

rozmiarów porów oraz stopnia porowatości ceramiki. Zaobserwowane eksperymentalnie straty w transmisji przeanalizowano w oparciu o teorię rozpraszania Mie według której, wyznaczono współczynnik rozpraszania badanej ceramiki przyjmując założenie, że pory mają różne rozmiary. Obliczono też teoretycznie poziom transmisji spinelu $MgAl_2O_4$ w funkcji długości fali, gdzie parametrami były: rozmiar porów, rozkład rozmiaru porów oraz porowatość. Obliczona transmisja została następnie porównana z wynikami pomiaru transmitancji. Uzyskano dobrą zgodność obu krzywych a wyznaczone z dopasowania porowatość oraz rozmiary porów odpowiadają wielkościom określonym z pomiarów. Największy wpływ na transmisję dla danej długości fali mają pory o rozmiarach porównywalnych z długością fali. Wydajność rozpraszania zmniejsza się, gdy rozmiar porów maleje oraz gdy pory są bardzo duże. Transmitancja RIT maleje wraz ze wzrostem porowatości. Rozpraszanie w badanej ceramice zachodziło głównie w kierunku padania fali, co pokazały wyniki pomiaru współczynnika odbicia wykonane za pomocą sfery integrującej oraz obliczony zgodnie z teorią rozpraszania Mie parametr asymetryczności.

LITERATURA

- [1] Sindel M., Travitzky N.A., Claussen N.: Influence of magnesium-aluminum spinel on the directed oxidation of molten aluminum alloys, *J. Am. Ceram. Soc.*, 73 (1990) 2615
- [2] Ganesh I., Bhattacharjee S., Saha B. P., Johnson R., Rajeshwary K., Sengupta R., Rao M.V.R., Y.R.

Mahajan: An efficient $MgAl_2O_4$ spinel additive for improved slag erosion and penetration resistance of high- Al_2O_3 and MgO-C refractories, *Ceram. Inter.*, 28 (2002) 245

- [3] Ganesh I., Srinivas B., Johnson R., Saha B.P., Mahajan Y.R.: Microwave assisted solid state reaction synthesis of $MgAl_2O_4$ spinel powders, *J. Eur. Ceram. Soc.*, 24 (2004) 201
- [4] Baudin G., Martinez R., Pena P.: High-temperature mechanical behavior of stoichiometric magnesium spinel, *J. Am. Ceram. Soc.*, 78 (1995) 1857
- [5] Handbook of Optics, Vol. 2, 2nd ed. McGraw-Hill 1994
- [6] Meyer J. R. – Arendt, *Wstęp do optyki*, PWN, 1977
- [7] Bohren C. F., Huffman D. R.: Absorption and scattering of light by small particles, JOHN WILEY & SONS
- [8] Apetz R., van Bruggen M.P.B.: Transparent Alumina: A Light-Scattering Model, *J. Am. Ceram. Soc.*, 86 (2003) 480
- [9] Peelen J. G. I., Metselaar: Light scattering by pores in polycrystalline materials: Transmission properties of alumina, *Journal of Applied Physics* 45, 1 (1974) 216
- [10] Program MiePlot autor Philip Laven, philip@philiplaven.com
- [11] Yamashita I., Nagayama H., K. Tsukuma: Transmission Properties of Translucent Polycrystalline Alumina, *J. Am. Ceram.*, 91 (2008) 2611

Podziękowanie

Autorzy pracy pragną podziękować dr Annie Piątkowskiej za wykonane badania za pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego oraz mgr. Andrzejowi Gładkiemu za wyznaczenie wielkości ziarna ceramiki.

CENTRA DEFECTOWE W WYSOKOREZYSTYWNYCH WARSTWACH EPITAKSJALNYCH GaN

**Paweł Kamiński¹, Roman Kozłowski¹, Michał Kozubal¹, Jarosław Żelazko¹,
Marcin Miczuga²**

¹ Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa;
e-mail: pawel.kaminski@itme.edu.pl

² Wojskowa Akademia Techniczna, ul. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa
e-mail: mmiczuga@wat.edu.pl

Metodę wysokorozdzielczej, niestacjonarnej spektroskopii fotonowej (HRPITS) zastosowano do badania centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN otrzymanych metodą MOCVD. Metodę tę wykorzystano do badania centrów kompensujących w warstwach GaN:Mg typu *p* poddanych obróbce termicznej w 780°C, a także w niedomieszkiwanych, wysokorezystywnych warstwach GaN osadzonych

na podłożach Al_2O_3 i 6H-SiC:V. Dominującym mechanizmem aktywacji atomów magnezu podczas obróbki termicznej warstw GaN:Mg jest rozpad neutralnych kompleksów Mg-H. Domieszkowaniu magnezem towarzyszy proces samokompensacji polegający na tworzeniu się kompleksów $Mg-V_N$, które są głębokimi donorami ($E_c - 0,59$ eV) kompensującymi płytkie akceptory Mg_{Ga}^- ($E_v + 0,17$ eV). 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. Otrzymane wyniki wskazują, że w mechanizmie kompensacji biorą udział nie tylko defekty rodzime, ale również atomy zanieczyszczeń Si, C, O i H. Stwierdzono, że struktura defektowa niedomieszkowanej warstwy GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V z warstwą zarodkową GaN jest złożona, podobnie jak warstwy osadzonej na podłożu Al_2O_3 z warstwą zarodkową AlN.

Słowa kluczowe: HRPITS, centrum defektowe, GaN

Defect centres in high-resistivity epitaxial GaN

High-resolution photoinduced transient spectroscopy (HRPITS) was employed to study defect centres in epitaxial GaN grown by MOCVD technique. This method was applied to investigate compensation centres in *p*-type GaN:Mg epitaxial layers, as well as in the undoped high-resistivity GaN layers grown on both Al_2O_3 and 6H-SiC:V substrates. It was found that the main mechanism leading to the electrical activation of Mg atoms in epitaxial layers of GaN:Mg is the decomposition of neutral Mg-H complexes. Doping with magnesium involves a self-compensation process consisting in the formation of Mg-V_N complexes, which are deep donors ($E_c - 0.59$ eV) compensating shallow acceptors Mg_{Ga} ($E_v + 0.17$ eV). Defect centres responsible for charge compensation in a high-resistivity GaN HEMT buffer layer, grown on a sapphire substrate with an AlN nucleation layer, were detected. The obtained results indicate that the compensation is either due to native defects or due to contamination with Si, C, O and H atoms. The defect structure of an undoped, high-resistivity GaN layer, with a GaN nucleation layer grown on a SI 6H-SiC:V substrate, proved to be significantly complex, just as in the case of the layer grown on an the Al_2O_3 substrate with an AlN nucleation layer.

Key words: HRPITS, defect center, GaN

1. WPROWADZENIE

Warstwy epitaksjalne GaN są ważnym materiałem stosowanym do wytwarzania zarówno półprzewodnikowych przyrządów optoelektronicznych, jak również przyrządów mikrofalowych o dużej mocy pracujących w zakresie częstotliwości odpowiadających falam milimetrowym, a w szczególności monolitycznych, mikrofalowych układów scalonych (MMIC). Wśród przyrządów dla zastosowań w optoelektronice należy przede wymienić diody elektroluminescencyjne i lasery emitujące światło niebieskie oraz promieniowanie UV, a także detektory promieniowania UV. Elementami czynnymi układów MMIC są tranzystory polowe MESFET oraz heterozłączone tranzystory o dużej ruchliwości elektronów (HEMT)

i heterozłączone tranzystory bipolarne (HBT). Najczęściej warstwy GaN osadzone są na podłożach szafirowych (Al_2O_3) metodą epitaksji z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych (MOCVD). W ostatnich latach do osadzania warstw GaN dla przyrządów mikrofalowych stosowane są jednak płytki podłożowe z półizolującego (SI) SiC, których zaletą jest znacznie lepsze przewodnictwo cieplne w porównaniu z płytkami z Al_2O_3 .

Parametry przyrządów wytwarzanych na bazie warstw epitaksjalnych GaN są silnie zależne od właściwości i gęstości defektów sieci krystalicznej występujących w tych warstwach po procesie wzrostu. Należy dodać, że struktura defektowa warstw epitaksjalnych GaN jest bardzo złożona i dotychczas nie została w pełni poznana. W szczególności warstwy GaN osadzone na podłożach Al_2O_3 charakteryzują się dużą gęstością dyslokacji (rzędu 10^9 cm^{-2}) oraz dużą koncentracją różnego rodzaju defektów punktowych, która może być rzędu 10^{18} cm^{-3} [1-3]. Warto podkreślić, że właściwości i koncentracja danego rodzaju defektów punktowych zależne są głównie od warunków technologicznych procesu osadzania warstw. Należy jednak w tym miejscu wspomnieć o defektach rodzimych, takich jak luki, atomy międzywęzłowe i atomy w położeniach antystrukturalnych, a także kompleksy powstające z ich udziałem, które związane są z przemieszczeniami atomów galu i azotu z pozycji węzłowych, oraz o defektach związanych z atomami innych pierwiastków, będących zanieczyszczeniami resztkowymi w procesie MOCVD [1, 4]. Koncentrację i rodzaj defektów rodzimych determinuje głównie skład fazy gazowej, charakteryzowany poprzez stosunek koncentracji atomów azotu do koncentracji atomów galu (tzw. stosunek V/III) oraz temperatura procesu wzrostu [5 - 6]. Koncentracja atomów zanieczyszczeń zależna jest od czystości NH_3 będącego źródłem azotu, od rodzaju i czystości użytych w procesie epitaksji związków metaloorganicznych będących źródłem galu, a także od czystości stosowanych gazów nośnych oraz detali kwarcowych i metalowych. Stwierdzono, że w warstwach GaN otrzymywanych metodą MOCVD najczęściej występującymi zanieczyszczeniami resztkowymi są atomy krzemu, węgla, tlenu i wodoru [1]. Koncentracja resztkowych atomów Si, C i O zazwyczaj zawiera się w zakresie $(1-5) \times 10^{17}$ cm^{-3} , zaś koncentracja atomów H może osiągać wartości rzędu 10^{19} cm^{-3} [1].

Celem pracy było przeprowadzenie badań centrów defektowych w wybranych warstwach epitaksjalnych GaN osadzanych w różnych warunkach technologicznych i posiadających różne właściwości elektryczne. Przedstawione w pracy zadania badaw-

cze dotyczyły określenia mechanizmów kompensacji ładunkowej w warstwach domieszkowanych magnezem oraz optymalizacji struktury defektowej warstw dla tranzystorów HEMT, których rozwiązanie jest bardzo ważne dla technologii wytwarzania warstw epitaksjalnych GaN.

Problemy te badano za pomocą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej o dużej rozdzielczości (HRPITS), wykorzystując próbki warstw GaN o dużej rezystywności. Należy podkreślić, że do analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zastosowano nowy algorytm umożliwiający zobrazowanie tych zmian w postaci powierzchni widmowych [7]. Zobrazowanie to może być realizowane z wykorzystaniem zarówno procedury korelacyjnej, jak i odwrotnego przekształcenia Laplace'a, zwiększającego znacznie rozdzielczość prążków widmowych [7 - 8].

