SPRAWOZDANIE ZE ZREALIZOWANYCH PRAC BADAWCZYCH – TEMAT 3

NR PROJEKTU	POIG.01.03.01-14-016/08-01			
Tytuł projektu	Nowe materiały fotoniczne i ich zaawansowane zastosowania			
Kierownik projektu	prof. dr hab. inż. Leszek R. Jaroszewicz			
Temat badawczy III	Badania teorii budowy i technologii wytwarzania złożonych			
	struktur półprzewodnikowych, prowadzone pod kątem			
	zastosowania w nowej generacji detektorów promieniowania			
	elektromagnetycznego.			
Koordynator Tematu III	prof. dr hab. inż. Jarosław Rutkowski			
Realizowany podtemat	Syntetyczne sprawozdanie końcowe dotyczące prac w zakresie			
lub podtematy według	złożonych struktur półprzewodnikowych dotyczące teorii w tym			
harmonogramu Projektu	struktur zawierających kropki kwantowe, modelowania struktur			
	do detekcji promieniowania z zakresu IR oraz UV jak i			
	technologii do detekcji promieniowania elektromagnetycznego			
Okres sprawozdawczy	2009 - 2015			

3.1 Teoria złożonych struktur półprzewodnikowych, w tym struktur zawierających kropki kwantowe

Optoelektronika półprzewodnikowa jest jedną z najszybciej rozwijających się obecnie dziedzin. Nowy kierunek jej rozwoju wytyczyli Esaki i Tsu [1], kiedy to w 1970 r. zaproponowali idee supersieci półprzewodnikowych. Dało to początek nowej klasie materiałów o nieznanych i niespotykanych wcześniej właściwościach elektrycznych i optycznych. Stąd głównym kierunkiem badań nad teorią złożonych struktur półprzewodnikowych oprócz wielowarstwowych struktur heterozłączowych była analiza wykorzystania efektów rozmiarowych w supersieciach z naprężeniami, studniach kwantowych, drutach kwantowych, czy też kropkach kwantowych do modyfikacji struktury pasmowej i gęstości stanów w badanych materiałach. W pierwszym etapie pracy przeprowadzono analizę złożonych struktur półprzewodnikowych na bazie supersieci II rodzaju ze związków InAs/GaInSb.

3.1.1 Supersieci z naprężeniami

Już w 1987 roku Smith i Mailhiot [2] wskazali, że najbardziej perspektywicznym nowym materiałem do konstrukcji detektorów podczerwieni są supersieci z naprężeniami układu InAs/Ga_{1-x}In_xSb. Teoretyczne oszacowania wskazują, że wykrywalności fotodiod z supersieci InAs/GalnSb mogą być porównywalne a nawet większe od osiąganych dla fotodiod z HgCdTe [3]. Współczynniki pochłaniania tych supersieci są porównywalne do mierzonych w HgCdTe. Masy efektywne nośników w supersieci są większe niż w HgCdTe, co ogranicza składowe prądów tunelowych w fotodiodach. Budowa struktury pasmowej supersieci umożliwia bardziej efektywne dławienie rekombinacji Augera nośników, co w konsekwencji wpływa na zwiększenie czasu życia nośników i polepszenie parametrów fotodiod (wydajności kwantowej, iloczynu R₀A).

Stosunek współczynnika pochłaniania do szybkości termicznej generacji nośników α /G, jest fundamentalnym parametrem charakteryzującym przydatność materiału półprzewodnikowego do konstrukcji detektorów podczerwieni, który jednocześnie określa graniczną wykrywalności detektora [4]. Analiza stosunku α /G w funkcji temperatury dla różnych typów materiałów o





hipotetycznej wartości przerwy energetycznej równej około 0.124 eV ($\lambda_c = 10 \ \mu m$) pokazuje [5], że supersieci II rodzaju z InAs/InAsSb są najlepszym materiałem do konstrukcji detektorów podczerwieni w zakresie długofalowym. Jest to nawet lepszy materiał niż HgCdTe; charakteryzuje się wysokim współczynnikiem pochłaniania i względnie niską szybkością termicznej generacji nośników.

Technologia otrzymywania supersieci InAs/GaInSb jest jeszcze we wstępnej fazie rozwoju. Główne trudności związane są z dopracowaniem technologii ich otrzymywania, processingiem detektorów, przygotowaniem podłoży do epitaksji i pasywacją detektorów. Natomiast praktycznym wykorzystaniem supersieci II rodzaju do konstrukcji detektorów promieniowania podczerwonego nie zajmował się w Polsce do tej pory jeszcze nikt.

Supersieci II rodzaju InAs/GaSb z naprężeniami są przykładem materiału typu misaligned w którym energia pasma przewodnictwa warstwy jednego z materiałów jest mniejsza aniżeli energia pasma walencyjnego warstwy wykonanej z materiału o innej wartości przerwy energetycznej. Koncepcja wytwarzania SLs polega na właściwym dobraniu materiałów o różnych wartościach przerwy energetycznej i zbliżonych stałych sieciowych.

Specyficzne właściwości supersieci wynikające przede wszystkim z wzajemnego ustawienia pasm w poszczególnych warstwach warunkują ich unikalne zastosowania. Pierwszą zasadniczą cechę układów SLs II typu jest fakt istnienia efektywnej (zredukowanej) przerwy energetycznej mniejszej aniżeli wartości przerw energetycznych poszczególnych warstw tworzących supersieć. Kolejną cechą heterozłączy II rodzaju, niezwykle ważną z punktu widzenia detekcji promieniowania podczerwonego, jest rozdzielenie nośników ładunku. Bezpośrednim rezultatem separacji nośników jest istnienie dużego pola elektrycznego uzyskanego bez znacznego domieszkowania lub ciśnienia hydrostatycznego. Trzecią ważną własnością SLs II misaligned jest występowanie "zenerowskiego" zjawiska tunelowania nośników.

Supersieci z InAs/GaInSb można traktować jako pseudo czteroskładnikowy system. Na złączu pomiędzy InAs i Ga_{1-x}In_xSb pojawiają się wiązania zarówno pomiędzy Ga-As jak również In-Sb różniące się zasadniczo długością wiązania jak i naprężeniami wprowadzanymi w warstwach supersieci. Większa wartość stałej sieciowej w stosunku do GaSb powoduje, że wiązania międzywarstwowe In-Sb wprowadzają naprężenia ściskające natomiast wiązania Ga-Sb odpowiadają za tworzenie się naprężeń rozciągających. Technologia otrzymywania supersieci InAs/GaInSb jest jeszcze we wstępnej fazie rozwoju. Główne trudności związane są z dopracowaniem technologii ich otrzymywania, processingiem detektorów, przygotowaniem podłoży do epitaksji i pasywacją detektorów.

Możliwość osiągnięcia wysokich osiągów fotodiod z supersieci InAs/GaInSb uwarunkowana jest przede wszystkim długim czasem życia nośników i dławieniem wpływu rekombinacji Augera ze względu na przestrzenną separację nośników (elektrony są głównie zlokalizowane w warstwach InAs, podczas gdy dziury w warstwach GaInSb).

Jako pojedynczy detektor, detektory z supersieci (QWIP) nie mogą konkurować z fotodiodami z HgCdTe ze względu na fundamentalne ograniczenia fizyczne związane z przejściami wewnątrz pasmowymi. Temperatura pracy detektora HgCdTe spełniającego warunki ograniczenia promieniowaniem tła jest znacznie wyższa w porównaniu z tą temperaturą detektora QWIP. Jednakże na jakość i koszt produkcji matryc detektorów podczerwieni wpływają również inne czynniki, takie jak: jednorodność składu związku (tu zalety InAs/GaInSb otrzymywanego techniką MBE są wyraźne), możliwość otrzymywania struktur na dużych podłożach (czterocalowe i większe podłoża GaAs są stosowane, co nie jest osiągalne dla podłóż CdZnTe dla HgCdTe) i powtarzalność uzyskiwania jednorodnych struktur (ponownie zalety GaInSb). Pewne właściwości elektryczne supersieci z InAs/GaInSb wskazują na zalety tego układu w porównaniu z HgCdTe w detekcji promieniowania podczerwonego. Redukcja prądu tunelowego związana ze zwiększeniem mas efektywnych nośników jest niezwykle ważna w konstrukcji detektorów fotowoltaicznych (fotodiod). Dla SLS o przerwie energetycznej Eg = 0.1 eV stosunek m*/m0 wynosi 0.031 podczas gdy dla HgCdTe m*/m0 = 0.009. Pomiary ruchliwości elektronów pokazały, że pomimo







kwantowego ograniczenia nośników uzyskano wartości 104 cm2/Vs dla warstw o grubości 40Å. Potwierdzono również teoretyczne przewidywania dotyczące znacznej redukcji procesów rekombinacyjnych Augera w materiale typu p prowadzące do zwiększenia czasu życia nośników nawet o kilka rzędów wielkości.

Większość wykonywanych obecnie detektorów z supersieci II rodzaju opiera się o konstrukcję fotodiod typu pin. Struktura taka składa się z 125 nm dolnej warstwy kontaktowej typu n o koncentracji nośników ponad 10¹⁸ cm⁻³, następnie z warstwy z gradientem składu o rząd niższym poziomie domieszek, kolejno 2 µm niedomieszkowanej warstwy absorpcyjnej i 250 nm warstwy gradientowej typu p. Struktura kończy się 125 nm warstwą kontaktową typu p o koncentracji nośników ponad 10¹⁸ cm⁻³ o takim samym składzie jak dolna warstwa kontaktowa. Powierzchnia aktywna detektora określana jest przy pomocy standardowej techniki fotolitografii i struktura mesa trawiona jest plazmowo. Warstwy metaliczne Ti/Pt/Au są stosowane jako górny i dolny kontakt elektryczny. Jako warstwa pasywacyjna zazwyczaj stosowany jest SiN. Główną niedoskonałością tej technologii jest brak stabilnych powłok pasywacyjnych pokrywających trawione powierzchnie struktury mesa.

Typowe detektory złączowe (p-n lub p-i-n) mogą być wykonywane w konfiguracji planarnej lub mesa. W przypadku detektorów wykonanych z supersieci II rodzaju, ze względu na technologię otrzymywania warstw, wykonanie struktur planarnych jest praktycznie niemożliwe. Struktury mesa są natomiast obarczone licznymi wadami: koniecznością głębokiego trawienia struktury oraz dużymi prądami upływności powierzchniowej. Podstawowym sposobem obniżenia wielkości tych prądów jest naniesienie stabilnej pasywacyjnej warstwy na powierzchnię trawionej struktury mesa. Warstwa taka z reguły jest jednak źródłem prądów związanych z centrami Shockleya-Reada i innymi niedoskonałościami trawionej powierzchni. Redukcję tych prądów można uzyskać stosując odpowiednio niską temperaturę pracy detektora (poniżej 77K). Zastosowanie nowej klasy detektorów, zwanych nBn, umożliwia uzyskanie tych samych parametrów detekcyjnych przy wyższych temperaturach pracy detektora. Detektor typu nBn składa się z trzech warstw: kontaktowej i absorbera wykonanych z materiału typu n o wąskiej przerwie energetycznej rozdzielonych 100 nm barierą wykonaną z materiału o szerszej przerwie energetycznej. Schemat struktury typu nBn przedstawiono na rysunku.



Większościowe nośniki (elektrony) są blokowane przez barierę i nośniki mniejszościowe (dziury) stają się źródłem prądu. Aktywna powierzchnia detektora jest zdefiniowana przez powierzchnię płytkiego trawienia warstwy kontaktowej powiększona o długość drogi dyfuzji nośników mniejszościowych.

Detektor typu nBn wykonany z supersieci z naprężeniami składa się z 380 nm tylnej warstwy kontaktowej utworzonej z 13 MLs InAs:Si/0.75 ML InSb/7 MLs GaSb SL typu n osadzonej na podłożu GaSb:Te. Następnie naniesiona jest niedomieszkowana warstwa absorbera o grubości 1900 nm utworzona z 13 MLs InAs/0.75 ML InSb/7MLs GaSb SL pokryta 100 nm warstwą z Al_{0.2}GaSb spełniającą rolę bariery. Warstwa pokryta jest 20 nm grubości przekładką chroniącą Al. przed utlenianiem podczas następnych kroków procesu. Struktura jest zakończona przez 125 nm warstwą kontaktową typu n o tym samym składzie co tylna warstwa kontaktowa.





Istotnym problemem w tego typu detektorach jest odpowiedni dobór struktury pasmowej bariery potencjału w zależności od struktury pasmowej absorbera tak aby uniknąć powstania bariery potencjału dla nośników mniejszościowych. Detektory tego typu będą analizowane w kolejnym podtemacie 3.2.

3.1.2 Kropki kwantowe

Kolejne zagadnienie dotyczyło zastosowania kropek kwantowych w detekcji promieniowania podczerwonego. Okazało się, że wśród szerokiej gamy detektorów podczerwieni, quantum dot infrared photodetectors (QDIPs) stanowią najbardziej zaawansowane technologicznie struktury z kwantowymi efektami rozmiarowymi. Technologia detektorów QDIP, w których promieniowanie podczerwone pochłaniane jest w procesie przejść wewnątrz pasmowych, oparta jest głównie na związkach z grupy A^{III}B^V. Konwencjonalne techniki kształtowania materiałów półprzewodnikowych o ograniczonych rozmiarach, oparte na litografii i procesach trawienia, stwarzają szereg problemów związanych z ograniczoną rozdzielczością przestrzenną i wprowadzaniem defektów powierzchniowych w trakcie obróbki. Dlatego najczęściej kropki kwantowe są otrzymywane w procesie wzrostu samoorganizującego występującego na granicy materiałów o różnych stałych sieciowych (self-assembled quantum dots – SAQDs). W procesie tym rozmiary struktur kwantowych są samorzutnie regulowane w trakcie procesu wzrostu epitaksjalnego. Powstające kropki kwantowe otaczane są drugim półprzewodnikiem o większej przerwie energetycznej.

Mechanizm detekcji promieniowania podczerwonego w QDIPs polega na wewnątrz pasmowym wzbudzaniu elektronów ze zlokalizowanych stanów w paśmie przewodnictwa studni lub kropek do kontinuum. Właściwy dobór wymiarów kropek kwantowych jak i kontrola składu warstw pozwala dopasować osiągi detektora do określonego zakresu podczerwieni. Obecnie podstawowymi układami związków grupy AIIIBV stosowanymi do otrzymywania zespołów kropek kwantowych są: InAs na podłożu GaAs, InAs na podłożu InP oraz InP na podłożu GaAs.

W oparciu o dane literaturowe zapoznano się z modelami teoretycznymi opisującymi właściwości optyczne i elektryczne kropek kwantowych. Większość prac bazuje głównie na modelach teoretycznych Ryzhii i współpracowników. Celem badań było przeanalizowanie transportu elektronowego w QDIP-ach, aby następnie przewidzieć teoretycznie osiągi tych detektorów: fotoprąd, czułość prądową i wykrywalność. Szczególnie skoncentrowano się na analizie wpływu temperatury, napięcia zasilania, rozmiarów i koncentracji powierzchniowej kropek kwantowych oraz jednorodności kropek kwantowych na wykrywalność detektorów.

Na podstawie analizy danych literaturowych stwierdzono, że najczęściej spotykaną konfiguracją detektora QDIP jest struktura diody typu N⁺-N-N⁺. Obszar aktywny detektora składa się ze stosu warstw zawierających kropki kwantowe (najczęściej spotykanymi są kropki InAs lub InGaAs). Warstwy InAs lub InGaAs oddzielone są od siebie przez materiał o szerokiej przerwie energetycznej. Najczęściej tymi materiałami są GaAs lub InGaP. Silnie domieszkowany materiał szerokopasmowy N⁺ spełnia rolę emitera i kolektora pomiędzy którymi umieszcza się obszar aktywny. Aktywny obszar kropek kwantowych jest słabo domieszkowany donorami. Każda z warstw powinna zawierać jednorodne kropki pod względem kształtu i rozmiarów (najczęściej przyjmuje się kształt piramidalny).

Przeprowadzono analizę sposobów optymalizacji podstawowych parametrów detekcyjnych detektorów zbudowanych na kropkach kwantowych (fotoprądu, czułości prądowej i wykrywalności). Przeprowadzono ocenę wyników obliczeń dla różnych parametrów strukturalnych detektora zbudowanego na kropkach kwantowych realizowanego w praktyce. Przeanalizowano wpływ tych parametrów technologicznych na kształt charakterystyk detekcyjnych uzyskując przy tym zgodność z wynikami doświadczalnymi. Wykazano, że dobierając we właściwy sposób parametry strukturalne: rozmiary, koncentrację, poziom domieszkowania i napięcie zasilania, można uzyskać parametry detekcyjne zbliżone do otrzymywanych dla detektorów z HgCdTe.





Dalsza poprawa parametrów detekcyjnych jest możliwa przede wszystkim poprzez poprawę jednorodności QDs pod względem rozmiarów jak i struktury pasmowej. Uzyskanie jednorodnych QDs pozwoli zwiększyć wykrywalność nawet dziesięciokrotnie w stosunku do wykrywalności uzyskiwanych obecnie.

Przeprowadzono analizę prac opisujących technologię wytwarzania kropek kwantowych. Pierwsze próby dotyczyły techniki litografii. Dwuwymiarowe warstwy były maskowane, a następnie trawione jonowo lub chemicznie. Otrzymywane w ten sposób kropki kwantowe były silnie zdefektowane. Inne metody otrzymywania kropek kwantowych dotyczyły wzrostu na zdezorientowanych podłożach (o wysokich wskaźnikach Millera) lub w specjalnie wcześniej wytrawionych jamach. Najczęściej i z najlepszym skutkiem stosowany jest wzrost QD metodą samoorganizacji. Podczas nanoszenia dwuwymiarowej warstwy InAs metodą MBE lub MOCVD na podłożu GaAs, po osiągnięciu krytycznej grubości ok. 2 ML, następuje przejście ze wzrostu 2D na wyspowy 3D i formowanie QD. Jest to metoda Stranskiego-Krastanowa.

Na podstawie najnowszych publikacji dotyczących detektorów zbudowanych na kropkach kwantowych [6, 7] przeprowadzono analizę wartości uzyskiwanych wykrywalności detektorów na QD na przestrzeni kilku ostatnich lat, która wykazała wyraźną tendencję wzrostową wykrywalności, szczególnie dla struktur z zakresu krótkofalowego (MWIR). Wskazuje ona na potencjalne możliwości detektorów QDIP i że dzięki ciągłemu udoskonalaniu technologii w przyszłości staną się one wiodącymi strukturami optoelektronicznymi. Już obecnie konstruuje się w oparciu o QDIPy matryce FPA wykorzystywane w kamerach termowizyjnych. Inną perspektywiczną zaletą QDIP jest możliwość konstrukcji detektorów wielobarwnych.

Konstrukcja matryc wielobarwnych z kropek kwantowych jest istotnym elementem rozwoju tego typu detektorów. Analiza sygnałów w kilku zakresach widmowych daje znacznie więcej informacji o obserwowanych obiektach. Większość produkowanych obecnie kamer termowizyjnych oparta jest o matryce z HgCdTe. Jednak kropki kwantowe posiadają szereg zalet. Łatwiejsze jest dostrajanie poszczególnych obszarów aktywnych detektora do danego zakresu widmowego, oraz grubość detektora jest znacznie mniejsza (do 5 µm), co upraszcza konstrukcję detektora. Również możliwość stosowania pionowych stosów zwiększa współczynnik wypełnienia matrycy. Stąd detektory QDIP są bardzo obiecujące w detekcji wielobarwnej.

3.1.3 Detektory wielospektralne

Jednym z istotnych problemów rozwiązywanych obecnie w technologii podczerwieni jest konstrukcja detektorów wielospektralnych. Zarówno cywilne jak i wojskowe programy dotyczace obserwacji Ziemi, monitoringu środowiska czy rozpoznania i identyfikacji celów wymagają jednoczesnej i niezależnej detekcji w dwu (lub więcej) różnych zakresach widmowych w tym samym pikselu matrycy detektora. Problem ten jest rozwiązywany przez zastosowanie detektorów dwubarwnych, w których fotodioda o dłuższym zakresie widmowym jest umieszczana fizycznie bezpośrednio za fotodiodą na krótsze długości fali. Z jednej strony konieczność minimalizacji rozmiarów pojedynczego piksela przy konstrukcji matryc o coraz wiekszych rozmiarach preferuje prostsze geometrycznie konstrukcje, jednakże wiąże się to z koniecznością zastosowania trudniejszego odczytu sekwencyjnego. Tego typu rozwiązania są szczególnie rozwijane przez Raytheon Vision Systems (USA), Malvern (UK) i LETI (Francja). Z drugiej strony, do specjalnych zastosowań, sa konstruowane czterowarstwowe struktury z dwoma kontaktami elektrycznymi przypadającymi na jeden piksel, umożliwiające tym samym jednoczesny odczyt sygnałów z obu zakresów widmowych. Matryce z pikselami pracującymi w modzie jednoczesnym są analizowane i rozwijane przez wiele zespołów w tym min. Lockheed Martin (USA) czy Rockwell (USA). Wielowarstwowe heterostruktury HgCdTe są otrzymywane różnymi metodami: epitaksją z fazy ciekłej LPE, epitaksją z wiązki molekularnej MBE, czy metaloorganiczną epitaksją z fazy gazowej MOCVD. Parametry detektorów otrzymywanych tymi trzema metodami sa zbliżone.





Pierwsze matryce detektorów dwubarwnych były budowane przez składanie "kanapkowe" detektorów pracujących w różnych zakresach widmowych. W miarę rozwoju technik epitaksjalnych MBE i MOCVD zaczęto wytwarzać matryce, w których piksele były zbudowane z przeciwsobnie ustawionych fotodiod pracujących w różnych zakresach widmowych np. struktury n-P-N. Zarówno dla fotodiody zakresu krótkofalowego, jak i długofalowego, obszar aktywny stanowią warstwy typu n. Konstrukcja ta ma jednak pewne wady. Fotodiody muszą pracować w tzw. sekwencyjnym modzie pracy (aktywacja danej diody zachodzi poprzez zmianę kierunku napięcia polaryzującego) przez co niemożliwy jest jednoczesny odczyt sygnału z obu diod, nie można również niezależnie wybrać optymalnej polaryzacji dla każdej fotodiody, oraz między diodami występują silne przesłuchy. Problemy powyższe zostały usunięte w konstrukcjach czterowarstwowych zaproponowanych w połowie lat 90 ubiegłego stulecia. W tym przypadku każdy piksel zawiera dodatkowy kontakt elektryczny do centralnej warstwy umożliwiając niezależne sterowanie obiema fotodiodami. Powstało wiele konfiguracji tych diod, ale problem która z tych konstrukcji jest bardziej korzystna, do dzisiaj nie został rozstrzygnięty.

Najważniejsze z punktu widzenia zastosowania są struktury detektora dwubarwnego z HgCdTe o obszarach aktywnych typu n lub p o dwóch zakresach widmowych o krawędziach zakresów krótkofalowego do długofalowego (SW/LW) równych odpowiednio 3 µm/5 µm i 5 µm/10 µm. Mogą one być optymalizowane dla dwóch typów modu pracy: pierwszy z dwoma kontaktami do struktury z przełączaniem pomiędzy zakresami poprzez polaryzacje złącza tzw. mod sekwencyjny oraz drugi z trzema kontaktami i z jednoczesnym odczytem obu sygnałów tzw. mod jednoczesny. Istotny jest odpowiedni dobór konfiguracji struktury dwubarwnej w celu minimalizacji przesłuchów pomiędzy diodami. Konieczne jest również stosowanie różnych warstw przejściowych wpływających na redukcję efektów tunelowych w zakresie niższych temperatur pracy detektorów (poniżej 200 K). Przykładowe konfiguracje fotodiod dwubarwnych to:

- typu P⁺-N-n-P⁺, obszar aktywny w złączu SW i LW to obszar o przewodnictwie typu n, wysokodomieszkowany obszar P⁺ zmniejsza rezystancję szeregową detektora, mod pracy sekwencyjny lub jednoczesny;
- typu P⁺-N-N⁺-n-P, wprowadzenie dodatkowej warstwy N⁺ o szerszej przerwie energetycznej i o grubości ok. 1 μm, rozdzielającej oba złącza;
- typu N⁺-P-P⁺-p-N⁺, obszar aktywny w złączu SW i LW to obszar o przewodnictwie typu p, wysokodomieszkowany obszar N⁺ zmniejsza rezystancję szeregową detektora, mod pracy sekwencyjny.

Analizę teoretyczną parametrów heterostruktur przeprowadzono dla detektorów dwubarwnych na zakres widmowy 3 μ m/5 μ m pracujących w temperaturze 200-300 K. Badano heterostrukturę typu P⁺PNN⁺nP⁺. Struktura ta pracuje w modzie jednoczesnym, a składy stechiometryczne dla warstw aktywnych SW i LW wynoszą odpowiednio 0.32 i 0.26. Obszary te rozdzielone są warstwą o zwiększonym składzie (x = 0.35) i większym domieszkowaniu (o dwa rzędy wielkości).

Przeprowadzono analizę wpływu wysokości bariery potencjału na parametry optyczne fotodiod dwubarwnych. Wysokość bariery zmieniano poprzez zmianę składu stechiometrycznego i domieszkowania warstwy rozdzielającej. Na Rys. 3.1.1 przedstawiono charakterystyki widmowe fotodiody dwubarwnej przy trzech typach bariery: A – warstwa rozdzielająca o tej samej przerwie energetycznej co obszary aktywne tylko silniej domieszkowana (linia niebieska); B tylko rozszerzona przerwa energetyczna przy braku dodatkowego domieszkowania (linia czerwona); C – bez bariery potencjału (krzywa czarna). Widzimy, że skuteczne rozdzielenie nośników pomiędzy obszarami LW i SW występuje zarówno przy barierze wywołanej domieszkowaniem jak i rozszerzeniem przerwy energetycznej. Nieznacznie wyższe wydajności kwantowe występują w przypadku separacji obszarów LW i SW poprzez zwiększone domieszkowanie. Przy braku warstwy rozdzielającej obszary aktywne SW i LW wydajności kwantowe diod są mniejsze i wzrastają przesłuchy pomiędzy diodami. Ujemna wartość wydajności dla złącza LW w obszarze krótkich długości fali oznacza, że fotoprąd w tym zakresie widmowym płynie w przeciwnym kierunku do





fotoprądu z zakresu większych długości fal (> 3,2 μm). Przesłuchy elektryczne w przypadku braku bariery potencjału są rzędu 10%.



Rys. 3.1.1. Wpływ rodzaju bariery potencjału na charakterystyki widmowe.

W dalszych badaniach stwierdzono, że charakterystyki prądowo-napięciowe fotodiod pracujących w modzie jednoczesnym silnie zależą od zakresu widmowego badanego złącza. Dodatkową istotną informację można było uzyskać z analizy rezystancji dynamicznej złącza. Na rys. 3.1.2 przedstawiono charakterystyki prądowo-napięciowe i rezystancji dynamicznej w funkcji napięcia dla dwóch typów połączeń SW i LW w temperaturze 77 K. Maksimum rezystancji dynamicznej dla złącza SW znajduje się w pobliżu polaryzacji równej zero, natomiast dla złącza LW pojawia się dla napięć dodatnich. Szybki spadek rezystancji przy polaryzacji ujemnej wynika z występowania silnych prądów tunelowych i jest typowy dla wszystkich złącz LWIR wykonywanych techniką MOCVD. Niewielkie rezystancje szeregowe dla złącz SW i LW świadczą o poprawności kontaktu elektrycznego do obszaru aktywnego typu n będącego wspólną częścią obu badanych złącz.



Rys. 3.1.2. Charakterystyki I-V i R-V fotodiody dwubarwnej.





Wykonano serie struktur testowych fotodiod dwubarwnych pracujących w temperaturach termochłodziarkowych i w temperaturze ciekłego azotu. W Tabeli 3.1.1 zebrano przykładowe parametry typowych detektorów dwubarwnych na zakres widmowy 3 μ m/5 μ m pracujących w modzie jednoczesnym w temperaturze 200 K.

Seria	#822c3		#889a1	
	SW	LW	SW	LW
powierzchnia (mm ²)	0.16	0.12	0.16	0.12
R ₀ A (Ωcm ²)	14	1.4	0.25	0.12
η _c (%)	58	52	30	20
λ _{co} (μm)	4.7	6.2	5.2	6.7
D* (cmHz ^{1/2} /W)	6·10 ¹⁰	2·10 ¹⁰	4·10 ⁹	2.10 ⁹
przesłuchy elektryczne	6%	4%	4%	0.1%

Tabela 3.1.1. Parametry fotodiod zakresu 3 μm/5 μm pracujących w modzie jednoczesnym w temperaturze 200 K.

Uzyskano fotodiody pracujące w temperaturze 200K w modzie jednoczesnym na zakres widmowy 3 µm/5 µm o wysokich parametrach detekcyjnych (iloczynie R₀A i wydajności kwantowej zbliżonych do typowych parametrów pojedynczych fotodiod HgCdTe). Przesłuchy sygnałów pomiędzy dwoma zakresami widmowymi były rzędu kilku procent. W przypadku fotodiod dwubarwnych na zakres widmowy 5 µm/10 µm ze względu na duże różnice w rezystancji dynamicznej złącz SW i LW praca ich w modzie sekwencyjnym jest niekorzystna. Znacznie lepsze wyniki uzyskano dla diod pracujących w modzie jednoczesnym. Detektory te wymagały jednak chłodzenia do temperatur poniżej 130 K. Z tego względu zdecydowano się na temperaturę pracy równą 77 K. Główny problem optymalizacji parametrów tych struktur dotyczył minimalizacji prądów tunelowych, które zazwyczaj występują w strukturach otrzymywanych metodą MOCVD w zakresie temperatur ciekłego azotu.

Przeprowadzono analizę czynników wpływających na wartość przesłuchów fotodiod dwubarwnych. Zaobserwowano wyraźny wpływ warstwy rozdzielającej na charakterystyki spektralne fotodiod. Na rysunku 3.1.3 przedstawiono czułość prądową fotodiody dwubarwnej typu P+NnP+ z serii #853. Obserwujemy niewielkie przesłuchy dla złącza SW i bardzo duże w przypadku złącza LW. Na wielkość przesłuchu ma również wpływ stan drugiego złącza podczas pomiaru pierwszego. Zwarcie drugiego złącza nieznacznie zwiększa czułość prądową we własnym zakresie, ale przyczynia się również do wyraźnego wzrosty przesłuchów prądowych. Taki typ pracy jest typowy dla pomiarów w modzie jednoczesnym, gdyż zastosowanie wzmacniacza prąd-napięcie jest równoznaczne ze zwarciem danego złącza, w przypadku fotodiod z warstwą rozdzielającą wpływ stanu drugiego złącza (czy zwarte, czy rozwarte) nie wpływa znacząco na charakterystyki spektralne badanego złącza.

Wykonano specjalne konstrukcje fotodiod dwubarwnych umożliwiające oddzielne oświetlanie złącza SW i LW. Okazało się, że w obu przypadkach rozkład sygnału był podobny. Prawdopodobnie występujące przesłuchy są związane z generacją sygnału na wspólnym kontakcie do obu obszarów aktywnych detektora.







Rys.3.1.3. Czułość prądowa fotodiody dwubarwnej typu P+NnP+ w zależności od warunków pracy drugiego złącza.

Porównano charakterystyki spektralne fotodiod dwubarwnych P⁺NN⁺nP⁺ w temperaturach 300 K i 200 K (Rys. 3.1.4). Zaobserwowano niskie wydajności kwantowe w temperaturze 300 K i ich wyraźny wzrost wraz ze zmniejszaniem się temperatury pracy detektora. Podobne zależności dla trzech temperatur pracy przedstawiono na Rys. 3.1.5. Oprócz wzrostu czułości ulega również przesunięciu długofalowa krawędź czułości w kierunku dłuższych fal. Poniżej temperatury 200 K wydajność kwantowa (czułość prądowa) ulega nasyceniu. Typową cechą tych charakterystyk są duże przesłuchy optyczne dla złącza LW wynikające ze zbyt cienkich obszarów złącza SW. W tym przypadku grubość obszaru aktywnego SW wynosi 4 μm.



Rys. 3.1.4. Charakterystyki spektralne diody dwubarwnej #822 pracującej w modzie jednoczesnym w temperaturze 200 K i 300 K.







Rys. 3.1.5. Charakterystyki spektralne fotodiody #822 dla trzech temperatur pracy.

Przyczyną niskich wydajności kwantowych w temperaturze pokojowej jest mała rezystancja złącza przy napięciu polaryzacji równym zeru. Ze względu na charakterystykę I-V w temperaturze 300 K polaryzacja w kierunku zaporowym zarówno złącza LW, jak i SW poprawia czułość prądową.

3.2 Modelowanie złożonych struktur półprzewodnikowych do detekcji promieniowania z zakresu IR oraz UV

Modelowanie złożonych struktur półprzewodnikowych realizowano przy pomocy komercyjnego programu "APSYS" oraz własnych opracowanych programów komputerowych.

Porównano możliwości pakietów oprogramowania "APSYS" w wersjach 3.2 i 2008.1.29.1 w celu sprawdzenia ich przydatności do modelowania złożonych struktur półprzewodnikowych. Za główne kryteria oceny programów przyjęto: kompatybilność programową i sprzętową, dostępność bibliotek i przydatność w modelowaniu struktur nowego typu (np.: kropek kwantowych). Pod względem kompatybilności programowej "APSYS" w wersji 3.2, pomimo, że jest to program sprzed 2000 roku, może pracować pod systemem WindowsXP, nie można jednak wykorzystać w nim zalet oprogramowania 64-bitowego, ani możliwości obliczeniowych procesorów wielordzeniowych, co możliwe jest w wersji 2008.1.29.1. Pod względem kompatybilności sprzętowej jedynym utrudnieniem (nie uniemożliwiającym jednak) korzystanie z programu w wersji 3.2 jest klucz sprzętowy wykorzystujący, coraz rzadziej występujący w komputerach nowej generacji, port LPT.

