowej na płaszczyznę określoną osiami T i e_T w zakresie temperatur 290-530 K. Powierzchnia ta złożona jest z nachodzących na siebie fałd związanych z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych TH8-TH13.

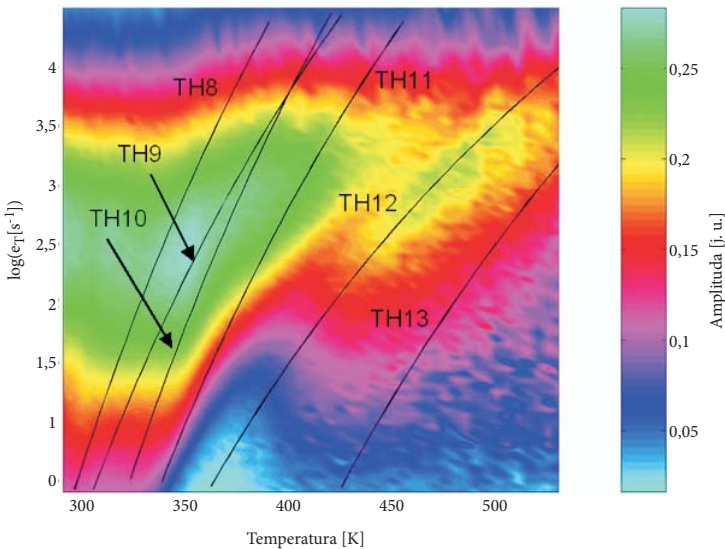
Wyodrębnienie linii grzbietowych poszczególnych fałd (linie ciągłe) było możliwe po przeprowadzeniu analizy temperaturowych zmian stałych czasowych



Rys. 12. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN dla tranzystora HEMT otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 30-320 K. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych TH1-TH7

relaksacyjnych przebiegów fotoprądu za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a. Wyniki tej analizy przedstawia rysunek 14.

Rysunek 14 pokazuje dużą rozdzielczość odwrotnej transformacji Laplace'a w zastosowaniu do analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 290-400 K. W obszarze określonym tym zakresem temperatur szerokiej fałdzie w widmie korelacyjnym odpowiadają 4 prążki w widmie Laplace'a, które dobrze poddają się aproksymacji równaniem Arrheniusa za pomocą sieci neuronowej. Dla przebiegów relaksacyjnych zmierzonych w zakresie temperatur 400-530 K obraz prążków Laplace'a ulega rozmyciu wskutek dużej składowej szumowej.



Rys. 13. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN dla tranzystora HEMT otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 290-530 K. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych TH8-TH13

Na rysunku 15 przedstawiono korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 570-670 K. Widoczna jest szeroka fałda powstała w wyniku nałożenia kilku fałd odpowiadających termicznej emisji nośników ładunku z centrów defektowych TH14-TH17. Linie grzbietowe fałd związanych z centrami TH16 i TH17 zostały wyodrębnione i aproksymowane równaniem Arrheniusa.

Temperaturowe zależności szybkości emisji dla centrów TH14 i TH15 wyznaczone zostały na podstawie aproksymacji prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnego przekształcenia Laplace'a.

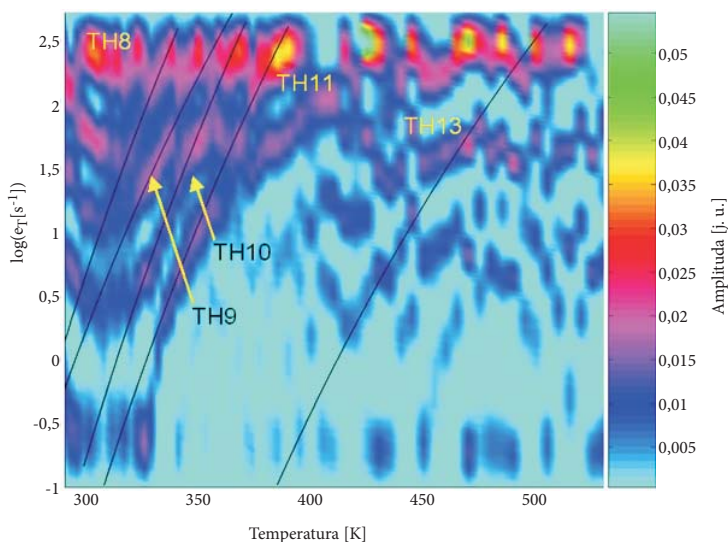
Parametry centrów defektywnych w warstwie epitaksjalnej GaN, wykrytych na podstawie analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z wykorzystaniem zarówno procedury korelacyjnej, jak i za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a, zestawiono w tabeli 4.