2. OPIS METODY HRPITS

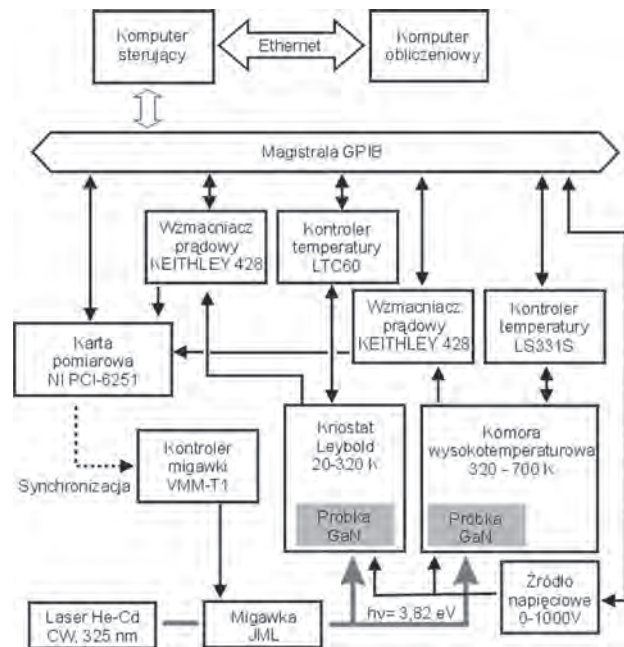
Metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (PITS - *Photo-Induced Transient Spectroscopy*) opracowana została w latach 1978-1979, niezależnie przez zespoły Hurtesa [9] oraz Fairmana [10] w zastosowaniu do badania głębokich centrów defektowych w półizolujących monokryształach GaAs. W Polsce badania centrów defektowych metodą PITS zapoczątkowane zostały na początku lat dziewięćdziesiątych ubiegłego stulecia przez P. Kamińskiego w celu określenia właściwości centrów defektowych w półizolujących monokryształach objętościowych GaAs i InP [11-15]. Metoda PITS polega na zapełnianiu pułapek nadmiarowymi nośnikami ładunku, generowanymi za pomocą impulsów optycznych, oraz na pomiarze relaksacyjnego przebiegu fotoprądu powstającego wskutek termicznej emisji nośników ładunku zachodzącej po zaniku impulsu optycznego. Zgodnie z przyjętym modelem szybkość termicznej emisji nośników ładunku:

$$e_T = A T^2 \exp(-E_a / k_B T) \quad (1)$$

w którym: E_a jest energią aktywacji pułapki, parametr A jest iloczynem stałej materiałowej i przekroju czynnego na wychwyty nośników ładunku, zaś k_B oznacza stałą Boltzmanna, równa jest odwrotności stałej czasowej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu [11].

Schemat blokowy układu pomiarowego do badania centrów defektowych w wysokorezystywnych monokryształach GaN metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej przedstawiono na Rys. 1.

W skład układu wchodzi tor optyczny oraz dwa tory pomiarowe: tor niskotemperaturowy, którego głównym elementem jest kriostat helowy, umożliwiający pomiar niestacjonarnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 20-320 K, oraz tor wysokotemperaturowy, wyposażony w próżniową komorę grzewczą, umożliwiającą pomiar niestacjonarnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 320-700 K. W torze optycznym do generacji nadmiarowych nośników ładunku zastosowano laser He-Cd emitujący wiązkę promieniowania UV o długości fali 325 nm ($h\nu = 3,82$ eV). Moc wiązki tego lasera wynosi 40 mW i do regulacji strumienia fotonów emitowanych przez ten laser służy zestaw filtrów absorpcyjnych, o różnej transmitancji dla energii fotonów równej 3,82 eV, umożliwiających regulację strumienia fotonów padającą na próbkę GaN w zakresie od $1,9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ do $3,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.



Rys. 1. Schemat blokowy układu pomiarowego do badania centrów defektowych w wysokorezystywnych warstwach epitaksjalnych GaN metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej.

Fig. 1. Block diagram of the experimental set-up for the investigation of defect centers in high-resistivity GaN epitaxial layers by photoinduced transient spectroscopy.

Do kształtowania impulsów promieniowania UV służy wyzwalana elektronicznie migawka wyposażona w mechaniczną przesłonę. Minimalny czas pełnego otwarcia przesłony wynosi 2,5 ms, co oznacza, że minimalny czas trwania procesu generacji par elektron-dziura nie może być krótszy niż 2,5 ms. Jednocześnie czas opadania impulsu optycznego, wynoszący ~ 2 ms określony jest szybkością procesu zamykania przesłony.

Niestacjonarne przebiegi fotoprądu mierzone są za pomocą wzmacniacza Keithley 428, który umożliwia wybór współczynnika wzmocnienia w zakresie od 10^3 V/A do 10^{10} V/A. W układzie pomiarowym przedstawionym na Rys. 1 przyrząd ten wraz ze źródłem napięciowym Keithley 2410 oraz próbką GaN tworzy układ przetwornika konduktancyjno-napięciowego. Ponadto, wzmacniacz prądowy Keithley 428 umożliwia pomiar natężenia prądu ciemnego płynącego przez próbkę, jak i kompensację temperaturowych zmian tego prądu. Z wyjścia wzmacniacza prądowego Keithley 428 sygnał fotoprądu przesyłany jest do szesnastobitowej karty pomiarowej NI PCIe-6251, gdzie z postaci analogowej zamieniany zostaje w postać cyfrową. Niestacjonarne przebiegi fotoprądu zazwyczaj rejestrowane są ze skokiem 2 K w zakresie temperatur 20-320 K oraz ze skokiem 5 K w zakresie temperatur 320-500 K.

Relaksacyjny przebieg fotoprądu dla k -tego rodzaju centrów defektowych, jako funkcję czasu i temperatury, można opisać przebiegiem wykładniczym [14, 16]

$$i_k(t, T) = I_k(\lambda, T) \exp[-e_{Tk}(T)t], \quad (2)$$

którego amplitudę, zależną od długości fali i temperatury, można przedstawić w postaci:

$$I_k(\lambda, T) = n_{T10k}(T)e_{Tk}(T)\mu(T)\tau(T)C(\lambda, T)qE, \quad (3)$$

gdzie: n_{T10k} oznacza koncentrację k -tego rodzaju centrów defektowych zapełnionych nośnikami ładunku w momencie wyłączenia promieniowania UV, $\mu(T)$ $\tau(T)$ – iloczyn czasu życia i ruchliwości nośników ładunku, $C(\lambda, T)$ – parametr geometryczny zależny od głębokości obszaru, w którym zachodzi zmiana obsadzenia pułapek w czasie trwania impulsu UV, E – natężenie pola elektrycznego oraz q – ładunek elementarny.

Warto zauważyć, że równanie (3) można wyrazić jako:

$$i_k(t, T) = Q_k(\lambda, T)e_{Tk}(T) \exp[-e_{Tk}(T)t], \quad (4)$$

gdzie: $Q_k(\lambda, T)$ jest efektywnym ładunkiem uwalnianym z k -tego rodzaju centrów defektowych.

Korelacyjne powierzchnie widmowe tworzone są w wyniku złożenia widm jednowymiarowych $S_{Kg}(T_j)$, określonych dla zadanego zbioru wartości temperatury T_j , gdzie $j = 1, 2, 3, \dots, J$, oraz dla zadanego zbioru wartości okna szybkości emisji nośników ładunku e_{Tg} , gdzie $g = 1, 2, 3, \dots, G$. Najczęściej relaksacyjne przebiegi fotoprądu próbkowane są

w dwóch punktach czasowych t_1 i t_2 i dla stosunku $t_2/t_1 = 3$ wartości okna szybkości emisji określone są zależnością $e_{Tg} = 1,23/t_{1g} = 3,69/t_{2g}$. Zmiana wartości okna szybkości emisji e_{Tg} dokonywana jest poprzez zmianę początkowego t_{1g} lub końcowego czasu t_{2g} próbkowania przebiegu relaksacyjnego. Jednowymiarowe widmo korelacyjne $S_{Kg}(T)$ opisywane jest zależnością:

$$S_{Kg}(T_j) = [i(t_{1g}, T_j) - i(t_{2g}, T_j)] / [i(0, T_j) - i(t_i, T_j)], \quad (5)$$

$j = 1, J$

Dla różnych wartości par punktów czasowych t_1 i t_2 otrzymywane są jednowymiarowe widma korelacyjne dla przyjętego zbioru G wartości okien szybkości emisji e_{Tg} .

Dwuwymiarowe widma korelacyjne $S_K(T, e_T)$, powstałe w wyniku złożenia wielu widm jednowymiarowych $S_{Kg}(T)$ dla G różnych wartości okien szybkości emisji e_{Tg} , wizualizowane są w postaci powierzchni widmowych rozciągających się nad płaszczyzną wyznaczoną przez oś temperatury T oraz oś szybkości emisji e_T . Termiczna emisja nośników ładunku uwidacznia się na tych powierzchniach w postaci podłużnych fałd. Wysokość linii grzbietowej danej fałdy określona jest przez amplitudę przebiegu relaksacyjnego opisanego równaniem (2). Rzut linii grzbietowej fałdy na płaszczyznę (T, e_T) wyznacza temperaturową zależność odwrotności stałej czasowej tego przebiegu, która zgodnie z modelem fizycznym równa jest szybkości emisji e_T . W praktyce wizualizowany jest rzut danej fałdy na płaszczyznę (T, e_T) , zaś wysokość fałdy przedstawiana jest za pomocą skali kolorów. Rzut ten nazywany jest korelacyjnym prążkiem widmowym. Rzut linii grzbietowej fałdy, będący sygnaturą centrum defektowego na prążku widmowym zaznaczany jest linią ciągłą.

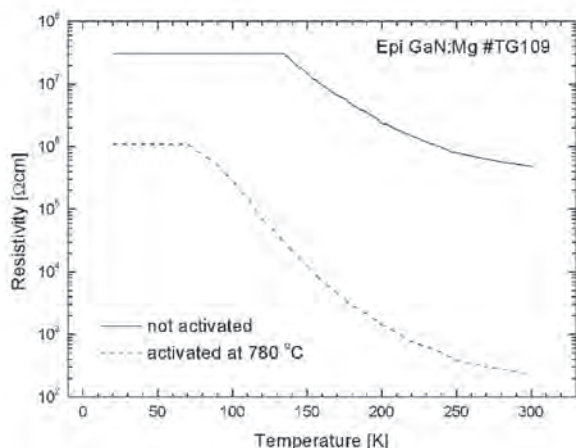
Podobnie, jak w przypadku dwuwymiarowego widma korelacyjnego $S_K(T, e_T)$, można utworzyć dwuwymiarowe widmo Laplace'a $S_L(e_T, T)$, składające się z jednowymiarowych widm $S_{Lj}(e_T)$ otrzymanych w wyniku analizy zaników fotoprądu zarejestrowanych w J różnych temperaturach. Zastosowanie programu CONTIN [17] umożliwia przekształcenie niestacjonarnego przebiegu fotoprądu w jednowymiarowe widmo, w którym występują ostre maksima odpowiadające składowym wykładniczym w tym zaniku, związanym z termiczną emisją nośników ładunku z poszczególnych rodzajów centrów defektowych. Maksima te położone są wzdłuż osi szybkości emisji i obserwując zmiany ich położenia w funkcji temperatury otrzymuje się temperaturowe

zależności szybkości emisji dla wykrytych rodzajów centrów defektowych. Program CONTIN zawiera zaawansowane procedury optymalizacyjne, bazujące na metodzie najmniejszych kwadratów [17].

Parametry centrów defektowych, E_a - energią aktywacji centrum defektowego oraz parametr A , będący iloczynem stałej materiałowej i przekroju czynnego na wychwyty nośników ładunku, wyznaczone są poprzez aproksymację określonych eksperymentalnie temperaturowych zależności szybkości emisji nośników ładunku równaniem (1), nazywanym równaniem Arrheniusa. Zależności te otrzymywane są w wyniku rzutowania linii grzbietowych fałd występujących w dwuwymiarowych widmach korelacyjnych oraz w dwuwymiarowych widmach Laplace'a na płaszczyznę wyznaczoną przez oś temperatury i oś szybkości emisji (T , e_T).

3. WPLYW OBRÓBKİ TERMICZNEJ NA STRUKTURĘ DEFEKTOWĄ WARSTW GaN:Mg

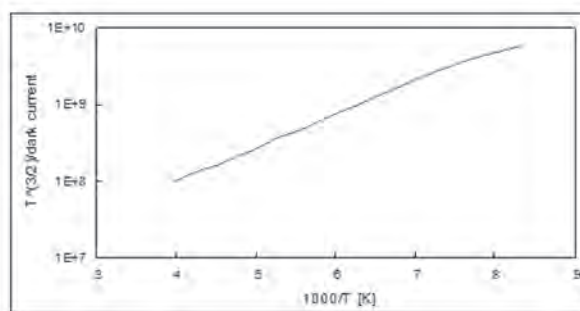
W celu określenia wpływu obróbki termicznej na właściwości warstw GaN:Mg porównano strukturę defektową tych warstw bezpośrednio po procesie wzrostu oraz po obróbce termicznej przeprowadzonej w temperaturze 780°C. Oba rodzaje warstw GaN:Mg osadzone zostały na podłożu Al_2O_3 (0001) i ich grubość wynosiła 0,5 μm . Porównanie temperaturowych zmian rezystywności dla tych warstw przedstawiono na Rys. 2.