Dostępność bibliotek materiałowych jest również zdecydowanie na korzyść wersji 2008.1.29.1. Przykładem może być zawartość biblioteki dotyczącej tellurku kadmowo rtęciowego w podstawowym pakiecie oprogramowania, co nie występuje w wersji 3.2. Ostatnim, najważniejszym kryterium jest przydatność w modelowaniu struktur nowego typu. Jest ono oczywiście na korzyść wersji 2008.1.29.1, gdyż tylko ona może zawierać pakiety dotyczące kropek kwantowych i możliwości symulacji w trzech wymiarach.

Kolejnym zadaniem było porównanie sposobów generacji węzłów siatki numerycznej. Wykorzystując program "GeoEditor v.1.80" i przygotowany wcześniej graficzny modelu przyrządu, można wygenerować siatkę na dwa sposoby: automatycznie - za pomocą wbudowanego algorytmu, oraz samodzielnie – ustalając ilość węzłów i ich profil koncentracji na każdej krawędzi. Porównując obie metody należy przypuszczać, że bardziej optymalnym pod względem kosztu obliczeniowego jest wykorzystanie wbudowanego algorytmu. Jednak dla uzyskania







dokładniejszych wartości parametrów (np.: w obszarze złącza p - n) należałoby zwiększyć gęstość siatki numerycznej, za pomocą drugiego sposobu.

W ramach prac numerycznych stosując podstawowe prawa termodynamiki procesów nieodwracalnych, to znaczy zasadę równowagi lokalnej (minimum potencjału Gibbsa dla podukładów w warunkach ustalonych) wyprowadzono stosowane standardowo funkcje rozkładu (dla elektronów, dziur, zjonizowanych domieszek i fononów) dla stanu ustalonego wykazując tym samym ich termodynamiczny rodowód. Następnie zdefiniowano siły działające na układ jako gradient potencjału Gibbsa, wykazując, że jedynymi siłami powodującymi transport energii (driving forces) mogą być siły spowodowane gradientami potencjałów chemicznych i temperatur. Definiując źródła entropii dla struktury półprzewodnikowej a następnie formułując zagadnienie wariacyjne łączące zasadę równowagi lokalnej z zasadą Prigogine wyprowadzono wyrażenia na nierównowagowe funkcje rozkładu, uwzględniające istnienie driving forces. Otrzymane rezultaty są bardziej ogólne niż rezultaty innych autorów, którzy nierównowagowe funkcje rozkładu otrzymywali rozwiązując kinetyczne równanie Boltzmanna przy silnych założeniach upraszczających. Nierównowagowe funkcje wykorzystuje się do obliczeń parametrów fizycznych struktur półprzewodnikowych i modelowaniu zjawisk transportu.

Wykorzystując tą metodę zamodelowano statystyczny generator szumów dla temperatury efektywnej elektronów. W opracowanym modelu założono, że półprzewodnik został podzielony myślowo na podukłady o jednakowej objętości dV, znajduje się on w stanie ustalonym i jego wielkości termodynamiczne (makroskopowe) fluktuują wokół pewnych wartości średnich. Wvznaczaiac fluktuacje energii Gibbsa także fluktuacje prawdopodobieństwa а termodynamicznego (ΔW) dla podukładu, można zauważyć, że postać ΔW przypomina rozkład Gaussa, co pozwala, znając cechy charakterystyczne tego rozkładu, na znalezienie generatora szumu dla temperatury efektywnej elektronów. Dla badanego układu konstruujemy równania Langevine'a, które wyrażają zasadę zachowania energii i wstawiamy w miejsce źródła ciepła losowy generator szumów dla temperatury, wynikający z fluktuacji energii Gibbsa. Rozwiazując równania Langevine`a określiono fluktuacje temperatury elektronów w warunkach ustalonych w każdym punkcie analizowanego półprzewodnika.

W ramach prac nad termodynamicznym modelem dyslokacji w heterostrukturach półprzewodnikowych zaprezentowano proste modele wąskich pasm związanych z dyslokacjami niezrekonstruowanymi (DN). Parametrami w prezentowanych modelach, które mogą być oszacowane doświadczalnie, jest średnia energia pasma i średnia długość dyslokacji. Analizując warunki dla minimum wielkiego potencjału termodynamicznego wyprowadzono równania pozwalające wyznaczać statystyczne funkcje rozkładu dla elektronów w obszarze rdzeni DN oraz rozkład potencjału elektrycznego wokół rdzeni. Mimo, że obliczenia numeryczne przeprowadzono dla struktur HgCdTe, to otrzymane wyniki można uogólnić dla innych materiałów półprzewodnikowych.

Wyniki obliczeń wskazują, że w niskich temperaturach dla materiałów o wąskiej przerwie domieszkowanie w niewielkim stopniu wpływa na wartość funkcji rozkładu. Rdzenie DN pozostają prawie neutralne elektrycznie niezależnie od wartości średniej energii pasma dyslokacyjnego. Wzrost temperatury ma niewielki wpływ na funkcje rozkładu dla tych materiałów. W materiałach o niskiej koncentracji elektronów rdzenie DN naładowane są dodatnio. Ma to miejsce w materiałach chłodzonych typu p o szerszej przerwie energetycznej. W temperaturze pokojowej rdzenie są naładowane ujemnie. Obliczenia wskazują na silny wpływ domieszkowania dla niskich koncentracji domieszek w zakresie 10¹³-10¹⁴ cm⁻³. Dla wyższych koncentracji obserwujemy efekt nasycenia powodujący praktycznie niezależność funkcji rozkładu od zmiany koncentracji. Widoczne zmiany potencjału wokół rdzeni dyslokacji obejmują dystans od stu do stu kilkudziesięciu angstremów w zależności od składu i domieszkowania. Najsilniejsze pola elektryczne występują w obszarze rdzenia osiągając w CdTe wartości przekraczające 10⁶ V/cm.





3.2.1 Modelowanie supersieci

Pierwsze próby modelowania supersieci rozpoczęto od rozwiązania jednowymiarowego, niezależnego od czasu równania Schrödingera (RS) dla komórki elementarnej supersieci heterozłączowej drugiego rodzaju z wykorzystaniem funkcji sklejanych. Idea rozwiązania RS przy wykorzystaniu funkcji sklejanych zrodziła się z konieczności znalezienia takiego układu funkcji, które dałyby możliwość łatwego otrzymania rozwiązania RS dla studni potencjału o bardziej rzeczywistym profilu niż w powszechnie stosowanym modelu Kroniga - Penneya. Funkcje te musiałyby być różniczkowalne przynajmniej dwukrotnie w sposób ciągły, ich przekształcenia sprowadzały by się tylko do podstawowych operacji arytmetycznych (tak aby znacznie uprościć implementacje w algorytmach numerycznych), oraz umożliwiały postawienie zagadnienia interpolacji lub aproksymacji. Wszystkie powyższe założenia spełniają sklejki wielomianowe 3 rzędu.

W przyjętym, jednowymiarowym modelu założono symetrię studni (ze względu na to, że rozpatrywana jest wielowarstwowa heterostuktura dla dwóch materiałów o stałych grubościach warstw). Jej głębokość została podzielona na N przedziałów w których do każdego przyporządkowane są 2 punkty – po 1 na środkach równoległych ścianek, między którymi szukamy rozwiązania RS. Punkty te można uzyskać w wyniku symulacji komputerowej – stosując metodę samouzgodnienia potencjału dla pojedynczego materiału a następnie metodę kolejnych przybliżeń dla całej struktury.

Analizując właściwości funkcji sklejanych wyciągnięto wniosek, że skoro rozwiązanie układu 4N liniowo niezależnych równań (dla sklejek 3 stopnia w "odwrotnym zagadnieniu interpolacji") dla dowolnych danych zawsze da nam jednoznaczne rozwiązanie, to wynik, przy powyższych założeniach, okazuje się niefizyczny (oznaczałoby to np. że ilość dopuszczalnych wektorów falowych jest większa niż ilość studni potencjału i zależałaby od N). Kolejnym problemem jest uzyskanie takiej postaci funkcji własnych dla których spełnione by były relacje komutacyjne dla operatorów przesunięcia i energii. Najprostszą drogą do uzyskania (mającego sens fizyczny) rozwiązania RS dla postawionego wyżej zagadnienia, będzie zrezygnowanie z rozwiązania przy wykorzystaniu funkcji sklejanych i rozwiązywanie go dla każdego n-tego przedziału niezależnie z wykorzystaniem funkcji wykładniczych.

Aby móc porównać rozwiązania dla każdego podobszaru studni w której chcemy znaleźć dozwolone stany energetyczne, należy zapewnić taką samą, analityczną postać rozwiązania różniącą się jedynie stałymi współczynnikami (w naszym przypadku są to: szerokości obszaru studni i bariery potencjału, oraz głębokość mierzona od dna pasma przewodnictwa), co udało się uzyskać analitycznie. Po postaci rozwiązań należy spodziewać się nieznacznych różnic w stosunku do rozwiązania otrzymanego w standardowym modelu, co sugeruje jego poprawność. Ponieważ różnica sprowadza się jedynie do amplitud, można oczekiwać, że niektóre pasma otrzymane metodą standardową mogą ulec nieznacznemu zawężeniu/rozszerzeniu, bądź przesunięciu. Program wyliczający dozwolone stany energetyczne w zmodyfikowanym modelu jest obecnie w fazie realizacji.

3.2.2 Analiza numeryczna fotodiod z HgCdTe

Kolejne zadanie tego podtematu dotyczyło analizy numerycznej niechłodzonych fotodiod zbudowanych w oparciu o heterostruktury z HgCdTe pod kątem wyjaśnienia kształtu eksperymentalnych charakterystyk prądowo-napięciowych. Badano model rzeczywistej fotodiody optymalizowanej na zakres widmowy 3-5,5 µm.

W modelu przyjęto skład molowy oraz domieszkowanie poszczególnych warstw zakładane w czasie projektowania procesu technologicznego. Ponadto uwzględniono powstawanie pasma domieszkowego w obszarach N⁺. W celu jak najlepszego dopasowania kształtu obliczonych charakterystyk I-V do charakterystyki diody rzeczywistej w programie zmieniano gęstość defektów





punktowych oraz gęstość dyslokacji. W dalszej części dostosowywano koncentrację pułapek związanych z lukami rtęciowymi, jak również domieszkowanie typu p obszaru absorbera.

Stosując opracowane modele uwzględniające mechanizmy SHR związane z lukami rtęciowymi i zerwanymi wiązaniami atomów rdzeni dyslokacji obliczono charakterystyki I-V fotodiod wysokotemperaturowych zbudowanych w oparciu o heterostruktury z HgCdTe na zakres widmowy (3-5,5 μm). Z obliczeń wynika, że koncentracja domieszek akceptorowych w otrzymywanych warstwach w obszarze absorbera zawiera się w przedziale (5*10¹⁵ - 1*10¹⁶ cm⁻³), a koncentracja aktywnych centrów pułapkowych związanych głównie z lukami rtęci jest na poziomie około 5*10¹⁵ cm⁻³. Główną przyczyną występujących prądów ciemnych jest generacja SHR poprzez centra pułapkowe związane z lukami rtęci. Obserwowane doświadczalnie i potwierdzone eksperymentalnie prądy tunelowe są wynikiem tunelowania z udziałem poziomów pułapkowych.

Dokonano również analizy numerycznej złacz p-n heterostruktur HqCdTe przeznaczonych do konstrukcji wysokotemperaturowych fotodiod. Badano złącza P+-p o stałych parametrach obszaru nisko domieszkowanego p (x = 167; $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $N_d = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) oraz zmiennych parametrach (skład, domieszkowanie) obszaru silnie domieszkowanego P⁺. Obliczenia powtórzono dla złącza N⁺-p o takich samych parametrach obszaru p. Wszystkie obliczenia wykonane zostały dla temperatury 300 K przy oświetlaniu złącz od strony obszaru silnie domieszkowanego światłem o długości fali 10,6 µm. Wyznaczono zależności wydajności kwantowej n, czułości napieciowej R_{V} , wykrywalności znormalizowanej D^* oraz iloczynu rezystancji przy zerowej polaryzacji R_0 przez powierzchnię A złącz P+-p oraz N+-p od koncentracji nośników w obszarze silnie domieszkowanych (koncentracji akceptorów Na w obszarze P+ oraz koncentracji donorów Nd w obszarze N⁺) oraz składu w tym obszarze. Rezultaty badań pokazują, że wyliczone parametry $(R_{v}A \text{ oraz } R_{0}A)$ w bardzo małym stopniu zależą od koncentracji domieszki, niemniej jednak ze wzgledu na znaczny spadek wydajności kwantowej dla mniejszych koncentracji, należy stosować możliwie jak największe do osiągnięcia w procesie technologicznym wartości (10¹⁸ cm⁻³ dla półprzewodnika typu n i 3*10¹⁷ cm⁻³ dla półprzewodnika typu p). Analiza parametrów złącz pokazała, że optymalny skład molowy, zarówno dla złącza P+-p jak i N+-p, zawiera się w przedziale od 0,25 do 0,30.

Przeprowadzono obliczenia numeryczne parametru R₀A dla długofalowych (9-16µm) fotodiod z HgCdTe chłodzonych ciekłym azotem. Dokonano analizy numerycznej charakterystyk I-V fotodiod z HgCdTe chłodzonych ciekłym azotem w konfiguracji p na n oraz n na p w celu uwzględnienia wpływu defektów strukturalnych na rezystancję diody. Wyniki obliczeń wykazują, że najwyższe wartości rezystancji wykazują diody typu p na n. W przypadku diod n na p domieszkowanych arsenem wartości parametru R₀A są średnio dwu, trzykrotnie niższe. Diody domieszkowane na typ p lukami już przy koncentracji luk rzędu 10¹⁴ cm⁻³ wykazują niemal dwukrotne zmniejszenie rezystancji w stosunku do diod domieszkowanych arsenem. Przy koncentracji luk rtęci rzędu 10¹⁶ cm⁻³ parametr R₀A jest mniejszy o niemal dwa rzędy wielkości. Kluczową rolę w przypadku luk rtęci odgrywa rekombinacja poprzez centra SHR zlokalizowane w pobliżu środka przerwy energetycznej. Opracowany przez nas model uwzględnia statystykę centrów pułapkowych oraz wpływ pola elektrycznego złącza p-n na kinetykę rekombinacji.

było podstawowych Kolejnym celem badawczym, wyliczenie charakterystyk diody półprzewodnikowej z HgCdTe przy pomocy programu APSYS. Interesowało nas sprawdzenie adekwatności modelu i porównanie wyników zarówno pod wzgledem jakościowym jak i ilościowym. Wyznaczone zostały m.in.: rozkład potencjału, koncentracje nośników, charakterystyka pradowo-Otrzymane charakterystyki zgadzały się w ogólności ze zmierzonvmi napieciowa. charakterystykami jakościowo, ale w niektórych przypadkach (np. wielkość prądu wstecznego) istniały znaczące różnice ilościowe. Sięgały one nawet kilkudziesięciu procent. Mogło to być spowodowane zbytnio uproszczonym modelem przyrządu (np.: niedokładnym zamodelowaniu profilu koncentracji domieszek), lub uproszczonymi modelami matematycznymi zapisanym w bibliotece materiałowej. Dlatego przeprowadzono częściową aktualizację biblioteki materiałowej dla HgCdTe. Utworzone zostało nowe makro typu "free-style", oparte na wcześniejszej wersji hgcdte2004. Zaktualizowano dwa parametry: przerwę energetyczną i koncentracje nośników





samoistnych. Zmiana powyższych parametrów dosyć istotnie wpłynęła na otrzymywane wyniki. Przykładem może być prąd wsteczny, którego wartość zwiększyła się o około 30%.

Przeprowadzono również analizę numeryczna możliwości detekcyjnych stosu wysokotemperaturowych fotodiod z HgCdTe wykonywanych technika MOCVD na zakres 8-14 μm o strukturze pojedynczej fotodiody typy p-n , p⁺-p i p-i-n.

Analiza numeryczna pokazała, że polaryzując stos fotodiod można zwiększyć wzmocnienie fotoelektryczne uzyskując efektywną wewnętrzną wydajność kwantową nawet powyżej 100%. Niska wydajność kwantowa pojedynczej niechłodzonej fotodiody rzędu co najwyżej kilkunastu procent jest jednym z poważnych ograniczeń w zastosowaniu jej do detekcji promieniowania na zakres 8-14 µm. Z kolei zastosowanie stosu bez polaryzacji jest nieefektywne ze względu na istniejące symetryczne bariery energetyczne dla przepływu generowanych optycznie nośników. Polaryzacja powoduje asymetrię tych barier ułatwiający przepływ a tym samym umożliwia zwiększenie wzmocnienia fotoelektrycznego i w konsekwencji wzrost wewnętrznej wydajności kwantowej.

3.2.3 Szybkości odpowiedzi fotodiod HgCdTe

W celu analizy częstotliwościowej fotodiod opartych na heterostrukturach HgCdTe opracowano program, w którym klasyczne równania ciągłości, równanie Poissona oraz równanie bilansu ciepła poddano analizie Fourierowskiej. Tak opracowany model pozwala na wyznaczenia zależności pojemności diody od częstotliwości i jej wpływu na szybkość odpowiedzi.

W oparciu o opracowane programy komputerowe, dokonano analizy czasowej długofalowej fotodiody HgCdTe pracującej w temperaturze 245 K. Szybkość odpowiedzi fotodiody określono na podstawie czasu narastania oraz zaniku fotoprądu. Na poniższym rys. 3.2.1 przedstawiono jako przykład liczoną teoretycznie odpowiedź czasową fotodiody na pobudzenie krótkim impulsem świetlnym.



Rys. 3.2.1. Odpowiedź impulsowa fotodiody HgCdTe

W takim przypadku stałą czasową fotodiody przyjmuje się jako czas, po którym jej odpowiedź impulsowa rośnie ekspotencjalnie od 0 do 63% poziomu ustalonego (stała czasowa narastania sygnału) lub maleje do 37% maksymalnej wartości sygnału ustalonego (stała czasowa zanikania sygnału).



Przeanalizowano odpowiedź impulsową fotodiody dla kilku wartości napięć zasilania. Z przeprowadzonych analiz wynika, że o szybkości odpowiedzi głównie decyduje stała czasowa RC dla napięć zaporowych do 0,1 V. Rozbieżności pomiędzy wynikami teoretycznymi, a eksperymentem wynikają głównie z istnienia dużej pasożytniczej rezystancji szeregowej w wytwarzanych fotodiodach. Przyczyną są trudności w uzyskaniu dobrych kontaktów omowych do obszaru typu p.

Dla napięć powyżej 0,1 V wpływ stałej czasowej RC maleje, na skutek zmniejszania pojemności, a decydującą rolę odgrywa czas przelotu nośników przez obszar fotoczuły. Jednakże w przypadku silnej polaryzacji zaporowej obserwujemy wzrost szumów prądowych (głównie 1/f), co zmniejsza wykrywalność prezentowanej diody i ogranicza tym samym możliwości wykorzystania silnej polaryzacji zaporowej jako metody zmniejszenia czasu odpowiedzi dla fotodiod długofalowych.

Dokonano analizy wpływu parametrów heterostruktury wysokotemperaturowych fotodiod z HgCdTe na zakres 10 µm, na szybkość jej działania. Obliczenia wykonano dla różnych wartości polaryzacji zaporowej oraz różnej grubości obszaru absorbera w odniesieniu do długości drogi dyfuzji. Stałą czasową fotodiody określono na podstawie częstotliwości odcięcia przy 3 dB spadku charakterystyki częstotliwościowej (rys.3.2.2a). Na rysunku 3.2.2b przedstawiono stałą czasową fotodiody oraz jej czułość prądową w funkcji napięcia zasilania dla grubości absorbera wynoszącej 5 µm. Wyniki obliczeń numerycznych zestawiono z wynikami pomiarów. Rezultaty pokazują, że zwiększanie napięcia zaporowego poprawia odpowiedź fotodiody, co jest związane z szybszym dryftem nośników przez obszar złącza.

Dla absorbera większego lub porównywalnego z długością drogi dyfuzji (dla omawianej struktury długość drogi dyfuzji wynosi 5 µm) szybkość odpowiedzi fotodiody jest głównie ograniczana przez czas rekombinacji. Szybszą odpowiedź, ze względu na czas dyfuzji nośników, można osiągnąć w przypadku absorbera cieńszego od długości drogi dyfuzji. Niemniej jednak wiąże się to ze znacznym pogorszeniem czułości prądowej. Ze względu na kompromis pomiędzy tymi parametrami grubość absorbera powinna być porównywalna z długością drogi dyfuzji.



Rys. 3.2.2. Stała czasowa fotodiody dla rożnych wartości napięcia zaporowego.

Przeprowadzono analizę numeryczną eksperymentalnych charakterystyk częstotliwościowych impedancji wysokotemperaturowych fotodiod wykonywanych techniką MOCVD na zakres 3-5,5 µm oraz ich szybkości odpowiedzi. Z otrzymanych rezultatów wynika, że głównym czynnikiem decydującym o szybkości działania badanych fotodiod jest ambipolarny czas dryfu nośników w obszarze absorbera. Dzieje się tak dlatego, że obszar absorbera typu p posiada grubość rzędu 3-5 µm, co powoduje, że czas przelotu generowanych optycznie elektronów jest krótszy niż ich czas





życia. Polaryzacja fotodiody w kierunku zaporowym powoduje znaczące zmniejszenie czasu reakcji detektora i jest najlepszym sposobem zwiększania szybkości ich działania.

Wykonano pomiary charakterystyk częstotliwościowych impedancji fotodiod chłodzonych termoelektrycznie w zakresie 3 - 5,5 µm oraz ich szybkości odpowiedzi. Przeprowadzono numeryczne modelowanie badanych fotodiod przy pomocy opracowanych przez nas wcześniej programów komputerowych. Badane fotodiody charakteryzują się bardzo krótkimi czasami odpowiedzi rzędu pojedynczych nanosekund.

Na rysunku 3.2.3 przedstawiono zależność eksperymentalnej oraz teoretycznej stałej czasowej przykładowej fotodiody od napięcia polaryzacji. Pomiar stałej czasowej fotodiody wykonano przy użyciu parametrycznego generatora optycznego firmy EKSPLA oraz oscyloskopu Agilent Technology charakteryzującego się 8 GHz pasmem przenoszenia sygnału. Nieznaczne różnice pomiędzy wynikami eksperymentalnymi oraz teoretycznymi (rzędu 0.1 ns) są spowodowane tym, że jako wyniki eksperymentalne przyjęto stałą czasową fotodiody otrzymaną z pomiaru czasu opadania impulsu zaobserwowanego na oscyloskopu. W tym przypadku należy ponadto uwzględnić stałą czasową lasera oraz oscyloskopu (w obu przypadkach rzędu kilkudziesięciu ps).



Rys. 3.2.3. Stała czasowa w funkcji napięcia polaryzacji.

Szybkość odpowiedzi tej fotodiody jest duża i ponadto wzrasta około dwukrotnie po spolaryzowaniu napięciem zaporowym 1 V. Tak duża szybkość odpowiedzi jest wynikiem zastosowania absorbera typu p, gdzie nośniki mniejszościowe (elektrony) decydujące o ambipolarnym współczynniku dyfuzji charakteryzują się duża ruchliwością. Powoduje to, że dyfuzja nośników nierównowagowych jest czynnikiem decydującym o czasie reakcji. Polaryzacja fotodiody zmniejsza czas dotarcia generowanych optycznie nośników do kontaktów na skutek wzrostu udziału prądu dryftowego w całkowitym fotoprądzie. Na rys. 3.2.4 przedstawiono przykładowe obliczenia numeryczne konduktancji fotodiody dla której wykonano również pomiary eksperymentalne.







Rys. 3.2.4. Konduktancja diody w funkcji częstotliwości.

Dokonano analizy wpływu parametrów teoretycznych (projektowanych) i rzeczywistych fotodiody z heterostruktury HgCdTe, na szybkość jej działania. Na rysunku 3.2.5 przedstawiono teoretyczne oraz rzeczywiste profile domieszkowania oraz składu badanej fotodiody.



Rys. 3.2.5. Teoretyczne (linia przerywana) oraz rzeczywiste (linia ciągła) profile domieszkowania oraz składu badanej fotodiody.

Stałą czasową fotodiody określono na podstawie częstotliwości odcięcia przy 3 dB spadku charakterystyki częstotliwościowej (rys.3.2.6).



Rys. 3.2.6. Odpowiedź częstotliwościowa fotodiody dla rożnych wartości napięcia zaporowego: a) struktura teoretyczna, b) struktura rzeczywista.





Obliczenia wykonano dla różnych wartości polaryzacji zaporowej. Na rysunku 3.2.7 przedstawiono stałą czasową fotodiody w funkcji napięcia zaporowego. Wyniki obliczeń numerycznych należałoby zestawić z wynikami eksperymentalnymi, niemniej jednak, nie zdążono przeprowadzić wszystkich pomiarów.

Zmodyfikowano program numeryczny do analizy szybkości odpowiedzi wysokotemperaturowych fotodiod z heterostruktur HgCdTe. Modyfikacja ta obejmuje uwzględnienie międzypasmowej generacji tunelowej i generacji lawinowej w równaniach bilansów elektronów i dziur. Jednakże jak wykazała analiza numeryczna w rozpatrywanym przez nas przypadku niechłodzonych i chłodzonych do 230K fotodiod na zakres 5 µm wymienione czynniki miały marginalny wpływ na parametry, w tym i na szybkość odpowiedzi.



Rys. 3.2.7. Stała czasowa fotodiody w funkcji napięcia zaporowego.

Zależność stałej czasowej badanych fotodiod (na zakres 5 oraz 10 µm) od napięcia polaryzacji zaporowej przedstawiono na rys. 3.2.8. Wyniki eksperymentalne zestawiono z teoretycznymi.



Rys. 3.2.8. Stała czasowa fotodiody dla rożnych wartości napięcia zaporowego.

Zarówno wyniki pomiarów, jak i wyniki obliczeń, wskazują na decydujące znaczenie czasu przelotu nośników mniejszościowych przez obszar złącza. Polaryzacja zaporowa w znaczącym stopniu



zwiększa szybkość działania zarówno fotodiody na zakres 5 μm, jak również fotodiody na zakres 10 μm.

W oparciu o własny oryginalny programy komputerowy obliczono charakterystyki widmowe prądu szumów oraz szybkości odpowiedzi dla wybranych fotodiod z hetero struktur HgCdTe wykonanych w technologii MOCVD. Szczególną uwagę poświęcono analizie źródeł szumów w fotodiodach na zakres 3 - 5,5 µm chłodzonych termoelektrycznie. Zarówno charakterystyki eksperymentalne jak i teoretyczne wskazują na dominujący udział szumów 1/f. Ich źródłem są głównie fluktuacje przekrojów czynnych na rozpraszanie nośników (powodujące fluktuacje ruchliwości), a miejscami największej generacji obszary gdzie występują wbudowane pola elektryczne. Najsilniej w obszarze złącza p-n. Wprowadzono zgodnie z teorią Handla dodatkowe źródła szumu 1/f związane z promieniowaniem hamowania towarzyszącym mechanizmom generacji-rekombinacji. W tym celu rozbudowano uproszczone modele stosowane przez Handla dla zastosowania ich w heterostrukturach. Z analiz wynika, że procesy rozproszeniowe generują szumy 1/f silniej niż procesy generacyjno-rekombinacyjne. Być może wniosek ten nie jest słuszny dla fotodiod na zakres 8 - 14 µm.

3.2.4 Zjawisko reabsorpcji fotonów

Uruchomiono program komputerowego do analizy wpływu zjawiska reabsorpcji na efektywny czas życia nośników nierównowagowych w strukturach HgCdTe i przeprowadzono analizę wyników obliczeń. Opracowany program umożliwia liczenie współczynnika rekombinacji promienistej G_r w strukturach półprzewodnikowych. W stosowanej metodzie uwzględniony jest efekt Burstaina-Mossa i efektywna rekombinacja promienista jest znacznie mniejsza niż należałoby oczekiwać. W warunkach nierównowagi w wyniku zachodzącej rekombinacji promienistej i zjawiska reabsorpcji fotonów, wzrastała ich koncentracja, w zależności od napięcia zasilania i przede wszystkim rozmiarów geometrycznych heterostruktury. Zaobserwowano wzrost koncentracji fotonów ze wzrostem objętości heterostruktury. Przyrost koncentracji wahał się od pojedynczych procentów do ponad 70%. Powoduje to efektywne zmniejszenie szybkości rekombinacji promienistej.

W analizie wpływu efektu reabsorpcji fotonów (RF) na szybkość generacji i rekombinacji nośników w fotodiodach z HgCdTe ograniczono się do fotodiody o stałej przerwie energetycznej. Zastosowanie metody do heterostruktur wiązałoby się z dużymi kłopotami związanymi z wydłużeniem czasu obliczeń i koniecznością dysponowania dużymi pamięciami operacyjnymi komputera. Niemniej jednak, otrzymane rezultaty pozwalają na udzielenie odpowiedzi, czy konieczne jest, i w jakich przypadkach, uwzględnienie efektu reabsorpcji fotonów.

Analizie numerycznej poddano fotodiodę typu "mesa" o geometrii cylindrycznej z materiału o przerwie energetycznej odpowiadającej długości fali odcięcia równej 3,5 oraz 11 µm. Uwzględnienie reabsorpcji nośników może mieć różny wpływ na generację i rekombinację promienistą w zależności od tego, czy koncentracja nośników jest większa lub mniejsza, niż koncentracja równowagowa oraz jaki jest bilans gęstości dodatkowych fotonów. Polaryzacja diody w kierunku przewodzenia prowadzi do wzrostu rekombinacji promienistej, która jest źródłem generacji dodatkowych fotonów, stąd w całej strukturze obserwujemy bilans dodatni fotonów. Natomiast w przypadku polaryzacji w kierunku zaporowym, na skutek ekskluzji i ekstrakcji nośników w otoczeniu złącza, następuje zmniejszenie rekombinacji promienistej w stosunku do warunków równowagowych, co powoduje zmniejszenie koncentracji fotonów. Wyniki analizy pokazują, że w materiałach długofalowych bez defektów strukturalnych dominują procesy Auger'a, natomiast mechanizm promienisty dominuje w materiałach o λ_{co} mniejszych od 5 µm.

Dokonano również analizy wpływu efektu reabsorpcji fotonów (RF) na szybkość generacji i rekombinacji nośników w fotodiodach z HgCdTe. Analizie numerycznej poddano fotodiodę typu "mesa" o geometrii cylindrycznej z materiału o przerwie energetycznej odpowiadającej długości fali odcięcia (λ_{co}) równej 3 i 5 µm.





Na rysunku 3.2.9 przedstawiono szybkość rekombinacji (generacji) netto wywołanej mechanizmem promienistym w fotodiodzie na 5 µm pracującej w temperaturze 200 K. R_{RAD}^{RF} i G_{RAD}^{RF} oznaczają odpowiednio szybkości rekombinacji i generacji promienistej netto z uwzględnieniem efektu RF, natomiast R_{RAD} i G_{RAD} oznaczają szybkości mechanizmu promienistego bez uwzględniania tego efektu. Na omawianych rysunkach przedstawiono ponadto szybkość rekombinacji R_{TER} (generacji G_{TER}) termicznej netto, która uwzględnia mechanizmy Auger 1, Auger 7, SHR związane z lukami rtęci oraz dyslokacjami, jak również mechanizm promienisty z uwzględnieniem efektu RF. W każdym z przypadków szybkość rekombinacji oznaczono linią przerywaną, natomiast szybkość generacji linią ciągłą.



Rys. 3.2.9. Szybkość rekombinacji/generacji netto w fotodiodzie (z defektami) na zakres 5µm, pracującej w temperaturze 200 K i spolaryzowanej w kierunku przewodzenia oraz w kierunku zaporowym napięciem a) 1 mV, b) 0,2 V.

Interpretując powyższe rysunki można wyciągnąć wniosek, iż w fotodiodach wykonanych ze struktur HgCdTe na zakres 5 µm, pracujących przy około zerowej polaryzacji oraz spolaryzowanych zarówno w kierunku zaporowym, jak i w kierunku przewodzenia, w których występują defekty (luki rtęciowe oraz dyslokacje), nad generacją (rekombinacją) promienistą dominują mechanizmy generacji termicznej i rekombinacji nośników, związane z tymi defektami. Podobnie jest w przypadku fotodiod na zakres 3 µm. Gdy uwzględnimy reabsorpcję fotonów, w przypadku obu długości fali, efekt RF dławi generację (rekombinację) promienistą w praktycznie całym obszarze fotodiody (jest oka kilka rzędów wielkości mniejsza), wzmacnia ją natomiast w obszarach przypowierzchniowych, ale są one bardzo cienki, rzędu kilku mikrometrów. W związku z tym, zakładając, że w badanych przyrządach występuje efekt RF, można zrezygnować z uwzględniania wpływu rekombinacji promienistej na wielkość prądów ciemnych.

3.2.5 Procesy generacyjno-rekombinacyjnych w InAsSb

Istotnym faktem jest to, że dotychczasowe modele matematyczne spotykane w literaturze, dotyczące procesów generacyjno-rekombinacyjnych w InAsSb zawierały pewne niekonsekwencje.