TABELA 4

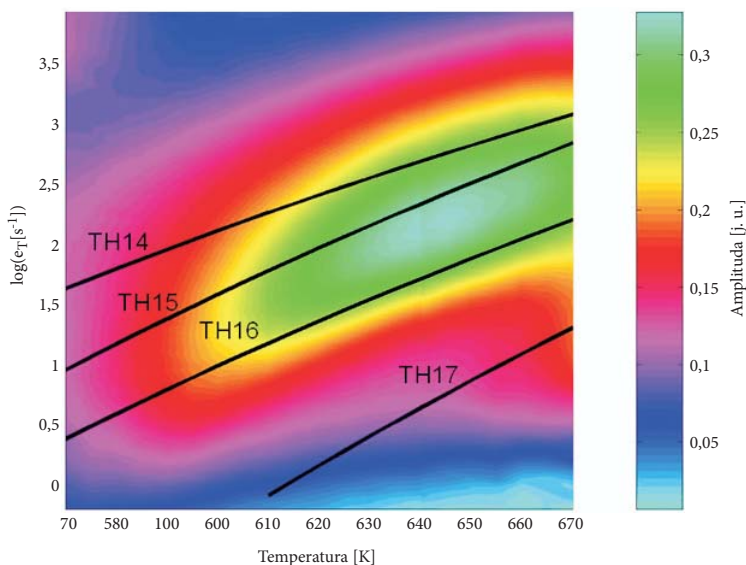
Zestawienie parametrów centrów defektywnych określonych w wyniku analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla niedomieszkowanej warstwy epitaksjalnej GaN dla tranzystora HEMT

Oznaczenie pułapki	E_a [eV]	A [$s^{-1}K^{-2}$]	Uwagi/Identyfikacja
TH1	0,036	$2,0 \times 10^3$	e , Si _{Ga} [25, 26, 27]
TH2	0,074	$1,1 \times 10^4$	e , V _N ^{0/+} [28]
TH3	0,13	$3,3 \times 10^3$	e , TS1, donory C _{Ga} [29, 30, 31]
TH4	0,23	$1,0 \times 10^4$	h , TS2, Si _N [25, 26, 27]
TH5	0,39	$5,1 \times 10^4$	kompleksy z udziałem C _N [29, 30, 31]
TH6	0,48	$1,9 \times 10^5$	kompleksy z udziałem V _N [27, 28, 31]
TH7	0,76	$1,8 \times 10^8$	TS8, N _{Ga} -V _{Ga} [32, 27]
TH8	0,95	$3,8 \times 10^9$	V _{Ga} -Si _{Ga} [29, 27]
TH9	1,03	$3,6 \times 10^{11}$	h , (V _{Ga} -H) ²⁻ [27, 28]
TH10	0,80	$4,4 \times 10^8$	kompleksy z udziałem V _{Ga} i O lub C [33, 27, 31]
TH11	0,91	$7,6 \times 10^{10}$	h , TS4, N _{Ga} ^{2+/+} , $E_v+0,9$ eV [27, 28]
TH12	0,73	$2,9 \times 10^5$	h , V _{Ga} ^{-/2-} [28]
TH13	1,08	$9,7 \times 10^7$	h , TM9, (V _{Ga} -O _N) ^{-/2-} [33]
TH14	0,99	$7,3 \times 10^4$	h , 0,97 eV, O-DLTS [34]; V _{Ga} -2H [35, 36, 37]
TH15	1,27	$1,2 \times 10^6$	h , 1.25 eV, O-DLTS [34]; V _{Ga} ^{2-/3-} [28]
TH16	1,32	$1,3 \times 10^7$	e , C _p , $E_c-1,35$ eV [29, 31]
TH17	1,77	$9,0 \times 10^8$	h , TS13, N _{Ga} ^{+/0} [27, 28]

Otrzymane wyniki wskazują, że struktura defektowa tej warstwy jest bardzo złożona. Występują w niej bowiem zarówno płytkie donory (TH1-TH3), jak i płytkie akceptory (TH4), a także głębokie donory (TH11, TH17) oraz głębokie akceptory (TH9, TH12-TH15). Centra te powstają z udziałem atomów zanieczyszczeń, takich jak Si, C, O i H oraz defektów rodzimych, takich jak luki galowe (V_{Ga}), luki azotowe (V_N) i defekty