Rys. 2. Porównanie temperaturowych zależności rezystywności dla warstwy GaN:Mg przed oraz po obróbce termicznej w temperaturze 780°C.

Fig. 2. Comparison of the temperature dependences of GaN:Mg layers resistivity before and after annealing at the temperature of 780°C.

Zależności przedstawione na Rys. 2 ilustrują zjawisko samokompensacji towarzyszące domieszkowaniu warstw GaN magnezem. Polega ono na powstawaniu zarówno płytkich, jak i głębokich centrów donorowych obok płytkich centrów akceptorowych Mg_{Ga} . Bezpośrednio po procesie wzrostu efekt samokompensacji jest bardzo silny i rezystywność warstwy GaN:Mg w temperaturze pokojowej wynosi $\sim 5,0 \times 10^5 \Omega cm$. W wyniku obróbki termicznej w 780°C rezystywność warstwy w temperaturze 300 K maleje o kilka rzędów wielkości i osiąga wartość $2,5 \times 10^2 \Omega cm$. Należy zwrócić uwagę, że w temperaturach poniżej 150 K warstwa wygrzewana jest również wysokorezystywna ($\rho > 1 \times 10^4 \Omega cm$). Energia aktywacji przewodnictwa wyznaczona dla tej warstwy na podstawie temperaturowych zmian prądu ciemnego w zakresie 125 - 250 K (Rys. 3) wynosi 0,084 eV.



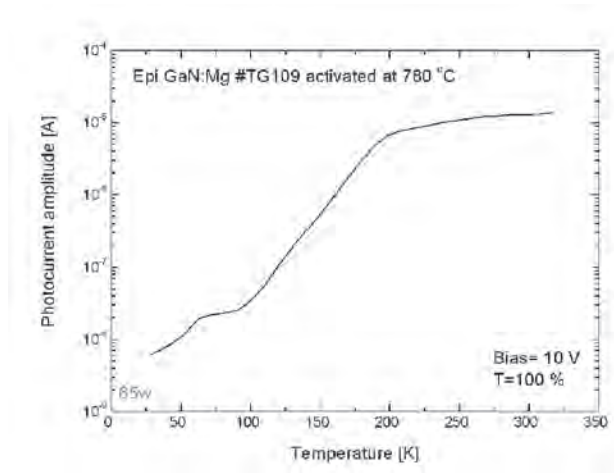
Rys. 3. Wykres prądu ciemnego w funkcji temperatury dla warstwy GaN:Mg poddanej obróbce termicznej w temperaturze 780°C. Wyznaczona energia aktywacji przewodnictwa wynosi 0,084 eV. Zakres temperatur 125 - 250 K.

Fig. 3. Temperature dependence of dark current for a GaN:Mg epitaxial layer subjected to annealing at 780°C. The activation energy of conductivity was found to be 0.084 eV. The temperature range 125 - 250 K.

Warto dodać, że dla warstwy niepoddanej procesowi wygrzewania energia aktywacji przewodnictwa wyznaczona w zakresie temperatur 500 - 600 K wynosiła 0,185 eV.

Rys. 4 ilustruje zależność amplitudy impulsu fotoprądu od temperatury w zakresie 30 - 320 K.

Zależność przedstawiona na Rys. 4 odzwierciedla temperaturowe zmiany rekombinacyjnego czasu życia nośników ładunku spowodowane obecnością centrów defektowych. Zgodnie z modelem przedstawionym w pracach [5, 18 - 19] można przyjąć, że szybkość rekombinacji determinuje szybkość wychwyty dziur przez obsadzone elektronami centra defektowe. Ze wzrostem temperatury poziom Fermiego przesuwa się w kierunku wierzchołka pasma



Rys. 4. Temperaturowa zależność amplitudy impulsu fotoprądu w zakresie temperatur 30 - 320 K dla warstwy GaN:Mg poddanej obróbce termicznej w temperaturze 780°C. Strumień fotonów $\Phi = 3,13 \times 10^{18} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

Fig. 4. Temperature dependence of the photocurrent pulse amplitude in the range of 30 – 320 K for a GaN:Mg epilayer after annealing at 780°C. The photon flux $\Phi = 3.13 \times 10^{18} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

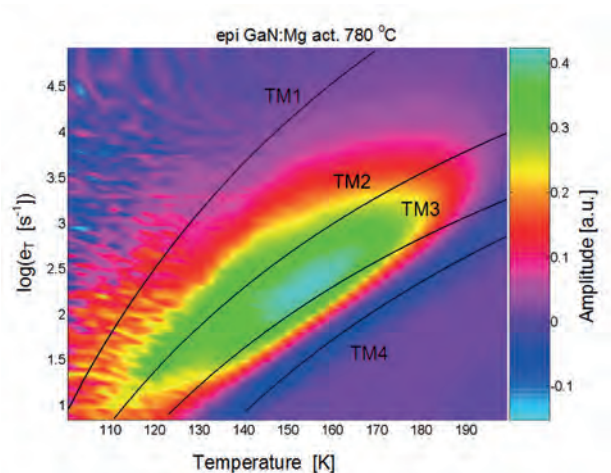
walencyjnego, powodując malenie koncentracji obsadzonych centrów rekombinacyjnych, a tym samym zmniejszenie szybkości procesu rekombinacji. Zmiany czasu życia elektronów w zakresie trzech rzędów wielkości wskazują na bardzo dużą koncentrację centrów rekombinacyjnych oraz udział atomów magnezu w ich powstawaniu.

Na Rys. 5 przedstawiono obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie 100 - 200 K dla warstwy GaN:Mg poddanej obróbce termicznej w 780°C.

Przedstawiony obraz wskazuje, że na korelacyjnej powierzchni widmowej występuje szeroka fałda spowodowana termiczną emisją nośników ładunku z trzech rodzajów centrów defektowych, oznaczonych jako TM1, TM2 i TM3, oraz wąskie wgłębienie spowodowane termiczną emisją nośników ładunku z centrów TM4. Linia ciągła ilustruje wynik aproksymacji neuronowej dna wgłębienia równaniem Arrheniusa. W przypadku pułapek TM1, TM2 i TM3 linie ciągłe, ilustrujące temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku, otrzymane zostały w wyniku aproksymacji neuronowej prążków widmowych otrzymanych z pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a. Prążki te przedstawione są na Rys. 6.

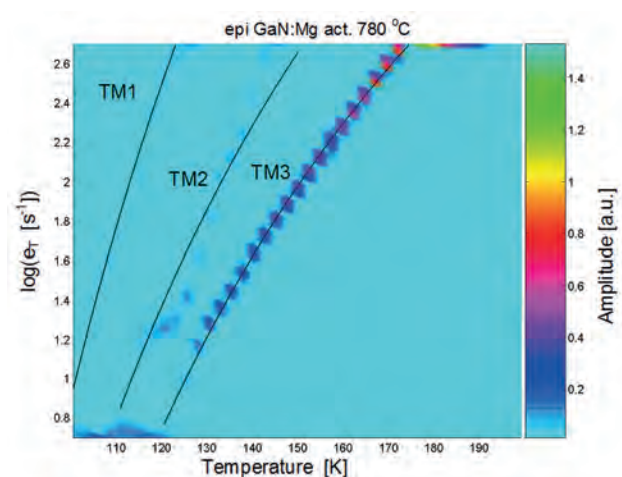
Rys. 7 ilustruje korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 300 - 450 K.

Obraz ten wskazuje, że stałe czasowe relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur



Rys. 5. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w warstwie GaN:Mg poddanej obróbce termicznej otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 100-200 K.

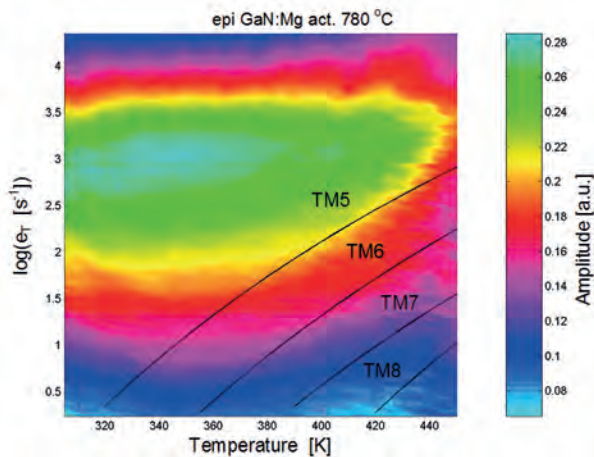
Fig. 5. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an annealed GaN:Mg epilayer, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 100 – 200 K.



Rys. 6. Obraz prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a dla centrów defektowych wykrytych w warstwie GaN:Mg poddanej obróbce termicznej powstały na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 100-200 K.

Fig. 6. Image of spectral fringes obtained by the inverse Laplace transform for defect centers detected in an annealed GaN:Mg epilayer from the photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 100 – 200 K.

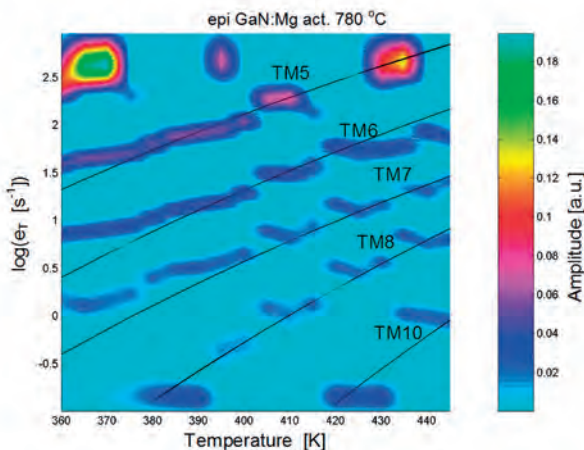
360 - 450 K maleją w funkcji temperatury, natomiast w zakresie temperatur 300 - 360 K wzrastają ze wzrostem temperatury. W tym ostatnim przypadku zmiany stałych czasowych nie są związane z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych.



Rys. 7. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w warstwie GaN:Mg poddanej obróbce termicznej otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 300 - 450 K.

Fig. 7. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an annealed GaN:Mg epilayer, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 300 – 450 K.

Liniami ciągłymi zaznaczono na Rys. 7 temperaturowe zależności szybkości nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych TM5, TM6, TM7 i TM8 określone w wyniku aproksymacji równaniem Arrheniusa prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a. Prążki

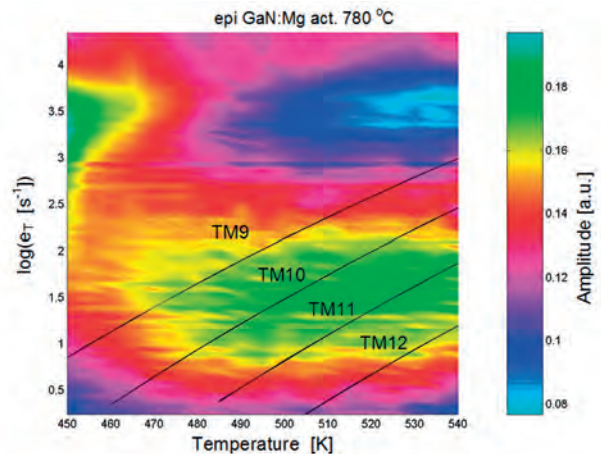


Rys. 8. Obraz prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a dla centrów defektowych wykrytych w warstwie GaN:Mg poddanej obróbce termicznej, powstały na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 360 - 450 K.