Dotyczyły one przede wszystkim tego, że poszczególne mechanizmy Auger (1,7,S) szacowane były z uwzględnieniem różnej ilości pasm energetycznych, ale także ograniczania się do przybliżenia pasma parabolicznego, czy potraktowania całek przekrycia okresowych części funkcji Bloch'a jako stałych. Poszczególne mechanizmy wyliczane są w oparciu o czasem skrajnie różne założenia, co wydaje się być błędne – jednak do tej pory często powielane. Problem został zauważony już około 30 lat temu przez Dutte i Nelson'a, którzy wyprowadzili każdy mechanizm w oparciu o model czteropasmowy, założyli nieparaboliczność pasm, oraz uwzględnili procesy Umklapp'a. Przeszacowali jednak wartość całek przekrycia, co zostało zauważone przez M.G. Burt'a a następnie skorygowane przez A.R. Beattie'go.

Istotną informacją może być też to, że wiele prac szacujących czasy życia nośników w InAsSb zapożyczało wszystkie założenia z tellurku kadmowo-rtęciowego, które ma nieco inną strukturę pasmową. W HgCdTe energie progowe mechanizmów Auger 5 i Auger 8 są porównywalne z przerwą energetyczną, co powoduje, że przejścia te są prawdopodobne. Nie są jednak uwzględniane ze względu na niską gęstość stanów w paśmie dziur lekkich. Wydaje się, że należałoby zweryfikować te założenie dla InAsSb.

Zadaniem naszym była analiza modyfikacja zależności w bibliotece Apsysa dotyczącej szerokości pasma odczepionego spin-orbita w InAs_{1-x}Sb_x. Ma ona istotny wpływ na czasy życia nośników (głównie poprzez mechanizm AugerS) oraz pośrednio na inne parametry takie jak: R_oA, czy D*. Powszechnie wykorzystywane dane eksperymentalne okazały się być rozbieżne z nowymi oszacowaniami teoretycznymi oraz pomiarami. Wykonując obliczenia z uwzględnieniem nowych danych, zauważono, że mechanizmem dominującym w zakresie 0-0.12 składu molowego, dla temperatury 300°K, jest mechanizm AugerS (Rys. 3.2.10). Powyżej składu ~0.2 istotne pozostają jedynie Auger1 i Auger7.



Rys. 3.2.10. Zależność czasu życia od składu stechiometrycznego dla różnych mechanizmów rekombinacji.

Do biblioteki wprowadzone zostały również nowe zależności na względne współczynniki przenikalności elektrycznej (wysoko- i niskoczęstotliwościowe), wartość macierzowego momentu pędu, oraz masy efektywnej dziur lekkich (poprzednio wartość zapożyczona z HgCdTe, obecnie liniowa aproksymacja wartości z InAs i InSb). Dyskusyjna pozostaje nadal kwestia optymalnego domieszkowania w obszarze aktywnym. Obecnie przyjmuję, że jest to iloczyn koncentracji samoistnej nośników i pierwiastka ze współczynnika γ wiążącego mechanizmy Auger1 i Auger7 w całym zakresie składu molowego. Ze względu jednak na istotne zmiany charakteru czasów życia, dla x=0-0.2, takie podejście wydaje się błędne.

Na podstawie przygotowanych danych wstępnie oszacowano parametry graniczne (R_0A , D^*) struktury N⁺(InAs) -p(Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}) - P⁺(GaSb) dla temperatury 300⁰K.



Analiza literaturowa dotycząca podstawowych parametrów materiałowych obszaru aktywnego $(Ga_x In_{1-x}As_y Sb_{1-y})^{1-8}$ pozwoliła ustalić, że najczęściej wykorzystywanymi podłożami do osadzania tego związku są podłoża z InAs i GaSb. Rozpatrując zmianę parametrów w składach dopasowanych do interesujących nas podłoży i uwzględniając przerwę mieszalności związku (x~0.25-0.75) wstępnie oszacowałem, że R₀A dla 300°K , z nisko domieszkowanym obszarem aktywnym powinna wynosić około 1*10¹[Ω cm²]. Wykrywalność znormalizowana D* w obszarze zastosowań: 2-2.5[µm] powinna wynosić powyżej 2*10¹⁰[cmHz^{1/2}/W].

3.3 Technologia złożonych struktur półprzewodnikowych do detekcji promieniowania elektromagnetycznego

W temacie tym skoncentrowaliśmy się głównie na technologii złożonych struktur półprzewodnikowych z HgCdTe otrzymywanych techniką MOCVD. Prace technologiczne dotyczyły opracowania technologii wzrostu warstw Hg_{1-x}Cd_xTe metodą MOCVD niedomieszkowanych o składzie chemicznym x <0.22.

Pierwszy etap prac polegał na określeniu optymalnej temperatury procesu wzrostu. Początkowo temperaturę dobierano w taki sposób, aby zapewnić jak najlepszą pyrolizę prekursorów: DMCd i DiPTe. Temperatura susceptora wraz z temperaturą strefy rtęci muszą być również określone przez fizyczne warunki wzrostu HgCdTe. W rezultacie zakres zmian temperatury podłoża w obrębie którego prowadzono początkowe eksperymenty mieścił się w granicach od 320°C do 400°C. Przeprowadzono serię eksperymentów w czasie których zmieniano temperaturę wzrostu co kilka stopni, przy czym pozostałe parametry wzrostu (ciśnienie, przepływy gazów roboczych, dawki wstrzykiwanych prekursorów, itd.) utrzymywano bez zmian. Badania morfologii powierzchni osadzanych warstw wykazały, że przedział temperatur procesu wzrostu dla którego otrzymywane warstwy HgCdTe cechują się dobrą gładkością powierzchni zawęża się do (345°C - 360°C). Stan morfologii powierzchni, który odzwierciedla w pewnym stopniu stan jakości krystalograficznej otrzymanej struktury jest najszybszym wskaźnikiem jakości procesu wzrostu.

Poprzez eksperymentalny dobór czasów wzrostu podwarstw CdTe i HgTe w procesie wzrostu metodą IMP otrzymano warstwy Hg_{1-x}Cd_xTe o żądanym składzie chemicznym x<0.22 cechujących się jednocześnie gładkością powierzchni dostateczną dla późniejszego processingu. Po procesie wzrostu każda z warstw została sfotografowana na mikroskopie optycznym z kontrastem Nomarskiego. Dokonano pomiaru nierówności powierzchni metodą TIS odczytując parametr Rq.

Zoptymalizowano ciśnienie wzrostu bufora CdTe oraz ciśnienie wzrostu warstwy HgCdTe. Przeprowadzając serię eksperymentów, podczas których zmieniano ciśnienie w reaktorze od 300 do 1000 mbar, przy niezmiennych pozostałych parametrach wzrostu warstwy o najlepszej morfologii uzyskano podczas wzrostu bufora przy 500 milibarach i wzroście HgCdTe przy 940 milibarach.

W celu zapewnienia wzrostu warstw HgCdTe metodą MOCVD optymalnego ze względu na morfologię warstw i szybkość wzrostu potrzebne jest dostarczenie do reaktora niezbędnych substancji chemicznych (prekursorów) w postaci gazowej w ściśle określonych ilościach. Dla prekursorów w postaci gazowej najbardziej czytelną miarą ilości poszczególnych substancji chemicznych dostarczonych do reaktora są ich ciśnienia parcjalne. Ze względu na to, że wzrost warstw odbywał się metodą IMP konieczne było oddzielne zoptymalizowanie ciśnień parcjalnych prekursorów dla warstwy CdTe i HgTe. Na podstawie analizy literatury dobrano wstępne ciśnienia parcjalne prekursorów a następnie zweryfikowano je doświadczalnie. Średnia szybkość wzrostu HgCdTe dla opracowanego procesu wynosi około 3 µm/godz. co pozwala na osadzanie złożonych struktur w ciągu jednego dnia roboczego.

Z powodu różnych warunków fizycznych wzrostu warstw HgTe i CdTe metodą IMP zastosowano różne przepływy gazu nośnego (wodoru) w obydwu fazach wzrostu. Na podstawie analizy literatury opisującej wzrost warstw HgCdTe metodą MOCVD określono wstępne granice fizyczne przepływów w zakresie których możliwy jest wzrost HgCdTe. Na Rys. 3.3.1 cieńsze linie ciągłe







odzwierciedlające szybkość wzrostu warstw HgTe i CdTe w zależności od prędkości przepływu gazu nośnego zaczerpnięto z literatury. Następnie doświadczalnie poprzez zwiększanie i zmniejszanie szybkości przepływu gazu nośnego optymalizowano proces wzrostu biorąc pod uwagę morfologię powierzchni jako kryterium oceny jakości warstw HgCdTe. Osiągając kompromis pomiędzy szybkością wzrostu a jakością morfologii powierzchni doświadczalnie dobrano prędkość przepływu wodoru przez reaktor wynoszącą 1cm/s podczas fazy HgTe i 4 cm/s podczas fazy CdTe i uzyskano nierówności powierzchni mniejsze niż 70 nm dla warstw Hg_{1-x}Cd_xTe o grubości do 7 µm dla 0.17<x<0.40.



Rys. 3.3.1. Szybkość wzrostu HgTe i CdTe w funkcji prędkości przepływu wodoru w reaktorze.

Koncentracja domieszek resztkowych (tło) jest jednym z czynników charakteryzujących stopień czystości otrzymywanego materiału. Na rys. 3.3.2 przedstawiono koncentrację domieszek resztkowych (tła) w funkcji kolejnych numerów procesów osadzeń HgCdTe w technologii MOCVD przeprowadzonych w ciągu kilku ostatnich lat. Kontrola poziomu domieszek resztkowych sprowadza się do okresowego sprawdzania koncentracji tła, czyli prowadzeniu systematycznych pomiarów koncentracji Halla w temperaturze 80 K warstw niedomieszkowanych intencjonalnie. Utrzymanie niskiej koncentracji tła polega na stosowaniu prekursorów o najwyższym stopniu czystości dostępnych na rynku (rtęci, DMCd, DIPTe, EI, TDMAAs) i zakupie ich od wypróbowanych dostawców, stosowaniu GaAs "epiready" podłoży 0 najniższych zanieczyszczeniach, oczyszczaniu gazów technicznych (azotu) i gazu nośnego - roboczego (wodoru) w oczyszczalnikach zapewniających czystość wyjściową na poziomie 1ppb. Dodatkowo stosuje się "gettery" jako ostatni stopień oczyszczania gazów roboczych. Niezwykle istotna jest również szczelność całego systemu MOCVD (szczelność linii gazowych, zaworów, reaktora i "glovebox'u"), która jest okresowo sprawdzana helowym wykrywaczem nieszczelności. Wygrzewanie, trawienie "linera", wygrzewanie podłoża przed procesem osadzania, procedury wkładania i wyjmowania podłoży i rtęci do reaktora, monitoring stanu osłon do termopar są również czynnikami mogącymi w znacznym stopniu determinować stopień czystości osadzanych warstw HgCdTe. Wszystkie wymienione materiały oraz zabiegi technologiczne zmierzające do utrzymania systemu MOCVD w czystości wiążą się z ponoszeniem stosunkowo wysokich kosztów. Jednoznaczna przyczyna podwyższonej koncentracji tła jest najczęściej trudna do ustalenia w krótkim czasie. Z rysunku 2 wynika, że koncentracja tła w warstwach HgCdTe otrzymywanych w posiadanym systemie MOCVD wynosi średnio "kilka" 10¹⁵ cm⁻³. Na przestrzeni ostatnich kilku lat koncentracja "tła" zbliżała się niebezpiecznie do wartości 1·10¹⁶ cm⁻³. Wysoka koncentracja typu n





(bliska 1·10¹⁶ cm⁻³) jest szczególnie niebezpieczna dla warstw HgCdTe o przewodnictwie typu p domieszkowanych na niskim i średnim poziomie.

Najniższe koncentracje tła rzędu "kilka"·10¹⁴ cm⁻³ uzyskano dla warstw o orientacji <211> reprezentowanych na Rys. 3.3.2 przez dwa punkty leżące poniżej linii 1·10¹⁵ cm⁻³. Jednakże technologia przyrządów na bazie warstw o orientacji <211> jest trudniejsza w stosunku do warstw o orientacji <111> co w końcowym efekcie spowodowało brak postępu w polepszaniu parametrów przyrządów o orientacji <211>.



Rys. 3.3.2. Koncentracja domieszek resztkowych (tła) w funkcji kolejnych numerów procesów osadzeń HgCdTe w technologii MOCVD.

Opracowano metody likwidacji luk rtęciowych w materiale HgCdTe poprzez wygrzewanie ex-situ. Zgodnie z wykresem fazowym opracowanym przez Vydyanatha warstwy HgCdTe osadzane w temperaturze 350-360°C charakteryzują się wysoką (~10¹⁷cm⁻³) koncentracją luk rtęciowych, co w większości zastosowań jest efektem niepożądanym. Opracowano zatem metodę likwidacji luk rtęciowych w HgCdTe poprzez wygrzewanie ex-situ w zamkniętej ampule kwarcowej w piecu dwustrefowym (Rys.3.3.3). W ampule oprócz próbki znajduje się kropla rtęci, która zapewnia odpowiednie ciśnienie par Hg, które w temperaturze około 300°C zapełniają luki rtęciowe. Temperatura strefy rtęci powinna być o (2-3)°C niższa w stosunku do temperatury strefy próbki aby zapobiec niepożądanemu skraplaniu się rtęci na próbce.



Rys. 3.3.3. Sposób wygrzewania warstwy HgCdTe w parach Hg w piecu dwustrefowym. $T_1 > T_2$.

Wygrzewanie ex-situ jest skutecznym sposobem likwidacji luk rtęciowych. Jednak jest procesem czasochłonnym i trudnym technologicznie. Wygrzewanie ex-situ jest procesem, który może być dwu a nawet trzykrotnie dłuższym od samego procesu osadzania MOCVD. Stąd podjęto starania w celu likwidacji luk rtęciowych in situ w reaktorze systemu MOCVD. Jeden ze sposobów wygrzewania przedstawiono na Rys. 3.3.4. Podwyższenie temperatury rtęci z 210°C (podczas procesu osadzania) na 225°C z równoczesnym liniowym obniżaniem temperatury warstwy HgCdTe zapewnia powstanie takiego ciśnienia parcjalnego par Hg, które stopniowo powoduje





dyfuzję rtęci w warstwie zapełniającej luki rtęciowe. Wygrzewanie in situ wydłuża procesy wzrostu jedynie o około 3 godziny.



Rys. 3.3.4. Przykładowy sposób wygrzewania warstw in-situ

Warstwy wygrzewane in situ posiadają koncentrację donorową na poziomie tła pochodzącego od domieszek resztkowych rzędu (2-4)*10¹⁵ cm⁻³, zatem wygrzewanie to jest tak samo skuteczne (likwidacja luk rtęciowych) jak wygrzewanie ex-situ.

Opracowano metody wzrostu warstw HgCdTe bez luk rtęciowych poprzez modyfikację procesu osadzania metodą IMP. Likwidacja luk rtęciowych poprzez wygrzewanie in situ jest skuteczna, jednak wydłuża proces wzrostu o kilka godzin. W celu skrócenia czasu procesów wzrostu podjęto próbę wypełniania luk rtęciowych podczas procesu osadzania. Standardowy proces osadzania metodą IMP przedstawiono schematycznie na rysunku 3.3.5. Polega on na naprzemiennym osadzaniu warstw HgTe i CdTe, których sumaryczna grubość dla jednego cyklu wynosi około 100 nm. Już w czasie wzrostu w temperaturze 350°C następuje interdyfuzja prowadząca do powstania jednorodnej warstwy HgCdTe. Luki rtęciowe powstają w fazie HgTe.



Rys. 3.3.5. Standardowy proces osadzania HgCdTe metodą IMP.

Modyfikacja procesu IMP (Rys. 3.3.6) polegała na wprowadzeniu krótkiego wstrzyknięcia dobranej dawki DMCd pod koniec fazy HgTe. Wysoki współczynnik dyfuzji kadmu powoduje, że nadmiar kadmu szybko dyfunduje w luki rtęciowe powstałe w HgTe. W ten sposób powstaje warstwa HgCdTe bez luk rtęciowych charakteryzująca się koncentracją donorową określoną przez domieszkowanie resztkowe (tło).







Rys. 3.3.6. Zmodyfikowany proces osadzania HgCdTe metodą IMP.

Kolejnym istotnym zadaniem było opracowanie technologii domieszkowania akceptorowego na wysokim poziomie z wykorzystaniem arsenowodoru. Jako prekursor domieszki akceptorowej wybrano pierwotnie arsenowodór AsH₃. Eksperymenty dotyczące warstw domieszkowanych rozpoczyna się zazwyczaj od przeprowadzania procesów kalibracyjnych polegających na stosowaniu różnych dawek domieszkujących i sprawdzeniu w jaki sposób wpływają one na parametry chemiczne i fotoelektryczne osadzanej warstwy HgCdTe. Przeprowadzono kalibracyjny proces schod-kowy domieszkowania arsenem warstwy HgCdTe. Osadzono strukturę składającą się z trzech warstw Hg_{0.68}Cd_{0.32}Te o orientacji <111>, w których skokowo zwiększano dawkę wprowadzanego AsH₃ (0.38 ppm, 2 ppm i 20 ppm). Koncentrację chemiczną As, określoną przez SIMS i koncentrację dziur w 77K wyznaczoną z pomiarów Halla w funkcji grubości struktury przed-stawiono na Rys. 3.3.7. Koncentracja chemiczna arsenu zwiększa się ze wzrostem dawki AsH₃. Uzyskano wysoką (prawie 100%) aktywację dla niskich koncentracji. Natomiast napotkano na trudności w uzyskaniu wysokich koncentracji dziur w warstwach o orientacji <111>. Spowodowane to jest mniejszym współczynnikiem wprowadzenia arsenu do warstw podczas wzrostu, co jest związane z niekorzystną konfiguracją wolnych wiązań w warstwach o orientacji <111>.



Rys. 3.3.7. Kalibracja domieszkowania arsenem warstw HgCdTe o orientacji (111) i składzie x = 0.32:

- A. 2 ppm AsH₃ wprowadzano przez 3 sek z 16 sek cyklu CdTe wzrostu IMP;
- B. 2 ppm AsH₃ wprowadzano podczas obydwu cykli wzrostu IMP;
- C. 20 ppm AsH $_3$ wprowadzano podczas obydwu cykli wzrostu IMP.





W celu sprawdzenia istnienia efektów pamięciowych przeprowadzono proces w którym osadzono strukturę składającą się z trzech warstw. Pierwsza warstwa jest niedomieszkowana, druga domieszkowana na wysokim poziomie, a trzecia – niedomieszkowana. Nie stwierdzono obecności arsenu w warstwie niedomieszkowanej osadzanej na warstwie silnie domieszkowanej. Świadczy to o braku niepożądanego efektu pamięciowego i niepożądanej dyfuzji arsenu. Stwierdzono również na podstawie analizy pomiarów Halla i SIMS, że nie istnieje również efekt pamięciowy z procesu na proces.

W ramach tego zadania prowadzono również badania profili składu i domieszkowania złożonych struktur HgCdTe uzyskiwanych w technologii MOCVD. Heterostruktury te były optymalizowane dla długofalowych chłodzonych termoelektrycznie fotodiod pracujących bez zasilania i z zasilaniem w kierunku zaporowym. W laboratorium MOCVD prowadzone były badania nad udoskonaleniem technologii wzrostu złożonych heterostruktur HgCdTe, mające na celu poprawę zgodności uzyskiwanych profili składu i domieszkowania w otrzymanych heterostrukturach z oczekiwaniami. Analizę profili składu i domieszkowania prowadzono głównie w oparciu o badania SIMS. Przykładowe wyniki pomiarów składu i domieszkowania dwóch warstw (a i b) przedstawia rys. 3.3.8. Na wykonanych z tych warstw detektorach próbnych zmierzone zostały charakterystyki prądowo – napięciowe, oraz charakterystyki widmowe czułości w 300 K i 230 K, zarówno bez zasilania, jak i z zasilaniem w kierunku zaporowym.



Rys. 3.3.8. Przykładowe wyniki pomiaru składu x oraz koncentracji domieszki arsenowej As w dwóch warstwach (a i b) z naniesionym składem i domieszkowaniem poszczególnych warstw heterostruktury na podstawie którego zaprojektowano i wykonano proces wzrostu epiwarstwy w MOCVD (Pomiar wykonany metodą SIMS).

Na podstawie opracowanej technologii domieszkowania warstw HgCdTe otrzymywanych techniką MOCVD opanowano technologię warstw o zadanych parametrach. Badane profile składu i domieszkowania złożonych struktur HgCdTe były zgodne z zakładanymi profilami.

Opracowano również technologię domieszkowania akceptorowego na poziomie niskim z wykorzystaniem arsenowodoru. Ponieważ w konfiguracji systemu gazowego z MFC dla AsH₃ trudno jest wprowadzać dawki mniejsze niż 2ppm, dalsze ograniczanie dawki uzyskano poprzez skrócenie czasu wstrzykiwania. Ilustruje to Rys. 3.3.9. W celu uzyskania dawki 0.38 ppm odpowiadającej domieszkowaniu na poziomie 1×10¹⁶ cm⁻³, wprowadzano dawkę 2 ppm przez 3 sekundy w fazie CdTe trwającej 16 sekund. Krótkie wstrzykiwanie przeprowadzono w środku cyklu, aby umożliwić równomierne rozdyfundowanie domieszki.







Rys. 3.3.9. Sposób domieszkowania arsenem na niskim poziomie poprzez skrócenie okresu wstrzykiwania.

Sprawdzenie efektywności domieszkowania przeprowadzono poprzez osadzanie serii warstw kalibracyjnych, w których stopniowo zmieniano dawkę domieszki począwszy od dawek minimalnych, a skończywszy na dawkach maksymalnych. Rys. 3.3.10 przedstawiono inkorporację i aktywację atomów arsenu z TDMAAs i AsH₃ w funkcji ciśnienia parcjalnego prekursorów arsenowych. Poziomy inkorporacji arsenu z TDMAAs i AsH₃ do osadzanej warstwy HgCdTe są równe biorac pod uwage niepewność pomiarów. Chemiczna koncentracja arsenu w warstwie HgCdTe zwiększa się w przybliżeniu proporcjonalnie wraz ze wzrostem ciśnienia parcjalnego prekursorów arsenowych aż do dawki 10 ppm. Dalszy wzrost ciśnienia parcjalnego dawki arsenu nie powoduje już proporcjonalnego zwiększania inkorporacji arsenu. Powyżej dawki granicznej obserwuje sie efekt nasycania. Jak wspomniano wcześniej prekursory arsenowe zostały wprowadzane do reaktora podczas cykli CdTe procesu IMP. Wprowadzenie AsH₃ lub TDMAAs podczas obydwu cykli CdTe i HgTe nie powoduje zwiększenia inkorporacji. Jednak warto zwrócić uwagę, że wprowadzenie prekursorów arsenowych przyspiesza pyrolizę DMCd, co powoduje przesunięcie składu chemicznego x. Przykładowo dawka 20 ppm TDMAAs spowodowała zmianę składu z planowanego x = 0.3 na x = 0.4. Na Rys. 3.3.10 pokazano, że chemiczna koncentracja określona przez pomiary SIMS nie pokrywa się z koncentracją elektryczną akceptorów określonych przez pomiary Halla w 77K. Dla poziomów wysokich i średnich domieszkowania akceptorowego różnica między koncentracjami chemicznymi a elektrycznymi jest bliska rzędowi wielkości. Tak więc podczas prowadzenia naszych badań nie odnotowaliśmy 100% aktywacji arsenu.



Rys. 3.3.10. Inkorporacja i aktywacja atomów arsenu z TDMAAs i AsH₃w funkcji ciśnienia parcjalnego prekursorów arsenowych.





Na Rys. 3.3.11 zaprezentowano elektryczną koncentrację akceptorów (N_A-N_D) określoną na podstawie pomiarów Halla w 77K w funkcji ciśnienia parcjalnego prekursora arsenowego TDMAAs w reaktorze. Maksymalną koncentrację akceptorów wynoszącą 3·10¹⁷cm⁻³ uzyskano dla dawki 20ppm TDMAAs. Dalsze zwiększanie dawki TDMAAs wstrzykiwanej do reaktora nie powoduje zwiększenia koncentracji akceptorów w osadzanej warstwie HgCdTe. Z kolei kontrola domieszkowania akceptorowego na poziomie niskim (poniżej kilka ·10¹⁵cm⁻³) jest trudna do uzyskania z powodu ograniczonej kontroli nad poziomem koncentracji resztkowej (tła). W literaturze odnotowano wyraźny wzrost inkorporacji arsenu wraz ze wzrostem wartości stosunku II/VI (stosunku ciśnień parcjalnych kadmu do telluru) z 1.5 do 3 przy stałej wartości ciśnienia parcjalnego TBAs (trój butylo arsenu). Podążając tą wskazówką również dokonywaliśmy zmian stosunku II/VI w zakresie od 1.5 do 5, jednakże nie uzyskaliśmy wyraźnych i jednoznacznych zmian w skuteczności włączania się atomów arsenu do osadzającej się warstwy HgCdTe. Dla stosunkowo licznego zbioru wyników eksperymentalnych uzyskanych w naszym laboratorium koncentracja akceptorów utrzymywała się na stałym poziomie uwzględniając niepewność pomiarów dla stałej dawki TDMAAs.



Rys. 3.3.11. Koncentracja akceptorów w funkcji ciśnienia parcjalnego TDMAAs dla różnych wartości stosunku II/VI.

prowadzonych badań była poprawa zgodności uzyskiwanych profili składu i Celem domieszkowania w otrzymanych heterostrukturach z oczekiwaniami. Analizowano heterostruktury optymalizowane dla długofalowych chłodzonych termoelektrycznie fotodiod pracujących bez zasilania i z zasilaniem w kierunku zaporowym. Prowadzone badania miały na celu zoptymalizowanie parametrów wzrostu heterostruktur tak aby otrzymać zaplanowany profili składu i domieszkowania hetero struktury. Parametry te silnie zależa od składu materiału i jego domieszkowania, a ponadto występują silne wzajemne sprzężenia różnych parametrów. Na przykład niezmiernie kłopotliwa jest silna zależność końcowego składu materiału od poziomu domieszkowania arsenem i odwrotnie, zależność skuteczności domieszkowania od składu warstwy HqCdTe. Dodatkowo sprawe komplikuje wpływ położenia danej warstwy w wytwarzanym stosie hetero struktury, ponieważ czasy interdyfuzji materiału w czasie wzrostu warstwy zmniejszają się dla warstw położonych dalej od podłoża. W efekcie następuje różne rozdyfundowanie par warstewek HgTe/CdTe i interfejsów między poszczególnymi obszarami heterostruktury. Parametry wzrostu (temperatury metaloorganik materiałów bazowych i domieszek, temperatura strefy wzrostu i strefy rtęci, szybkości przepływów nośnika [wodoru] przez bubblery, bypassy, strefy kadmu i rtęci oraz czasy otwarcia zaworów bubblerów i gazu-nośnika) zostały określone dla faz HgTe, CdTe, okresów przejściowych pomiędzy tymi fazami, a także w końcowym stadium wzrostu i chłodzenia reaktora dla heterostruktury optymalizowanej dla długofalowych chłodzonych termoelektrycznie fotodiod pracujących bez zasilania.

W celu sprawdzenia możliwości zwiększenia aktywacji arsenu wybrane próbki były wygrzewane w piecu dwustrefowym w temperaturach bliskich 400°C w obecności nasyconych par rtęci. Jeden z





efektów takiego wygrzewania zaprezentowano na Rys. 3.3.12. Widać w sposób wyraźny, że po wygrzewaniu zarówno koncentracja Halla, jak i ruchliwość nie uległy znacznej zmianie. Przeprowadzone wygrzewania nie spowodowały przesunięcia spodziewanej ilości atomów arsenu w podsieć telluru (tylko wówczas atomy arsenu funkcjonują jako akceptory). Dodatkowy wniosek z tych eksperymentów stanowi, że poziom prawdopodobnych wakansów rtęciowych jest na poziomie niższym od poziomu intencjonalnego domieszkowania arsenowego. Zrezygnowaliśmy z wygrzewania w temperaturach wyższych niż 430°C z powodu ich niszczącego wpływu na ostrość interfejsów.



Rys. 3.3.12. Koncentracja i ruchliwość Halla w funkcji odwrotności temperatury próbek HgCdTe domieszkowanych TDMAAs dawką 17 ppm dla warstwy po procesie wzrostu oraz wygrzanej w 420 °C przez 10 min.

Określono wpływ orientacji krystalograficznej na efektywność domieszkowania akceptorowego warstw HgCdTe w technologii MOCVD. Domieszkowanie akceptorowe na poziomie wysokim (większym niż 1·10¹⁷cm⁻³) znajdują zastosowanie w heterostrukturach HgCdTe jako warstwy kontaktowe typu p. Warstwy te powinny charakteryzować się jak najmniejszą rezystywnością, stąd wymagane jest silne domieszkowanie.

Jednym ze sposobów zwiększania domieszkowania akceptorowego jest poszukiwanie alternatywnej do (111) orientacji krystalicznej, takiej w której inkorporacja jak i aktywacja arsenu jest większa. Z przyczyn ekonomicznych poszerzyliśmy nasze próby jedynie o badania na warstwach HgCdTe orientacji (100).

Na Rys. 3.3.13 przedstawiono porównanie wyników pomiarów Halla w 77K oraz profili SIMS próbek HgCdTe domieszkowanych 17 ppm AsH₃ dla orientacji krystalograficznych (111) i (100). Koncentracja dziur określona przez pomiary Halla jest o blisko rząd wielkości mniejsza od koncentracji chemicznej określonej przez pomiary SIMS dla obydwu orientacji. Możemy tutaj również zaobserwować, że chemiczna koncentracja jest o rząd wielkości większa dla orientacji (100) w stosunku do (111).







Rys. 3.3.13. Porównanie wyników pomiarów Halla w 77K oraz profili SIMS próbek HgCdTe domieszkowanych 17 ppm AsH₃ dla orientacji krystalograficznych (111) i (100).

Dokonano również oceny morfologii warstw HgCdTe domieszkowanych akceptorowo o orientacji krystalograficznej (100). Mimo znacznie lepszej inkorporacji arsenu do warstw HgCdTe o orientacji (100) w stosunku od warstw o orientacji (111) wstrzymaliśmy badania dotyczące domieszkowania tych warstw z powodu braku postępu w poprawie gładkości powierzchni tych warstw. Powierzchnia warstw (100) HgCdTe była zdominowana przez defekty wzgórkowe (ang. hillocks), których wysokość dochodzi do kilku mikrometrów, co dyskwalifikuje je jako materiał bazowy do konstrukcji detektorów podczerwieni. Kontynuowano prace związane z opracowaniem technologii domieszkowania akceptorowego na niskim poziomie warstw HgCdTe domieszkowanych TDMAAs. Przeprowadzono analizę SIMS heterostruktur HgCdTe domieszkowanych arsenem w technologii MOCVD.



Profil heterostruktury

Rys. 3.3.14. Wyniki pomiarów SIMS przykładowej heterostruktury typu P+PN HgCdTe domieszkowanej arsenem z TDMAAs.



Powyżej na Rys. 3.3.14 przedstawiono wyniki pomiarów SIMS przykładowej heterostruktury typu P⁺PN HgCdTe domieszkowanej arsenem z TDMAAs. Warto zwrócić tutaj uwagę na to, że w obszarach domieszkowanych 3 i 10 ppm koncentracja arsenu w warstwie jest stała. Może to oznaczać, że zwiększanie dawki TDMAAs powyżej 3ppm nie skutkuje w większej inkorporacji. Może też sygnalizować efekt pamięciowy podczas procesu wzrostu. Poziom koncentracji tła arsenu wynosi 3-4·10¹⁵ cm⁻³. Trudna do interpretacji jest podwyższona koncentracja arsenu na powierzchni struktury mimo, że dawka TDMAAs wynosi 0 ppm. Prawdopodobnie wynika to z właściwości metody SIMS – podczas pierwszych sekund trawienia powierzchni tlenki i inne zanieczyszczenia mogą być przyczyną niekorzystnych interferencji zaburzających pomiar.

Badano również wpływ stanu warstwy powierzchniowej na właściwości elektryczne warstw HqCdTe domieszkowanych akceptorowo. Na Rys. 3.3.15 przedstawiono koncentrację Halla w funkcji odwrotności temperatury warstwy Hg_{0.73}Cd_{0.27}Te domieszkowanej dawką 0.3 ppm TDMAAs. Po odpowiednim przygotowaniu próbek zostały one zmierzone czterosondową metodą Van der Paw. Próbki zamocowane w specjalnym uchwycie i umieszczone w stałym polu magnetycznym (0.175 T) zostały zmierzone w funkcji temperatury począwszy od temperatury ciekłego azotu (77K) a skończywszy na temperaturze pokojowej. Następnie próbki podtrawiano w 5% roztworze bromu w glikolu etylenowym w celu usunięcia warstwy powierzchniowej o grubości około 0.5 µm. Pomiary Halla w funkcji temperatury powtórzono dla próbek podtrawionych. Górna krzywa zamieszczonego wykresu przedstawia jeden z wyników takiego pomiaru dla próbki niepodtrawionej, zaś dolna przedstawia wyniki dla warstwy podtrawionej. Różnica pomiędzy wykresami jest równa rzędowi wielkości. Na powierzchni warstwy HgCdTe o przewodnictwie typu p pojawia się cienka warstwa o przewodnictwie typu n. Pojawia się ona na skutek naturalnych tlenków (~10¹²cm⁻²), zanieczyszczeń powierzchniowych lub powierzchniowej warstwy inwersyjnej. Powierzchniowa warstwa typu n powoduje utrudnienie w interpretacji wyników Halla.