Rys. 14. Obraz prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN dla tranzystora HEMT powstały na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 290-530 K



Rys. 15. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN dla tranzystora HEMT otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 570-670 K

antystrukturalne w podsieci galu (N_{Ga}). W celu uzyskania dużej rezystywności materiału, należy więc z jednej strony minimalizować koncentrację atomów krzemu i węgla, z drugiej zaś kontrolować skład fazy gazowej i temperaturę wzrostu w celu wytworzenia rodzimych centrów akceptorowych. Należy dodać, że przeprowadzona identyfikacja zgodna jest z warunkami wzrostu warstwy GaN, którą otrzymano przy znacznym nadmiarze koncentracji atomów azotu w stosunku do koncentracji atomów galu w fazie gazowej.

Podsumowanie

Unikalne właściwości GaN umożliwiają produkcję nowej generacji przyrządów półprzewodnikowych. Szczególne znaczenie ma zastosowanie warstwy epitaksjalnej wysokorezystywnego GaN do wytwarzania tranzystorów HEMT na bazie heterostruktur AlGaN/GaN. Separuje ona bowiem obszar tranzystora, w którym tworzony jest 2DEG, od silnie zdefektowanej warstwy podłożowej. W obszarze tym nie występują także, dzięki wykonaniu tranzystora w postaci heterostruktury o zmiennym domieszkowaniu, domieszki obcych atomów (warstwa GaN nie jest domieszkowana). Unikalną cechą przedstawionej heterostruktury AlGaN/GaN jest możliwość wytworzenia w kanale bardzo dużego ładunku, co umożliwia zwiększenie gęstości prądu w tranzystorze (duża koncentracja 2DEG). Przy jednocześnie wysokim napięciu przebicia tranzystory AlGaN/GaN HEMT są bardzo dobrymi przyrządami do zastosowań w układach dużej mocy.

Decydujący wpływ na parametry i charakterystyki tranzystora HEMT ma jakość warstwy epitaksjalnej wysokorezystywnego azotku galu zastosowanej w nim. Jakość tej warstwy jest związana w głównej mierze z liczbą i rodzajem defektów w niej występujących. W warstwach epitaksjalnych GaN mogą występować dwie grupy defektów: wakanse i atomy międzywęzłowe utworzone przez pierwiastki wchodzących w skład półprzewodnika oraz defekty związane z atomami obcych domieszek.

Bardzo ważnym czynnikiem decydującym o jakości warstwy epitaksjalnej GaN w tranzystorze HEMT jest wybór odpowiedniego podłoża, na którym warstwa ta jest wytwarzana. Głównym problemem przy epitaksji jest niedopasowanie strukturalne osadzanego materiału i podłoża. W przypadku osadzania warstwy GaN metodą MOCVD na podłożu szafirowym gęstość dyslokacji w warstwie GaN jest rzędu 10^8 cm^{-2} . W warstwie pseudobulk GaN osadzonym na podłożu szafirowym metodą HVPE uzyskuje się gęstość dyslokacji w osadzonej warstwie GaN rzędu $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Przy osadzaniu warstwy GaN na podłożu SiC uzyskuje się gęstość dyslokacji około 10^7 cm^{-2} . Badania związane z osadzaniem warstw epitaksjalnych GaN na podłożu Si wskazują, że gęstość dyslokacji w warstwie GaN osadzonej na tym podłożu jest rzędu 10^{10} cm^{-2} .

Najbardziej efektywną metodą badania centrów defektowych w materiałach półzolujących jest obecnie metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (PITS — *Photoinduced Transient Spectroscopy*). Polega ona na pomiarze relaksacyjnych przebiegów fotoprądu obserwowanych po wyłączeniu impulsu generującego nadmiarowe nośniki ładunku. Przebiegi relaksacyjne rejestrowane są w szerokim zakresie temperatur i w celu wyznaczenia parametrów centrów defektowych analizowane są temperaturowe zmiany ich stałych czasowych. W przypadku półprzewodników o szerokiej przerwie energetycznej, takich jak GaN, impulsy fotoprądu generowane są za pomocą impulsów promieniowania UV. Głębokość obszaru, w którym centra defektowe zapełniane są nadmiarowymi nośnikami ładunku, determinuje zależny od współczynnika absorpcji rozkład koncentracji nadmiarowych nośników ładunku w głąb materiału w stanie ustalonym, w chwili przed wyłączeniem impulsu UV.