Fig. 8. Image of spectral fringes obtained by the inverse Laplace transform for defect centers detected in an annealed GaN:Mg epilayer from the photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 360 - 450 K.

te ilustruje Rys. 8, na którym widoczna jest również temperaturowa zależność szybkości emisji dla centrów TM10, dla których relaksacyjne przebiegi fotoprądu charakteryzują się długimi stałymi czasowymi rzędu 10 s.

Na Rys. 9 przedstawiono korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 450 - 540 K. Widoczny prążek widmowy powstał w wyniku rzutowania złożonej fałdy za płaszczyznę określoną osiami T , e_T .

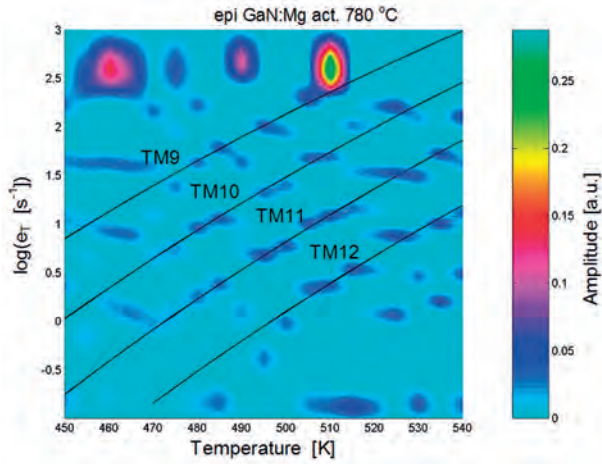


Rys. 9. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w warstwie GaN:Mg poddanej obróbce termicznej otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 450 - 540 K.

Fig. 9. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an annealed GaN:Mg epilayer, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 450 - 540 K.

Fałda ta odzwierciedla termiczną emisję nośników ładunku z czterech rodzajów centrów defektowych o zbliżonej koncentracji oznaczonych jako TM9, TM10, TM11 i TM12. Wykrycie tych centrów było możliwe dzięki zastosowaniu procedury wykorzystującej odwrotną transformację Laplace'a do analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu. Otrzymane w wyniku zastosowania tej procedury prążki widmowe dla centrów defektowych TM9, TM10, TM11 i TM12 przedstawione są na Rys. 10.

Parametry centrów defektowych w warstwie epitaksjalnej GaN:Mg poddanej obróbce termicznej w temperaturze 780 °C wykrytych na podstawie analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z wykorzystaniem zarówno procedury korelacyjnej, jak i za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a, zestawiono w Tab. 1. Otrzymane wyniki wskazują, że struktura defektowa tej warstwy jest bardzo złożona.



Rys. 10. Obraz prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace’a dla centrów defektowych wykrytych w warstwie GaN:Mg poddanej obróbce termicznej powstały na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 450-540 K.

Fig. 10. Image of spectral fringes obtained by the inverse Laplace transform for defect centers detected in an annealed GaN:Mg epilayer from the photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 450 – 540 K.

Wykryto 12 rodzajów centrów defektowych TM1-TM12, charakteryzujących się energią aktywacji od 0,12 do 1,38 eV. Wartości pozornego przekroju czynnego na wychwyt nośników ładunku dla tych centrów defektowych zawierają się w przedziale $1 \times 10^{-19} - 8 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$. Złożona struktura defektowa jest wynikiem kilku czynników powodujących powstawanie defektów punktowych o zróżnicowanych właściwościach. Czynnikiemami tymi są: obecność atomów magnezu, obecność atomów zanieczyszczeń - wodoru, węgla, tlenu i krzemu, nadmiar atomów azotu w fazie gazowej oraz wspieranie się dyslokacji generowanych w wyniku niedopasowania sieciowego warstwy i podłoża.

Wyniki przedstawione w Tab. 1 ilustrują zmiany w strukturze defektowej GaN:Mg zachodzące wskutek obróbki termicznej w temperaturze 780°C. Dominującymi centrami defektowymi w tej warstwie są akceptory Mg_{Ga} powstałe w wyniku rozpadu neutralnych kompleksów $\text{Mg}_{\text{Ga}}-\text{H}$ [20 - 24]. W warstwie niewygrzewanej centra akceptorowe Mg_{Ga} były nieaktywne elektrycznie wskutek pasywacji atomami wodoru i nie były obserwowane metodą HRPITS [25]. W materiale nie wygrzewanym były natomiast obserwowane centra donorowe C_{Ga} , które również występują w materiale poddanym obróbce termicznej (TM1, TM2) [4, 26, 27]. Znaczna rezystywność ($\sim 2,5 \times 10^2 \text{ } \Omega\text{cm}$) warstwy GaN:Mg pod-

danej obróbce termicznej związana jest z obecnością głębokich centrów donorowych, takich jak $\text{Mg}-\text{V}_{\text{N}}$ i $\text{V}_{\text{N}}-\text{H}$ oraz głębokich centrów akceptorowych związanych z kompleksami $(\text{V}_{\text{Ga}}-\text{O}_{\text{N}})^{-2-}$ i $\text{C}_{\text{i}}-\text{C}_{\text{N}}$, a także z międzywęzłowymi atomami azotu N_{i}^{0-} . Widoczny jest także wpływ dużej gęstości dyslokacji na właściwości pułapek TM1, TM2 oraz TM11 i TM12. Należy dodać, że identyfikację pułapek wykrytych metodą HRPITS przeprowadzono na podstawie dostępnych w literaturze wyników badań centrów defektowych w GaN oraz wyników teoretycznych obliczeń poziomów defektowych. Badania te przeprowadzono metodami: fotoluminescencji, katodoluminescencji, DLTS, anihilacji pozytonów oraz EPR z detekcją optyczną (ODMR). Poziomy energetyczne obliczone dla niektórych defektów rodzimych w GaN przedstawiono na Rys. 11 [28].

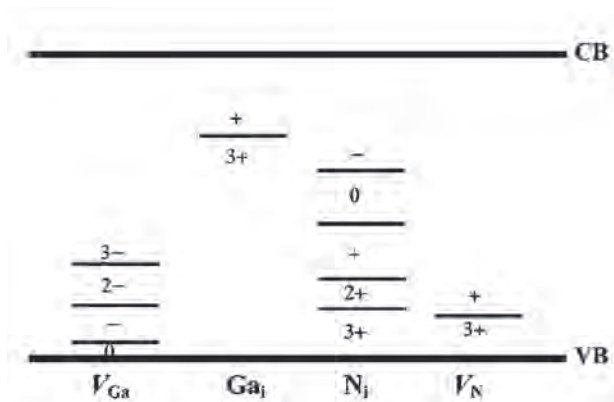
Tabela 1. Zestawienie parametrów centrów defektowych określonych w wyniku analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla warstwy GaN:Mg poddanej obróbce termicznej.

Table 1. Summary of the parameters of defect centers determined from the analysis of the temperature dependences of the time constants of photocurrent relaxation waveforms for an annealed GaN:Mg epilayer.

Oznaczenie pułapki	E_a [eV]	A [$\text{s}^{-1}\text{K}^{-2}$]	Uwagi/Identyfikacja
TM1	0,17	$3,0 \times 10^5$	h , akceptory Mg_{Ga} [20, 22, 29, 30]
TM2	0,13	$4,7 \times 10^2$	e , (0,129 eV) w [25], donory C_{Ga} [26, 27, 31]
TM3	0,12	$6,2 \times 10^1$	e , (0,120 eV) w [25], donory C_{Ga} w otoczeniu dyslokacji [26, 27, 31]
TM4	0,15	$1,3 \times 10^2$	h , ujemna amplituda relaksacyjnego przebiegu fotoprądu, akceptory C_{N} [26, 27, 31]
TM5	0,50	$1,6 \times 10^3$	$h, \text{V}_{\text{N}}^{3+/+}$ [28]
TM6	0,59	$3,6 \times 10^3$	e , $\text{Mg}-\text{V}_{\text{N}}$, przejścia DA 2.8 eV [22, 24, 28, 32-34]
TM7	0,63	$2,0 \times 10^3$	e , $\text{V}_{\text{N}}-\text{H}$ [1, 20, 21]
TM8	0,86	$2,5 \times 10^3$	h , $\text{Ga}_{\text{N}}^{4+/3+}$ [4, 28, 35, 36]
TM9	1,06	$2,8 \times 10^7$	h , TH13, $(\text{V}_{\text{Ga}}-\text{O}_{\text{N}})^{-2-}$ [4, 37]
TM10	1,22	$2,4 \times 10^8$	h , $\text{C}_{\text{i}}-\text{C}_{\text{N}}$, przejścia DA 2.2 eV [26, 27, 31]
TM11	1,32	$5,3 \times 10^8$	h , TS11, N_{i}^{0-} w otoczeniu dyslokacji [4, 28]
TM12	1,38	$4,3 \times 10^8$	h , TS10, N_{i}^{0-} [4, 28]

E_a i A - energia aktywacji oraz współczynnik przedeksponencjalny w równaniu Arrheniusa $e_{\tau} = AT^2 \exp(-E_a/kT)$

Jak wynika z Rys. 11 luki galowe (V_{Ga}) mogą występować w trzech stanach ładunkowych $V_{\text{Ga}}^{2-/3-}$, $V_{\text{Ga}}^{-2/}$ oraz $V_{\text{Ga}}^{0/-}$, z którymi związane są poziomy energetyczne, odpowiednio $E_v+1,1$ eV, $E_v+0,64$ eV oraz $E_v+0,25$ eV. W wielu stanach ładunkowych mogą występować także międzywęzłowe atomy azotu (N_i).



Rys. 11. Obliczone za pomocą teorii funkcjonału gęstości poziomy energetyczne dla niektórych defektów rodzimych w GaN [28].

Fig. 11. Energy levels determined by the density functional theory (DFT) for selected native defects in GaN [28].

4. STRUKTURA DEFEKTOWA WARSTWY GaN OSADZONEJ NA PODŁOŻU Al_2O_3 DLA TRANZYSTORA HEMT

Do badania centrów defektowych wykorzystano wysokorezystywną, niedomieszkowaną warstwę GaN o grubości 1 μm w strukturze osadzonej na warstwie przejściowej $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$ o grubości 0,5 μm . Wyniki badań rentgenowskich tej warstwy przeprowadzone za pomocą spektrometru o wysokiej rozdzielczości w Pracowni Rentgenografii Zakładu Badań Mikrostrukturalnych ITME przedstawiono w Tab. 2.

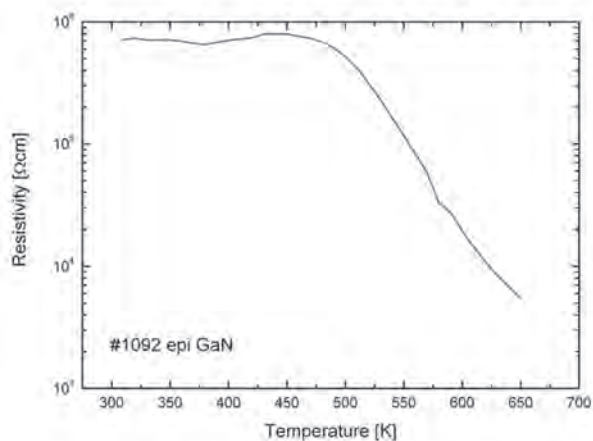
Tabela 2. Parametry rentgenowskiego widma dyfrakcyjnego dla warstwy epitaksjalnej GaN dla tranzystora HEMT. OM – szerokość połowkowa, $I(\theta)$ – intensywność promieniowania dla kąta odchylenia wiązki θ .

Table 2. Parameters of the X-ray rocking curve for a GaN epilayer used for HEMTs. OM – half width, $I(\theta)$ – reflection intensity for a diffraction angle θ .

GaN #1092			
	środek płytki	obszar 1	obszar 2
OM [arcsec]	236	225	250
$I(\theta)/I(2\theta)$	68	102	101

Dane przedstawione w Tab. 2 wskazują na pewną deformację sieci krystalicznej warstwy epitaksjalnej. Stopień tej deformacji jest różny w różnych obszarach warstwy. Należy dodać, że wartości szerokości połowkowej podane w Tab. 2 są porównywalne z wartościami podawanymi w literaturze dla warstw buforowych GaN dla tranzystorów HEMT [38].