Rys. 3.3.15. Koncentracja Halla w funkcji odwrotności temperatury warstwy Hg_{0.73}Cd_{0.27}Te domieszkowanej dawką 0.3 ppm TDMAAs.

Kontynuowano prace związane **z** opracowaniem technologii domieszkowania akceptorowego na niskim poziomie warstw HgCdTe domieszkowanych TDMAAs. Początkowo jako prekursora domieszki akceptorowej w naszym systemie używano arsenowodoru (AsH₃). Arsenowodór jako prekursor domieszki akceptorowej charakteryzuje się wysokim poziomem aktywacji As z AsH₃ (bliskim 100%) oraz wysoką efektywnością wprowadzania arsenu do osadzanej warstwy HgCdTe.





Jednakże czułości i wykrywalności otrzymanych fotodiod na bazie warstw domieszkowanych przy użyciu AsH₃ odbiegają od wartości teoretycznych wynikających z fundamentalnych zjawisk międzypasmowych. Przyczyną tego może być zjawisko wiązania się arsenu z wodorem w związki As-H, które w takiej właśnie postaci są włączane do osadzanej warstwy i są nieaktywne elektrycznie, a tym samym pogarszają właściwości materiału poprzez obniżanie czasu życia nośników. Zastosowanie alternatywnego źródła domieszki akceptorowej - związku: TDMAAs, czyli dwuetyloaminoarseniku, przyczyniło się do poprawy parametrów fotodiod i fotorezystorów opracowanych na bazie warstw domieszkowanych tym prekursorem.

Jednym ze sposobów oceny jakości warstw epitaksjalnych był pomiar czasu życia nośników w warstwach MWIR HgCdTe dla różnych poziomów domieszkowania akceptorowego. Na Rys. 3.3.16 przedstawiono czas życia nośników w funkcji koncentracji akceptorów warstw MWIR HgCdTe w temperaturze 77K.



Rys. 3.3.16. Czas życia nośników w funkcji koncentracji akceptorów dla różnych prekursorów arsenowych warstw MWIR HgCdTe w temperaturze 77K.

Pomiary zostały wykonane metodą zaniku fotoprzewodnictwa (dynamiczną). Porównano czas życia nośników warstw domieszkowanych TDMAAs i AsH₃. W zakresie MWIR czasy życia nośników w warstwach HgCdTe domieszkowanych TDMAAs są wyraźnie wyższe niż domieszkowanych AsH₃. Stanowi to potwierdzenie przypuszczeń wysuniętych przez Mitrę.

Przeprowadzono również pomiar czasu życia nośników w warstwach LWIR HgCdTe dla różnych poziomów domieszkowania akceptorowego. Na Rys. 3.3.17 przedstawiono czas życia nośników w funkcji koncentracji akceptorów warstw LWIR HgCdTe w temperaturze 77K.







Rys. 3.3.17. Czas życia nośników w funkcji koncentracji akceptorów dla różnych prekursorów arsenowych warstw LWIR HgCdTe w temperaturze 77K.

Porównano czas życia nośników warstw domieszkowanych TDMAAs i AsH₃. Podobnie jak dla warstw MWIR czasy życia nośników w warstwach HgCdTe domieszkowanych TDMAAs są wyraźnie wyższe niż domieszkowanych AsH₃. Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że głównym czynnikiem ograniczającym czas życia nośników, a więc również wykrywalność detektorów wykonanych na bazie tych warstw jest proces Augera 7. Skłania to do wniosku, że poprawę parametrów przyrządów detekcyjnych będzie można osiągnąć poprzez a pracę w warunkach nierównowagowych.

Określono również wpływ wyboru prekursora domieszki akceptorowej na wartość iloczynu R₀A fotodiod wykonanych z domieszkowanych heterostruktur HgCdTe.

Na Rys. 3.3.18 przedstawiono iloczyn R₀A w funkcji długości fali detektorów wykonanych z warstw domieszkowanych AsH₃ i TDMAAs zmierzony w temperaturze 230K. Iloczyn R₀A jest o blisko rząd wielkości większy dla struktur domieszkowanych z użyciem TDMAAs w stosunku do struktur domieszkowanych AsH₃ w całym prezentowanym zakresie długości fali od 3 µm do 7 µm. Stanowi to potwierdzenie wyjaśnienia zaproponowanego przez Mitrę o niekorzystnej inkorporacji par As-H z AsH₃. Większy iloczyn R₀A dla warstw domieszkowanych TDMAAs jest również odzwierciedleniem większych czasów życia nośników. Obok zastosowania TDMAAs przyczyną wzrostu iloczynu R₀A mogą być postępy w ciągłym polepszaniu jakości krystalicznej warstw HgCdTe skutkującym w poprawie morfologii powierzchni warstw. Istotny jest tutaj również stały monitoring poziomu koncentracji domieszek resztkowych (tła).







Rys. 3.3.18. Iloczyn R₀A w funkcji długości fali detektorów wykonanych z warstw domieszkowanych AsH₃ i TDMAAs.

Kolejny zakres badań dotyczył technologii heterostruktury typu N⁺PπPP⁺p⁺. Celem prac było opracowanie technologii heterostruktury typu N⁺PπPP⁺p⁺ dla długofalowych detektorów podczerwieni (LWIR) pracujących bez chłodzenia kriogenicznego. Szczególnie interesującym rozwiązaniem była fotodioda pracująca z zasilaniem w kierunku zaporowym. Na Rys. 3.3.19 przedstawiono schematyczny projekt architektury heterostruktury detekcyjnej, uprzednio opracowanej w laboratorium MOCVD. Rzeczywista struktura jest bardziej skomplikowana, poza defektami różnego rodzaju również wskutek rozmytych dyfuzyjnie profilów składu i domieszkowania.



Rys. 3.3.19. Schematyczny projekt przekroju heterostruktury fotowoltaicznego detektora Hg_{1-x}Cd_xTe na GaAs do pracy przy długości fali 10,6 μm w temperaturze 230 K, zasilaniem w kierunku zaporowym.

Główne warstwy i ich funkcje w tej heterostrukturze Hg_{1-x}Cd_xTe to:

• Podłoże warstwy epitaksjalnej, GaAs o orientacji (100)





- Bufor CdTe. Zabezpiecza przed niepożądaną dyfuzją domieszek z podłoża do warstwy HgCdTe (między innymi Ga) oraz zmniejsza gęstość dyslokacji niedopasowania. Grubość 2÷3 µm.
- Warstwa N⁺. Jest podstawą struktury mesa, która spełnia funkcje okna przepuszczającego promieniowanie podczerwowne i kolektora elektronów.
- Kontakt do warstwy N⁺, metalizacja (Au/Cr).
- Warstwa N ma za zadanie zabezpieczyć przed tunelowaniem i generacją termiczną w złączu N⁺Np.
- Warstwa typu p lub π. Spełnia rolę absorbera.
- Warstwa P. Ogranicza tunelowanie na styku pPP+ i generację termiczną.
- Warstwa P⁺. Stanowi kontakt blokujący dla elektronów i kolektor dziur. Powinna być silnie domieszkowana, aby zapewnić łatwy transport dziur i dobry styk z metalizacją lub warstwą podkontaktową.
- Warstwa podkontaktowa- HgTe lub n⁺. Umożliwia niskorezystancyjny kontakt z metalizacją i warstwą P⁺, nie wstrzykujący elektronów i nie powodujący powstawania napięć fotowoltaicznych.
- Górna metalizacja (złoto z podkładką chromową) pełni rolę kontaktu elektrycznego i reflektora promieniowania.
- Warstwa pasywująca CdTe. Zabezpiecza krawędzie złącz zmniejszając powierzchniowe prądy ciemne różnego rodzaju. Ponadto pełni ona rolę warstwy izolacyjnej umożliwiającej wyprowadzenie kontaktów przez krawędź mesy.

Dla optymalizacji heterostruktury prowadzone były symulacje komputerowe. Wykazały one, że w lepsze parametry można osiągnąć (szczególnie dla fotodiody pracującej z zasilaniem w kierunku zaporowym) jeśli w heterostrukturze tej warstwę N zastąpi się odpowiednio dobraną warstwą P.

Na Rys. 3.3.20 przedstawiono wyniki pomiaru składu x oraz koncentracji domieszki arsenowej As w otrzymanej warstwie. Pomiary wykonano metodą SIMS. Warstwa ta była osadzana na podłożu z wcześniej osadzonym buforem CdTe i warstwą N⁺, wykonanymi wcześniej dla skrócenia czasu trwania procesu wzrostu. Uzyskano następujące rezultaty:

- Chłodzenie z DMCd na zakończenie wzrostu zastosowane w tym procesie nie powoduje zmiany składu przy powierzchni na dużej głębokości, widoczny jest jeden punkt, w którym skład jest zwiększony o niewielką wartość. Ponieważ jednak ten punkt znajduje się na głębokości 0,22 µm, to dla pewności należy podtrawić powierzchnię warstwy o taką grubość, lub o tyle głębiej wytrawić przy podtrawianiu powierzchni pod kontakt do tej warstwy.
- Skład w absorberze niejednorodny.
- Bardzo wyraźne profile składu zakończenia warstwy, podwyższenie x w P⁺, płaski obszar P i przejście do absorbera.
- Domieszkowanie w absorberze poniżej limitu detekcji arsenu metodą SIMS.
- Jak się okazało (po dokładnym sprawdzeniu) wkradł się błąd w recepturze, na wcześniej przygotowaną warstwę buforową i N⁺ osadzono 8 min CdTe, które utworzyło wyraźne podwyższenie składu na dużym obszarze N⁺.
- Powstały też zafalowania w N⁺, są prawdopodobnie związane ze zmianami temperatury w trakcie wzrostu, N⁺ osadzany był w 360°C, natomiast dalsze warstwy w 344°C.








Rys. 3.3.20. Wyniki pomiaru składu x oraz koncentracji domieszki arsenowej As w warstwie. Pomiar wykonany metodą SIMS.

Proces został powtórzony, tym razem przeprowadzono jeden proces wzrostu. Dla przyspieszenia procesu wzrostu warstwy N⁺ o grubości 10 μm prowadzono go w 360°C, a następnie jeszcze pod koniec wzrostu warstwy N⁺ obniżono temperaturę do 344°C, dla zapewnienia lepszych warunków wzrostu warstwy absorbera π. Na Rys. 3.3.21 przedstawiono wyniki pomiaru składu x oraz koncentracji domieszek, arsenu - As i jodu - J w tej warstwie. Widoczny na głębokości około 10 μm wzrost składu x (wzgórek na wykresie) spowodowany jest zmianą temperatury wzrostu warstwy z 360°C na 344°C przy niezmienionych pozostałych parametrach wzrostu. Niepokojącym objawem jest natomiast większa koncentracja domieszki J od As wchodząca w warstwę absorbera od strony N⁺. Spowodowane jest to wyraźnym ogonem domieszkowania jodem. Następny proces należy więc przeprowadzić z odpowiednią korektą poziomu domieszkowania w ostatniej fazie wzrostu warstwy N⁺.



Rys. 3.3.21. Wyniki pomiaru składu x oraz koncentracji domieszek, arsenu As i jodu J w warstwie. Pomiar wykonany metodą SIMS.

Reasumując większość prac prowadzonych w tym kwartale dotyczyła teorii i technologii heterostruktur z HgCdTe. Przeprowadzona analiza fotodiod dwubarwnych z HgCdTe umożliwi konstrukcję tych detektorów i porównanie ich parametrów z teoretycznymi przewidywaniami. Analizy numeryczne związane z wyznaczaniem charakterystyk prądowo-napięciowych i





określeniem szybkości odpowiedzi fotodiod powinny być porównane z parametrami doświadczalnymi i prowadzić do określenia optymalnej struktury fotodiody. Należy koniecznie zwiększyć wykorzystanie programu APSYS do wyznaczania parametrów detektorów konstruowanych z wytwarzanych hetrostruktur metodą MOCVD. Określiliśmy rolę poszczególnych warstw hetrostruktury w detekcji promieniowania podczerwonego, opanowaliśmy technologię warstw o zadanych parametrach. Pozostaje do rozwiązania problem charakteryzacji tych warstw, wyznaczania parametrów poszczególnych obszarów hetrostruktury, jak również parametrów fotodiod. Istotnym zadaniem na najbliższy kwartał będzie określenie sposobu pomiaru i wyznaczenie szybkości odpowiedzi wykonanych fotodiod.

3.4 Technologia supersieci II-go typu z InAs/GaInSb

W ramach tego zadania przeprowadzono analizę technologii supersieci II-go typu z InAs/GaInSb. Nieznaczna różnica stałych sieciowych InAs i GaInSb czyni ten system związków idealnym do wytwarzania SLS – supersieci z naprężeniami (*strained layer superlatices* – SLSs). InAs jest półprzewodnikiem o wąskiej i prostej przerwie energetycznej równej 0,35 eV (w temperaturze pokojowej), natomiast zależność przerwy energetycznej Ga_{1-x}In_xSb jest funkcją składu molowego *x* (zawartości In).

Przy osadzaniu $Ga_{1-x}In_xSb$ o zawartości In $x_{ln} = 0.15$ na podłożu GaSb otrzymuje się niedopasowanie sieciowe rzędu a = 0.94% i do warstwy GaInSb wprowadzane są naprężenia ściskające, podczas gdy w przypadku stosowania podłoża InAs niedopasowanie to wynosi a = -0.62% i w warstwie pojawiają się naprężenia rozciągające. Jednocześnie naprężenia ściskające w Ga_{1-x}In_xSb kompensują naprężenia rozciągające w podłożu InAs.

Idea supersieci z naprężeniami znana jest od dawna. Na podłoże zwykle osadzana jest warstwa buforowa, na którą następnie osadza się wiele bardzo cienkich (poniżej grubości krytycznej) warstw naprężonych o różnych składach związku półprzewodnikowego. Skład tych warstw jest tak dobrany, aby supersieć charakteryzowała się średnią stałą sieciową w stosunku do warstw nienaprężonych. Niedopasowanie sieciowe cienkich warstw supersieci jest akomodowane przez naprężenia, tak że określona warstwa jest naprężona a kolejna warstwa jest ściskana bez generacji dyslokacji niedopasowania sieciowego.

Supersieci z InAs/GaInSb można traktować jako pseudo czteroskładnikowy system. Na złączu pomiędzy InAs i Ga_{1-x}In_xSb pojawiają się wiązania zarówno pomiędzy Ga-As jak również In-Sb różniące się zasadniczo długością wiązania jak i naprężeniami wprowadzanymi w warstwach supersieci. Większa wartość stałej sieciowej w stosunku do GaSb powoduje, że wiązania międzywarstwowe In-Sb wprowadzają naprężenia ściskające natomiast wiązania Ga-Sb odpowiadają za tworzenie się naprężeń rozciągających.

Grubość krytyczna warstw supersieci stanowi kryterium decydujące o jakości supersieci, ponieważ dla grubości $d > d_k$ formują się dyslokacje na heterozłączu obniżając tym samym jakość warstw. Dyslokacje formują się na granicy warstwa-podłoże. Propagują się również w podłożu jak i warstwie.

Epitaksja metodą wiązek molekularnych (MBE) jest szeroko stosowana do wytwarzania SLS – supersieci z naprężeniami (*strained layer superlatices* – SLSs).

Jej ideą jest wytworzenie jednorodnych wiązek atomowych lub molekuł, których strumień można precyzyjnie kontrolować poprzez temperaturę źródła. Metoda wiązek molekularnych daje dużo większe możliwości sterowania parametrami procesu osadzania niż wszelkie inne metody osadzania termicznego. Ważną zaletą jest niezależność źródeł poszczególnych atomów lub molekuł. Najpopularniejszymi źródłami wiązek molekularnych są tzw. komórki efuzyjne oraz działa elektronowe. Komórki efuzyjne składają się z ceramicznego cylindra w kształcie menzurki, umieszczonego w elemencie grzejnym, którym najczęściej jest taśma wolframowa rozgrzewana metodą oporową. Komórka efuzyjna jest nagrzewana do temperatury, która pozwala otrzymać







żądane ciśnienia par atomów (rzędu 10⁻³ tora). W dostępnych w eksperymentach zakresach temperatur proces powstawania par zachodzi w zależności od metalu, przez wyparowywanie lub sublimację. Wiązka atomów jest formowana w obszarze gazu atomowego, a wydłużony kształt komórki zwiększa jej jednorodność. Dla wielu metali temperatury dostępne w standardowych komórkach efuzyjnych są niewystarczające dla otrzymania wymaganego ciśnienia par atomów. W tych przypadkach konieczne jest użycie dział elektronowych.

Proces wzrostu prowadzony jest w warunkach ultra wysokiej próżni (10⁻¹⁰ – 10⁻¹¹ tora). Komora MBE otoczona jest kriopanelem z ciekłym azotem który zapewnia dodatkowe pompowanie, wiązanie atomów na ścianach komory, separację termiczną źródeł oraz umożliwia redukcję tzw. "memory effectu". Zaletą metody MBE są również duże możliwości obserwacji wzrostu *in situ*.

W przypadku wytwarzania supersieci z naprężeniami istotna jest bardzo precyzyjna kontrola procesu wzrostu i mocno nierównowagowy jego charakter umożliwiający przekroczenia limitu rozpuszczalności.

Do wad tej metody oprócz wysokiego kosztu aparatury i jej dużej awaryjności zaliczyć należy małą wydajność procesu wzrostu i trudności w prowadzeniu selektywnego wzrostu epitaksjalnego.

Istotnym, nowym zadaniem badawczym realizowanym w ramach III tematu były badania nad technologia warstw GaSb i InAs osadzonych techniką MBE na niedopasowanym sieciowo podłożu z GaAs. Badania te są wstępem do badań nad technologia warstw epitaksjalnych z heterostrukturami z półprzewodników A3B5 osadzonych techniką MBE dla detektorów podczerwieni pracujących bez chłodzenia lub z chłodzeniem termoelektrycznym, które są oznaczane akronimem HOT (*High Operation Temperature*). Struktury te bedą wykonane na przezroczystym w podczerwieni niedopasowanym sieciowo podłożu z GaAs, dzięki czemu możliwe będzie zastosowanie monolitycznej immersji optycznej. Skomplikowana architektura przyrządów HOT, konieczność doboru parametrów wzrostu różnych warstw wchodzacych w skład przyrzadu, bardzo różniących się składem, domieszkowaniem, stałymi sieciowymi, nieliniowość wielu zależności sa powodem, że nawet w przypadku opracowania tylko jednego typu przyrządu wymagane jest wykonanie wielu procesów osadzania, wielooperacyjnego procesingu struktur testowych oraz ich wszechstronnej charakteryzacji. Co więcej, dla uzyskania przyrządów o wysokich parametrach konieczne są wielokrotne iteracje tych procesów. Dla przyspieszenia przygotowano dane do symulacji komputerowych, które umożliwiły wstępne badań zaprojektowanie konstrukcji przyrządów oraz ułatwiły zrozumienie zjawisk obserwowanych w czasie charakteryzacji i wskazały możliwe przyczyny problemów i możliwości ich przezwyciężenia.

Na tym etapie prac główny wysiłek badawczy skierowany był na uzyskanie kontroli poziomu domieszkowania hodowanych warstw epitaksjalnych. Określono koncentrację i ruchliwość nośników w warstwie GaSb na podstawie pomiaru efektu Halla.

W zakupionym systemie MBE firmy Riber osadzono dwie warstwy GaSb o grubości 2 µm na podłożu GaAs o orientacji (100). Pierwszą osadzoną warstwę GaSb oznaczono symbolem MBE_#17 i poddano pomiarom efektu Halla metodą van der Pauwa w celu określenia parametrów elektrycznych. Wyniki pomiarów przedstawiono w Tabeli 3.4.1. Koncentracja nośników ma znak dodatni, co oznacza, że warstwa ma dziurowy (akceptorowy) typ przewodnictwa zarówno w temperaturze pokojowej, jak i w 77K. Warstwa nie była domieszkowana intencjonalnie. Akceptorowy typ przewodnictwa wynika z naturalnych defektów materiału GaSb. Ten samoistny efekt jest przypisywany lokowaniu atomów Ga w sieci krystalicznej Sb w połączeniu z lukami w sieci Ga.

temp.	Rsqr [Ω]	R _H [cm ³ /C]	n [cm ⁻³]	μ [cm²/Vs]
293 K	341	37	1,70E+17	538
77K	342	65	9,67E+16	953

Tab. 3.4.1. Wyniki pomiaru Halla warstwy MBE_#17







W celu zmniejszenia samoistnej koncentracji akceptorowej zwiększono temperaturę komórki galowej z 890,5°C w procesie MBE_#17 do 894,0°C w procesie MBE_#18. Wyniki pomiarów efektu Halla przedstawiono w Tabeli 3.4.2. Uzyskano zmniejszenie koncentracji samoistnej z 9,67 \cdot 10¹⁶ cm⁻³ do 4,83 \cdot 10¹⁶ cm⁻³ w temperaturze 77K.

	temp.	Rsqr [Ω]	R _н [cm ³ /C]	n [cm ⁻³]	μ [cm²/Vs]
ĺ	293 K	617	77	8,11E+16	625
	77 K	650	130	4,83E+16	1000

Tab. 3.4.2. Wyniki pomiaru Halla warstwy MBE_#18

Podobne pomiary przeprowadzono dla osadzonej testowej warstwy InAs o grubości 2,2 µm na podłożu GaAs o orientacji (100). Warunki wzrostu dobrano opierając się na danych literaturowych. Otrzymano niedomieszkowaną warstwę InAs o numerze MBE_#21 o rezystywności, koncentracji i ruchliwości nośników przedstawionych w Tabeli 3.4.3.

Tab. 3.4.3. Wyniki pomiaru Halla warstwy MBE_#21

	R _{sqr} [Ω]	R _H [cm ³ /C]	n _H [cm ⁻³]	μ [cm²/Vs]
293 K	181	-351	-1,78E+16	7744
77 K	236	-644	-9,71E+15	10915

Otrzymane wartości ruchliwości w temperaturze pokojowej μ = 7744 cm²/Vs są podobne w granicach błędu pomiarowego do cytowanych w literaturze. Jednakże otrzymana warstwa miała liczne defekty krystalograficzne spowodowane najprawdopodobniej niedopasowaniem sieciowym pomiędzy podłożem GaAs a warstwą InAs, a także defektami podłoża (warstwa była osadzana na ćwiartce podłoża). Dalsze badanie będą prowadzone w kierunku poprawienia morfologii powierzchni.

W celu określenia jednorodności koncentracji akceptorów samoistnych w osadzonej warstwie GaSb metodą MBE przeprowadzono pomiary różnicowe efektu Halla. Tabela 3.4.4 przedstawia wyniki pomiaru Halla warstwy MBE_#23 o grubości d=5µm po procesie wzrostu. Następnie warstwę podtrawiono usuwając 2µm materiału. Następnie ponownie przeprowadzono pomiar, którego wyniki zaprezentowano w Tabeli 3.4.5.

Tab. 3.4.4. Wyniki pomiaru Halla warstwy MBE_#23 o grubości d=5µm po procesie wzrostu

Temp.	R _{sqr} [Ω]	Rн [cm ³ /C]	∩н [ст ⁻³]	μ [cm²/Vs]
293 K	269	92	6,82E+16	688
77 K	277	158	3,96E+16	1138

	~				,					1		•
Tab.	3.4.5.	WVNIKI	pomiaru	Halla	warstwv	MBE	#23.0	arubosci	d=3um	(DO	strawieniu	2um).
								3		V		

Temp.	R _{sqr} [Ω]	Rн [cm ³ /C]	nн [ст⁻³]	μ [cm²/Vs]
293 K	409	73	8,57E+16	595
77 K	430	138	4,54E+16	1068





Na podstawie powyższych pomiarów określono rezystywność różnicową ρ_s (1) i koncentrację różnicową n_s (2) i wyniki przedstawiono w Tabeli 6.

Temp.	n _s [cm ⁻³]	μ _s [cm²/Vs]	
293K	4,68E+16	846,099	
77K	3,17E+16	1266,43	

Tab. 3.4.6. Wyniki pomiaru różnicowego Halla warstwy MBE_#23.

Wyniki pomiaru różnicowego Halla sugerują, że wraz ze wzrostem grubości warstwy koncentracja wakansów Ga nieznacznie maleje.

Ze względu na zastosowaną metodę wzrostu supersieci II-go typu z InAs/GalnSb (MBE) nie ma możliwości konstrukcji struktur planarnych i jedynym sposobem zdefiniowania powierzchni aktywnej detektora jest trawienie struktury "mesa". Zastosowano typową metodę polegającą na zamaskowaniu powierzchni aktywnej fotorezystem a następnie trawieniu na głębokość nieznacznie większą od położenia supersieci w strukturze. W zależności od konstrukcji były to głębokości od 1 do 2 µm. Najlepsze w tym przypadku byłoby trawienie suche: jonowe lub plazmowe. Jednak dopracowania wymaga metoda nakładania i rodzaj fotorezystu. Należy również sprawdzić czy ten sposób trawienia nie degraduje parametrów detektora. W przypadku trawienia chemicznego - "mokrego", należy przeanalizować dostępne roztwory trawiące. Dobrać odpowiednią szybkość trawienia i sposób usuwania roztworu trawiącego z nad powierzchni próbki, aby nie powstawały resztkowe warstwy na powierzchni supersieci.

Jednym z istotniejszych problemów była kalibracja trawienia chemicznego warstw z supersieciami II typu. Trawienie w celu selektywnego usunięcia pewnych obszarów materiału z jednoczesnym pozostawieniem nienaruszonych pozostałych jego obszarów jest jednym z etapów niezbędnych podczas wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych. W tym celu przeprowadzono próby trawienia chemicznego warstw z supersieciami II typu. Ponieważ posiadamy wieloletnie doświadczenie z wykorzystywaniem 10% roztworu bromu w glikolu etylenowym (pot. bromoglikolu) do trawienia HgCdTe, pierwsze próby trawień chemicznych warstw z supersieciami przeprowadzono w tym roztworze. Ustalono szybkość trawienia i jakość powierzchni trawionej warstwy. Na rysunku 3.4.1 zobrazowano przykładowe morfologie powierzchni warstw z supersieciami II typu trawionych w bromoglikolu.



Rys. 3.4.1. Przykładowe morfologie powierzchni warstw z supersieciami II typu trawionych w bromoglikolu.

Ponieważ próby trawienia chemicznego warstw z supersieciami II typu z wykorzystywaniem 10% roztworu bromu w glikolu etylenowym nie przyniosły oczekiwanych efektów, rozpoczęliśmy poszukiwania alternatywnych roztworów. Na podstawie analizy literatury wybrano roztwór H₃PO₄ +



H₂O₂ + woda dejonizowana w proporcji 1:2:20. Przeprowadzono analizę szybkości trawienia, a na rysunku 3.4.2 zobrazowano przykładowe morfologie powierzchni warstw z supersieciami II typu trawionych w tym roztworze.



Rys. 3.4.2. Przykładowe morfologie powierzchni warstw z supersieciami II typu trawionych w roztworze H_3PO_4 .

Wyniki z dotychczasowo przeprowadzonych eksperymentów trawienia chemicznego wskazują, że technologia ta nie została w pełni opanowana, co wymusza konieczność dalszych badań w tym zakresie.

W ramach tego podtematu opracowano również technologię wytwarzania struktur MIS na bazie supersieci II typu. Zaprojektowano, wykonano i optymalizowano kolejne etapy wytwarzania struktur MIS. Opracowano kolejne etapy fotolitografii, dobrano warunki trawienia chemicznego, parowania złota, etapów przejściowych (np. płukania, suszenia) i ostatecznie montażu.

Ponieważ próby trawienia chemicznego warstw z supersieciami (SLS) II typu z wykorzystywaniem roztworu $H_3PO_4 + H_2O_2 +$ woda dejonizowana w proporcji 1:2:20 nie przyniosły oczekiwanych rezultatów, przeprowadzono serię eksperymentów trawienia supersieci w roztworze bromu w glikolu etylenowym. W wyniku przeprowadzonych eksperymentów poprawiono jakość powierzchni trawionych warstw głównie poprzez wyeliminowanie ich kontaktu z powietrzem. Uzyskany stopień gładkości powierzchni supersieci jest wystarczający do dalszych etapów technologicznych (Rys. 3.4.3).

Pierwsze próby trawienia w roztworze o stężeniu 10% (kolor esencji herbaty) wykazały nierównomierną szybkość trawienia poszczególnych warstw SLS oraz duże przetrawienia w okolicy zbocza mesy. Głębokość trawienia 1.23 μ m + głębokość przetrawienia 1.97 μ m (współczynnik przetrawienia 3.20/1.23 = 2.60).







Kolejne procesy trawienia chemicznego zostały przeprowadzone w roztworze o mniejszych stężeniach (<1%). Miało to na celu w sposób pośredni zwiększenie intensywności mieszania, poprzez wydłużenie czasu procesu trawienia. Profile jakie w ten sposób otrzymano posiadały mniejsze podtrawienia przy zboczu mesy. Głębokość wytrawienia 0.5 µm +głębokość przetrawienia 0.6 µm. (współczynnik przetrawienia 1.10/0.50=2.20). Niestety, zastosowanie niskich stężeń (mniejszych niż 1%, trawiących z szybkością 1 µm/15 min) nie przyczyniło się do pożądanego ujednorodnienia szybkości trawienia na całym obszarze próbki (Rys. 3.4.4).



Kontynuowano próby trawienia chemicznego warstw z supersieciami II typu w ~1% roztworze Br₂ w glikolu etylenowym. Dotychczas stosowany sposób tzn. bez mieszania roztworu i bez obracania próbki (aplikowany do trawienia HgCdTe) nie nadaje się do trawienia supersieci. Trawienie próbek supersieci bez zastosowania mieszania skutkuje silnymi przetrawieniami (ponad pięciokrotnymi) w okolicach zbocza mesy, co dyskwalifikuje takie próbki do dalszych etapów technologicznych. Zastosowanie mieszania roztworu podczas trawienia powoduje znaczne ujednorodnienie roztworu i zmniejsza niekorzystne podtrawienia. Powstają jednak wówczas niepożądane pozostałości ("narośla") na krańcach mesy. Najlepsze rezultaty otrzymano po zastosowaniu podwójnego mieszania (Rys. 3.4.5). Próbka była obracana w kierunku przeciwnym niż roztwór trawiący. Otrzymano w ten sposób najlepszą jednorodność roztworu trawiącego i ograniczono niekorzystne zjawiska kinetyczno-dyfuzyjne w okolicach zbocza mesy odpowiedzialne za podtrawienia. Profil otrzymany na Rys. 3.4.6 nadaje się do kolejnych etapów technologicznych.



Rys. 3.4.5. Zastosowanie podwójnego mieszania podczas trawienia supersieci w roztworze Br₂ w glikolu etylenowym.







Rys. 3.4.6. Profil zbocza mesy otrzymanego z próbek supersieci trawionych w roztworze Br₂ w glikolu etylenowym przy zastosowaniu podwójnego mieszania.

Jednym z kluczowych i zarazem najtrudniejszym zagadnieniem w pracach nad processingiem detektorów na bazie supersieci II-go typu z InAs/GalnSb było opracowanie technologii pasywacji tych detektorów. Większa masa efektywna nośników, niska rekombinacja elektronów Augera sprawia, że pasywowane supersieci InAs/GalnSb w porównaniu z HgCdTe powinny pozwolić na prace detektora w wyższych temperaturach, jednak by opracować skuteczny, działający w długim czasie proces pasywacji supersieci należy sprawdzić jego działanie na warstwy InAs i GaSb. Jednak obecności międzypowierzchni o nieznanym składzie może powodować pewne problemy. Prac na ten temat jest niewiele, ponieważ nie jest w dostatecznym stopniu znana struktura samych międzypowierzchni. W pracach nad pasywacją powierzchni półprzewodników III-V wyróżnia się dwa główne podejścia:

Osadzanie stosunkowo grubych (o grubości od kilkudziesięciu nanometrów do kilku mikrometrów) warstw izolacyjnych. Wytwarzane jest heterozłącze półprzewodnik-izolator, którego własności silnie zależą od gęstości stanów na międzypowierzchni, co z kolei silnie zależy od przygotowania powierzchni półprzewodnika i metody wytwarzania heterozłącza.

Pasywacja przy użyciu tlenków naturalnych, wytwarzanych metodami utleniania anodowego, plazmowego czy termicznego oraz pasywacja przy użyciu cienkich warstw z materiałów izolacyjnych. Ulega tu modyfikacji atomowa struktura powierzchni przy użyciu obcych atomów (głównie grupy V i VI) zmieniających strukturę elektroniczną powierzchni półprzewodnika.

Spośród szeregu rozwiązań proponowanych w dziedzinie pasywacji powierzchni III-V najbardziej perspektywicznymi wydają się w chwili obecnej metody obróbki chemicznej z użyciem związków siarki, tzw. "siarkowanie". Badanie wpływu powierzchni bocznych mesy na rezystancję, prądy ciemne i tunelowanie diod realizowane jest metodą analizy wymiarowej. Analiza wymiarowa pozwala również na zbadanie miejsca generacji prądów tunelowych i "tunelopodobnych", które w sposób istotny zmniejszają parametry diod w niskich temperaturach.

Równolegle z eksperymentami dotyczącymi trawienia chemicznego prowadzone są próby trawienia jonowego supersieci. Wymienione doświadczenia zmierzają w kierunku opracowania technologii formownia struktur typu mesa. Trawienie jonowe przeprowadzano na strukturach supersieci otrzymanych z ITE (Instytutu Technologii Elektronowej) w Warszawie. W strukturach tych warstwa kontaktowa typu n oraz absorber wykonane są z supersieci 10ML/10ML InAs/GaSb, natomiast warstwa kontaktowa typu p oraz podłoże wykonane są z materiału GaSb.