Określono centra defektowe biorące udział w kompensacji ładunkowej niedomieszkowanej, wysokorezystywnej warstwy GaN, stanowiącej warstwę buforową dla tranzystora HEMT, osadzonej na podłożu Al_2O_3 z warstwą zarodkową AlN. Stwierdzono, że płytkimi donorami są centra Si_{Ga}^+ i C_{Ga}^+ , zaś płytkimi akceptorami centra Si_{N}^- . Zaobserwowano również występowanie głębokich centrów akceptorowych związanych z lukami galowymi V_{Ga}^{-2-} i $V_{\text{Ga}}^{2-/3-}$ oraz z kompleksami $(V_{\text{Ga}}-\text{H})^{2-}$, $(V_{\text{Ga}}-\text{O}_{\text{N}})^{-2-}$, a także głębokich centrów donorowych związanych z defektami antystrukturalnymi w podsieci galu $\text{N}_{\text{Ga}}^{+0}$ i $\text{N}_{\text{Ga}}^{2+/+}$. Otrzymane wyniki wskazują, że w mechanizmie kompensacji biorą udział nie tylko defekty rodzime, lecz także atomy zanieczyszczeń Si, C, O i H.

Artykuł wpłynął do redakcji 8.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w listopadzie 2008 r.

LITERATURA

- [1] S. WU, R. T. WEBSTER, A. F. M. ANWAR, *Physic-based intrinsic model for AlGaIn/GaN HEMTs*, MRS Internet J. Nitride Semiconductors Res., 4S1, G6.58 1999.
- [2] S. J. PEARTON, J. C. ZOLPER, R. J. SHUL, F. REN, *GaN: Processing, defects, and devices*, J. Appl. Phys., 86, no 1, 1999, 1-69.
- [3] I. GRZEGORY, S. KRUKOWSKI, M. LESZCZYNSKI, P. PERLIN, T. SUSKI, S. POROWSKI, *High Pressure Crystallization of GaN*, Nitride Semiconductors Handbook Materials and Devices, ed by P. Ruterana, M. Albrecht and J. Neugabauer, 2003, 1-44.
- [4] B. SCHINELLER, *Vertical HVPE tool produces 2inch GaN*, Compound Semiconductor, September, 22-23.2007.
- [5] A. DAGAR, M. POSCHENRIEDER i in., *MOVPE growth of GaN on Si (111) substrates*, Journal of Crystal Growth, 248, 2003, 556-562.
- [6] J. HENNEL, *Podstawy elektroniki półprzewodnikowej*, WNT, Warszawa 1986.
- [7] M. LESZCZYNSKI, T. SUSKI, H. TEISSEYRE, P. PERLIN, I. GRZEGORY, J. JUN, S. POROWSKI, T. D. MOUSTAKAS, *Thermal expansion of gallium nitride*, J. Appl. Phys., 76, 8, 1994, 4909-4911.
- [8] J. LAGERSTEDT, O. MONEMAR, *Luminescence in epitaxial GaN: Cd*, J. Appl. Phys. 45, 1974, 2266.