Rys. 12 ilustruje temperaturową zależność rezystywności dla niedomieszkowanej warstwy GaN #1092 w zakresie temperatur od 300 do 650 K. Zależność przedstawiona na Rys. 12 wskazuje, że zgodnie z założeniami technologicznymi warstwa GaN #1092 w temperaturze pokojowej jest wysokorezystywna ($\rho \approx 7 \times 10^5 \Omega\text{cm}$). Od temperatury ~ 470 K rezystywność warstwy maleje w funkcji temperatury, osiągając w temperaturze 650 K wartość $\sim 5 \times 10^3 \Omega\text{cm}$.



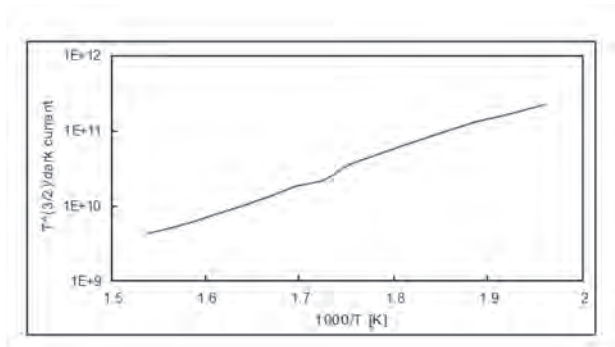
Rys. 12. Temperaturowa zależność rezystywności niedomieszkowanej warstwy GaN dla tranzystora HEMT w zakresie temperatur 300 - 650 K.

Fig. 12. Temperature dependence of resistivity in the range of 300 – 650 K for an undoped GaN layer used for HEMTs.

Energia aktywacji przewodnictwa określona na podstawie zmian prądu ciemnego w funkcji temperatury (Rys. 13) wynosi 0.85 eV.

Na Rys. 14 przedstawiono zależność amplitudy impulsu fotoprądu od temperatury dla warstwy GaN #1092. 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 ~ 500 K amplituda impulsu fotoprądu jest o dwa rzędy wielkości mniejsza w porównaniu z amplitudą w niskich temperaturach.

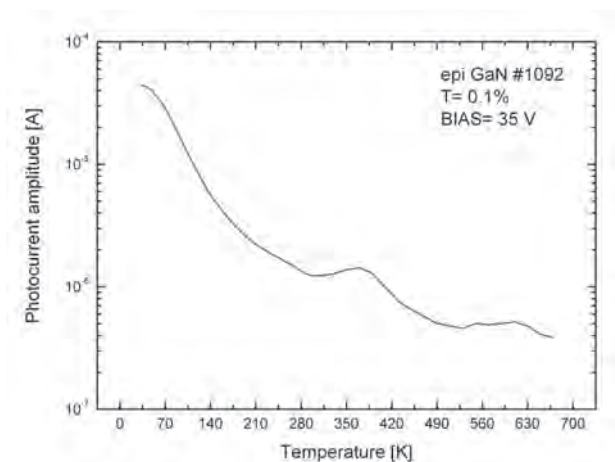
Zgodnie z modelem przedstawionym w pracy [18] zależność przedstawiona na Rys. 14 może być



Rys. 13. Wykres prądu ciemnego w funkcji temperatury dla niedomieszkowanej warstwy GaN dla tranzystora HEMT. Wyznaczona energia aktywacji przewodnictwa wynosi 0,85 eV.

Fig. 13. Temperature dependence of dark current for an undoped GaN layer used for HEMTs. The activation energy of conductivity was found to be 0.85 eV.

wyjaśniona udziałem w procesie rekombinacji dwóch rodzajów centrów defektowych, które możemy oznaczyć jako S i R , znacznie różniących się przekrojami czynnymi na wychwyt elektronów i dziur. W niskich temperaturach, gdy poziom Fermiego leży w bliżej dna pasma przewodnictwa rekombinacja zachodzi głównie z udziałem centrów S , których przekroje czynne na wychwyt 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 rekombinacyjnymi są centra R , przy czym proces

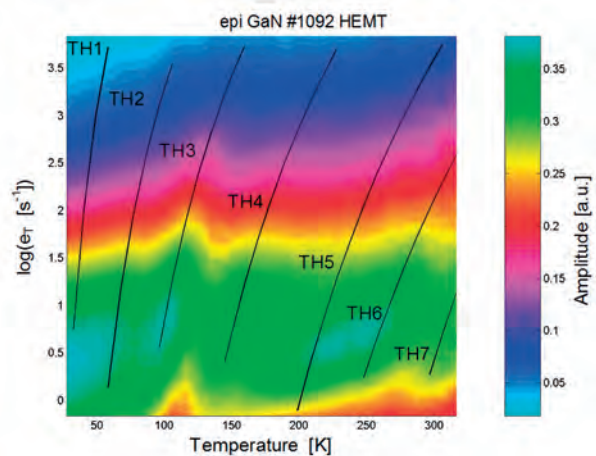


Rys. 14. Temperaturowa zależność amplitudy impulsu fotoprądu dla niedomieszkowanej warstwy GaN dla tranzystora HEMT. Strumień fotonów $\Phi = 3,1 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Fig. 14. Temperature dependence of the photocurrent pulse amplitude for an undoped GaN epilayer used for HEMTs. The photon flux $\Phi = 3.1 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

rekombinacji z udziałem centrów R jest znacznie szybszy niż z udziałem centrów S .

Rys. 15 ilustruje korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 30 - 320 K dla warstwy GaN #1092. Jak wskazuje obraz przedstawiony na Rys. 15 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.

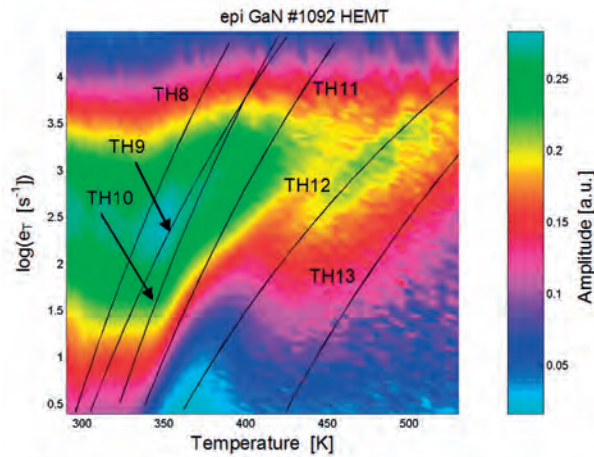


Rys. 15. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN dla tranzystora HEMT otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 30-320 K. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych TH1-TH7.

Fig. 15. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer for HEMTs, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 30 – 320 K. The solid lines represent the temperature dependences of the emission rate of charge carriers for detected defect centers TH1-TH7.

Na Rys. 16 przedstawiono korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 290 - 530 K.

Obraz przedstawiony na Rys. 16 ilustruje 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

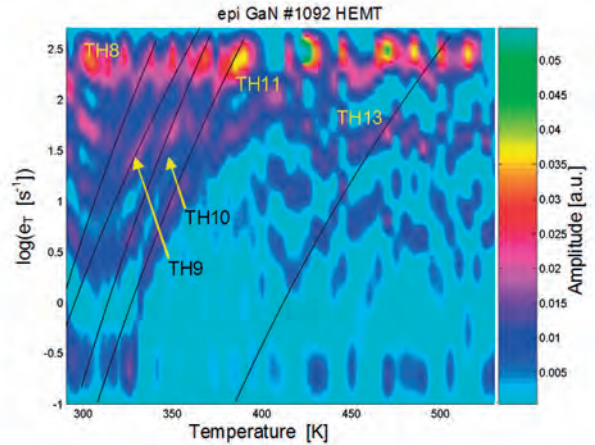


Rys. 16. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN dla tranzystora HEMT otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 290 - 530 K. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych TH8-TH13.

fałd (linie ciągłe) było możliwe po przeprowadzeniu analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a. Wyniki tej analizy ilustruje Rys. 17, który wskazuje na dużą rozdzielczość odwrotnej transformacji Laplace'a w zastosowaniu do analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 290-400 K.

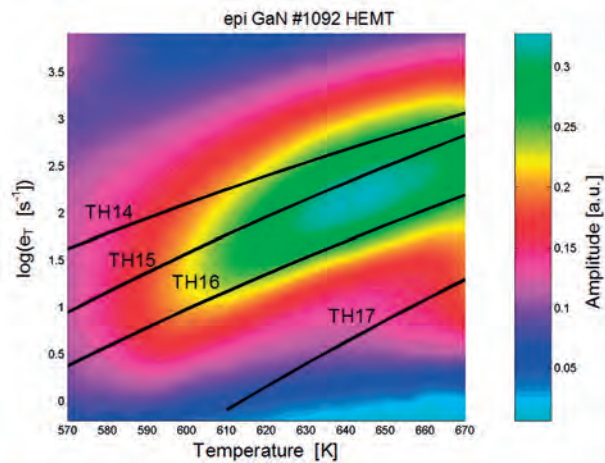
W obszarze określonym tym zakresem temperatur szerokiej fałdzie w widmie korelacyjnym odpowiadają 4 prążki w widmie Laplace'a, które dobrze poddają się aproksymacji równaniem Arrheniusa za pomocą sieci neuronowej. Dla przebiegów relaksacyjnych zmierzonych w zakresie temperatur 400-530 K obraz prążków Laplace'a ulega rozmyciu wskutek dużej składowej szumowej.

Na Rys. 18 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.



Rys. 17. 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.

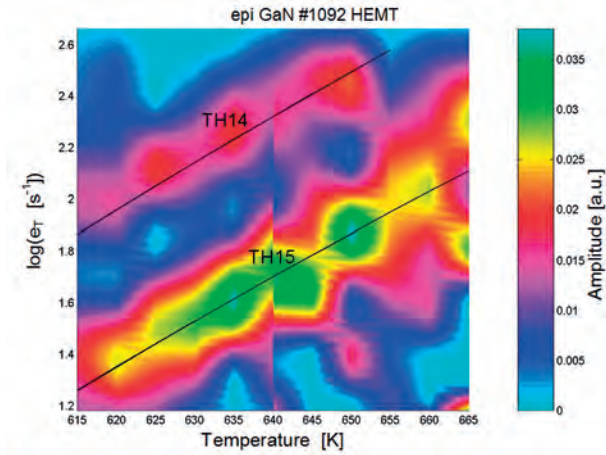
Fig. 17. Image of spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer for HEMTs, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 290 - 530 K using the inverse Laplace transform.



Rys. 18. 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.

Fig. 18. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer for HEMTs, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 570 - 670 K.

Temperaturowe zależności szybkości emisji dla centrów TH14 i TH15 wyznaczone zostały na podstawie aproksymacji prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnego przekształcenia Laplace'a (Rys. 19).



Rys. 19. 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 615 - 665 K.

Fig. 19. Image of spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer for HEMTs, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 615 - 665 K using the inverse Laplace transform.

Parametry centrów defektowych w warstwie epitaksjalnej GaN #1092 wykrytych na podstawie analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z wykorzystaniem zarówno procedury korelacyjnej, jak i za pomocą odwrotnej transformacji Laplace’a, zestawiono w Tab. 3.

Otrzymane wyniki wskazują, że struktura defektowa tej warstwy jest bardzo złożona. Występują w niej bowiem zarówno donory płytkie (TH1-TH3), jak i akceptory płytkie (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 antystrukturalne w podsieci galu (N_{Ga}). Tak więc, w celu uzyskania dużej rezystywności materiału należy 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 #1092, która otrzymana została przy znacznym nadmiarze koncentracji atomów azotu w stosunku do koncentracji atomów galu w fazie gazowej.

Tabela 3. Zestawienie parametrów centrów defektowych określonych w wyniku analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla niedomieszkowanej warstwy epitaksjalnej GaN dla tranzystora HEMT.