Trawienie jonowe przeprowadzono w systemie Sp400 firmy Leybold. Parametry procesu: czas: 5 godz. i 40 min, moc RF: 200W, ciśnienie robocze 3.3·10⁻³ mbara, gaz roboczy – argon 9N. Trawienie przeprowadzono w dwóch różnych miejscach próbki i otrzymano dwa różne profile (Rys. 3.4.7). Pierwszy profil o głębokości 1 µm otrzymano trawiąc część próbki od powierzchni warstwy: kontaktową typu n i część absorbera (wykonane z supersieci). Drugi profil o głębokości 2 µm otrzymano trawiąc część próbki począwszy od 2/3 warstwy kontaktowej GaSb aż do podłoża





GaSb. Doświadczenie wykazało, że materiał supersieci 10ML/10ML InAs/GaSb i materiał GaSb są trawione jonowo z różnymi prędkościami (różnica dwukrotna). Oznacza to, że materiały te różnią się nie tylko właściwościami fotoelektrycznymi, ale także mają znacząco różne właściwości mechaniczne. Otrzymane profile po trawieniu jonowym są strome i są odpowiednie do zastosowania w strukturach typu mesa.



Rys. 3.4.7. Profile struktury Nr #A084-SL po trawieniu jonowym otrzymane w dwóch różnych miejscach struktury.

Jednak, wpływ procesu trawienia jonowego na właściwości elektryczne supersieci nie został jeszcze zbadany (niekontrolowane grzanie próbki i potencjalna degradacja struktury). Wadą procesu trawienia jonowego jest konieczność ręcznego nakładania fotorezystu jako maski. Naniesiony fotorezyst w procesie fotolitografii o grubości 3 – 4 µm ulega zniszczeniu. Kolejną wadą trawienia jonowego jest dłuższy czas trwania w stosunku do trawienia chemicznego.

Ponieważ sposoby trawienia: chemiczne i jonowe mają zarówno wady jak i zalety przeprowadzono proces, w którym próbkę Nr #3 ze struktury A084-SL poddano kolejno obydwu procesom łącząc zalety obydwu metod i ograniczając ich wady. Próbkę trawiono chemicznie z zastosowaniem podwójnego mieszania przez 8 minut w ~1% roztworze Br₂ w glikolu etylenowym, a następnie przeprowadzono proces trawienia jonowego w warunkach opisanych poprzednio (czas: 5 godz. i 40 min, moc RF: 200W, ciśnienie robocze $3.3 \cdot 10^{-3}$ mbara).



Rys. 3.4.8. Profil struktury po trawieniu chemicznym i jonowym.





Na Rys. 3.4.8. przedstawiono profil struktury A084-SL po trawieniu chemicznym i jonowym. Otrzymany profil jest stromy. Występuje stosunkowo niewielkie podtrawienie o głębokości około 0,5 µm, które nie dyskwalifikuje metody do zastosowania w formowaniu struktur typu mesa.

Zaprezentowana metoda kombinowana zmniejsza wady obydwu metod. Trawienie jonowe zmniejsza relatywnie wielkość podtrawienia po trawieniu chemicznym. Z kolei zastosowanie trawienia chemicznego skraca czas trawienia jonowego, zatem skraca czas niepożądanego i niekontrolowanego grzania próbki. Jednakże, ze względu na sumaryczną czasochłonność, oraz trudności z precyzyjnym pomiarem grubości warstwy strawionej po trawieniu chemicznym (bez zdejmowania fotorezystu) metoda opisana kombinowana nie jest atrakcyjna dla szerszego zastosowania, np. produkcji.

Wyniki badań eksperymentalnych supersieci II-go typu z InAs/GaInSb są obiecujące ale zarówno sama technologia otrzymywania supersieci jak i technologia struktur detekcyjnych wymaga dalszych badań.

3.5 Opracowanie konstrukcji i technologii detektorów półprzewodnikowych promieniowania elektromagnetycznego wykorzystujących materiały opracowane w pkt 3.1-3.4

3.5.1 Heterostruktury HgCdTe

W ramach tego zadania główną uwagę skupiono na badaniach wybranych elementów technologii i konstrukcji detektorów podczerwieni z HgCdTe. Pojedynczy detektor to złożona heterostruktura składająca się co najmniej z kilkunastu warstw. Struktura taka musi być otrzymana w jednym procesie i musi spełniać przy tym prawie idealnie wymogi sprzężenia promieniowania podczerwonego z aktywnym obszarem detektora. Rys. 3.5.1 przykładowo przedstawia profil składu i domieszkowania wielowarstwowej fotowoltaicznej heterostruktury Hg_{1-x}Cd_xTe osadzonej na podłożu z półizolacyjnego GaAs z buforem w postaci warstw CdTe i N⁺-Hg_{1-x}Cd_xTe ("+" oznacza wysokie domieszkowanie, zaś duża litera – obszar o większej przerwie energetycznej).



Rys. 3.5.1. Profil składu i domieszkowania fotodiody optymalizowanej na 5 μm.

Heterostruktura taka zapewnia:

- optymalną relację pomiędzy absorpcją promieniowania o żądanej długości fali a szybkością termicznej generacji nośników w obszarze absorbera;
- zminimalizowanie termicznej generacji i rekombinacji nośników w obszarach kontaktowych, przejściowych i na powierzchni heterostruktury;
- odcięcie zakłócającego promieniowania krótkofalowego poprzez odpowiedni dobór składu warstwy N⁺;
- dobre i szybkie zbieranie nośników generowanych optycznie;





- zminimalizowanie impedancji pasożytniczych w bazie struktury mesa, szerokoprzerwowych obszarach kontaktowych oraz stykach heterostruktury z metalizacją;
- zminimalizowanie stałej czasowej RC.

Technologia wytwarzania detektorów promieniowania podczerwonego składa się z wielu etapów, a każdy z nich z kolei z podetapów. Na poprawność przebiegu poszczególnych etapów ma wpływ wiele czynników, co powoduje, iż proces wytwarzania urządzeń jest skomplikowany. Błędy powstałe w którymkolwiek procesie wytwarzania powodują, że urządzenie nie osiąga zadowalających parametrów i uważane jest za uszkodzone. W sposób ogólny uszkodzenia można podzielić na powstałe:

- w laboratorium MOCVD (na etapie projektowania warstwy, osadzania lub na etapie próbnej charakteryzacji warstwy),
- podczas processingu (na etapie fotolitografii, trawień),
- w trakcie cięcia lub wykonywania soczewek (w przypadku detektorów z immersją optyczną),
- w montażu,

- podczas pomiarów.

Pierwszym etapem produkcji jest uzyskanie warstwy, z której wykonywany będzie detektor. Zasadnicza część detektora, czyli element aktywny jest heterostrukturą składającą się z kilku obszarów, z których najważniejsze to: absorber (dla którego odpowiednio dobrana grubość, domieszkowanie i szerokość przerwy zabronionej pozwala uzyskać możliwie wysoką wydajność kwantową), obszary kontaktowe (silnie domieszkowane, o szerszej od absorbera szerokości przerwy zabronionej), warstwy buforowe oraz obszary pomocnicze. Osadzona warstwa jest porównywalna z teoretycznym zadanym profilem składu. Jeśli jej skład różni się od zamierzonego, to jest ona uważana za uszkodzona. Może także sie zdarzyć, że warstwa jest osadzona zgodnie z założonym projektem, którego założenia były błedne, lub też niewłaściwie wykonany lub zmierzony detektor próbny dał zafałszowane wyniki próbnej charakteryzacji warstwy. Warstwa zakwalifikowana do produkcji przechodzi kolejne etapy processingu takie jak: fotolitografia, trawienie chemiczne, napylanie, które prawidłowo przeprowadzone prowadzą do uzyskania struktur gotowych do integracji z innymi elementami urządzenia. Do błędów powstałych w tym etapie można zaliczyć m. in.; niecentrycznie wykonana fotolitografie, niewłaściwy dobór masek. nieodpowiednią głębokość trawienia, niewłaściwy kąt napylania. Po zakończeniu processingu płytka jest poddawana cięciu, w wyniku którego uzyskiwane są struktury, które w przypadku detektorów przeznaczonych do pracy z immersją optyczną są polerowane. Możliwe uszkodzenia podczas tego procesu to niewłaściwe parametry uzyskanych soczewek (średnica, wysokość), które uniemożliwiają późniejszą koncentrację promieniowania z zamierzona efektywnościa. Tak uzyskana struktura z koncentratorem optycznym jest następnie integrowana z innymi elementami detektora takimi jak: podkładka szafirowa, podstawka, chłodziarka (w przypadku detektorów przeznaczonych do pracy w chłodzeniu), połączenia drutowe. Niepowodzenie podczas integracji struktury z podkładką lub chłodziarką może skutkować niewłaściwym przyleganiem struktury do powierzchni podkładki bądź chłodziarki, a w efekcie niepełnym chłodzeniem struktury. Niewłaściwie wykonane połączenia drutowe spowodują brak zasilania chłodziarki, a więc uniemożliwią jej poprawną pracę. Ostatnim źródłem powstawania uszkodzeń w trakcie technologii wytwarzania detektorów podczerwieni jest pomiar rezystancji, charakterystyki prądowonapięciowej lub czułości struktury lub detektora. Szczególnie niebezpieczne jest poddanie urządzenia takiej kombinacją prądu i napiecia, która da moc wystarczającą do zajścia zjawisk degradacyjnych w materiale elementu aktywnego.

Analizowane uszkodzenie detektorów powstało w wyniku błędu popełnionego na etapie processingu. Błąd ten polegał na przekroczeniu maksymalnej dopuszczalnej głębokości trawienia chemicznego, a zatem wyjście poza obszar absorbera. Spowodowany był on zbyt długim działaniem roztworu trawiącego na materiał. Skutkuje to spadkiem czułości prądowej detektora. Niejednorodność interfejsów poszczególnych warstw wpłynęła na niejednolite działanie roztworu trawiącego, a to z kolei na różnice w głębokości wytrawienia, która ujawniła się dużą rozbieżnością





rezystancji struktur <61-480>Ω. Akceptowane wartości rezystancji <50-80> Ω miało zaledwie 13% struktur. Wartość rezystancji u 87% struktur przekroczyła dopuszczalny poziom.

Wykonany na profilometrze pomiar głębokości wytrawienia trzech struktur wykazał, że wraz ze wzrostem głębokości wytrawienia, wzrasta rezystancja w sposób przestawiony w tabeli.

Rezystancja [Ω]	75	109	178
Głębokość wytrawienia [µm]	4.39	4.87	4.98

Analizowane uszkodzenie to spadek czułości prądowej wraz ze wzrostem głębokości trawienia. Spadek czułości prądowej jest wyraźnie zauważalny na wykresie poniżej, gdzie dla długości fali 10.6 µm, na którą optymalizowane są struktury ta o najwyższej wartości rezystancji posiada blisko 2.5 razy niższą czułość prądową od struktury o najniższej rezystancji.

Analizowanym uszkodzeniem będzie powstanie defektów w postaci radialnych plam na powierzchni osadzonej warstwy.

Wzrost bardzo cienkich warstw HgTe i CdTe odbywa się interdyfuzyjną techniką IPM. Warstwy te dzięki interdyfuzji tworzą Hg_{1-x}Cd_xTe o wysokiej jednorodności i powtarzalności składu. Rolę podłoża pełni GaAs o orientacji (100). Na podłożu osadzana jest warstwa buforowa CdTe. Proces ten dostarcza wielu trudności, ze względu na znaczne niedopasowanie sieciowe podłoża i warstwy buforowej. Orientacja warstwy buforowej decyduje o orientacji HgCdTe oraz jakości osadzanych warstw. Jakość morfologii i powierzchni z kolei ma wpływ na parametry otrzymanych urządzeń. Porównując parametry dwóch struktur otrzymanych z zdefektowanej warstwy, charakteryzujące się różnymi gęstościami defektów powierzchniowych w postaci radialnych plam (rys. 3.5.2 i 3.5.3), zauważono w przypadku struktury o większej ilości defektów obniżoną czułość prądową względem struktury o mniejszej gęstości defektów. Struktura o mniejszej gęstości defektów charakteryzowała się czułością prądową $R_i = 1,72$ mA/W dla λ =10,6µm, natomiast struktura z dużą gęstością defektów miała $R_i = 1,48$ mA/W dla λ =10,6µm. Przyczyną występowania radialnych plam na powierzchni warstwy była obecność pyłów na powierzchni podłoża przed rozpoczęciem procesu osadzania, które zaburzyły morfologię rosnącej warstwy.



Rys. 3.5.2. Struktura o małej gęstości defektów.



Rys. 3.5.3. Struktura o dużej gęstości defektów.

Wraz ze wzrostem powierzchni obszarów zdefektowanych, maleje wydajność kwantowa struktur, w wyniku rozpraszania poruszających się nośników ładunku na centrach zdefektowanych.

Przeprowadzono również analizę wpływu efektu reabsorpcji fotonów na czasy życia nośników determinowany poszczególnymi mechanizmami g-r: mechanizmami Auger 1, Auger 7 oraz mechanizmem promienistym.

Rysunek 3.5.4 przedstawia czasy życia nośników w fotodiodzie z HgCdTe na zakres 11 µm spolaryzowanej w kierunku zaporowym napięciem 0,2 V i pracującej w temperaturze 80 K.

Analizując czasy życia nośników związane z poszczególnymi mechanizmami g-r widać, że w fotodiodzie na zakres 11 µm i pracującej w temperaturze 80 K mechanizmy Auger 1 lub Auger 7





odpowiednio w obszarach n lub p dominują nawet nad klasycznie liczonym mechanizmem promienistym, a efekt RF czyni te mechanizmy jeszcze bardziej dominującymi.



Rys. 3.5.4. Czasy życia nośników zdeterminowane mechanizmami A1, A7 i mechanizmem promienistym.

W celu dokładnego wyjaśnienia obserwowanych zależności analizowano miejsca generacji szumów 1/f w fotodiodach wysokotemperaturowych otrzymywanych z heterostruktur HgCdTe metoda MOCVD w celu opracowania optymalnych konstrukcji. W opracowanym programie numerycznym do modelowania zjawisk fluktuacyjnych uwzgledniono model dyslokacji jako źródło szumów1/f. Miejscami gdzie występują źródła fluktuacji 1/f o największej intensywności są obszary złącz p-n. Wiąże się to z wpływem wbudowanych pół elektrycznych złącz na zwiększenie współczynników emisji i wychwytu w procesach SHR (głównie poprzez zjawisko tunelowania z udziałem poziomów pułapkowych). Generacyjno-rekombinacyjny szum 1/f jest tu liczony zgodnie z teoria Handla. Ponadto znaczący udział w tym obszarze mają też fluktuacje ruchliwości elektronów. Udział obszarów przykontaktowych i powierzchniowych jest minimalny. Z uwagi na mało danych dotyczacych np. gestości dyslokacji luk rteciowych w analizowanych fotodiodach wytwarzanych w laboratorium WAT-Vigo System porównano wyniki analiz szumów prądowych 1/f z wynikami dostępnymi w literaturze dla fotodiod bardzo dobrze scharakteryzowanych pod względem koncentracji luk rtęciowych i dyslokacji. Opracowany model dyslokacji jako źródła szumu 1/f poddano weryfikacji porównując wyniki obliczeń z wynikami pomiarów Johnsona i Murakami. Uzyskano zadowalającą zgodność. Przeprowadzono też serię obliczeń gęstości widmowej prądu szumów dla fotodiod wytwarzanych w laboratorium WAT-Vigo System.

Przeprowadzono również analizę uszkodzeń powstałych w trakcie pomiarów detektorów HgCdTe. W wyniku niewłaściwego zasilenia chłodziarki termoelektrycznej (TE) nastąpił wzrost temperatury detektora zamiast schłodzenia. W wyniku przegrzania pierwotnie przezroczysty klej, łączący element czuły (soczewkę hiperhemiimmersyjną) z górnym stopniem chłodziarki TE stał się brązowy. Element czuły detektora poddany zbyt wysokiej temperaturze zaczął się degradować. Początki procesów degradacyjnych ujawniły się podczas analizy przebiegu charakterystyki I(U) oraz Rd(U). Widoczne były wyraźne zmiany ich przebiegu względem pomiaru sprzed uszkodzenia. Ponieważ rezystancja szeregowa złącza jest odwrotnie proporcjonalna do czułości prądowej detektora, 2-krotny wzrost rezystancji szeregowej (na wykresie jest to Rd w zakresie napięć U=<100-200>mV) spowodował 2-krotny spadek czułości prądowej detektora, co potwierdził pomiar charakterystyki spektralnej czułości. W wyniku przegrzania struktury zmniejszył się także stosunek rezystancji złącza do rezystancji szeregowej. Po uszkodzeniu Rzł=Rsz, a gdy Rzł=Rsz to czułość prądowa detektora spada 2-krotnie.





Przeprowadzono także analizę uszkodzeń powstałych w trakcie nanoszenia warstwy pasywującej na heterostruktury HgCdTe. Jednym z etapów processingu detektorów jest nanoszenie warstwy CdTe. W detektorach typu "mesa" warstwa ta pełni rolę powłoki zabezpieczającej krawędzie i boczną część "mesy". Ponadto pełni rolę warstwy izolacyjnej, umożliwiającej wyprowadzenie kontaktów przez krawędź "mesy". CdTe nanoszona jest metodą rozpylania katodowego. W trakcie procesu płytka ustawiana jest pod odpowiednio dobranym kątem względem rozpylanej tarczy CdTe, zaś komora robocza wypełniona jest Ar. Krytycznym parametrem osadzonej warstwy CdTe jest jej grubość. W przypadku otrzymania powłoki o zbyt małej grubości względem zadanej, dochodzi do zjawiska akumulacji nośników ładunku pod powierzchnią pasywacji i w efekcie powstania powierzchniowych prądów upływności. Zjawisko to ujawnia się istotnymi różnicami gęstości prądu diod podczas zestawienia wyników pomiarów zależności gęstości prądu od napięcia zasilającego w tej samej temperaturze pracy oraz otrzymanych z warstwy HgCdTe o takiej samej architekturze, powstałej w tym samym procesie osadzania.

W ramach tego zadania prowadzono badania nad udoskonaleniem kolejnych etapów konstrukcji detektorów z heterostruktur HgCdTe uzyskiwanych metoda MOCVD. Processing detektorów HgCdTe typu mesa składa się z wielu etapów. Jednymi z nich są fotolitografie. Każda fotolitografia poprzedzona jest nakładaniem fotorezystu. W procesie nanoszenia fotorezystu bardzo istotne jest właściwe dobranie czasu jego suszenia do grubości nałożonej warstwy. Czas schnięcia powinien być ustalony w sposób optymalny. Nie może być on zbyt długi, gdyż wtedy dochodzi do pekania warstwy, ani zbyt krótki, ponieważ będzie to skutkowało niedosuszeniem warstwy. Analizowane uszkodzenie polega na niewłaściwym dobraniu czasu suszenia emulsji światłoczułej do grubości warstwy. Zadany czas był zbyt krótki. Na zdjęciu na rys. 3.5.5 widoczny jest fragment topografii struktury, powstały po trawieniu chemicznym mającym miejsce po zbyt krótkim suszeniu fotorezystu. Po naświetleniu i wywołaniu fotorezystu nastąpiło trawienie chemiczne odsłoniętych obszarów. Odsłonięty został fragment przylegający do krawędzi obszaru naświetlonego, gdyż w tym właśnie miejscu fotorezyst charakteryzowała się zbyt małym utwardzeniem i niską adhezją do podłoża. W efekcie substancja trawiąca rozpoczęła penetrację w obszarze, gdzie materiał powinien zostać nienaruszony. Uszkodzenie to spowodowało dyskwalifikację płytki z dalszego processingu.

Obszar, gdzie adhezja fotorezystu była zbyt mała, na sktek tego uległ tarwieniu chemicznemu



Obszar, gdzie adhezja fotorezystu była zbyt mała, na sktek tego uległ tarwieniu chemicznemu

Rys. 3.5.5. Topografia powierzchni heterostruktury HgCdTe po trawieniu chemicznym.

Proces fotolitografii jest procesem złożonym, składającym się z kilku etapów. Należy do nich: przygotowanie powierzchni płytki, nałożenie fotorezystu, wygrzewanie fotorezystu, naświetlanie płytki z emulsją światłoczułą przez przyłożoną do niej fotomaskę, wywołanie, właściwy etap modyfikacji powierzchni płytki oraz usunięcia pozostałej emulsji z powierzchni płytki. Analizowane uszkodzenie powstałe podczas procesu fotolitografii powstało na skutek zastosowania zbyt długiego czasu wywoływania. W wyniku zbyt długiego wywoływania pozostały fragment fotorezystu był zbyt wąski w stosunku do oczekiwanego. Charakteryzował się niską adhezją do podłoża i w konsekwencji odpadł, odsłaniając obszary, które w kolejnym etapie prociessingu powinny pozostać zasłonięte. Podczas naparowania Au, zostało ono naniesione w miejscu, które powinno być zasłonięte fotorezystem. Obszary, które miały być odseparowane od siebie, zostały w ten sposób połączone ścieżką Au, powodując zwarcie heterostruktury, a co za tym idzie wykluczając strukturę z dalszego processingu.

Podczas chemicznego wytrawiania pasywującej warstwy CdTe naniesionej metodą rozpylania katodowego z okien na powierzchni mesy, konieczne jest całkowite usunięcie powłoki CdTe z warstwy HgCdTe. Konieczność ta wynika z potrzeby efektywnego wyciągania nośników ładunku z







heterostruktury. W sytuacji, gdy warstwa CdTe zostanie usunięta tylko częściowo z okien na powierzchni mesy, dochodzi do utrudnionego transportu nośników ładunku, a co za tym idzie do wzrostu rezystancji diody. W analizowanym przypadku mamy do z czynienia częściowym usunięciem warstwy CdTe w wyniku zbyt płytkiego trawienia chemicznego. Proces chemicznego wytrawiania warstwy jest przeprowadzany kilkuetapowo. Po każdym kolejnym trawieniu chemicznym efekty tego procesu są obserwowane za pomocą mikroskopu optycznego. Ocena stanu wytrawienia odbywa się na podstawie barwy strawionej powierzchni. W końcowej fazie procesu barwa warstwy pasywującej wyraźnie się zmienia. Wysokooporowa warstewka pozostała na dnie okna w mesie, powoduje wysokie rezystancje otrzymanych heterostruktur i wyklucza je z użycia.

Przeprowadzono również analizę wpływu niejednorodności interfejsów poszczególnych warstw na przebieg charakterystyki spektralnej transmisji detektorów HgCdTe otrzymywanych metoda MOCVD. Jednym ze standardowych pomiarów wykonywanym w celu sprawdzenia zgodności założonych parametrów warstwy z rzeczywistymi jest pomiar charakterystyki spektralnej transmisji. Nowo osadzona warstwa poddawana jest pomiarowi transmisji w trzech miejscach: centralnej części warstwy oraz w dwóch punktach na krawędzi. Wynik pomiaru przedstawiony na rys. 3.5.6. Tak otrzymane krzywe transmisji sa porównywane do przebiegu krzywych transmisji warstwy uznawanej za wzorcową z uwagi na wysokie parametry detekcyjne. Wykres T(λ) wskazuje, że poziom transmisji w centralnym punkcie badanej heterostruktury jest inny niż dla obszarów brzegowych. Znaczne różnice poziomu transmisji mierzonej w dwóch różnych punktach oznaczają, że osadzone warstwy HgCdTe mają niejednorodny skład, co można potwierdzić obserwując przebieg profilu składu warstwy otrzymanego z pomiaru SIMS (rys. 3.5.7). Monotoniczne zmiany składu (żółta krzywa na profilu SIMS) w nominalnie jednorodnej warstwie, szczególnie mocno zauważalne w obszarze absorbera, świadczą o zmianie warunków podczas osadzania. Spośród wielu parametrów wpływajacych na jednorodność składu osadzanej warstwy najsilniejszy wpływ ma prędkość przepływy gazu z prekursorami oraz rozkład temperatury susceptora. Z kolei istnienie interferencji charakterystyk transmisji z dwóch obszarów warstwy pozwala wnioskować o jednorodności grubości warstw. Brak interferencji krzywych z obszarów brzegowych i centralnego, zauważalny na charakterystyce spektralnej transmisji świadczy o dużym rozrzucie grubości osadzonej heterostruktury.







Rys. 3.5.7. Porównanie zakładanego z rzeczywistym profilem składu warstwy HgCdTe.

W ramach tego zadania prowadzono także badania nad konstrukcją detektorów optymalizowanych na 5µm z heterostruktur HgCdTe uzyskiwanych metoda MOCVD. W ramach tych prac została opracowana i wykonana heterostruktura o nominalnych profilach składu i domieszkowania (arsenem - N_a i jodem - N_d) przedstawionych na rys. 3.5.8. Na rys. 3.5.9 i 3.5.10 przedstawiono charakterystykę widmową czułości prądowej i prądowo napięciową próbnej struktury detekcyjnej wykonanej z tej warstwy zmierzone w 230 K.







Rys. 3.5.8. Nominalny profil składu i domieszkowania (arsenem - Na i jodem - Nd) heterostruktury HgCdTe.



U,mV Rys. 3.5.10. Charakterystyka prądowo napięciowa próbnej struktury detekcyjnej.

-500

-400

-300

-200

-100

0

100

1000

-900

-800

-700

-600

Badanie składu chemicznego heterostruktur HgCdTe metodą spektroskopii masowej jonów wtórnych SIMS (ang. Secondary Ion Mass Spectroscopy) pozwoliło na porównanie zamierzonego (projektowanego) profilu heterostruktury i profilu rzeczywistego otrzymanego po procesie osadzania w technologii MOCVD. Na rysunku 3.5.11a i 3.5.11b przedstawiono profile struktury typu $N^+/P1/\pi/P2/P^+/p^+/n^+$ otrzymane po pomiarze SIMS odpowiednio jonami dodatnimi i ujemnymi. Bardzo istotne są profile domieszkowania donorowego i akceptorowego. Domieszkowanie donorowe realizowano poprzez użycie jodu. Z analizy rysunku 3.5.11b wynika, że otrzymano zamierzone poziomy domieszkowania jodem w warstwie kontaktowej n⁺ na poziomie $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (dawka EI 90 ppms) oraz w warstwie kontaktowej N⁺ na poziomie $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (dawka EI 19 ppms). Niepożądana obecność jodu w obszarze absorbera (obszar π – oznaczony kolorem żółtym) wynosi $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ co jest bliskie wartości progowej czułości pomiaru SIMS dla jodu w stosowanej metodzie pomiarowej. Zaobserwowano różne stromości nachylenia krzywej domieszkowania jodem: około 1,2 rzędu wielkości/µm z lewej strony absorbera i 2 rzędy wielkości/µm z prawej





strony absorbera (na granicy warstwy przejściowej P₁ i warstwy kontaktowej N⁺). Rozbieżności te są trudne w interpretacji. Mogą być związane z różnym stopniem rozdyfundowania jodu w różnych częściach heterostruktury, bądź mogą być związane z zastosowaną metoda pomiarową.

Występują różnice w wynikach pomiaru koncentracji arsenu między pomiarem jonami dodatnimi i ujemnymi. Różnice wynoszą ponad pół rzędu wielkości. Z analizy rysunków 11a oraz 11b wynika, że w warstwie P⁺ otrzymano poziom domieszkowania arsenem $1 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ dla pomiarów jonami dodatnimi i $5 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ dla pomiarów jonami ujemnymi przy zastosowanej dawce TDMAAs 135 ppms. W warstwie absorbera (obszar π) dawka TDMAAs wynosiła 3.9 ppms i wynik pomiaru koncentracji arsenu jonami dodatnimi wyniósł około $3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ oraz około $2 \cdot 10^{16}$ cm⁻³ dla pomiarów jonami ujemnymi. Próg czułości pomiaru arsenem zastosowaną metodą SIMS wynosi około $3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ stąd pomiar arsenu w obszarze absorbera jest zaszumiony.



Rys. 3.5.11. Profile struktury typu N⁺/P1/π/P2/P⁺/p⁺/n⁺ otrzymane pomiarem SIMS odpowiednio jonami dodatnimi (a) i ujemnymi (b).

3.5.2 Detektory wielozłączowe z HgCdTe

W ramach tego zadania opracowano metody kontroli parametrów detektorów wielozłączowych z HgCdTe. W celu zapewnienia wysokich parametrów wytwarzanych przyrządów niezbędne jest przeprowadzenie szeregu testów na kolejnych etapach procesu technologii detektorów. Proces wytwarzania urządzenia o oczekiwanych parametrach jest złożony i wymaga analizy wielu czynników.

Po otrzymaniu struktury o oczekiwanym profilu składu wykonywana jest fotolitografia, pasywacja i metalizacja, a w przypadku detektorów immersyjnych- polerowanie soczewek. Jeśli struktura będzie przeznaczona do pracy w temperaturze niższej niż pokojowa, zostaje zamontowana na chłodziarce termoelektrycznej a całość montowana jest w obudowie i hermetyzowana.

Część testów, których celem jest sprawdzenie jakości urządzeń, jest wykonywana w trakcie procesu wytwarzania, część z nich, na gotowych urządzeniach. Do podstawowych parametrów analizowanych podczas trwania technologii oraz po jej zakończeniu zalicza się: wymiary geometryczne elementu aktywnego, rezystancję, szumy, czułość i wykrywalność.

Wymiary geometryczne elementu aktywnego sprawdzane są za pomocą profilometru oraz mikroskopu optycznego. Wartość średnia z kilku pomiarów daje dobre przybliżenie wielkości mierzonej. Do wielkości kontrolowanych zalicza się min.: głębokość wytrawienia rowków, długość i szerokość elementu aktywnego, średnica soczewki oraz jej wysokość w przypadku detektorów inwersyjnych. Pomiar rezystancji również wykonywany jest kilkukrotnie i uśredniany. Kontrola rezystancji ma miejsce na kilku etapach procesu technologii. Dominujące szumy termiczne detektora szacowane są ze wzoru. Kolejnym parametrem urządzenia jest czułość, mierzona za





pomocą spektrofotometru. Wynik pomiaru czułości oraz oszacowane szumy oraz zmierzona długość i szerokość elementu czułego, pozwalają na obliczenie kolejnego ważnego parametru, czyli wykrywalności detektora.

Analizie poddano 5 detektorów przeznaczonych do pracy w chłodzeniu. Przykładowe wyniki pomiarów przedstawione są w tabeli 3.5.1 i na rys. 3.5.12.

Pierwszym parametrem poddanym kontroli była rezystancja, mierzona na różnych etapach procesu wytwarzania oraz w różnych temperaturach. Pozwala to na wykrycie degradacji struktury i wczesne jej wyeliminowanie z produkcji. W przypadku wszystkich badanych detektorów ich rezystancja w temperaturze pokojowej nie ulegała zmianie, natomiast w 230 K obserwowano znacznie większe różnice. Jedną z przyczyn może być stabilizacja temperatury podczas pomiaru na termo chłodziarce.

Nr detektora	Pomiar 1 rezystancja w 293K [Ω]	Pomiar 2 rezystancja w 293K [Ω]	Pomiar3 rezystancja w 230K [Ω]	Pomiar 4 rezystancja w 278K [Ω]	Pomiar 5 rezystancja w 230K [Ω]
1	110	111	323	149	346
2	112	111	315	147	325
3	122	124	329	153	333
4	121	121	331	155	343
5	114	115	292	144	297

Tabela 3.5.1. Wyniki pomiarów rezystancji 5 detektorów w różnych etapach procesu wytwarzania.

Kolejnym badanym parametrem była czułość prądowa. Charakterystyki czułości w funkcji długości fali pokazują, że rozkład widmowy wszystkich detektorów jest zbliżony





Kilkukrotne pomiary oraz analiza i kontrola parametrów urządzeń na kolejnych etapach procesu wytwarzania pozwala na uzyskanie detektorów o wysokiej niezawodności.





3.5.3 Detektory typu nBn wytwarzane z HgCdTe

Przeprowadzono analizę numeryczną charakterystyk prądowo-napięciowych długofalowych detektorów typu nBn wytwarzanych z HgCdTe i pracujących w temperaturze 80 K. Wyniki porównano z tradycyjnymi fotodiodami typu p-na-n (Rys. 3.5.13). W obu przypadkach absorber typu n posiadał takie same parametry ($\lambda_c = 9.7 \ \mu m \ w \ 77 \ K$; $N_D = 10^{15} \ cm^{-3}$; $N_T = 10^{12} \ cm^{-3}$; grubość – 15 μm).



Rys. 3.5.13. Charakterystyki I-V detektorów nBn i n-on-p wytwarzanych z HgCdTe i pracujących w temperaturze 80 K.

Jak wskazują wyniki wstępnych analiz, odpowiednio skonstruowany detektor nBn może mieć gęstości prądów o kilka rzędów wielkości mniejsze, niż klasyczne detektory, o takich samych parametrach obszaru aktywnego. Przeprowadzono analizę numeryczną charakterystyk prądowo-napięciowych długofalowych detektorów typu nBn wytwarzanych z HgCdTe i pracujących w temperaturze 80 K. Analizy dokonano pod kątem badania wpływu mechanizmów SRH na prądy ciemne. Jako centra generacyjno-rekombinacyjne uwzględniano luki rtęciowe oraz dyslokacje niedopasowania. W celu zbadania wpływu dyslokacji wykonano symulacje przy założeniu stałej wartości ich gęstości w całym obszarze struktury detekcyjnej oraz przy uwzględnieniu zwiększenia ich gęstości w obszarach gradientu składu molowego. Okazało się, że gradient składu molowego występujący w barierze wpływa na generowanie dyslokacji w tym obszarze, które w drastyczny sposób pogarszają parametry przyrządów poprzez zwiększanie prądów tunelowych za pośrednictwem stanów pułapkowych związanych z dyslokacjami.