- [9] T. P. CHOW, M. GHEZZO, *SiC power devices in III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices*, Eds. Gaskill D. K, Brandt C. D. and Nemanich R. J., *Material Research Society Symposium Proceedings*, Pittsburgh, PA. 423, 1996, 69-73.
- [10] V. BOUGROV, M. E. LEVINSHTEIN, S. L. A. RUMYANTSEV, ZUBRILOV, in: *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, eds. Levinshtein M. E., Rumyantsev S. L., Shur M. S., John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001, 1-30.
- [11] S. POROWSKI, *Growth and properties of single crystalline GaN substrates and homoepitaxial layers*, *Mater. Sci. Eng.*, B 44, 1997, 407-413.
- [12] U. K. MISHRA, P. PARIKH, Y. F. WU, *AlGaIn/GaN HEMTs: An overview of device operation and application*, <http://my.ece.ucsb.edu/mishra/classfiles/overview.pdf>.
- [13] S. J. PEARTON, J. C. ZOLPER, R. J. SHUL, F. REN, *GaN: Processing, defects, and devices*, *J. Appl. Phys.*, 86, no 1, 1999, 1-78.
- [14] W. QIAN, M. SKOWRONSKI, G. R. ROHRER, *Structural defects and their relationship to nucleation of GaN thin film. in III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices*, eds. Gaskill D. K, Brandt C. D. and Nemanich R. J., *Material Research Society Symposium Proceedings*, Pittsburgh, PA., 423, 1996, 475-486.
- [15] S. ARULKUMARAN, G. NG in., *Enhancement of both direct-current and microwave characteristic of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors by furnace annealing*, *Appl. Phys. Letters*, 88, 2006, 023502-023502-3.
- [16] A. KROST, A. DAGAR, *GaN-based electronics on silicon substrates*, *Materials Science and Engineering B93*, 2002, 77-84.
- [17] K. KUMAKURA, T. MAKIMOTO, *Growth of GaN on sapphire substrates using novel buffer layers of ECR-plasma-sputtered Al₂O₃/graded-AlON/AlN/Al₂O₃*, *Journal of Crystal Growth*, vol. 292, Issue 1, 2006, 155-158.
- [18] N. D. BASSIM, M. E. TWIGG, M. A. MASTRO, C. R. EDDY, JR., T. J. ZEGA, R. L. HENRY, J. C. CULBERTSON, R. T. HOLM, P. NEUDECK, J. A. POWELL, A. J. TRUNEK, *Dislocations in III-nitride films grown on 4H-SiC mesas with and without surface steps*, *Journal of Crystal Growth*, vol. 304, Issue 1, 2007, 103-107.
- [19] D. WANG, Y. DIKME, S. JIA, K. J. CHEN, K. M. LAU, P. VAN GEMMERN, Y. C. LIN, H. KALISCH, R. H. JANSEN, M. HEUKEN, *Characterization of GaN grown on patterned Si(1 1 1) substrates*, *Journal of Crystal Growth*, vol. 272, Issue 1-4, 2004, 489-495.
- [20] M. PAWŁOWSKI, P. KAMIŃSKI, R. KOZŁOWSKI, S. JANKOWSKI, M. WIERZBOWSKI, *Intelligent measuring system for characterization of defect centres in semi-insulating materials by photoinduced transient spectroscopy*, *Metrology and Measurement Systems*, vol. XI, no. 2, 2005, 207-228.
- [21] M. PAWŁOWSKI, *Dwuwymiarowość widm w niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej*, *Materiały Elektroniczne ITME*, 28, 2000, 18-30.
- [22] M. PAWŁOWSKI, M. MICZUGA, P. KAMIŃSKI, R. KOZŁOWSKI, *Analysis of two-dimensional PITS spectra for characterization of defect centers in high resistivity materials*, *International Conference on Solid State Crystals '00*, 9-13 October 2000, Zakopane, Proc. SPIE, Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology, vol. 4413, 2001, 208-213.
- [23] M. PAWŁOWSKI, M. MICZUGA, *Zastosowanie procedury korelacyjnej z wieloimpulsowymi funkcjami wagowymi do dwuwymiarowej analizy widmowej w niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS*, *Materiały Elektroniczne* nr 3/4, t. 29, 2001, 5-19.
- [24] R. I. BUBE, *Photoelectronic properties of semiconductors*, Cambridge University Press, 1992.
- [25] N. ARMANI, V. GRILLO, G. SALVIATI, M. MANFREDI, M. PAVESI, A. CHINI, G. MENEGHESSE, E. ZANONI, *Characterization of GaN-based metal-semiconductor field-effect transistors by compa-*