Table 3. Summary of the parameters of defect centers determined from the analysis of the temperature dependences of the time constants of photocurrent relaxation waveforms for an undoped GaN epilayer used for HEMTs.

Oznaczenie pułapki	E_a [eV]	A [$s^{-1}K^{-2}$]	Uwagi/Identyfikacja
TH1	0,036	$2,0 \times 10^3$	e, Si_{Ga} [4, 39 - 40]
TH2	0,074	$1,1 \times 10^4$	$e, V_N^{0/+}$ [28]
TH3	0,13	$3,3 \times 10^3$	$e, TS1, donory C_{Ga}$ [26 - 27, 31]
TH4	0,23	$1,0 \times 10^4$	$h, TS2, Si_N$ [4, 39 - 40]
TH5	0,39	$5,1 \times 10^4$	kompleksy z udziałem C_N [26 - 27, 31]
TH6	0,48	$1,9 \times 10^5$	kompleksy z udziałem V_N [4, 27 - 28]
TH7	0,76	$1,8 \times 10^8$	$TS8, N_{Ga} - V_{Ga}$ [4, 35]
TH8	0,95	$3,8 \times 10^9$	$V_{Ga} - Si_{Ga}$ [4, 26]
TH9	1,03	$3,6 \times 10^{11}$	$h, (V_{Ga} - H)^2$ [4, 28]
TH10	0,80	$4,4 \times 10^8$	kompleksy z udziałem V_{Ga} i O lub C [4, 27, 37]
TH11	0,91	$7,6 \times 10^{10}$	$h, TS4, N_{Ga}^{2+/-}, E_v + 0,9 eV$ [4, 28]
TH12	0,73	$2,9 \times 10^5$	$h, V_{Ga}^{-2/}$ [28]
TH13	1,08	$9,7 \times 10^7$	$h, TM9, (V_{Ga} - O_N)^{2/-}$ [37]
TH14	0,99	$7,3 \times 10^4$	$h, 0,97 eV, O-DLTS$ [41]; $V_{Ga} - 2H$ [20,23,42]
TH15	1,27	$1,2 \times 10^6$	$h, 1,25 eV, O-DLTS$ [41]; $V_{Ga}^{2-/3-}$ [28]
TH16	1,32	$1,3 \times 10^7$	$e, C_i, E_c - 1,35 eV$ [26 - 27]
TH17	1,77	$9,0 \times 10^8$	$h, TS13, N_{Ga}^{+0}$ [4, 28]

E_a i A - energia aktywacji oraz współczynnik przedeksponencjalny w równaniu Arrheniusa $e_T = AT^2 \exp(-E_a/kT)$

5. STRUKTURA DEFEKTOWA WARSTWY GaN OSADZONEJ NA PODŁOŻU 6H-SiC:V

Do badania centrów defektowych wykorzystano niedomieszkowaną warstwę GaN o grubości $\sim 1 \mu m$ osadzoną na kawałku płytki podłożowej SI 6H-SiC:V

o wymiarach $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Wyniki badań rentgenowskich przeprowadzonych dla trzech różnych obszarów warstwy epitaksjalnej przedstawiono w Tab. 4.

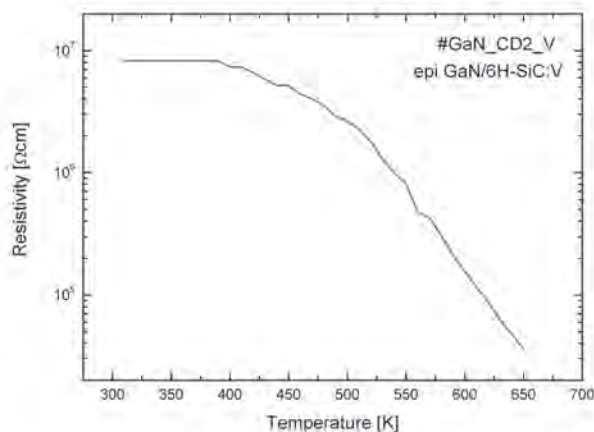
Tabela 4. Parametry rentgenowskiego widma dyfrakcyjnego dla warstwy epitaksjalnej GaN osadzonej na półizolującym podłożu 6H-SiC:V. OM – szerokość połówkowa, $I(\theta)$ – intensywność promieniowania dla kąta odchylenia wiązki θ .

Table 4. Parameters of the X-ray rocking curve for a GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate. OM – half width, $I(\theta)$ – reflection intensity for a diffraction angle θ .

GaN #CD2/V (podłoże 6H-SiC:V)			
	obszar 1	obszar 2	obszar 3
OM [arcsec]	238	223	201
$I(\theta)/I(2\theta)$	204	153	111

Dane przedstawione w Tab. 4 wskazują na pewną deformację sieci krystalicznej warstwy GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V. Należy zauważyć, że stopień tej deformacji podobny jest do stopnia deformacji warstwy GaN #1092 osadzonej na podłożu Al_2O_3 z warstwą zarodkową AlN (parametr OM - Tab. 2).

Na Rys. 20 zilustrowano temperaturową zależność rezystywności dla niedomieszkowanej warstwy GaN #CD2_V w zakresie temperatur 300-650 K. Zależność ta wskazuje, że w temperaturze pokojowej rezystywność warstwy epitaksjalnej GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V wynosi $\sim 7 \times 10^6 \Omega\text{cm}$ i jest o rząd wielkości większa od rezystywności niedomieszkowanej warstwy GaN #1092 osadzonej na podłożu Al_2O_3 . Od temperatury $\sim 400 \text{ K}$ rezystywność warstwy GaN #CD_V maleje w funkcji

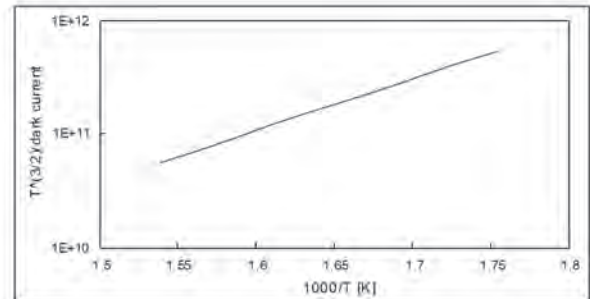


Rys. 20. Temperaturowa zależność rezystywności niedomieszkowanej warstwy GaN osadzonej na półizolującym podłożu 6H-SiC:V.

Fig. 20. Temperature dependence of resistivity for an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate.

temperatury, osiągając w temperaturze 650 K wartość $\sim 2 \times 10^5 \Omega\text{cm}$.

Energia aktywacji przewodnictwa określona na podstawie zmian prądu ciemnego w funkcji temperatury (Rys. 21) wynosi 0,91 eV.

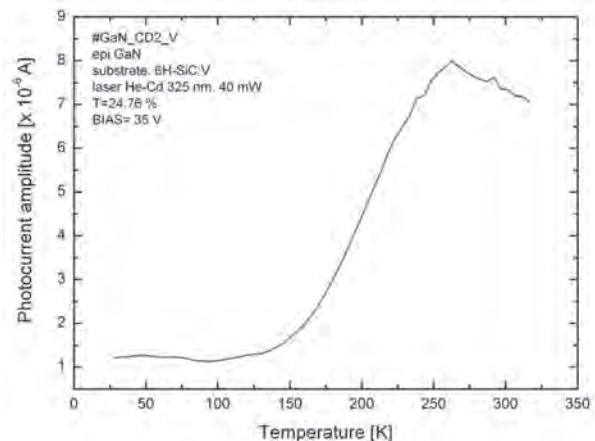


Rys. 21. Wykres prądu ciemnego w funkcji temperatury dla niedomieszkowanej warstwy GaN osadzonej na podłożu 6H-SiC:V. Wyznaczona energia aktywacji przewodnictwa wynosi 0.91 eV.

Fig. 21. Temperature dependence of dark current for an undoped GaN layer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate. The activation energy of conductivity was found to be 0.95 eV.

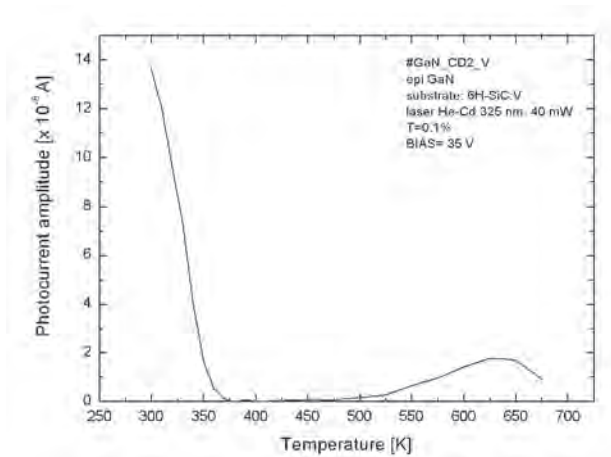
Na Rys. 22 i Rys. 23 przedstawiono zależność amplitudy impulsu fotoprądu od temperatury dla warstwy GaN #Cd2_V osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V, odpowiednio w zakresie temperatur 25-315 K i 300-660 K.

Zależność przedstawiona na Rys. 22 odzwierciedla temperaturowe zmiany rekombinacyjnego czasu



Rys. 22. Temperaturowa zależność amplitudy impulsu fotoprądu w zakresie temperatur 25-315 K dla niedomieszkowanej warstwy GaN osadzonej na podłożu 6H-SiC:V. Strumień fotonów $\Phi = 7.6 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

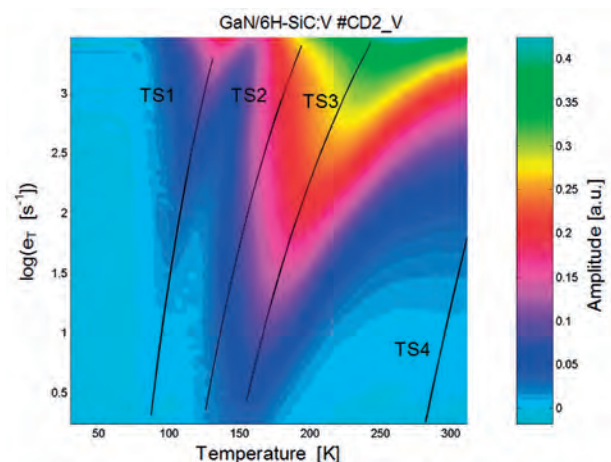
Fig. 22. Temperature dependence of the photocurrent pulse amplitude in the range of 25 – 315 K for an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate. The photon flux $\Phi = 7.6 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.



Rys. 23. Temperaturowa zależność amplitudy impulsu fotoprądu w zakresie temperatur 300-660 K dla niedomieszkowanej warstwy GaN osadzonej na podłożu 6H-SiC:V. Strumień fotonów $\Phi = 3.1 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

Fig. 23. Temperature dependence of the photocurrent pulse amplitude in the range of 300 – 660 K for an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate. The photon flux $\Phi = 3.1 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

życia nośników ładunku spowodowane obecnością centrów defektowych. Zmiany czasu życia nośników o \sim rząd wielkości w przedziale temperatur 150-250 K wskazują na dużą koncentrację centrów rekombinacyjnych. Z kolei, jak wskazują dane pokazane na Rys. 23, w zakresie temperatur 300-375 K następuje silne gaszenie fotoprzewodnictwa. Podobne zjawisko obserwowano w próbce GaN #1092 w szerokim zakresie temperatur 30-670 K.



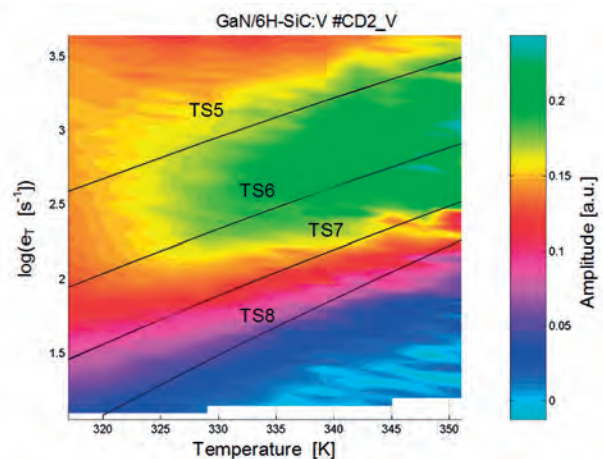
Rys. 24. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 30-320 K.