Celem badawczym było też modelowanie detektora nBn z HgCdTe (skład obszaru aktywnego x=0.275 (4-5 µm) dla zakresu MWIR, λ_c =5 µm) z barierą (HgCdTe) z gradientem składu x=0.275-0.45 (30 nm), x=45 (40 nm) i x=0.45-0.32 (30 nm) domieszkowaną na typ p do poziomu p=5×10²² m⁻³. Grubość obszaru n⁺ przy kontakcie przyjęto na poziomie 0.5 µm (n=5×10²² m⁻³). Domieszkowanie obszaru aktywnego ustalono na poziomie n= 8×10²⁰ m⁻³. Powierzchnia detektora wynosiła A=2.5×10⁻⁹ m².









Rys. 3.5.14. Gęstość prądu elektronowego i dziurowego dla detektora nBn z HgCdTe (x=0.275) i barierą B-HgCdTe (x=0.28 – 0.45 – 0.32), T=200 K, V=1 V.

Rys. 3.5.15. Struktura pasmowa detektora nBn z HgCdTe (x=0.275) i barierą B-HgCdTe (x=0.28 – 0.45 – 0.32), T=200 K, V=1 V.

Na Rys. 3.5.14 przedstawiono zmiany gęstości prądów dziurowego i elektronowego w strukturze detektora (V=1 V i T=200 K). Na Rys. 3.5.15 przedstawiono strukturę pasmową detektora nBn spolaryzowanego w kierunku zaporowym. Pokazane na Rys. 3.5.15 charakterystyczne nieciągłości (szczególnie widoczne w paśmie walencyjnym) można wyeliminować przez właściwy dobór składu (gradient) i domieszkowania bariery, obszaru aktywnego i warstwy kontaktowej n⁺.

Dokonano analizy wpływu parametrów heterostruktury długofalowych detektorów z HgCdTe typu nBn na szybkość ich działania. Obliczenia wykonano dla detektora nBnN⁺, spolaryzowanego w kierunku zaporowym niewielkim napięciem 25 mV, którego struktura pasmowa przedstawiona jest na rysunku 3.5.16. Badania przeprowadzono dla różnych wartości grubości obszaru aktywnego oraz różnej temperatury pracy (77 – 240 K). Stałą czasową detektorów określono na podstawie częstotliwości odcięcia przy 3 dB spadku charakterystyki częstotliwościowej (rys. 3.5.17).



Rys. 3.5.16. Struktura pasmowa detektora nBnN⁺ z HgCdTe w temperaturze 77 K.

W detektorach typu nBn, w których obszar ładunku przestrzennego zastąpiony jest szeroko przerwową barierą, czynnikiem decydującym o szybkości odpowiedzi przyrządu jest dyfuzja





nośników nierównowagowych. Jak pokazują wyniki obliczeń, w temperaturze 77 K stała czasowa detektora nie zależy od grubości absorbera (grubość absorbera, zmieniana od 6 do 20 μ m, jest dużo mniejsza od długości drogi dyfuzji) i wynosi około 0,15 ms. Tak niska szybkość odpowiedzi jest wynikiem stosowania absorbera typu n, gdzie nośniki mniejszościowe (dziury) decydujące o ambipolarnym współczynniku dyfuzji charakteryzują się małą ruchliwością. W wyższych temperaturach szybkość odpowiedzi detektora nBnN⁺ rośnie i nieznacznie zmienia się wraz z grubością absorbera. Stała czasowa maleje wraz ze zmniejszaniem grubości obszaru aktywnego. W temperaturze 240 K wynosi ona 0,53 μ s dla detektora z absorberem o grubości 20 μ m oraz 0,17 μ s dla detektora z absorberem o grubości 6 μ m.



Rys. 3.5.17. Odpowiedź częstotliwościowa detektora nBnN+ z HgCdTe.

Kontynuowano obliczania szybkości odpowiedzi struktur barierowych nBn z CdHgTe w celu znalezienia optymalnej struktury detekcyjnej. Obliczenia dotyczyły struktur pracujących w zakresie średniej i dalekiej podczerwieni. Zastosowano trzy metody numerycznej analizy. Obliczenia objęły zarówno struktury pracujące w warunkach braku polaryzacji jak i spolaryzowane napięciem rzędu 0,5V. Po polaryzacji uzyskano niewielki wzrost szybkości odpowiedzi.

Dokonano analizy numerycznej szybkości odpowiedzi chłodzonych termoelektrycznie (235 K) fotodiod zbudowanych w oparciu o heterostruktury z HgCdTe pracujących w długofalowym zakresie podczerwieni.

Szybkość odpowiedzi fotodiody określono na podstawie czasu narastania oraz zaniku fotoprądu oraz na podstawie częstotliwości odcięcia przy 3 dB spadku charakterystyki częstotliwościowej. Otrzymane obiema metodami wyniki są porównywalne. Stała czasowa fotodiody niespolaryzowanej wynosi kilka nanosekund, przy polaryzacji zaporowej 0,5 V spada poniżej 2 ns. Wartość ta jest zgodna ze zmierzoną stałą czasową fotodiody, która przy polaryzacji 0,8 V wynosi 1,4 ns.

Przeprowadzono analizę numeryczną charakterystyk prądowo-napięciowych typu nBn wytwarzanych z HgCdTe optymalizowanych na 3,5 μ m i pracujących w temperaturze 200 K. Wyjściową strukturę przedstawia Rys. 3.5.18.







Rys. 3.5.18. Przekrój poprzeczny przez strukturę typu "mesa" detektora nBn.

Na Rys. 3.5.19 przedstawiono charakterystyki I-V detektorów nBn bez uwzględniania dyslokacji. Zmieniano różne parametry poszczególnych warstw struktury tak aby zbadać ich wpływ na prądy ciemne detektora.



Rys. 3.5. 19. Charakterystyki I-V detektorów nBn. Seria1 – odpowiada strukturze z rys. 3.5. 18, w Serii 2 – górna warstwa n⁺: $x = x_{Abs} + 0, 1$, w serii 3 – górna warstwa n⁺: $N_D = 10^{18}$, a w serii 4 – grubość bariery = 200 nm.

Przeprowadzono pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych struktury typu nBn w funkcji temperatury. Pomiary te zostały wykonane w dwóch kierunkach polaryzacji napięcia zasilającego strukturę. Wykres na rys. 3.5.20 przedstawia wpływ powstałego ciepła Joule'a dla obu kierunków polaryzacji napięcia na charakterystyki rezystancji dynamicznej. Na jego podstawie można zaznaczyć obszar napięć w danej temperaturze, dla którego charakterystyka nie jest zniekształcona przez wpływ wydzielanego ciepła.







Rys. 3.5.20. Wpływ kierunku pomiaru (ciepła Joule'a) na charakterystyki Rd(U) dla struktury typu nBn dla poszczególnych temperatur.

Przeprowadzono serię eksperymentów zmierzających do znalezienia optymalnej dawki domieszkowania arsenem w postaci TDMAAs warstw absorbujących w fotodiodach LWIR z HgCdTe przeznaczonych do pracy w warunkach nierównowagowych. Dawkę TDMAAs zmieniano od 1.6 do 7 ppms. Stosowano dwa różne warunki wzrostu poprzez zmianę stosunku molowego związków II/VI, czyli stosunku kadmu (DMCd) do telluru (DIPTe) w czasie cyklu CdTe w procesie osadzania metodą IMP. Dla stosunku Cd/Te=1.5 najmniejsze prądy ciemne uzyskano dla dawki TDMAAs równej 3.9 ppms. Otrzymano dość duży (sięgający 100%) rozrzut wyników pomiarowych wynikający najprawdopodobniej głównie z różnej donorowej koncentracji resztkowej ("tła") która mogła wahać się w granicach 1·1015 cm-3+4·1015 cm-3 w badanej populacji procesów osadzania MOCVD. Zwiększając stosunek Cd/Te do 3 zmniejszono prądy ciemne. Przy stosunku Cd/Te równym 3 występowały bardziej optymalne warunki domieszkowania arsenem. Większy nadmiar atomów kadmu sprzyjał lokowaniu atomów arsenu w podsieci krystalicznej telluru. Trudno wskazać na optymalna dawke TDMAAs dla Cd/Te=3 ze wzgledu na brak wyraźnej tendencji otrzymanych punktów pomiarowych spowodowany najprawdopodobniej wahaniami koncentracji tła w poszczególnych procesach osadzeń MOCVD i innymi czynnikami (np. wahaniami składu molowego x warstw Hg_{1-x}Cd_xTe).









Rys. 3.5.22. Czas odpowiedzi w funkcji domieszkowania arsenem warstwy absorbującej fotodiod LWIR z Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.19).

Czas odpowiedzi jest bardzo istotnym, obok wykrywalności parametrem detektora w zastosowaniach telekomunikacyjnych. Czas odpowiedzi był mierzony z użyciem lasera PL2210A Optycznego Generatora Parametrycznego PG711/DFG (urządzenia firmy Ekspla) mającego i impuls wyjściowy o czasie zaniku < 25ps oraz Oscyloskopu DSO 90804A 8 GHz firmy Agilent.





Przeprowadzono serię eksperymentów zmierzających do znalezienia optymalnej dawki domieszkowania arsenem ze względu na szybkość odpowiedzi detektorów. Dawkę TDMAAs zmieniano od 1.6 do 7 ppms. Stosowano dwa różne stosunki molowe związków II/VI. Dla stosunku molowego Cd/Te = 1.5 czas odpowiedzi zmniejsza się wyraźnie wraz ze zwiększaniem poziomu domieszkowania akceptorowego. Zwiększanie dawki powyżej 7 ppms jest niecelowe ponieważ drastycznie zwiększa się wówczas prąd ciemny. Dla stosunku Cd/Te = 3 uzyskano polepszenie szybkości odpowiedzi i dla większości badanych detektorów czas odpowiedzi był mniejszy od 1 ns.

Dokonano również analiza wpływu grubości warstwy absorbującej na wartość prądu minimalnego i na szybkość odpowiedzi fotodiod LWIR z HgCdTe przeznaczonych do pracy w warunkach nierównowagowych.



Rys. 3.5.23. *J_{min}* (a) oraz czas odpowiedzi (b) w funkcji grubości warstwy absorbującej w fotodiodach *LWIR HgCdTe zmierzone w 230K.*

Rys. 3.5.23a przedstawia J_{min} w funkcji grubości warstwy absorbującej w fotodiodach LWIR zmierzone w 230 K. Wartość J_{min} praktycznie nie zależy od zmian grubości absorbera dla obydwu zastosowanych stosunków molowych II/VI podczas procesu osadzania. Wartość J_{min} zmienia się w granicach jednego rzędu wielkości, co jest związane z fluktuacjami składu chemicznego x warstw Hg_{1-x}Cd_xTe oraz z brakiem powtarzalności podczas kolejnych etapów processingu fotodiod. Rys. 3.5.23b przedstawia czasy odpowiedzi w funkcji grubości warstwy absorbującej w fotodiodach LWIR zmierzone w 230 K. Z wykresu wynika wyraźnie, że stosując grubsze warstwy aktywne ($t \approx 5.5 \mu$ m) uzyskujemy mniejsze czasy odpowiedzi w porównaniu z cieńszymi ($t \approx 3.5 \mu$ m) warstwami aktywnymi. Dla obydwu zastosowanych stosunków molowych II/VI (Cd/Te = 1.5 i Cd/Te = 3) osiągnięto czasy odpowiedzi poniżej 1ns. W fotodiodach z cieńszymi warstwami aktywnymi ($t \approx 3.5 \mu$ m) dyfuzja jodu z sąsiadującej warstwy kontaktowej N⁺ obejmuje relatywnie większy obszar w stosunku do fotodiod z grubszymi absorberami. Obecność jodu w części absorbera ogranicza obszar w którym następuje dławienie generacji Augera i dlatego zwiększa czas odpowiedzi badanych fotodiod.

Dokonano analizy szybkości odpowiedzi wysokotemperaturowych fotodiod z HgCdTe na zakres 10 µm. Analizy dokonano dla fotodiody o następującym profilu składu molowego i domieszkowania (rys. 3.5.24).







Rys. 3.5.24. Profile składu i domieszkowania fotodiody HgCdTe na zakres 10 µm.

Obliczenia wykonano dla różnych wartości polaryzacji zaporowej. Stałą czasową fotodiody określono na podstawie częstotliwości odcięcia przy 3 dB spadku charakterystyki częstotliwościowej (rys. 3.5.25).



Rys. 3.5.25. Stała czasowa fotodiody dla rożnych wartości napięcia zaporowego.







Rys. 3.5.26. Stała czasowa fotodiody w funkcji napięcia zaporowego.

Na podstawie tych obliczeń wykreślono wartość stałej czasowej fotodiody w funkcji napięcia zasilania zaporowego (Rys. 3.5.26). Rezultaty pokazują, że zwiększanie napięcia zaporowego najpierw nieznacznie pogarsza, a następnie – dla większych wartości napięć - poprawia szybkość odpowiedź fotodiody, co jest związane z szybszym dryftem nośników przez obszar złącza.

Dokonano również analizy wpływu kontaktów elektrycznych na szybkość działania wysokotemperaturowych fotodiod z HgCdTe na zakres 10 µm.

Na rysunku 3.5.27 przedstawiono stałą czasową fotodiody w funkcji napięcia zasilania przy założeniu omowych oraz nieomowych kontaktów elektrycznych.



Rys. 3.5.27. Stała czasowa fotodiody w funkcji napięcia zaporowego dla różnego rodzaju kontaktów elektrycznych.

Wyniki obliczeń pokazują, że rodzaj kontaktów elektrycznych istotnie wpływa na szybkość działania fotodiod z HgCdTe. Idealną sytuacją byłoby, gdyby w fotodiodach wytwarzane były idealne kontakty omowe, czyli takie, które nie zakłócają koncentracji nośników w pobliżu styku metal-pp; niemniej jednak, praktycznie otrzymanie złącza omowego jest trudne.





Głównym czynnikiem ograniczającym wydajności detektorów nBn wytwarzanych z HgCdTe jest "offset" występujący w paśmie walencyjnym, powodujący powstawanie bariery blokującej prąd dziurowy. Rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie w barierze szeroko przerwowego HgCdTe domieszkowanego na typ p. Innym rozwiązaniem mogłoby być znalezienie alternatywnych materiałów do konstrukcji bariery. W tym celu dokonano analizy wpływu zastosowania bariery z MgTe w detektorach nBn na kształt struktury pasmowej przyrządów. Eksperymentalna wartość przerwy energetycznej MgTe wynosi 3,49 eV. Badano wpływ domieszkowania na wysokość bariery zarówno w paśmie przewodnictwa, jak i w paśmie walencyjnym. Założono istnienie głębokich poziomów domieszkowych. Dla materiału typu p założono domieszkę akceptorową Au wprowadzającą poziom 0,47 eV powyżej E_V, a dla n typu domieszkę donorową Ga tworzącą poziom 0,65 eV poniżej E_C.

Rysunek 3.5.28 przedstawia fragment obliczonej struktury pasmowej średniofalowego detektora nBn z HgCdTe z barierą MgTe typu n (domieszkowanie na poziomie 1×10^{15} cm⁻³) oraz barierą typu p (domieszkowanie na poziomie 4×10^{16} cm⁻³). Jak widać, w obu przypadkach, wyeliminowanie bariery w paśmie walencyjnym nie jest możliwe. ΔE_V dla bariery typu p wynosi około 0,8 eV, a dla typu n jest znacznie wyższa, równa prawie 1 eV.



Rys. 3.5.28. Obliczona struktura pasmowa średniofalowego detektora nBn z HgCdTe z barierą MgTe (a) typu n i (b) typu p.

Nie udało się wyeliminować zjawiska offset dla pasma walencyjnego pomiędzy barierą a absorberem dla detektorów na zakres 3-5,5 µm. Zgodnie z sugestią kolegów z Australii zbadaliśmy możliwość wykorzystania MgTe na bariery energetyczne. Okazuje się, że występuje zbyt duży offset w paśmie walencyjnym pomiędzy HgCdTe a MgTe. Wyniki naszych obliczeń są wykorzystywane w technologii MBE w UWA w Perth. Dalsze prace będą dotyczyć badania barier energetycznych z innych, alternatywnych materiałów.

Badano również wpływ poziomu domieszkowania absorbera na kształt charakterystyk prądowonapięciowych fotodiod długofalowych (LWIR) z HgCdTe typu N⁺/G/ π /G/P⁺/G/n⁺.









Rys. 3.5.29. Gęstość prądu ciemnego w funkcji napięcia fotodiod długofalowych (LWIR) z HgCdTe typu N+/G/π/G/P+/G/n+ dla różnych poziomów domieszkowania absorbera.

Charakterystyki prądu ciemnego w funkcji napięcia fotodiod długofalowych (LWIR) z HgCdTe typu N⁺/G/ π /G/P⁺/G/n⁺ przedstawiono na Rys. 3.5.29. Charakterystyki zmierzono w temperaturze pokojowej. Zastosowano trzy różne dawki TDMAAs (arsenowej domieszki akceptorowej) podczas osadzania absorbera w systemie MOCVD. Obszar ujemnej rezystancji dynamicznej jest widoczny dla każdej z trzech zaprezentowanych charakterystyk, co świadczy o występowaniu zjawisk ekskluzji i ekstrakcji nośników i w konsekwencji dławieniu generacji Augera. Najmniejsze wartości J_{min^-} (około 25 A/cm²), przy jednocześnie najmniejszym napięciu progowym $U_T \approx 300$ mV uzyskano po zastosowaniu dawki TDMAAs rzędu 3.6 ppms. Okazało się, że wartość napięcia progowego zależy od rezystancji szeregowej i temperatury pracy.

Badano zależność stałej czasowej detektorów z różnych warstw w funkcji długości fali promieniowania padającego (Rys. 3.5.30). Z przebiegu uzyskanej zależności widać, że wraz ze wzrostem długości fali promieniowania oświetlającego detektor, maleje stała czasowa odpowiedzi. Jest to spowodowane tym, iż wraz ze wzrostem długości fali promieniowania oświetlającego, maleje współczynnik absorpcji. Dla krótkich fal materiał posiada duży współczynnik absorpcji. Konsekwencją dużej wartości współczynnika absorpcji jest generacja dużego fotoprądu. Im więcej wygenerowanych optycznie nośników, tym trudniejsze ich zbieranie i dłuższy czas ich usuwania ujawniający się niską szybkością działania.

Kontynuowano prace dotyczące opracowania konstrukcji i technologii detektorów półprzewodnikowych promieniowania elektromagnetycznego wykorzystujących supersieci z naprężeniami InAs/GaSb.









Rys. 3.5.30. Zależność stałej czasowej detektorów z różnych warstw w funkcji długości fali promieniowania padającego.

Wykonano również analizę pomiarów SIMS, mająca na celu weryfikację algorytmu przeliczającego wyniki, na interesujące nas jednostki (parametry).

Dotychczasowa procedura obróbki danych opierała się na analizie wyników otrzymanych od usługodawcy wykonującego pomiary SIMS z uwzględnieniem profilu założonego w procesie MOCVD znajdującego się w bazie danych. Algorytm ten zakłada liniową zależność prędkości trawienia w funkcji składu, jak również znany skład warstwy buforowej oraz warstwy absorbera. Są to główne, świadomie wprowadzone uproszczenia pozwalające na przeskalowanie otrzymanych wyników.

Do ewentualnej weryfikacji pierwszego uproszczenia, wymagane jest wytworzenie kilku próbek wzorcowych, o znanym składzie chemicznym, a następnie, poddanie ich pomiarom SIMS, w celu wykreślenia zależności prędkości trawienia w funkcji składu X oraz innych zmiennych. Należy więc uwzględnić wszystkie ustawienia parametrów zmiennych procesu pomiarowego takich jak: apertura wiązki, moc wiązki, poziom próżni, itp.

Weryfikacja uproszczenia związanego z wyznaczaniem składu chemicznego, nie jest już taka prosta jak z przeskalowanie wyników z funkcji czasu w funkcję głębokości. Problem ten jest znacznie bardziej złożony, i wymaga analizy wagi poszczególnych procesów fizycznych zachodzących w trakcie pomiaru oraz techniki samego pomiaru.

Główne problemy wynikają z interpretacji efektów fizyko-chemicznych zachodzących w trakcie procesu pomiarowego SIMS. Mianowicie, ilość zliczeń Cd dzielona przez sumę zliczeń wszystkich poszczególnych atomów nie jest równy składowi chemicznemu Hg_{1-x}Cd_xTe. Jest to spowodowane efektem matrycowym, w wyniku którego wydajność jonizacji zależy od otoczenia chemicznego punktu, z którego emitowane są jony. Dlatego też zależność sygnału od stężenia oznaczanego pierwiastka, z uwzględnieniem wpływów składników towarzyszących, w zoptymalizowanych, ustalonych warunkach pomiarowych, wyznacza się na drodze kalibracji. Efekt ten jest doskonale zauważalny na wykresie ilości zliczeń wszystkich mierzonych pierwiastków w funkcji czasu, gdzie wartość ilości zliczeń dla Telluru powinna być utrzymana na stałym poziomie, zmiennymi zaś powinny być ilości zliczeń dla pierwiastków takich jak Hg i Cd. Dodatkowym problemem jest pomiar poszczególnych pierwiastków w różnych przedziałach czasowych (przesuniętych względem siebie o pewną stałą wartość *t*). Zsumowanie takich funkcji powoduje dodatkowy gradient (pik) wartości ilości zliczeń dla telluru przy zmianie składu.





3.5.4 Detektory z podwójną barierą (CBIRD) z HgCdTe

Kolejnym celem badawczym była analiza struktury pasmowej detektorów z podwójną barierą (typ *n* z HgCdTe) (complementary barrier infrared detector CBIRD) z HgCdTe. Skład obszaru aktywnego detektora przyjęto na poziomie *x*=0.275 (grubość, *d*=10 µm), a jego domieszkowanie ustalono na *n*=10²⁰ m⁻³. Barierę dla elektronów podzielono na trzy obszary z gradientem składu *x*=0.33-0.6 (*d*=50 nm), *x*=0.6 (*d*=50 nm) i *x*=0.6-0.275 (*d*=50 nm) odpowiednio dopasowując skład do warstwy kontaktowej i absorbera, a domieszkowanie ustalono na *n*=2×10²¹ m⁻³. Grubość obszaru *n* przy kontakcie przyjęto na poziomie *d*=0.16 µm (*n*=7×10²⁰ m⁻³). Skład bariery dla dziur założono na poziomie *x*=0.275-0.6 a jej grubość 0.4 µm. Na rys. 3.5.31 przedstawiono struktury pasmowe detektora CBIRD dla różnych napięć polaryzacji.



Rys. 3.5.31. Struktury pasmowe detektora CBIRD z HgCdTe (bariery typu n z HgCdTe) dla V=0 i 0.4 V.

Napięcie zasilania wpływa na wzajemne położenie pasm (wyrównanie pasm) co z kolei przekłada się na charakterystyki prądowo napięciowe. Detektor CBIRD należy polaryzować napięciem V≈0.4 V tak by bariery EB absorber-bariera I i EB absorber-bariera II były jak najmniejsze.

Przeprowadzono analizę prądu ciemnego i wykrywalności detektorów z podwójną barierą typu CBIRD z HgCdTe w zależności od składu i domieszkowania bariery dziurowej (HB). Skład obszaru aktywnego detektora przyjęto na poziomie *x*=0.275 (grubość, *d*=10 µm), a jego domieszkowanie ustalono na *n*=10²⁰ m⁻³. Barierę dla elektronów podzielono na trzy obszary z gradientem składu *x*=0.33-0.6 (*d*=50 nm), *x*=0.6 (*d*=50 nm) i *x*=0.6-0.275 (*d*=50 nm) odpowiednio dopasowując skład do warstwy kontaktowej i absorbera, a domieszkowanie ustalono na *n*=2×10²¹ m⁻³. Grubość obszaru *n* przy kontakcie przyjęto na poziomie *d*=0.16 µm (*n*=7×10²⁰ m⁻³). Skład bariery dla dziur założono na poziomie *x*=0.275-0.6 a jej grubość 0.4 µm.

Rysunki 3.5.32 i 3.5.33 przedstawiają zmiany prądu ciemnego, fotoprądu i wykrywalności w funkcji składu bariery HB. Prąd ciemny maleje wraz ze wzrostem składu, natomiast największe wartości fotoprądu uzyskano dla 0.35 < x < 0.55. Wraz ze wzrostem domieszkowania bariery HB obserwujemy wzrost prądu ciemnego i fotoprądu. Wykrywalności rzędu ~2×10¹⁰ cmHz^{1/2}/W można uzyskać dla domieszkowania bariery N_D > 10¹⁶ cm⁻³.







Rys. 3.5.32. Prąd ciemny i fotoprąd dla detektora CBIRD w funkcji składu bariery HB dla wybranych napięć zasilania. T = 200 K.



Rys. 3.5.33. Wykrywalność w funkcji składu bariery HB dla wybranych temperatur pracy detektora CBIRD.

3.5.5 Heterostruktury HgCdTe pracujące w warunkach nierównowagowych

Kolejnym zadaniem było projektowanie heterostruktury HgCdTe dla pracy w warunkach nierównowagowych.

W fotodiodach pracujących w warunkach nierównowagowych, koncentracja nośników mniejszościowych zmniejsza się nawet o cztery rzędy wielkości w stosunku do koncentracji równowagowej. Dzięki temu możliwe jest zdławienie niekorzystnej generacji zderzeniowej Augera, co z kolei umożliwia podwyższenie temperatury pracy przyrządów przy jednoczesnym zachowaniu podstawowego parametru – wykrywalności.

Struktura typu P⁺/ π /N⁺ w której zaobserwowano zjawiska ekskluzji i ekstrakcji nośników stanowi strukturę wyjściową do prowadzonych badań. Rys. 3.5.34 przedstawia strukturę typu P⁺/ π /N⁺ oraz jej profil energetyczny przy braku napięcia zasilającego. Na rysunku zaznaczono również typowe wartości grubości i domieszkowania poszczególnych warstw składowych struktury.

Grubość warstwy kontaktowej N⁺ powinna być większa od drogi dyfuzji nośników mniejszościowych, natomiast domieszkowanie donorowe powinno być na możliwie wysokim poziomie takim, aby zapewnić jak najmniejszą rezystancję szeregową. Analogicznie dobiera się parametry warstwy kontaktowej P⁺. Grubość obszaru aktywnego (absorbera) oznaczanego jako " π " lub "p" powinna być mniejsza od drogi dyfuzji nośników mniejszościowych, natomiast domieszkowanie akceptorowe na możliwie niskim poziomie, zależnym od donorowej koncentracji resztkowej materiału.







Rys. 3.5.34. Projekt struktury $P^+/\pi/N^+$ i jej profil energetyczny przy braku napięcia zasilającego.

Struktura typu P⁺/π/N⁺ ze stromymi interfejsami pomiędzy warstwami składowymi nie jest możliwa do uzyskania w metodzie MOCVD ze względu na procesy interdyfuzji, które prowadzą do "rozmycia" interfejsów. W wyniku kilkuletnich prac badawczych opracowano strukturę typu $N^{+}/P^{1}/\pi/P^{2}/P^{+}/p^{+}/n^{+}$, która uwzględnia specyfikę metody MOCVD oraz zawiera tunelowe złącze p^{+}/n^{+} poprawiające jakość kontaktu elektrycznego do warstwy P⁺. Na Rys. 3.5.35a. przedstawiono strukturę typu N⁺/P1/ $\pi/P^{2}/P^{+}/p^{+}/n^{+}$ przeznaczoną do pracy w warunkach nierównowagowych, którą można otrzymać metodą MOCVD. Na rysunku zamieszczono profil składu, grubości oraz domieszkowania poszczególnych warstw składowych heterostruktury. Przedstawiona struktura ulega ciągłym modyfikacjom poprzez np. zmianę domieszkowania poszczególnych warstw składowych w celu optymalizacji parametrów przyrządu (głównie szybkości odpowiedzi i minimalizacji wartości prądu ciemnego I_{min}). Projektowanie heterostruktury jest wspierane przez program symulacyjny Apsys. Otrzymany profil energetyczny w temperaturze 300K jest przedstawiony na Rys. 3.5.35b. dla napięcia polaryzującego strukturę o wartościach OV i 0.47V. Jak widać na Rys. 3.5.35b złącze tunelowe p^{+}/n^{+} dodatkowo stanowi barierę zwiększającą ekskluzję elektronów w warstwie absorbera.



Rys. 3.5.35. Struktura typu N⁺/P1/π/P2/P⁺/p⁺/n⁺przeznaczona do pracy w warunkach nierównowagowych a) i jej profil energetyczny b).





Rys. 3.5.36 przedstawia typową charakterystykę prądowo-napięciową struktury typu $N^+/P/\pi/P'/p^+/p^+/p^+/n^+$ zmierzoną w temperaturze 300K. Wartość I_{min} jest ważnym parametrem, który określa optymalność dobranych parametrów wzrostu heterostruktury, a także jej parametry materiałowe. Występujący obszar ujemnej rezystancji dynamicznej świadczy o wystąpieniu zjawiska dławienia generacji Augera związanej ze zjawiskami ekskluzji i ekstrakcji nośników mniejszościowych w obszarze aktywnym fotodiody.



Rys. 3.5.36. Charakterystyka prądowo-napięciowa struktury typu N⁺/P/π/P/P⁺/p⁺/n⁺ w temperaturze pokojowej.

Pomiar charakterystyk widmowych struktury typu $N^+/P1/\pi/P2/P^+/p^+/n^+$ przeznaczonej do pracy w warunkach nierównowagowych.



λ, μm Rys. 3.5.37. Charakterystyka widmowa wykrywalności struktury typu N+/P/ π/P/P+/ p+/n+ zmierzona w temperaturze pokojowej.

Na Rys. 3.5.37 przedstawiono charakterystyki widmowe wykrywalności struktury typu $N^+/P/\pi/P/P^+/p^+/n^+$ zmierzoną w temperaturze pokojowej. Czerwonym kolorem oznaczono wykres dla pomiaru bez napięcia polaryzującego fotodiodę. Czarnym kolorem oznaczono wykres przedstawiający pomiar fotodiody polaryzowanej napięciem wstecznym 780mV. Wykorzystując zjawiska nierównowagowe polepszono wykrywalność fotodiody o rząd wielkości.

3.5.6 Detektory PIN z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb





W ramach tego zadania prowadzono badania detektorów wykonanych z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb. Przygotowano struktury detekcyjne typu PIN z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb, o polu powierzchni elektrycznej 100x100 µm, 150x150 µm, 200x200 µm i 300x300 µm. Przygotowane one zostały w celu wykonania analizy wymiarowej prądu ciemnego oraz rezystancji zerowej w funkcji temperatury (77K-300K), oraz analizy wymiarowej prądu tunelowego przy polaryzacji wstecznej w funkcji temperatury (77K-300K).

Na rys. 3.5.38 przedstawiono charakterystykę I-V struktury detekcyjnej o polu powierzchni elektrycznej 450x450 μ m w 77 K, a na rys. 3.5.39 jej charakterystykę R_{dyn}-V.





Rys. 3.5.38. Charakterystyka I-V struktury detekcyjnej o polu powierzchni elektrycznej 450x450 µm w 77 K.



Charakterystyka prądowo-napięciowa posiada typowy przebieg dla złącza p-n z wyraźnym udziałem prądu tunelowego. Maksimum rezystancji dynamicznej przypada dla napięcia polaryzacji -0.02 V. Iloczyn R₀A dla tej fotodiody wynosi około 2 $10^3 \Omega \text{cm}^2$.

Przeprowadzono również pomiary wykrywalności znormalizowanej tych struktur w funkcji temperatury. Na rys. 3.5.40 przedstawiono charakterystykę widmową wykrywalności niezasilanej struktury detekcyjnej o polu powierzchni elektrycznej 450x450 µm w 77 K a na rys. 3.5.41 charakterystyki widmowe wykrywalności struktury detekcyjnej na czterostopniowej chłodziarce termoelektrycznej.



Rys. 3.5.40. Charakterystyka widmowa wykrywalności struktury detekcyjnej o polu powierzchni elektrycznej 450x450 μm w 77 K.







Rys. 3.5.41. Charakterystyka widmowa wykrywalności struktury detekcyjnej o polu powierzchni elektrycznej 450x450 µm dla różnych temperatur (4TE).

Dokonano pomiarów pomiar szybkości odpowiedzi takiej struktury detekcyjnej w 230 K. Na Rys. 3.5.42 przedstawiono pomiar stałej czasowej struktury detekcyjnej typu PIN z supersieci II-go typu z InAs/GalnSb w funkcji zasilania w kierunku zaporowym. Na Rys. 3.5.43 przedstawiono wartości stałej czasowej struktury detekcyjnej typu PIN z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb w funkcji temperatury pracy detektora. Ze wzrostem temperatury obserwuje się wyraźny wzrost wartości stałej czasowej.



Rys. 3.5.42. Pomiar stałej czasowej struktury detekcyjnej typu PIN z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb w funkcji temperatury.

Rys. 3.5.43. Pomiar stałej czasowej struktury detekcyjnej typu PIN z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb w funkcji zasilania w kierunku zaporowym.

Prowadzono badania różnych typów fotodiod wykonanych na bazie supersieci II-go typu z InAs/GaInSb. Pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych struktur supersieci typu PIN.