- ring electroluminescence, photoionization, and cathodeluminescence spectroscopies, *J. Appl. Phys.*, 92, 2002, 2401.
- [26] F. MIRELES, S. E. ULLOA, *Zeeman splitting of shallow donors in GaN*, *Appl. Phys. Lett.*, 74, 1999, 248.
- [27] M. A. RESHCHIKOV, H. MORKOC, *Luminescence properties of defects in GaN*, *J. Appl. Phys.*, 97, 2005, 061301.
- [28] C. G. VAN DE WALLE, J. NEUGEBAUER, *First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides*, *J. Appl. Phys.*, 95, 2004, 3851.
- [29] A. ARMSTRONG, A. R. AREHART, D. GREEN, U. K. MISHRA, J. S. SPECK, S. A. RINGEL, *Impact of deep levels on the electrical conductivity and luminescence of gallium nitride codoped with carbon and silicon*, *J. Appl. Phys.*, 98, 2005, 053704.
- [30] U. BIRKLE, M. FEHRER, V. KIRCHNER, S. EINFELDT, D. HOMMEL, S. STRAUF, P. MICHLER, J. GUTOWSKI, *Studies on carbon as alternative p-type*, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, 4S1, G5.6, 1999.
- [31] A. F. WRIGHT, *Substitutional and interstitial carbon in wurtzite GaN*, *J. Appl. Phys.*, 92, 2002, 2575.
- [32] D. J. CHADI, *Atomic origin of deep levels in p-type GaN: Theory*, *Appl. Phys. Lett.*, 71, 1997, 2970-2971.
- [33] J. M. GREGIE, R. Y. KOROTKOV, B. W. WESSELS, *Deep Level Formation in Undoped and Oxygen-Doped GaN*, *Mat. Res. Soc. Symp.*, 639, G11.56.1, 2001.
- [34] X. D. CHEN, Y. HUANG, S. FUNG, C. D. BELING, C. C. LING, J. K. SHEU, M. L. LEE G. C. CHI, S. J. CHANG, *Deep level defect in Si-implanted GaNⁿ⁺-p junction*, *Appl. Phys. Lett.*, 82, 2003, 3671.
- [35] O. GELHAUSEN, M. R. PHILLIPS, E. M. GOLDYS, T. PASKOVA, B. MONEMAR, M. STRASSBURG, A. HOFFMAN, *Formation and dissociation of hydrogen-related defect centers in Mg-doped GaN*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol 798, Y5.20.1, 2004.
- [36] J. NEUGEBAUER, C. G. VAN DE WALLE, *Role of hydrogen in doping of GaN*, *Appl. Phys. Lett.*, 66, 1996, 1929.
- [37] V. J. B. TORRES, S. OBERG, R. JONES, *Theoretical studies of hydrogen passivated substitution magnesium acceptor in wurzite GaN*, *MRS Internet. J. Nitride Semicond. Res.*, 2, Article 35, 1997.

M. MICZUGA

Application of high-resistivity gallium nitride for fabrication of AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors (HEMTs)

Abstract. Unique properties of gallium nitride (GaN) create the possibility for production of the new generation of semiconductor devices. The AlGaN/GaN HEMT structures with a layer of high-resistivity GaN enable high gain at high operational frequencies to be achieved. This layer is used to separate the device active layer, usually doped with silicon, from the nucleation layer with a high defect density. Moreover, the semi-insulating properties of the layer minimize power losses of the microwave signal. An important advantage of the AlGaN/GaN heterostructure is that it makes possible a large charge to be flowed through the channel, which allows for the transistor's work at higher current densities. Simultaneously, the high breakdown voltage makes the AlGaN/GaN HEMTs very suitable for applications in high power circuits.

The quality of the high-resistivity GaN epitaxial layer is of great importance in terms of HEMTs operational characteristics. This quality is determined mainly by the density and properties of lattice defects, in particular dislocations, as well as extrinsic and intrinsic point defects. The extrinsic defects are related to atoms of impurities introduced in uncontrollable way. The intrinsic defects, such as vacancies, interstitials and antisites, are formed by shifting the native atoms from their regular positions in the crystal lattice.

Epitaxial layers of GaN are usually obtained by Metal-Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD). An important factor affecting the layer quality is the type of substrate material, which determines the lattice mismatch between the substrate and epitaxial layer. At present, three types of substrates are used: sapphire, SiC, and free-standing GaN.

The most effective method for characterizing defect centers in semi-insulating materials is now the Photoinduced Transient Spectroscopy (PITS). It is based on measuring the photocurrent relaxation waveforms observed after switching off the UV pulse generating excess charge carriers. The relaxation waveforms are recorded in a wide range of temperatures (30-700 K) and in order to extract the parameters of defect centers, the temperature changes in the relaxation rate are analyzed. The depth of the region in which the traps are filled with charge carriers is dependent on the absorption coefficient, influencing the distribution of excess charge carriers in the steady state, at the moment of the UV pulse termination.

The defect centres taking part in the charge compensation occurring in high resistivity GaN epitaxial layers forming the buffer layers for HEMTs have been found. The obtained results indicate that the compensation is due to native defects, as well as due to compensation with Si, C, O, and H atoms.

Keywords: semiconductor devices, HEMT, GaN, PITS, defect centers

Universal Decimal Classification: 621.382.3