Fig. 24. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 30-320 K.

Rys. 24 ilustruje korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 30 - 320 K dla niedomieszkowanej warstwy GaN #CD2_V osadzonej na półizolującym podłożu 6H-SiC:V.

Obraz przedstawiony na Rys. 24 wskazuje, że na korelacyjnej powierzchni widmowej w zakresie temperatur 30-320 K występują 4 fałdy związane z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zmiany szybkości emisji dla wykrytych centrów defektowych TS1-TS4, otrzymane w wyniku aproksymacji neuronowej linii grzbietowych fałd równaniem Arrheniusa.

Na Rys. 25 przedstawiono korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu. Obraz ten, złożony z nachodzących na siebie fałd związanych z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych TS5-TS8, ilustruje rzut powierzchni widmowej na płaszczyznę określoną osiami T i e_t w zakresie temperatur 315 - 350 K. Wyodrębnienie linii grzbietowych poszczególnych fałd, widocznych

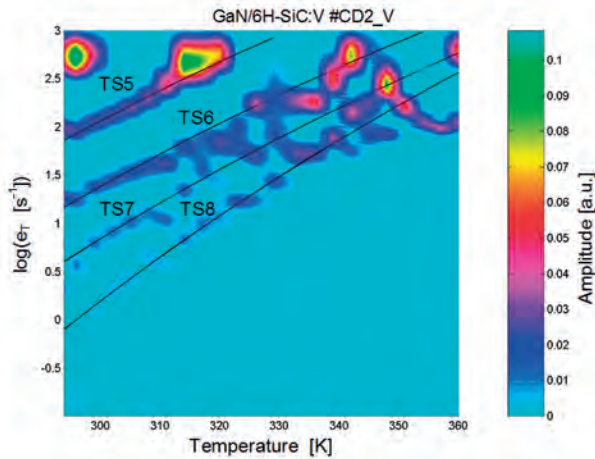


Rys. 25. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 315-350 K.

Fig. 25. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 315-350 K.

na Rys. 25 jako linie ciągłe, było możliwe po przeprowadzeniu analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a. Wyniki tej analizy ilustruje Rys. 26. Szerokiej fałdzie

w widmie korelacyjnym (Rys. 25) odpowiadają 4 prążki w widmie Laplace'a.

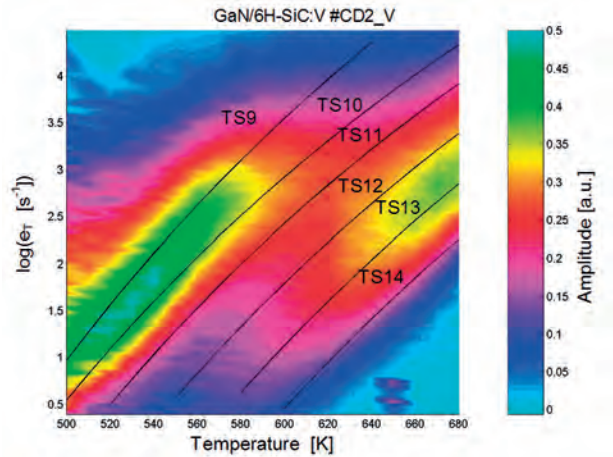


Rys. 26. Obraz prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V powstały na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 295-360 K.

Fig. 26. Image of spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 295-360 K using the inverse Laplace transform.

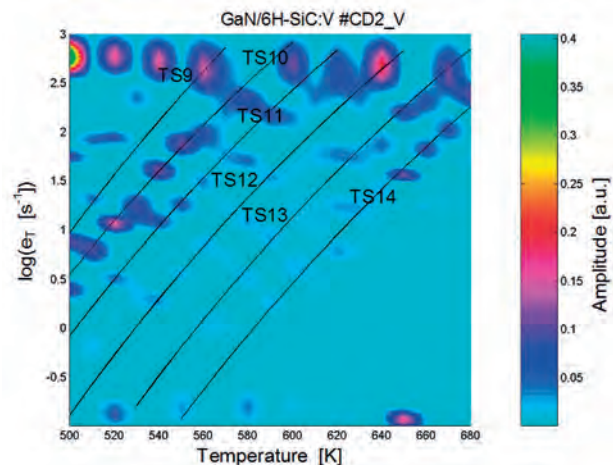
Na Rys. 27 przedstawiono korelacyjny obraz temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 500 - 680 K. Widoczne są dwie szerokie fałdy powstałe w wyniku nałożenia kilku fałd odpowiadających termicznej emisji nośników ładunku z centrów defektowych TS9-TS14. Temperaturowe zależności szybkości emisji dla tych centrów wyznaczone zostały na podstawie aproksymacji prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnego przekształcenia Laplace'a (Rys. 28).

Parametry centrów defektowych w warstwie GaN #CD2_V osadzonej na podłożu 6H-SiC:V, wykrytych na podstawie analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z wykorzystaniem zarówno procedury korelacyjnej, jak i za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a, zestawiono w Tab. 5. Z danych przedstawionych w Tabeli 5 wynika, że w warstwie tej, podobnie jak w warstwie dla tranzystora HEMT, występuje wiele centrów donorowych i akceptorowych. Obecność tych centrów powoduje, że warstwa GaN #CD2_V charakteryzuje się bardzo dużą rezystywnością. Warstwa ta nie była bowiem domieszkowana, zaś obserwowane płytkie dono-



Rys. 27. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 500-680 K.

Fig. 27. Image of correlation spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 500-680 K.



Rys. 28. Obraz prążków widmowych otrzymanych za pomocą odwrotnej transformacji Laplace'a dla centrów defektowych wykrytych w niedomieszkowanej warstwie GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V powstały na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 500-680 K.

Fig. 28. Image of spectral fringes for defect centers detected in an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate, obtained from the analysis of photocurrent relaxation waveforms recorded in the temperature range of 500-680 K using the inverse Laplace transform.

ry (TS1) i płytkie akceptory (TS2) związane są z zanieczyszczeniem jej atomami węgla i krzemu. Głębokie centra defektowe w tej warstwie związane są głównie z rodzimymi defektami punktowymi oraz z kompleksami powstającymi z ich udziałem.

Głównie obserwowane są defekty w podsieci galu, co wskazuje na nadmiar koncentracji azotu w stosunku do koncentracji atomów galu w fazie gazowej podczas procesu wzrostu.

Tabela 5. Zestawienie parametrów centrów defektowych określonych w wyniku analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla niedomieszkowanej warstwy epitaksjalnej GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V.

Table 5. Summary of the parameters of defect centers determined from the analysis of the temperature dependences of the time constants of photocurrent relaxation waveforms for an undoped GaN epilayer deposited on an SI 6H-SiC:V substrate.

Oznaczenie pułapki	E_a [eV]	A [$s^{-1}K^{-2}$]	Uwagi/Identyfikacja
TS1	0,135	$2,0 \times 10^4$	e , TH3, donory C_{Ga} [26 - 27, 31]
TS2	0,19	$6,0 \times 10^3$	h , TH4, Si_N [4, 39 - 40]
TS3	0,22	$2,0 \times 10^3$	e , $E_c - 0.22$ eV [26]
TS4	0,86	$5,0 \times 10^{10}$	h , TH11; 0.87 eV, O-DLTS [41]; $N_{Ga}^{2+/+}$ [4, 28]
TS5	0,53	$1,0 \times 10^6$	e , $E_c - 0.58$ eV [41] w otoczeniu dyslokacji
TS6	0,57	$1,0 \times 10^6$	e , $E_c - 0.58$ eV [41]
TS7	0,63	$3,1 \times 10^6$	e , T1, DLTS, tab. 2.3.1; $E_c - 0.61$ eV [26]
TS8	0,79	$3,6 \times 10^8$	TH7, $N_{Ga} - V_{Ga}$ [4, 35]
TS9	1,44	$1,2 \times 10^{10}$	1.45 eV, O-DLTS [26, 41]
TS10	1,40	$4,2 \times 10^8$	h , TM12, $N_i^{0/-}$ [4, 28]
TS11	1,32	$2,9 \times 10^8$	h , TM11, $N_i^{0/-}$ w otoczeniu dyslokacji [4, 28]
TS12	1,50	$7,5 \times 10^8$	h , akceptor, $E_v - 1.45$ eV ($E_c - 2.05$ eV) [26]
TS13	1,71	$2,0 \times 10^9$	h , TH17, $N_{Ga}^{+/0}$ [4, 28]
TS14	1,63	$2,0 \times 10^9$	h , $N_{Ga}^{+/0}$ w otoczeniu dyslokacji [4, 28]

E_a i A - energia aktywacji oraz współczynnik przedeksponencyjalny w równaniu Arrheniusa $e_i = AT^2 \exp(-E_a/kT)$

Należy zwrócić uwagę, że niektóre defekty punktowe: centra $E_c - 0,58$ eV, $N_i^{0/-}$ i $N_{Ga}^{+/0}$ mogą występować zarówno w obszarach wolnych od dyslokacji (centra TS6, TS10 i TS13), jak i w otoczeniu dyslokacji, w zasięgu oddziaływania pól naprężeń i pól elektrycznych, powodujących zmniejszenie energii aktywacji (centra TS5, TS11 i TS14) [26]. Warto dodać, że stałe sieciowe a i c dla 6H-

-SiC i GaN wynoszą odpowiednio $a = 3,0806$ Å i $c = 15,1173$ Å oraz $a = 3,186$ Å i $c = 5,176$ Å [43]. Tak więc, w warstwie GaN osadzonej na podłożu 6H-SiC generowane są dyslokacje niedopasowania, a także związane z nimi dyslokacje nachylone, których gęstość może wynosić $10^8 - 10^9$ cm⁻² [3, 38].

6. PODSUMOWANIE

Metodę wysokorozdzielczej, niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (HRPITS) zastosowano do badania centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN otrzymanych metodą MOCVD. Dużą rozdzielczość metody HRPITS uzyskano w wyniku zobrazowania temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z wykorzystaniem odwrotnej transformacji Laplace'a. Metodę HRPITS wykorzystano do badania centrów kompensujących w warstwach GaN:Mg typu p poddanych obróbce termicznej w 780 °C, a także w niedomieszkowanych, wysokorezystywnych warstwach GaN osadzonych na podłożach Al₂O₃ i 6H-SiC:V.

Dominującym mechanizmem aktywacji atomów magnezu podczas obróbki termicznej warstw GaN:Mg jest rozpad neutralnych kompleksów Mg-H. Kompleksy te, jako nieaktywne elektrycznie, nie mogą być obserwowane metodą HRPITS. Są one natomiast bardzo dobrze obserwowane metodą spektroskopii absorpcyjnej w podczerwieni (FTIR). Domieszkowaniu magnezem towarzyszy proces samokompensacji polegający na tworzeniu się kompleksów Mg-V_N, które są głębokimi donorami ($E_c - 0,59$ eV) kompensującymi płytkie akceptory Mg_{Ga}⁻ ($E_v + 0,17$ eV). W procesie kompensacji biorą również udział głębokie centra donorowe związane z kompleksami V_N-H ($E_c - 0,63$ eV), a także płytkie centra donorowe C_{Ga} ($E_c - 0,13$ eV) powstające wskutek zanieczyszczenia warstwy atomami węgla. Atomy te mogą występować zarówno w otoczeniu dyslokacji, jak i w obszarach wolnych od dyslokacji. Obecność atomów węgla w warstwie GaN:Mg manifestuje się także występowaniem kompleksów C_i-C_N ($E_v + 1,22$ eV).