Rys. 3.5.44. Charakterystyka prądowo-napięciowa (a) oraz iloczyn R₀A w funkcji napięcia (b) fotodiody PIN wykonanej z supersieci II rodzaju.

Na Rys. 3.5.44 przedstawiono charakterystykę prądowo-napięciową (I-V) fotodiody PIN wykonanej z supersieci II rodzaju. Charakterystykę zmierzono urządzeniem KITHLEY Sourcemeter 2400 sterowanym programem TestPoint. Z charakterystyki I-V określono rezystancję dynamiczną i po pomnożeniu przez powierzchnię A=0,203 mm² otrzymano wykresy iloczynu R₀A w funkcji napięcia w różnych temperaturach. Zaprezentowane wyniki dotyczą temperatur z zakresu od 190K do 230K. Jest to obecnie coraz częściej spotykany zakres temperatur pracy detektorów podczerwieni osiągany za pomocą chłodziarek termoelektrycznych. Prezentowane wyniki iloczynu R₀A są o około rząd wielkości mniejsze od najlepszych wyników dla fotodiod wykonanych z HgCdTe.

3.5.7 Detektory nBn bazujące na T2 SLs z InAs/GaSb

Przeprowadzono również modelowanie charakterystyk I-V detektora nBn bazującego na T2 SLs z InAs/GaSb z barierą Al_{0.2}GaSb (struktura Rys. 3.5.45 (a)), a w szczególności zbadano wpływ tunelowania międzypasmowego (ang. Band To Band Tunneling – BTB) w temperaturze ciekłego azotu (77 [K]).

Przy polaryzacji detektora nBn w kierunku zaporowym (+ kontakt po stronie obszaru aktywnego), zgodnie ze schematem struktury pasmowowej (Rys. 3.5.45 (b)) elektrony z pasma walencyjnego obszaru aktywnego tunelują bezpośrednio do pasma przewodnictwa zwiększając prąd ciemny.


Prąd tunelowania międzypasmowego wyznaczono w oparciu o zależność:

$$I_{BTB} = \frac{q^{3} E_{\max} U \sqrt{2m_{e}^{*}}}{4\pi^{2} \hbar^{2} \sqrt{E_{g}}} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_{e}^{*}} E_{g}^{3/2}}{3q E_{\max} \hbar}\right)$$

Założono, że spłaszczenie charakterystyki R=f(V) w temperaturze 77[K], dla zakresu napięcia polaryzującego strukturę do 0.1 [V] (Rys. 3.5.46 (a)) wynika z ujawnienia się wpływu rezystancji bocznikującej, co pozwoliło oszacować wartość wymienionej rezystancji na poziomie 690 [kΩ].



Rys. 3.5.46. Rezystancja i prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania detektora.

Proces tunelowania międzypasmowego, dla zadanych parametrów strukturalnych detektora odgrywa decydującą rolę dla napięć zasilania wyższych niż 0.6 [V].

Wyznaczono charakterystyk I-V i R_oA detektora nBn bazującego na T2 SLs z InAs/GaSb z barierą Al_{0.2}GaSb w temperaturze 200 K, jak również obliczenie rozkładu potencjału i pola elektrycznego przy polaryzacji detektora w kierunku zaporowym.



Rys. 3.5.47. Prąd ciemny (a) i RoA (b) w funkcji napięcia zasilania detektora.

Na Rys. 3.5.47 (a) i (b) przedstawiono zmiany prądu ciemnego i R_oA w funkcji napięcia zasilania (T=200 K). Dla napięć zasilania V<0.15 V decydującą rolę odgrywają procesy dyfuzyjne (D) i generacyjno rekombinacyjne (GR). Powyżej podanego przedziału napięć zasilania uwidaczniają



się procesy tunelowe (tunelowanie poprzez poziomy pułapkowe - TAT, tunelowanie pasmo pasmo – BTB). Proces TAT (pasmo pułapkowe przyjęto dla $E_T=0.27 E_q$) decyduje dla napięć 0.2<V<0.6, natomiast BTB powyżej 0.6 V. W oparciu o charakterystyki składowych RoA oszacowano czasy życia nośników: $\tau_D=8$ ns i $\tau_{GR}=4.5$ ns.



Rys. 3.5.48. Rozkład potencjału i pola elektrycznego (a) i prądów elektronowego i dziurowego (składowa dyfuzyjna D) (b) w strukturze detektora.

Na Rys. 3.5.48 (a) przedstawiono rozkład potencjału i pola elektrycznego w strukturze detektora. W kierunku zaporowym decydujaca role odgrywa heterozłacze obszar aktywny-bariera. W przypadku polaryzacji w kierunku przewodzenia decydującą rolę będzie odgrywało heterozłącze bariera – warstwa n+. Prąd ciemny detektora nBn (składowa dyfuzyjna) uzależniony jest od nośników mniejszościowych.

Kolejnym celem badawczym było modelowanie detektora nBn bazującego na T2 SLs z InAs/GaSb z barierą Al_{0.2}GaSb, przy wykorzystaniu platformy obliczeniowej APSYS.



Rys. 3.5.49. Prąd ciemny w funkcji napięcia zasilania detektora dla T=200 K ((a)-APSYS; (b)-podejście analityczne).

Na Rys. 3.5.49 przedstawiono zmiany prądu ciemnego w funkcji napięcia zasilania (T=200 K) uzyskane w platformie APSYS i podejściu analitycznym. Dla napięć zasilania V<0.15 V decydującą rolę odgrywają procesy dyfuzyjne generacyjno rekombinacyjne. Powyżej podanego przedziału





napięć zasilania uwidaczniają się procesy tunelowe (tunelowanie poprzez poziomy pułapkowe – TAT, tunelowanie pasmo – pasmo – BTB).

Oszacowano czasy życia nośników w strukturze detektora uzyskując porównywalne wartości wyznaczone w podejściu analitycznym (τ_{DIF}≈18 ns, τ_{GR}≈6 ns).

Porównano osiągi unipolarnych detektorów: nBn z HgCdTe/B-typ *n* ($\lambda_c = 5.2 \mu$ m, bariera domieszkowana na typ *n*), nBn z supersieci II rodzaju (Type II Superlattice) T2SLs InAs/GaSb/B-Al_{0.2}Ga_{0.8}Sb ($\lambda_c = 5.4 \mu$ m, bariera domieszkowana na typ *p*), fotodiod typu PIN z T2SLs InAs/GaSb ($\lambda_c = 6.2 \mu$ m) i wysokotemperaturowych (HOT, *T*=230 K, $\lambda_c = 5.4 \mu$ m) fotodiod z HgCdTe wytworzonych w laboratorium ZFCS WAT/Vigo. Skład obszaru aktywnego detektora nBn z HgCdTe/B-typ *n* przyjęto na poziomie *x*=0.275 (grubość, *d*=10 µm), a jego domieszkowanie ustalono na *n*=10²⁰/5×10²² m⁻³. Barierę podzielono na trzy obszary z gradientem składu *x*=0.275-0.6 (*d*=50 nm), *x*=0.6 (*d*=50 nm) i *x*=0.6-0.33 (*d*=50 nm) odpowiednio dopasowując skład do warstwy kontaktowej i absorbera, a domieszkowanie ustalono na *n*=2×10²¹ m⁻³. Grubość obszaru *n* przy kontakcie przyjęto na poziomie *d*=0.16 µm (*n*=7×10²⁰ m⁻³).

Porównania technologii detektorów dokonano w oparciu o rezystancje dynamiczne RA/R_oA (dla fotodiod HOT R_oA) których zależności w funkcji temperatury dla wymienionych typów detektorów przedstawiono na Rys. 3.5.50. W zależności od domieszkowania obszaru aktywnego unipolarnych detektorów nBn z HgCdTe/B-typ *n* ich parametry są porównywalne z tymi uzyskiwanymi przez detektory nBn z T2SLs InAs/GaSb/B-Al_{0.2}GaSb i PIN z T2SLs z InAs/GaSb. Należy podkreślić, że detektory z T2SLs InAs/GaSb charakteryzują się niskimi wydajnościami kwantowymi (η =10–30 %) wynikającymi z trudności technologicznych powiązanych z uzyskiwaniem jednorodnych i dostatecznie grubych warstw składowych SL. Dodatkowo konstruowanie detektorów nBn z HgCdTe z barierą typu *n* (bez konieczności stosowania domieszkowania na typ *p*) pozwala zredukować liczbę kroków w "processingu" (np. wygrzewanie).



Rys. 3.5.50. RA i R₀A w funkcji temperatury dla unipolarnych detektorów z zakresu MWIR: nBn z HgCdTe/Btypu n, nBn T2SL InAs/GaSb/B-Al₀₂Ga₀ଃb, fotodiod HOT z HgCdTe i fotodiod PIN z T2SL InAs/GaSb.

3.5.8 Kaskadowe struktury detekcyjne na bazie supersieci II-go typu z InAs/GalnSb

W ramach tego zadania prowadzono również badania kaskadowych struktur detekcyjnych na bazie supersieci II-go typu z InAs/GaInSb przeznaczonych na detektory podczerwieni pracujące w podwyższonych temperaturach – do 380 K. Zostały zbadane ich charakterystyki prądowo napięciowe i pochodne oraz czułości prądowe i wykrywalności w zakresie temperatur pracy od 225 K do 380 K. Rys. 3.5.51 przedstawia charakterystyki widmowe wykrywalności kaskadowej struktury detekcyjnej dla wybranych temperatur pracy z przedziału 225 ÷ 380 K.







Rys. 3.5.51. Charakterystyki widmowe wykrywalności kaskadowej struktury detekcyjnej dla wybranych temperatur pracy z przedziału 225 ÷ 380 K.

Rys. 3.5.52 przedstawia charakterystyki widmowe wykrywalności w funkcji napięcia zasilania kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatury pracy 380 K, a rys. 3.5.53 dla temperatury pracy 230K.



Rys. 3.5.52. Charakterystyki widmowe wykrywalności w funkcji napięcia zasilania kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatur pracy 380 K.







Rys. 3.5.53. Charakterystyki widmowe wykrywalności w funkcji napięcia zasilania kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatur pracy 230 K.

Oprócz charakterystyk prądowo napięciowych i pochodnych oraz czułości prądowej i wykrywalności w zakresie temperatur pracy od 225 K do 380 K zbadano ich właściwości częstotliwościowe. Rys. 3.5.54 przedstawia zależność stałej czasowej kaskadowej struktury detekcyjnej od temperatury pracy z przedziału 225 ÷ 380 K przy braku zasilania struktury detekcyjnej.



Rys. 3.5.54. Zależność stałej czasowej kaskadowej struktury detekcyjnej od temperatury pracy z przedziału 225 ÷ 380 K przy braku zasilania struktury detekcyjnej.

Rys. 3.5.55 przedstawia zależność stałej czasowej w funkcji napięcia zasilania w kierunku zaporowym kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatur pracy 380 K, 293 K i 230 K.







Rys. 3.5.55. Zależność stałej czasowej w funkcji napięcia zasilania w kierunku zaporowym kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatur pracy 380 K, 293 K i 230 K.

3.6 Technologia ulepszonych detektorów promieniowania elektromagnetycznego w podczerwieni na bazie zweryfikowanych teorii i symulacji

Dokonano analizy szybkości odpowiedzi detektorów barierowych wytwarzanych z HgCdTe metodą MOCVD i optymalizowanych na zakres 3 µm. Porównanie wykonano dla dwóch struktur z absorberem typu p. Rysunek 3.6.1a i 3.6.1b przedstawia odpowiednio zmierzone i obliczone numerycznie stałe czasowe detektorów w funkcji napięcia zasilania.

O szybkości odpowiedzi detektorów decydują trzy czynniki:

- czas przelotu nośników przez obszar ładunku przestrzennego (obszar zubożony);
- czas dyfuzji nośników mniejszościowych od miejsca generacji do obszaru ładunku przestrzennego;
- czas ładowania pojemności złącza.

Z porównania obu wykresów widać, że stała czasowa detektorów barierowych z absorberem typu n ograniczana jest głównie czasem dyfuzji mniejszościowych dziur do obszaru ładunku przestrzennego. Ponieważ analizy numeryczne nie uwzględniają wpływu rezystancji szeregowej, stała czasowa detektora z absorberem typu p, ze względu na to, że nośnikami mniejszościowymi są elektrony, może być o rząd wielkości mniejsza, niż w przypadku przyrządów z absorberem typu n. Mierzone stałe czasowe detektorów z absorberem typu p ograniczone są głównie stałą RC związaną z rezystancją szeregową. Przy zmierzonej rezystancji szeregowej detektora R_s = 8,5 Ω i pojemności C = 120 pF (dla 0 V), stała czasowa R_sC wynosi około 1 ns.







Rys. 3.6.1. Zmierzona (a) i obliczona (b) stała czasowa detektorów barierowych w temperaturze 230 K.

Zbadano również zależność stałej czasowej odpowiedzi w funkcji napięcia zasilania przyrządu pracującego w temperaturze 210K na impuls promieniowania o długości fali 10.6 µm (rys. 3.6.2a). Stała czasowa narasta w dziedzinie napięć zasilania do wartości maksymalnej. Maksymalna wartość występuje dla punktu pracy odpowiadającego zaistnieniu dławienia generacji Auger. Następnie T maleje. Napięcie wsteczne rzędu 200mV powoduje spadek T znacznie poniżej wartości dla braku zasilania wstecznego, mimo wysokiej wartości rezystancji względem Ud=0mV. Oznacza to, że Ud=-200mV jest napięciem, przy którym istotnie spada pojemność złącza w wyniku wzrostu grubości obszaru ładunku przestrzennego. Charakterystyczne jest występowanie znacznego gradientu stałej czasowej w dziedzinie napięcia zasilania. I tak w porównaniu do wartości przy braku zasilania wstecznego stała czasowa dla maksymalnego zbadanego napięcia zasilania jest ~22-krotnie wyższa. Silne wychłodzenie w połączeniu z zastosowaniem znacznego zasilania wstecznego daje efekt znacznej poprawy dynamiki pracy urządzenia pomimo silnego tunelowania, któremu sprzyja niska temperatura.







Rys. 3.6.2. Stała czasowa detektorów w funkcji napięcia polaryzacji (a) i temperatury pracy detektora (b).

Zbadano zależność stałej czasowej odpowiedzi detektora na impuls promieniowania w funkcji temperatury jego pracy. Fotodetektor był zasilony wstecznie napięciem Ud=-500mV. Zbadana zależność ma charakter liniowy. Stała czasowa narasta w dziedzinie temperatury do wartości maksymalnej. Najniższą zaś wartość szybkości odpowiedzi charakteryzuje się przyrząd poddany najsilniejszemu wychłodzeniu. Zbadana zależność jest zgodna z temperaturową zmianą ruchliwości nośników, która w rozpatrywanym zakresie temperatur zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury. Silne wychłodzenie w połączeniu z zastosowaniem znacznego zasilania wstecznego daje efekt znacznej poprawy dynamiki pracy urządzenia. Stwierdzono również, że dla impulsów o krótkim czasie trwania stała czasowa odpowiedzi nie zależy od długości fali promieniowania.

Dokonano numeryczna mechanizmów generacyjno-rekombinacyjnych w wysokotempera-turowych detektorach barierowych wytwarzanych z HgCdTe metodą MOCVD. Porównanie wykonano dla struktur z absorberem typu n oraz z absorberem typu p. Rysunek 3.6.3 przedstawia obliczone charakterystyki I-V analizowanych detektorów.







Rys. 3.6.3. Obliczone charakterystyki prądowo-napięciowe detektorów barierowych pracujących w temperaturze 244 K.

Z porównania widać, że w zakresie do -1 V prądy ciemne detektora nBnN porównywalne są z prądami w typowej fotodiodzie PpN. Najniższe prądy obserwowane są w fotodiodzie barierowej z absorberem typu p. W konstrukcji pBpN, podobnie jak w fotodiodzie PpN występuje dławienie generacji Augera na skutek ekskluzji i ekstrakcji nośników, przy czym w przypadku złącza p-B-p ekskluzja nośników jest silniejsza niż ma to miejsce dla złącza P-p.

Wytworzono testowe struktury detektorów nBn z heterostruktur HgCdTe wytwarzanych metodą MBE. Zmierzono charakterystyki prądowo-napięciowe tych detektorów.

Rysunek 3.6.4 przedstawia charakterystyki prądowa-napięciowe wytworzonego detektora. Niestety nie widać na nich wpływu bariery na prądy ciemne przyrządu. Może być ona zbyt cienka i elektrony tunelują przez barierę, lub jest zbyt niska z powodu procesów interdyfuzji. Założenia te mogą potwierdzić pomiary SIMS. Kolejnym etapem będzie analiza numeryczna charakterystyk I-V oraz optymalizacja struktury detektorów.



Rys. 3.6.4. Charakterystyki I-V detektora nBn wytworzanego z HgCdTe metodą MBE.

Kolejnym zagadnieniem opracowywanym w tym etapie był processing heterostruktur długofalowych (LWIR) z HgCdTe przeznaczonych do pracy w warunkach nierównowagowych.







Pomiary transmisji pozwalają na sprawdzenie składu chemicznego warstwy absorbującej a tym samym na określenie długości fali odcięcia fotodiody. Na Rys. 3.6.5. przedstawiono transmisja warstwy #3176 wykonana na Spektrofotometrze Fourierowskim Spectrum 2000. Na Rys. 3.6.6 przedstawiono przełom warstwy nr #3176 wykonany po trawieniu chemicznym w 10% roztworze bromu w glikolu etylenowym. Przełom wykonano przez środek struktury mesa. Jest to jeden ze sposobów określenia geometrycznego profilu struktury, bardzo przydatny do kontroli trawienia i charakteryzacji fotodiod.

Rezultaty te zostały potwierdzone na profilu struktury mesa z warstwy #3176 uzyskanym na profilometrze optycznym Wyko NT1100. Jest to znacznie łatwiejszy sposób określenia profilu trawienia w stosunku do profilu uzyskanego z przełomu struktury. Dodatkowo profilometr znacznie precyzyjniej oblicza głębokość trawienia. Wadą profilometru jest niedokładne odwzorowanie kształtu krawędzi zboczy mesy.

Pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych długofalowej fotodiody (LWIR) z HgCdTe przeznaczonej do pracy w warunkach nierównowagowych w temperaturze pokojowej przeprowadzono z wykorzystaniem wielofunkcyjnego źródła pomiarowego Keithley Sourcemeter 2425.



U [V]





Rys. 3.6.7. Gęstość prądu w funkcji napięcia długofalowych fotodiod z HgCdTe wykonanych ze struktury #3176, zmierzone w temperaturze pokojowej.

Na Rys. 3.6.7 przedstawiono charakterystyki prądowo-napięciowe trzech długofalowych fotodiod (LWIR) z HgCdTe. Mierzone fotodiody długofalowe wykonano ze struktury nr #3176 otrzymanej w technologii MOCVD. Powierzchnia elektryczna diod wynosi 7850 µm². Najmniejszą wartość I_{min} = 22 Acm² otrzymano dla fotodiody Nr 3176b. Wartości napięć progowych, przy których następuje skokowy spadek wartości prądu (obszar ujemnej rezystancji dynamicznej) zawarte są w zakresie od -200 mV do -350 mV. Dla każdej ze zmierzonych fotodiod zaobserwowano obszar ujemnej rezystancji dynamicznej świadczący o wystąpieniu zjawisk ekskluzji i ekstrakcji nośników i w konsekwencji dławieniu generacji Augera. Stosunek I_{max}/I_{min} (będący miarą wielkości tłumienia generacji Augera) wynosi 3. Widoczne różnice w napięciu progowym mierzonych fotodiod jak również różnice w wartościach prądu I_{min} wynikają z różnic w wartościach rezystancji szeregowych poszczególnych elementów oraz niejednorodności strukturalnych (składu, domieszkowania) warstwy otrzymanej w technologii MOCVD.

Przeprowadzono również pomiar charakterystyk widmowych długofalowych fotodiod (LWIR) z HgCdTe przeznaczonych do pracy w warunkach nierównowagowych. Charakterystyki widmowe zostały zmierzone przy użyciu spektrofotometru Perkin Elmer FT-IR typ Spectrum 2000. Charakterystyki mierzono przy zerowej polaryzacji oraz stosując różne wartości napięcia wstecznego (od 0V do -1V). Wartości napięć wstecznych dobierano na podstawie analizy charakterystyk prądowo-napięciowych, powyżej wartości progowej U_T . Rys. 3.6.8 przedstawia czułość prądową w funkcji długości fali długofalowej (LWIR) fotodiody z HgCdTe typu N⁺/G/ π /G/P⁺/G/n⁺ wykonanej w warstwy #3176 zmierzoną w temperaturze pokojowej.



Rys. 3.6.8. Czułość prądowa w funkcji długości fali badanej długofalowej (LWIR) fotodiody z HgCdTe zmierzona w temperaturze pokojowej.

Największe czułości prądowe fotodiod wykonanych z badanej struktury #3176 uzyskano dla napięcia U_T = -0.3 V, a więc dla wartości napięcia przy której występuje obszar ujemnej rezystancji dynamicznej na charakterystyce I-V. Wówczas dzięki zjawiskom ekskluzji i ekstrakcji nośników zmniejsza się ich koncentracja w obszarze absorbera, co skutkuje zdławieniem generacji Augera i w konsekwencji prowadzi do zwiększenia czułości prądowej. Dalsze zwiększanie napięcia wstecznego powyżej napięcia progowego U_T prowadzi do zmniejszenia czułości prądowej. Może to być wynikiem zwiększenia gęstości prądu na skutek tunelowania przez poziomy pułapkowe, związane z defektami w sieci krystalicznej materiału HgCdTe.





Kontynuowano temat trawienia chemicznego struktur detekcyjnych SLSII z InAs/GaSb typu nBn. W celu uzyskania profilu trawienia wykonano proces fotolitografii do wytworzenia przyrządu typu "mesa". Próby trawienia były prowadzone przy zastosowaniu roztworu o składzie: 1,66g Kwas winowy / 10ml H₃PO₄-85% / 10ml H₂O₂-30% / 30ml H₂O. Próbka została umieszczona w naczyniu z roztworem o temperaturze 20°C na czas 1 minuty. Proces trawienia nie był wspomagany mieszaniem. Następnie, proces trawienia został zatrzymany poprzez włożenie próbki do wody dejonizowanej. Po osuszeniu próbki, usunieto fotorezyst przy użyciu acetonu i ponownie przepłukano wodą. Po pomiarze przy pomocy profilometru optycznego, ponownie włożono próbkę do roztworu na kolejną minutę i ponownie zmierzono.



Rys. 3.6.9 Wyniki trawienia struktury typu nBn SLSII dla poszczególnych czasów wykonane przy użyciu profilometru optycznego

Z zdjęć przedstawionych na rys. 3.6.9 wynika, że warstwa SLSII typu nBn trawi się niejednorodnie (widoczne "linie"). Powodem tego mogą być powstałe tlenki na powierzchni struktury oraz ich naprężenia. W wyniku których zaszedł proces relaksacji naprężeń dla powstałej warstwy tlenków. Efektem tego jest szybsza penetracja roztworu trawiącego w okolicy relakcacji naprężeń, tym samym szybsze tempo trawienia.

Przeprowadzono również próby trawienia chemicznego struktur detekcyjnych SLSII z InAs/GaSb typu PiN. W celu uzyskania profilu trawienia wykonano proces fotolitografii do wytworzenia przyrządu typu "mesa". Próby trawienia były prowadzone przy zastosowaniu roztworu o składzie: 1,66g Kwas winowy / 10ml H₃PO₄-85% / 10ml H₂O₂-30% / 30ml H₂O. Próbka została umieszczona w naczyniu z roztworem o temperaturze 60°C na czas 3 minut. Proces trawienia był wspomagany intensywnym mieszaniem w celu usunięcia pęcherzyków gazowych powstających na powierzchni próbki w trakcie zachodzących reakcji chemicznych. Następnie, proces trawienia został zatrzymany poprzez włożenie próbki do wody dejonizowanej. Po osuszeniu próbki, usunieto fotorezyst przy użyciu acetonu i ponownie przepłukano wodą.



Rys. 3.6.10. Wynik trawienia struktury typu PiN SLSII wykonany przy użyciu profilometru optycznego.





Z powyższych zdjęć (rys. 3.6.10) wynika, że warstwa SLSII typu nBn trawi się niejednorodnie (barwy odpowiadaja wysokości wzglednej). Oprócz płaszczyzny odniesienia (obszar zamaskowany fotorezystem o kształcie koła – kolor czerwony) można wyszczególnić dodatkowo dwa poziomy głębokości trawienia. Pierwszy – kolor zielony, odpowiada dokładnie rozpoczynającej się warstwie buforowej o jednorodnym składzie GaSb rozpoczynającej się na głebokości 3,14 µm. Kolejny poziom – kolor niebieski, o znacznie większym rozrzucie wyników odpowiada warstwie podłoża o składzie GaSb:Te, a średnia arytmetyczna tego poziomu wynosi ok. 4.88 µm.

Na podstawie przedstawionych wyników można jednoznacznie stwierdzić, że prędkość trawienia struktury typu "mesa" w użytym roztworze, jest znaczaco mniejsza dla materiału jednorodnego GaSb niż dla warstw wykonanych z SLSII z InAs/GaSb. Zastosowanie materiału objętościowego z GaSb jako górny kontakt, w przeciwieństwie do warstwy kontaktowej z SLSII, powoduje znaczące niejednorodności w procesie trawienia chemicznego w danym roztworze.

W ramach tego zadania kontynuowano badania kaskadowych struktur detekcyjnych na bazie supersieci II-go typu z InAs/GaInSb przeznaczonych na detektory podczerwieni pracujące w podwyższonych temperaturach – do 380 K. Rys. 3.6.11 przedstawia zmierzoną stałą czasową w funkcji zasilania napięciem ujemnym kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatur pracy 230 K, 293 K i 380 K.



Rys. 3.6.11. Stała czasowa w funkcji zasilania napieciem ujemnym kaskadowej struktury detekcyjnej dla temperatur pracy 230 K, 293 K i 380 K.

Zakończono processing detektorów na bazie supersieci II-go typu z InAs/GalnSb ze struktura typu PIN, osadzonych na podłożach GaAs. Fotodiody te mają prawidłowe kształty charakterystyk spektralnych mimo małej grubości absorbera (Rys. 3.6.12a). Zwraca uwagę silna zależność czułości pradowej przy zerowym zasilaniu od temperatury pracy, ochłodzenie do temperatury 186K powoduje wzrost czułości o rzad wielkości i przesuniecie długofalowej graniczy czułości ku falom krótszym (Rys. 3.6.12b).









Rys. 3.6.12. Charakterystyki $R_i(\lambda)$ fotodiody typu PIN przy zerowym zasilaniu a) oraz zależność $\lambda_{co}(T)$ b).

Zasilanie wsteczne powoduje wzrost czułości prądowej (Rys. 3.6.13); wzrost ten jest duży dla wysokich temperatur pracy. Jest to spowodowane wzrostem stosunku równoległej rezystancji złącza do rezystancji szeregowej. Niewielka zmiana czułości w temperaturach niskich jest spowodowana faktem, iż w niskich temperaturach stosunek rezystancji równoległej do szeregowej jest wysoki nawet przy zerowym zasilaniu.



Rys. 3.6.13. Charakterystyki $R_i(\lambda)$ fotodiody typu PIN w funkcji zasilania.

Dla wyselekcjonowanych struktur wykonane zostały soczewki immersyjne bezpośrednio z materiału podłoża (soczewka monolitycznie zintegrowana ze strukturą fotoczułą), obecnie są one hermetyzowane. Spodziewamy się znacznego wzrostu czułości prądowej tych detektorów.

Przeprowadzono analizę numeryczną charakterystyk prądowo-napięciowych detektorów nBn wytwarzanych z heterostruktur HgCdTe metodą MBE.







Rys. 3.6.14. Wyniki eksperymentalne i obliczenia przy założeniu składu molowego bariery $x_B = 0.3$.

Rysunek 3.6.14 przedstawia zmierzoną w temperaturze 80 K charakterystykę prądowo-napięciową detektora nBn. Wyniki eksperymentalne porównano z obliczeniami numerycznymi. Aby uzyskać w miarę dokładne dopasowanie obliczeń do eksperymentu, skład molowy bariery założono na poziomie $x_B = 0.3$ przy zakładanej wartości $x_B = 0.6$. Może to sugerować "rozdyfundowanie" bariery w trakcie wzrostu warstwy. Przypuszczenia te powinny być potwierdzone pomiarami SIMS.

Dobór składu molowego bariery ma kluczowe znaczenia dla prawidłowej pracy przyrządów nBn wytwarzanych z HgCdTe. Bariera powinna być odpowiednio wysoka, aby skutecznie blokować przepływ elektronów z górnej warstwy kontaktowej do obszaru absorbera. Niemniej jednak, zbyt duże zwiększanie składu molowego w obszarze bariery, powoduje zwiększenie "offsetu" w paśmie walencyjnym. Prowadzi to do powstania niepożądanej bariery w paśmie walencyjnym blokującej przepływ dziur. Rysunek 3.6.15 przedstawia wpływ składu molowego bariery na charakterystyki I-V detektora nBn. Obliczenia wykonano dla różnego składu molowego bariery od $x_B = 0.35$ od $x_B = 0.9$. Widać, że ze wzrostem składu molowego bariery, rośnie bariera w a paśmie przewodnictwa ΔE_C blokująca przepływ elektronów. Jednocześnie rośnie bariera w paśmie walencyjnym ΔE_V , co powoduje zwiększenie napięcia potrzebnego do zredukowanie tej bariery, tak aby zapewnić swobodny przepływ dziur z obszaru absorbera do górnego kontaktu. Tak więc dla zakresu LWIR optymalną wartością składu molowego w barierze jest $x_B = 0.5$.







Rys. 3.6.15. Obliczone charakterystyki I-V dla różnego składu molowego bariery od $x_B = 0.35$ od $x_B = 0.9$.

Wykonano obliczenia numeryczne w celu optymalizacji struktury detektorów nBn wytwarzanych z heterostruktur HgCdTe metoda MBE. Detektory optymalizowane były na zakres dalekiej podczerwieni.

W pierwszej cześci zmieniano domieszkowanie absorbera w zakresie od $N_D = 1 \times 10^{14}$ do $N_D =$ 1×10¹⁶ cm⁻³. Na rysunku 3.6.16a przedstawiono charakterystyki pradowo-napieciowe detektora nBn z HgCdTe dla rożnego poziomu domieszkowania absorbera. Widać, że ze wzrostem koncentracji domieszek maleje prad ciemny detektora. Spowodowane jest to tym, że detektor nBn jest przyrządem unipolarnym, w którym występuje jedynie transport nośników mniejszościowych (dziur). Wraz ze wzrostem koncentracji domieszek donorowych maleje koncentracja dziur, a co za tym idzie maleje wartość prądu.

Dobór składu molowego bariery ma kluczowe znaczenia dla prawidłowej pracy przyrządów nBn wytwarzanych z HgCdTe. Bariera powinna być odpowiednio wysoka, aby skutecznie blokować przepływ elektronów z górnej warstwy kontaktowej do obszaru absorbera. Szerokość bariery również wpływa na parametry detektorów nBn. Rysunek 3.6.16b przedstawia charakterystyki prądowo-napięciowe detektora nBn z HgCdTe dla rożnej wartości szerokości bariery. Bariera powinna być odpowiednio szeroka, aby zapobiegać kwantowemu tunelowaniu nośników. Dla detektorów wytwarzanych z HgCdTe szerokość bariery równa 50 nm jest wartością wystarczającą. Uzyskanie tak cienkiej bariery z ostrymi gradientami składu molowego i domieszkowania może stanowić problem technologiczny. Potwierdzeniem są wyniki eksperymentalne i teoretyczne sugerujące "rozdyfundowanie" sie bariery. Zwiekszenie szerokości bariery może rozwiazać ten problem, niemniej jednak, powoduje wzrost tak zwanego "turn-on voltage", napięcia wymaganego do zasilania detektora.









Rys. 3.6.16. Obliczone charakterystyki I-V dla różnego domieszkowania absorbera (a) i dla różnej grubości bariery (b).

Wykonano processing oraz serię pomiarów próbnych nierównowagowych struktur detekcyjnych z HgCdTe. Efakty nierównowagowe objawiają się nieciągłością charakterystyki prądowonapięciowej. Nieciągłość ta zmienia swoje położenie w funkcji napięcia w zależności od kierunku pomiaru charakterystyki, tworząc "pętlę histerezy" (rys. 3.6.17). Może być to związane z gromadzeniem ładunku wewnątrz struktury w trakcie pomiaru. Wprowadzono modyfikację pomiaru w postaci zasilania impulsowego. W trakcie oczekiwania na ustawienie kolejnego punktu napięciowego, wartość napięcia była równa 0[V]. Powodowało to usunięcie nagromadzonego ładunku w wyniku oddziaływania rezystancji wewnętrznej urządzenia pomiarowego, czego skutkiem było pozbycie się pętli histerezy, oraz pojawienie się nieciągłości dla tego samego napięcia niezależnie od kierunku pomiaru dla stałej temperatury.



Rys. 3.6.17. Charakterystyki prądowo-napięciowe w funkcji temperatury dla struktury nierównowagowej z HgCdTe

Nieciągłość przesuwa się w stronę bardziej ujemnych napięć wraz ze wzrostem temperatury, Może to sugerować powiązanie tej zależności z rezystancją szeregową przyrządu, która posiada podobną tendencję w funkcji temperatury

Przeprowadzono również pomiary koncentracji wybranych pierwiastków w strukturach długofalowych fotodiod (LWIR) z HgCdTe metodą spektroskopii masowej jonów wtórnych (SIMS).







Rys. 3.6.18. Profile struktury typu #3176 otrzymane pomiarem SIMS jonami cezu: dodatnimi (a) i ujemnymi (b).