Określono centra defektowe biorące udział w kompensacji ładunkowej niedomieszkowanej, wysokorezystywniej warstwy GaN, stanowiącej warstwę buforową dla tranzystora HEMT, osadzonej na podłożu Al₂O₃ z warstwą zarodkową AlN. Stwierdzono, że płytkimi donorami są centra Si_{Ga}⁺ ($E_c - 0,036$ eV) i C_{Ga}⁺ ($E_c - 0,13$ eV), zaś płytkimi akceptorami centra Si_N⁻ ($E_v + 0,23$ eV). Zaobserwowano również występowanie głębokich centrów akceptorowych

związanych z lukami galowymi $V_{\text{Ga}}^{-2/2-}$ ($E_v+0,73$ eV) i $V_{\text{Ga}}^{2-/3-}$ ($E_v+1,27$ eV) 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 podsięci galu $N_{\text{Ga}}^{+/0}$ ($E_v+1,77$ eV) i $N_{\text{Ga}}^{2+/+}$ ($E_v+0,91$ eV). Otrzymane wyniki wskazują, że w mechanizmie kompensacji biorą udział nie tylko defekty rodzime, ale również atomy zanieczyszczeń Si, C, O i H.

Stwierdzono, że struktura defektowa niedomieszkowanej warstwy GaN osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V z warstwą zarodkową GaN jest złożona, podobnie jak warstwy osadzonej na podłożu Al_2O_3 z warstwą zarodkową AlN. Wysoka rezystywność warstwy GaN, osadzonej na podłożu SI 6H-SiC:V przy dużym nadmiarze atomów azotu w stosunku do atomów galu, spowodowana jest kompensacją zarówno płytkich C_{Ga}^+ ($E_c-0,135$ eV), jak i głębokich donorów $N_{\text{Ga}}^{+/0}$ ($E_c-1,63$ eV) i $N_{\text{Ga}}^{2+/+}$ ($E_c-0,86$ eV) przez centra akceptorowe związane z atomami krzemu Si_N^- ($E_v+0,19$ eV) oraz międzywęzłowymi atomami azotu $\text{N}_\text{i}^{0/-}$ ($E_v+1,40$ eV). Zaobserwowano, że wzrost warstwy na podłożu 6H-SiC:V sprzyja dekorowaniu dyslokacji defektami punktowymi.

LITERATURA

- [1] Glaser E.R., Carlos W.E., Braga G.C.B., Freitas, Jr, J.A., Moore W.J., Shanbrook B.V., Henry R.L., A.E. Wickenden, D.D. Koleske, H. Obloh, P. Kozodoy, S.P. DenBaars, U.K. Mishra: Magnetic resonance studies of Mg-doped GaN epitaxial layers grown by organometallic chemical vapor deposition, *Phys. Rev. B*, 65, (2002) 085312
- [2] Kaufmann U., Kunzer M., Obloh H., Maier M., Manz Ch., Ramakrishnan A., Santic B.: Origin of defect-related photoluminescence bands in doped and nominally undoped GaN, *Phys. Rev. B* 59, (1999) 5561
- [3] Soh C.B., Chua S.J., Lim H.F., Chi D.Z., Liu W., Tripathy S.: Identification of deep levels in GaN associated with dislocations, *J. Phys. Condens Matter*, 10 (2004) 6305-6315
- [4] Reshchikov M.A., Morkoc H.: Luminescence properties of defects in GaN, *J. Appl. Phys.*, 97, (2005) 061301
- [5] Bandic Z.Z., Bridger P.M., Piquett E.C., McGill T.C.: Minority carrier diffusion length and lifetime in GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 72, (1997) 3166-3168
- [6] Lee L., Chang F.C., Chung H.M., Lee M.C., Chen W.H., Chen W.K., Huang B.R.: Dependence of deep level concentrations on ammonia flow rate in n-type GaN films, *Chin. J. Phys.*, 40, (2002) 424-428
- [7] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Jankowski S., Wierzbowski M.: Intelligent measuring system for characterisation of defect centres in semi-insulating materials by photoinduced transient spectroscopy, *Metrology and Measurement Systems*, XII, (2005) 207-228
- [8] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Kozubal M., Żelazko J.: Obrazowanie struktury defektowej kryształów półizolującego GaAs poprzez analizę relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z zastosowaniem odwrotnego przekształcenia Laplace'a, *Materiały Elektroniczne*, T. 34 nr 1/2, (2006) 48-75
- [9] Hurtes Ch., Boulou M., Mitonneau A., Bois D.: Deep-level spectroscopy in high-resistivity materials, *Appl. Phys. Lett.*, 32 (12), (1978) 821-823
- [10] Fairman R.D., Morin F.J., Oliver J.R.: The influence of semi-insulating substrates on the electrical properties of high-purity GaAs buffer layers grown by vapour-phase epitaxy, *Ins. Phys. Conf. Ser. No. 45: Chapter 2*, (1979) 134 - 143
- [11] Kamiński P.: Zastosowanie niestacjonarnej spektroskopii głębokich poziomów do badania struktury defektowej półprzewodników typu $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, *Prace ITME*, 36, (1991)
- [12] Kamiński P., Pawłowski M., Ćwirko R., Palczewska M., Kozłowski R.: Digital analysis of photo-induced current transients in semi-insulating GaAs and InP, *Proceedings SPIE*, 2780, (1996) 133-136
- [13] Kamiński P., Pawłowski M., Ćwirko R., Palczewska M., Kozłowski R.: Investigation of deep-level defects in semi-insulating GaAs and InP by analysis of photo-induced current transient, *Materials Science & Engineering*, B42, (1996) 213 - 216
- [14] Kamiński P., Pawłowski M., Kozłowski R., Ćwirko R., Palczewska M.: High resolution PITS studies of deep-level defects in semi-insulating GaAs and InP, *Solid State Crystals-Materials Science and Applications, Proceedings SPIE*, 3178, (1997) 246 - 250
- [15] Kozłowski R.: Niestacjonarna spektroskopia fotoprądowa o dużej rozdzielczości jako nowa metoda badania centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych, rozprawa doktorska, ITME, Warszawa 2001
- [16] Yasutake K., Kakiuchi H., Takeuchi A., Yoshii K., Kawabe H.: Deep-level characterization in semi-insulating GaAs by photo-induced current and Hall effect transient spectroscopy, *J. Mat. Science: Materials in Electronics*, 8, (1997) 239-345
- [17] Provencher S.: CONTIN: A general purpose program for inverting noisy linear algebraic and integral equations, *Comp. Phys. Comm.*, 27, (1982) 229 - 242
- [18] Bube R.I., Photoelectronic properties of semiconductors, Cambridge University Press, 1992
- [19] Kozłowski R.: Wyznaczanie czasu życia nośników ładunku i poziomów rekombinacyjnych w materiałach wysokorezystywnych poprzez pomiar temperaturowej zależności fotoprądu, *Mater. Elektr.*, 28, (2000) 5-17

- [20] Gelhausen O., Phillips M.R., Goldys E.M., Paskova T., Monemar B., Strassburg M., Hoffman A.: Formation and dissociation of hydrogen-related defect centers in Mg-doped GaN, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 798, (2004) Y5.20.1
- [21] Gotz W., Johnson N.M., Bour D.P.: Local vibrational modes of the Mg-H acceptor complex in GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 69, (1996) 3725
- [22] Litwin-Staszewska E., Suski T., Piotrkowski R., Grzegory I., Robert J.L., Kończewicz L., Wasik D., Kamińska E., Cote D., Clerjaud B.: Temperature dependence of electrical properties of gallium-nitride bulk single crystals doped with Mg and their evolution with annealing, *J. Appl. Phys.*, 89, (2001) 7960-7965
- [23] Neugebauer J., Van de Walle C.G.: Role of hydrogen in doping of GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 66, (1992) 1929
- [24] Myers S.M., Wright A.F., Sanati M., Estreicher S.K.: Theoretical properties of the N vacancy in p-type GaN (Mg,H) at elevated temperatures, *J. Appl. Phys.*, 99, (2006) 113506
- [25] Kozłowski R., Kamiński P., Pawłowski M., Żelazko J., Strupiński W.: Badanie kinetyki fotoprądu w warstwach epitaksjalnych wysokorezystywnego azotku galu metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej. Sprawozdanie z wykonania pracy naukowo-badawczej (14-1-1023-5), Warszawa, ITME 2006
- [26] Armstrong A., Arehart A.R., Green D., Mishra U.K., Speck J.S., Ringel S.A.: Impact of deep levels on the electrical conductivity and luminescence of gallium nitride codoped with carbon and silicon, *J. Appl. Phys.*, 98, (2005) 053704
- [27] Wright A.F.: Substitutional and interstitial carbon in wurzite GaN, *J. Appl. Phys.*, 92, (2002) 2575
- [28] Van de Walle C.G., Neugebauer J.: First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides, *J. Appl. Phys.*, 95, (2004) 3851
- [29] Kim D.J., Ryu D.Y., Bojarczuk N.A., Karasinski J., Guha S., Lee S.H., Lee J.H.: Thermal activation energies of Mg in GaN:Mg measured by the Hall effect and admittance spectroscopy, *J. Appl. Phys.*, 88 (2000) 2564-2569
- [30] Piotrzykowski R., Litwin-Staszewska E., Suski T., Grzegory I., Study of dopant activation in bulk GaN:Mg, *Physica B* 308-310 (2001) 47-50
- [31] Birkle U., Fehrer M., Kirchner V., Einfeldt S., Hommel D., Strauf S., Michler P., Gutowski J.: Studies on carbon as alternative p-type, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, 4S1, (1999) G5.6
- [32] Hautakangas S., Oila J., Alatalo M., Saarinen K., Liskay L., Seghier D., Gislason H.P.: Vacancy defect as compensating centres in Mg-doped GaN, *Phys. Rev. Lett.*, 90 (2003) 137402
- [33] Hacke P., Nakayama H., Detchprohm T., Hiramatsu K., Sawaki N.: Deep levels in the upper band-gap region of lightly Mg-doped GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 68 (1996) 1362-1364
- [34] Nakano Y., Kachi T.: Current deep-level transient spectroscopy investigation of acceptor levels in Mg-doped GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 79 (2001) 1631-1633
- [35] Chadi D.J.: Atomic origin of deep levels in p-type GaN: Theory, *Appl. Phys. Lett.*, 71 (1997) 2970-2971
- [36] Mattila T., Seitsonen A.P., Nieminen R.M.: Large atomic displacements associated with the nitrogen antisite in GaN, *Phys. Rev. B* 54, (1996) 1474
- [37] Gregie J.M., Korotkov R.Y., Wessels B. W.: Deep Level Formation in Undoped and Oxygen-Doped GaN, *Mat. Res. Soc. Symp.*, 639, (2001) G11.56.1
- [38] Hongbo Y., Caliskan D., Ozbay E.: Growth of high crystalline quality semi-insulating GaN layers for high electron mobility transistor applications, *J. Appl. Phys.*, 100, (2006) 033501
- [39] Armani N., Grillo V., Salviati G., Manfredi M., Pavesi M., Chini A., Meneghesso G., and Zanoni E.: Characterization of GaN-based metal-semiconductor field-effect transistors by comparing electroluminescence, photoionization, and cathodeluminescence spectroscopies, *J. Appl. Phys.*, 92, (2002) 2401
- [40] Mireles F., Ulloa S.E.: Zeeman splitting of shallow donors in GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 74, (1999) 248
- [41] Chen X. D., Huang Y., Fung S., Beling C. D., Ling C. C., Sheu J. K., Lee M. L., Chi G. C., Chang S. J.: Deep level defect in Si-implanted GaN⁺-p junction, *Appl. Phys. Lett.*, 82, (2003) 3671
- [42] Torres V.J.B., Oberg S., Jones R.: Theoretical studies of hydrogen passivated substitution magnesium acceptor in wurzite GaN, *MRS Internet. J. Nitride Semicond. Res.* 2, (1997) Article 35
- [43] Wetzel C., Volm D., Meyer B.K., Pressel K., Nilsson S., Mokhov E.N., Baranov P.G.: GaN epitaxial layers grown on 6H-SiC by the sublimations sandwich technique, *Appl. Phys. Lett.*, 65, (1994) 1033