Badana strukture #3176 poddano pomiarom spektroskopii masowej jonów wtórnych (SIMS). Zbadano koncentrację następujących pierwiastków: Hg, Cd, Te, As oraz I (jod). Pomiar przeprowadzono przy użyciu jonów dodatnich cezu (Rys. 3.6.18.a) i jonów ujemnych cezu (Rys. 3.6.18.b). Otrzymane koncentracje pierwiastków Hg, Cd, Te pozwoliły na określenie składu chemicznego x związku Hg_{1-x}Cd_xTe za pomocą wcześniej przeprowadzonych pomiarów kalibracyjnych i opracowanych szablonów. Zielona linia na Rys. 3.6.18a i Rys. 3.6.18b reprezentuje otrzymany profil składu chemicznego x wykreślony odpowiednio przy użyciu jonów dodatnich i jonów ujemnych cezu. Można zaobserwować rzeczywisty profil z obszarami gradientowymi uwarunkowanymi procesami interdyfuzji w temperaturze wzrostu heterostruktury (350°C), który pozwala na porównanie projektowanego profilu z profilem otrzymanym. W konsekwencji pozwala to na wprowadzanie poprawek i weryfikacje kolejnego projektu heterostruktury przeznaczonej do następnego procesu osadzania HgCdTe. Dla przykładu można porównać grubość absorbera, która w projekcie struktury zakładano 4,89 µm, a w rzeczywistości wskutek rozdyfundowania jest około (15÷20)% mniejsza i wynosi około 4 µm. Równie istotne są informacje dotyczące poziomów domieszkowania donorowego (jodem) oraz akceptorowego (arsenem) w poszczególnych warstwach składowych heterostruktury, w tym także w warstwach przejściowych z gradientem składu.

Przeprowadzono pomiar szybkości odpowiedzi długofalowych fotodiod (LWIR) z HgCdTe w temperaturze pokojowej i 230K.







Rys. 3.6.19. Stała czasowa detektora z warstwy #3176 w funkcji napięcia wstecznego w 300K i 230 K.

Na Rys. 3.6.19 przedstawiono szybkość odpowiedzi badanego detektora długofalowego (LWIR) w funkcji polaryzującego napięcia wstecznego zmierzoną w temperaturze pokojowej. Do pomiarów szybkości odpowiedzi wykorzystano Laser PL2210A wraz z Optycznym Generatorem Parametrycznym PG711/ DFG firmy Ekspla z szerokością impulsu poniżej 25 ps oraz Oscyloskop DSO 90804A 8 GHz firmy Agilent. W zakresie napieć od 0 mV do -200 mV stała czasowa rośnie osiągając maksymalną wartość 18 ns a następnie ekspotencjalnie maleje do wartości około 1 ns. Opisany charakter zmian można powiązać z charakterystyką prądowo-napieciową. Powyżej -200 mV rozpoczyna się obszar ujemnej rezystancji dynamicznej, a więc na skutek zjawisk ekskluzji i ekstrakcji nośników zmniejsza się ich koncentracja w obszarze absorbera. Dlatego czas odpowiedzi zmniejsza się, osiągając minimum. Otrzymane wartości czasu odpowiedzi dla wiekszości otrzymanych struktur sa mniejsze od 2 ns a wiec spełniaja wymagania zakładane na początku badań. Porównano szybkości odpowiedzi badanego detektora długofalowego (LWIR) w funkcji polaryzującego napięcia wstecznego zmierzone w temperaturze pokojowej i w 230K. Kształt przedstawionych krzywych jest podobny, z tą różnicą, że dla 230K wzrost τ_d jest bardziej gwałtowny i szybciej osiąga wartość szczytową. Z wcześniej analizowanych charakterystyk prądowo-napięciowych wynika, że dla 230K wartość progowa napięcia U_T, przy którym rozpoczyna się obszar ujemnej rezystancji dynamicznej jest mniejsza dla 230K. Dlatego dla 230K szybciej pojawiają się zjawiska ekskluzji i ekstrakcji nośników. Dla napięć powyżej -500 mV stała czasowa osiąga minimum około 1 ns i wartości dla 300K i 230K są porównywalne w granicach błędu pomiarowego.

Zbadano wpływ długości impulsu promieniowania na stałą czasową odpowiedzi przyrządów fotowoltaicznych przy użyciu dwóch źródeł promieniowania: OPO, o krótkich impulsach oraz QCL, charakteryzującego się długim czasem trwania generowanych impulsów promieniowania. Zbadane fotodetektory, zintegrowane z dedykowanym układem kondycjonowania sygnału, optymalizowane na długość fali równą 10.6 µm, zasilone były silnym wstecznym napięciem, a także pracowały w czterostopniowym chłodzeniu termoelektrycznym. We wszystkich przebadanych strukturach detekcyjnych obserwowana jest niezmienność wielkości szybkości odpowiedzi przy zmianie długości trwania impulsu promieniowania wymuszającego (obserwowane różnice wielkości mieszą się w granicy błędu pomiarowego). Zatem stała czasowa odpowiedzi nie zależy od długości trwania impulsu promieniowania wymuszającego.

W ramach tego zadania prowadzono również badania nad processingiem detektorów na bazie supersieci II-go typu z InAs/GaInSb. Kontynuowano badania detektorów ze strukturą typu PIN, osadzonych na podłożach GaAs. Dla wybranych struktur wykonane zostały soczewki immersyjne bezpośrednio z materiału podłoża (soczewka monolitycznie zintegrowana ze strukturą fotoczułą), następnie zostały one hermetyzowane. Charakterystyki J-V (Rys. 3.6.20a) i R_d-V (Rys. 3.6.20b) wykonanych detektorów są typowe dla przyrządów, w których prąd ciemny jest określony przez termiczną generację nośników w obszarze absorbera i narastający wykładniczo ze wzrostem napięcia wstecznego prąd tunelowy. Gęstość prądu ciemnego znacznie zmniejsza się przy





chłodzeniu detektora malejąc o ponad rząd wielkości w temperaturze 186 K. Rezystancja dynamiczna rośnie przy obniżaniu temperatury dla dowolnego napięcia zasilania, jednak wzrost ten jest szczególnie duży dla małych napięć (Rys. 3.6.20a). Napięcie, przy którym rezystancja różniczkowa ma wartość maksymalną jest duże (~0.7 V) w temperaturze pokojowej i maleje niemal do zera dla niskich temperatur pracy. Wskazuje to na wzrost udziału prądu tunelowego w stosunku do prądu termicznej generacji nośników ładunku w obszarze absorbera przy chłodzeniu detektora. Rys. 3.6.21a ilustruje spadek rezystancji w zerowym zasilaniu wraz ze wzrostem temperatury. Najlepsze parametry fotodiod osiągnięto w najniższej temperaturze 186 K (Rys. 3.6.21b).

Wykonane pomiary czułości prądowej, prądu ciemnego i rezystancji dynamicznej przekładają się na spektralne charakterystyki wykrywalności znormalizowanej i ich zależności od temperatury i napięcia zasilania (Rys. 21b). Zwraca uwagę fakt, iż zwiększanie napięcia powyżej wartości, przy której rezystancja dynamiczna osiąga maksimum, powoduje zmniejszanie wykrywalności. Jest to skutkiem wzrostu natężenia prądu tunelowego.



Rys. 3.6.20. Charakterystyki J-V a) i charakterystyki R_d-V b) detektora ze strukturą typu PIN.



Rys. 3.6.21. Zależność R₀A(T) a), charakterystyka D*(λ) w zerowym zasilaniu b) detektora ze strukturą typu PIN.





Wykonano serię pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych jasnych dla struktur z SLSII w zakresie temperatur chłodziarkowych (rys. 3.6.22). Struktury zostały wykonane na podłożu z GaAs pozwalając tym samym na oświetlenie absorbera od strony podłoża, oraz wykonanie soczewek immersyjnych pozwalających na zwiększenie intensywności / gęstości strumienia sygnału optycznego padającego w obszar absorbera. Chłodzenie struktur odbywało się przy urzyciu czterostopniowej chłodziarki peltiera z napięciową stabilizacją temperatury przez układ różniczkująco-całkujący.



Rys. 3.6.22. Charakterystyki prądowo-napięciowe jasne w funkcji temperatury dla struktury SLSII z wykonaną soczewką immersyjną.

Kolejnym celem badawczym w zakresie prac związanych z weryfikacją teorii i symulacji była analiza numeryczna NE Δ T detektorów MWIR nBn z HgCdTe i InAsSb i T2SLs. Obliczenia w funkcji temperatury pracy wykonano dla detektorów pracujących w zakresie MWIR i temperatury otoczenia T_B=300 K.

Wyniki symulacji J_{DARK} i NE∆T w funkcji temperatury dla wybranych technologii detektorów IR (dla zakresu MWIR) przedstawiono odpowiednio na Rys. 3.6.23 i 3.6.24.



Rys. 3.6.23. J_{DARK} w funkcji temperatury pracy detektora.



Rys. 3.6.24. NE Δ T w funkcji temperatury pracy detektora, dla temperatury otoczenia $T_B=300$ K; czas sczytywania $\tau_{int}=10$ ms; F/1.





Jednym z zadań było porównanie wyników symulacji numerycznych NE∆T w funkcji temperatury dla detektorów MWIR nBn z InAsSb/B-AlAsSb z danymi eksperymentalnymi. Wyniki analizy porównawczej przedstawiono na Rys. 3.6.25.



Rys. 3.6.25. *Zależność* NE Δ T *dla detektora Kinglet z optyką F/3.2 dla temperatury otoczenia* T_B = 350 K. *Wyniki symulacji numerycznych przedstawiono dla temperatur otoczenia tła*, T_B = 300, 350, 400 K.

Analizowano również szybkości odpowiedzi struktur detekcyjnych z T2SLs InAs/GaSb. Nasze wstępne szacowania numeryczne detektorów nBn z T2SLs InAs/GaSb/B-AlGaSb (B-bariera) na podłożach GaAs wskazują, że struktury te uzyskują szybkości odpowiedzi rzędu τ_s = 340 ps i wykrywalności, $D^* = 4 \times 10^9$ cmHz^{1/2}/W dla napięć zasilania V = 500 mV, $\lambda_{Peak} = 4.4$ µm i T = 200 K. Dodatkowo struktury barierowe typu nBn mogą pracować z większymi częstotliwościami w porównaniu do fotodiod typu PIN z identycznym obszarem aktywnym np. 333 × 10 ML InAs/10 ML GaSb SLs.

Symulacje numeryczne struktur detekcyjnych przeprowadzono przy użyciu oprogramowania APSYS (Crosslight Inc.). Supersieć była traktowana jako sztuczny materiał, którego parametry takie jak np. masy efektywne C1 i HH1 zostały wyznaczone przy użyciu metody kp (8×8) w oparciu o model Szmulowicza dla struktur z tzw. non-common atom (NCA) [Phys. Rev. B 69, 155321 (2004)]. Analiza szybkości odpowiedzi detektorów została przeprowadzona w oparciu o model przedstawiony przez Li [IEEE Trans. Electron Devices 38, 1285–1288 (1991)].

Strukturę pasmową modelowanego detektora nBn przedstawiono odpowiednio na Rys. 3.6.26 a,b.







Ustalono, że charakterystyki *I-V* są uzależnione od tunelowania przez pułapki na heterozłączu bariera-absorber. Charakterystyczne czasy przyjęto na poziomie: $\tau_{no,po(TAT)} = 4 \times 10^{-10}$ s. Bez uwzględniania TAT charakterystyka nasyca sie dla *V* > 100 mV.



Obliczone szybkości odpowiedzi detektora nBn z T2SLs porównano z danymi eksperymentalnymi,

gdzie uzyskano zgodność dla V > 0.3 V.







Rys. 3.6.28. Szybkość odpowiedzi detektorów nBn i PIN z T2SLs InAs/GaSb.

W ramach prac doświadczalnych prowadzono badania nad technologią detektorów na bazie supersieci II-go typu z InAs/GalnSb. Kontynuowano badania detektorów ze strukturą typu PIN i typu nBnn⁺ osadzonych na podłożach GaAs. Na rys. 3.6.29 przedstawiono przykład wyników pomiarów stałej czasowej immersyjnego supersieciowego detektora ze strukturą typu PIN w funkcji napięcia zasilania (pomiar wykonano dla $\lambda = 5 \ \mu m$) dla różnych temperatur pracy. Na rys. 3.6.30 przedstawiono przykład wyników pomiarów stałej czasowej immersyjnego supersieciowego detektora ze strukturą typu nBnn⁺ w funkcji napięcia zasilania (pomiar wykonano dla $\lambda = 5 \ \mu m$) dla różnych temperatur pracy. Na rys. 3.6.30 przedstawiono przykład wyników pomiarów stałej czasowej immersyjnego supersieciowego detektora ze strukturą typu nBnn⁺ w funkcji napięcia zasilania (pomiar wykonano dla $\lambda = 5 \ \mu m$) dla różnych temperatur pracy. Są to detektory, każdy z wykonaną bezpośrednio z materiału podłoża soczewką immersyjną (soczewka monolitycznie zintegrowana ze strukturą fotoczułą), następnie zamontowany na czterostopniowej chłodziarce termoelektrycznej i zahermetyzowany.



Rys. 3.6.29. Zależność stałej czasowej od napięcia zasilania immersyjnego supersieciowego detektora ze strukturą typu PIN (pomiar wykonano dla λ = 5 µm), dla różnych temperatur pracy.





Rys. 3.6.30. Zależność stałej czasowej od napięcia zasilania immersyjnego supersieciowego detektora ze strukturą typu nBnn+ (pomiar wykonano dla λ = 5 µm), dla różnych temperatur pracy.

Na rys. 3.6.31 przedstawiono przykład charakterystyk $D^*(\lambda)$ detektora ze strukturą typu PIN dla różnych temperatur pracy. Jest to detektor z soczewką immersyjną wykonaną bezpośrednio z materiału podłoża (soczewka monolitycznie zintegrowana ze strukturą fotoczułą), zamontowany na czterostopniowej chłodziarce termoelektrycznej i następnie zahermetyzowany.



Rys. 3.6.31. Charakterystyki $D^*(\lambda)$ immersyjnego supersieciowego detektora ze strukturą typu PIN.

Kontynuowano próby modyfikacji odczynnika do trawienia próbek nBn supersieci II typu poprzez zastąpienie kwasu winowego kwasem cytrynowym. Rezultat został przedstawiony na poniższym zestawieniu (rys. 3.6.32) profilu trawienia przy użyciu odczynnika o składzie $C_4H_6O_6$: H_3PO_4 : H_2O_2 : H_2O w proporcji molowej 1 : 1 : 2 : 16 oraz o składzie $C_6H_8O_7$: H_3PO_4 : H_2O_2 : H_2O w tej samej proporcji. Trawienia były wykonane w tych samych warunkach.







Rys. 3.6.32. Zestawienie profilów trawienia próbki nBn SLSII przy zastosowaniu odczynnika na bazie kwasu winowego oraz kwasu cytrynowego.

Z powyższego zestawienia (rys. 3.6.32) wynika, że kwas cytrynowy ma niższą szybkość trawienia niż winowy oraz podtrawienia są mniejsze przy płytkim trawieniu, jednak przy trawieniu głębokim przy zastosowaniu kwasu winowego otrzymujemy mniejsze podtrawienia. Podsumowując kwas cytrynowy jako odczynnik trawiący wykazuje dość dobre rokowania, ale jedynie jako odczynnik do trawienia płytkiego, ponieważ czas trawienia jest dłuższy, co pozwala na precyzyjną kontrolę głębokości trawienia oraz podtrawienia są nieznaczne. Nierówności w postaci uskoków widoczne na profilu trawienia należy pominąć, ponieważ są wynikiem ujść dyslokacji widocznych na rys. 3.6.33.



Rys. 3.6.33. Obraz zbocza próbki nBn SLSII z defektami po trawieniu w odczynniku na bazie kwasu cytrynowego.

Badano jakie właściwości wnosi poszczególny substrat roztworu do trawienia supersieci II rodzaju na zachowanie całego roztworu, aby dobierając w odpowiedniej proporcji odczynniki uzyskać skład roztworu pozwalający na precyzyjne trawienie barierowe. Woda jest składnikiem, który pozwala manipulować szybkością trawienia, jednak jest również rozpuszczalnikiem dla kwasu cytrynowego i w zbyt dużej ilości powoduje zbyt dużą chropowatość powierzchni próbki. Celem badań było sprawdzenie, jaki wkład do roztworu dają inne jego składniki.







Rys. 3.6.34. Wykres porównawczy głębokości trawienia przy zmianie odczynników proporcjach roztworu $H_3PO_4:C_6H_8O_7:H_2O_2:H_2O_2$

Woda utleniona jest składnikiem, bez którego trawienie nie zachodzi. Obecność kwasu ortofosforowego zwiększa szybkość trawienia, jednak sam wprowadza dużą chropowatość i podtrawienia. Obecność kwasu cytrynowego powoduje, że chropowatość oraz podtrawienia są mniejsze, przez co można stwierdzić, że ma właściwości polerujące. Do uzyskania wolniejszego trawienia należy zmniejszyć ilość kwasu ortofosforowego oraz zwiększyć ilość wody destylowanej.

Na podstawie symulacji numerycznych, a także analizy pomiarów poprzednio wykonanych i zmierzonych struktur (między innymi #3176) zaproponowano zmodyfikowaną strukturę #3192. Modyfikacja polegała na zmniejszeniu domieszkowania akceptorowego w warstwach przejściowych P2 i P3, a także zwiększeniu składu molowego x w warstwie P3. Na podstawie analizy wyników SIMS stwierdzono, że stopień dyfuzji arsenu z warstwy kontaktowej p+ do warstw przejściowych P2 i P3 jest na tyle duży, że należy zmniejszyć domieszkowanie intencjonalne w tych warstwach dla zachowania odpowiedniego profilu domieszkowania. Podobnie zwiększono skład molowy z x=0.27 na x=0.33 uwzględniając mniejszy niż zakładano w poprzednich projektach stopień dyfuzji kadmu z warstwy p+ do absorbera.

Przeprowadzono charakteryzację zmodyfikowanej struktury #3192 typu N+/G/ π /G/P+/G/n+ przeznaczonej do konstrukcji fotodiod długofalowych (LWIR) z HgCdTe.



Rys. 3.6.35. Morfologia powierzchni struktury #3192 (a) i jej przełom (b).





Na rys. 3.6.35a przedstawiono morfologię powierzchni badanej struktury z wykorzystaniem mikroskopu z kontrastem Nomarskiego. Ze zdjęcia wynika, że powierzchnia nie jest gładka – występują nierówności odzwierciedlające nienajlepszą jakość krystaliczną otrzymywanych heterostruktur. Wynika stąd wniosek, że istnieje potencjalna możliwość dalszej poprawy parametrów konstruowanych detektorów poprzez prace nad poprawą jakości krystalicznej otrzymywanych warstw HgCdTe w systemie MOCVD. Przełom struktury widoczny na Rys 3.6.35b pozwala na kontrolę grubości osadzonej struktury. Całkowita grubość otrzymanej heterostruktury wynosi około 20 µm i otrzymany wynik jest zgodny z wartością planowaną. Słabą jakość powierzchni potwierdzają pomiary wykonane profilometrem optycznym (rys. 3.6.36). Otrzymany współczynniki Rq wynosi 173nm jest lepszy od wartości Rq=223 nm dla warstwy opisywanej wcześniej (#3176), jednak są to wartości nadal zbyt wysokie.





Rys. 3.6.36 Morfologia powierzchni struktury #3192 Rys. 3.6.37. Transmisja warstwy #3192 wykonana na uzyskana z wykorzystaniem profilometru optycznego. Spektrofotometrze Fourierowskim Spectrum 2000.

Pomiary transmisji pozwalają na sprawdzenie składu chemicznego warstwy absorbującej a tym samym na określenie długości fali odcięcia fotodiody. Na rys. 3.6.37 przedstawiono transmisję warstwy #3192 wykonaną na Spektrofotometrze Fourierowskim Spectrum 2000.

Dokonano również analizy wpływu głębokości trawienia struktury typu "mesa" na prądy ciemne detektorów nBn wytworzonych z HgCdTe metodą MBE. Struktury trawiono w roztworze Br:glikol etylenowy w proporcjach 2:100. Rysunek 3.6.38 przedstawia charakterystyki prądowa-napięciowe struktur nBn trawionych na dwie różne głębokości. Jak widać, większa głębokość trawienia daje mniejsze gęstości prądu ciemnego. Wyjaśnieniem tego mogą być następujące mechanizmy przedstawione na rys. 3.6.39:

- 1. Silniejsze dławienie generacji Augera;
- 2. Większa rezystancja: zarówno powierzchniowa (niekorzystna) oraz, co najważniejsze, objętościowa;
- 3. Większa odległość między kontaktami, w pobliżu których znajdują się obszary o zwiększonej generacji.







Rys. 3.6.38. Charakterystyki I-V detektora nBn wytworzonego z HgCdTe metodą MBE i optymalizowanego na zakres średniej podczerwieni (x_{Abs} = 0,25), zmierzone dla dwóch głębokości struktur typu "mesa".



Rys. 3.6.39. Graficzna ilustracja wpływu głębokości trawienia struktury typu "mesa" na mechanizmy powodujące zmniejszenie prądów ciemnych.

Ostatnim istotnym zadaniem była analiza czynników wpływających na stałą szybkości odpowiedzi fotodiod z HgCdTe.

Zbadano zależność stałej czasowej odpowiedzi w funkcji napięcia zasilania przyrządów pracujących w temperaturze 230 K na impuls promieniowania o długości fali 6 μm. Na rys. 3.6.40a zaprezentowano wyniki przyrządu o najlepszych osiągach. Stała czasowa osiąga wartość maksymalną dla braku zasilania wstecznego detektora. Wraz ze wzrostem napięcia zasilania, szybkość odpowiedzi przyrządu wzrasta. Największą szybkością odpowiedzi przedstawiona fotodioda charakteryzuje się przy najwyższym zastosowanym wstecznym zasilaniu. W tym punkcie pracy uzyskała stałą czasową τ=0.48 ns, co odpowiada pasmu f_{-3dB}=335 MHz.

Zbadano zależność stałej czasowej odpowiedzi na impuls promieniowania w funkcji temperatury jego pracy (rys. 3.6.40b). Fotodetektor optymalizowany spektralnie na 5 µm był zasilony wstecznie napięciem U=-500mV. Zbadana zależność ma charakter liniowy. Stała czasowa narasta w





dziedzinie temperatury do wartości maksymalnej. Najniższą zaś wartość szybkości odpowiedzi charakteryzuje się przyrząd poddany najsilniejszemu wychłodzeniu. Zbadana zależność jest zgodna z temperaturową zmianą ruchliwości nośników, która w rozpatrywanym zakresie temperatur zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury. Silne wychłodzenie w połączeniu z zastosowaniem znacznego zasilania wstecznego daje efekt znacznej poprawy dynamiki pracy urządzenia.



Rys. 3.6.40. Zależność stałej czasowej w funkcji napięcia polaryzacji (a) i temperatury pracy detektora (b).

Dokonano również analizy charakterystyk prądowo-napięciowych barierowych detektorów p⁺B_pnN⁺ oraz p⁺B_ppN⁺ wytworzonych z HgCdTe metodą MOCVD i optymalizowanych na 3 µm. Wyniki obliczeń porównano z charakterystykami eksperymentalnymi zmierzonymi w temperaturze 230K (Rys. 3.6.41).



Rys. 3.6.41. Obliczone charakterystyki prądowo-napięciowe detektorów barierowych pracujących w temperaturze 230 K.

Jak widać na rysunku 3.6.41, uzyskano dobre dopasowanie wyników obliczeń do eksperymentu, zarówna dla detektora z absorberem typu n (p⁺B_pnN⁺), jak i typu p (p⁺B_ppN⁺). Mechanizm SRH obliczono zarówno dla struktur bez dyslokacji, jak również dla struktur zawierających dyslokacje niedopasowania. W obu typach detektorów mechanizm SRH związany z dyslokacjami niedopasowania ma wpływ na prądy ciemne. Struktury idealne (bez dyslokacji niedopasowania)





powinny mieć prądy ciemne o jeden rząd wielkości mniejsze od mierzonych. Dla detektora z absorberem typu n jest to wartość progowa pradu ograniczona przez mechanizmy Augera. Z powodu większej długości dyfuzji elektronów niż dziur, w dobrej jakości materiał typu p, o zmniejszonej liczbie defektów strukturalnych, wpływ efektu ekskluzji i ekstrakcji nośników może być bardziej skuteczny niż w materiale typu n.

Dokonano analizy pradów szumowych barierowych detektorów p⁺B_onN⁺ wytworzonych z HgCdTe metoda MOCVD i optymalizowanych na 3 µm.



Rys. 3.6.42. Prąd szumowy w funkcji napięcia polaryzacji spowodowany przez szum śrutowy szum 1/f przy 1 Hz (a), 10 kHz (b) i 100 kHz (c).



Rys. 3.6.43. Prąd szumowy w funkcji częstotliwości spowodowany przez szum śrutowy szum 1/f przy -10 mV (a), -50 mV (b) and -0.5 V (c).

Rysunek 3.6.42 przedstawia prąd szumowy w zależności od polaryzacji zaporowej dla wybranych częstotliwościach, a Rysunek 3.6.43 przedstawia prąd szumowy w funkcji częstotliwości dla wybranych napięć polaryzacji zaporowej. Szum śrutowy powodowany przez fluktuacje mechanizmów GR jest niezależny od cz częstotliwości, natomiast maleje ze wzrostem napięcia polaryzacji zaporowej. Szum 1/f spowodowany fluktuacjami ruchliwości nośników ładunku jest dominujący w niskich częstotliwościach. Rośnie ze wzrostem napięcia polaryzacji zaporowej do około -100mV, a następnie maleje.

W ramach tego zadania prowadzono również badania nad technologia detektorów typu LWIR pracujących w temperaturze 230K. Rys. 3.6.44 przedstawia "nominalny" (czyli wg projektu do





wzrostu metodą MOCVD) profil składu i domieszkowania heterostruktury HgCdTe optymalizowanej na długość fali 5 µm oraz wyniki pomiarów SIMS tej heterostruktury.



Rys. 3.6.44. "Nominalny" profil składu i domieszkowania heterostruktury HgCdTe optymalizowanej na długość fali 5 µm oraz wyniki pomiarów SIMS tej heterostruktury.

Na Rys. 3.6.45 przedstawiono wynik pomiarów charakterystyk J-V i RdA-V struktury detekcyjnej wykonanej z tej heterostruktury. Natomiast Rys. 3.6.46 przedstawia wynik pomiarów charakterystyk widmowych czułości prądowej, dla temperatur pracy 300 K i 230 K.



Rys. 3.6.45. Charakterystyki J-V i RdA-V struktury detekcyjnej wykonanej z heterostruktury HgCdTe, dla temperatur pracy 300 K i 230 K.





Rys. 3.6.46. Charakterystyki widmowe czułości prądowej struktury detekcyjnej wykonanej z heterostruktury HgCdTe, dla temperatur pracy 300 K i 230 K.

Kolejnym zagadnieniem było doświadczalne wyznaczenie parametrów R₀A i R₀L niezależnych od powierzchni mesy dla struktur detekcyjnych PIN zbudowanych z supersieci II rodzaju. W tym celu wykonano pomiar charakterystyk prądowo-napieciowych w szerokim zakresie temperatur w naczyniu Dewara schładzając detektor do temperatury ciekłego azotu (77 K). Przykład otrzymanej charakterystyki prądowo-napięciowej dla mesy 300 µm został przedstawiony na Rys. 3.6.47 jako funkcję gęstości prądu od przyłożonego napięcia.



Rys. 3.6.47. Charakterystyki prądowonapięciowe detektora p-i-n o średnicy300 μm w szerokim zakresie temperatur (80-295K).

Rys. 3.6.48. Zależność Arrheniusa dla iloczynu rezystancji przy zerowym napięciu dla mes o średnicach od 300 -500 μm.

Optymalną temperaturę pracy przyrządu oszacowano z punktu przecięcia na wykresie Arrheniusa (Rys. 3.6.48) dla iloczynu rezystancji przy zerowym napięciu dla mes o średnicach od 300 -500 µm. Związek między parametrami R₀A oraz R₀L opisuje równanie (1):

$$\frac{1}{R_0 A} = \left[\left(\frac{1}{R_0 A} \right)_{obj} + \left(\frac{1}{R_0 L} \cdot \frac{P}{A} \right)_{pow} \right]$$
(1)







gdzie, R₀A _{obj.} ($\Omega \cdot cm^2$) jest parametrem rezystywności wskazującym udział prądu płynącego objętością przyrządu, R₀L ($\Omega \cdot cm$) wskazuje udział prądu płynącego zboczem mesy, A (cm²) jest powierzchnią mesy, natomiast P (cm) jej obwodem. W celu wyznaczenia znormalizowanych parametrów R₀A oraz R₀L należy wykreślić charakterystykę odwrotności rezystancji *R*₀ mnożonej przez powierzchnię *A* w funkcji obwodu mesy *P* do jej powierzchni *A* w wybranym przedziale temperatur (200-220K). Parametr objętościowy R₀A można wyznaczyć z punkt przecięcia z osią R₀A, natomiast parametr R₀L z kąta nachylenia linii trendu, w którą układają się punkty pomiarowe. Obliczenia wykonano dla trzech detektorów średnicy mesy 300, 400, 500 µm i ich rezultat przedstawiono w zestawieniu w Tabeli 3.6.1 oraz zobrazowano na Rys. 3.6.49.



Т [К]	R₀A [Ω·cm²]	R₀L [Ω·cm]
200	2.96·10 ⁻²	6.35·10 ⁻¹
210	3.87·10 ⁻²	3.29·10 ⁻¹
220	4.2·10 ⁻¹	1.44·10 ⁻¹

Rys. 3.6.49. R₀A detektorów p-i-n z supersieci II rodzaju w funkcji obwodu mesy do jej powierzchni, punkty pomiarowe dla każdej z mes o obwodzie 300- 500 μm, w przedziale temperatur 200-220K.



Można zauważyć, że wraz ze wzrostem temperatury upływność powierzchniowa ma coraz mniejsze znaczenie. Dla wartości rezystywności z zakresu powyżej 220K jest na tyle mała, że jej wartość mieści się w graniach błędu pomiarowego, dlatego te wartości zostały odrzucone. Natomiast wartość składowej rezystancji dla prądów płynących przez objętość "mesy" maleje wraz z obniżeniem się temperatury. Dla niskich temperatur jej wartości również mieszczą się w granicach niepewności pomiarowych.

Dokonano analizy wydajności kwantowej oraz rezystancji dynamicznej pojedynczej fotodiody homozłączowej n⁺-p-p⁺ o grubości absorbera 3 µm oraz detektora wielokrotnego składającego się z trzech komórek n⁺-p-p⁺, każda o grubości absorbera 1 µm. Tabela 3.6.2 przedstawia porównanie parametrów obliczonych parametrów dla detektorów niespolaryzowanych i spolaryzowanych w kierunku zaporowym napięciem -250 mV.

Rezystancja dynamiczna przyrządów pracujących przy zerowej polaryzacji jest niewielka. Podobnie jest z wydajnością kwantową, która jest znacznie poniżej 10%. Przyczyną jest słaba absorpcja promieniowania IR dla cienkiej warstwy absorbera.







0 V (zero-bias mode)		0 V (zero-bias mode)		-250 mV (reverse-bias mode)				
Device type	Absorber doping [cm ⁻³]	$R_0A \ [m\Omega \cdot cm^2]$	Quantum efficiency [%]	$R_0A \ [m\Omega \cdot cm^2]$	Quantum efficiency [%]			
Single cell $(d_{Abs} = 3 \ \mu m)$	1×10^{16}	0.11	4.19	13.9	54.77			
	1×10^{17}	0.09	5.52	4.1	58.84			
Triple cell $(d_{Abs} = 3 \times 1 \ \mu \text{m})$	1×10^{16}	0.13	2.56	13.2	25.41			
	1×10^{17}	0.12	2.97	3.9	28.32			

Tab. 3.6.2. Obliczone parametry długofalowych ($\lambda_c = 10.6$ - μ m) detektorów homozłączowych pracujących w temperaturze 300 K.

Zwiększenie wydajności kwantowej można uzyskać polaryzując przyrządy w kierunku zaporowym. W przypadku pojedynczej fotodiody n⁺-p-p⁺ wydajność kwantowa wzrasta do ponad 50%. Wbrew wcześniejszym oczekiwaniom, detektor wielokrotny nie daje lepszych wyników, niż fotodioda pojedyncza. Spowodowane jest to tym, że całe przyłożone z zewnątrz napięcie odkłada się głównie na jednym złączu (Rys. 3.6.50.).



Rys. 3.6.50. Struktura pasmowa detektora wielokrotnego składającego się z trzech komórek n⁺-p-p⁺, każda o grubości absorbera 1 μm. (Domieszkowanie absorbera wynosi 1 × 10¹⁶ cm⁻³)

Dokonano analizy numerycznej charakterystyk prądowo-napięciowych długofalowych struktur wielokrotnych. Porównanie obliczonych charakterystyk prądowo-napięciowych dla pojedynczych fotodiod N⁺-p-P⁺ oraz n⁺-p-p⁺ z absorberem o grubości 3-um przedstawiono na rysunku 3.6.51a. Fotodiady heterozłączowe N⁺-p-P⁺ zawierającej złącze ekstrakcyjne (N⁺-p) i ekskluzyjne (P⁺-p) wykazują mniejsze wartości prądów ciemnych ze względu na dławienie generacji Augera. Widoczny jest obszar ujemnej rezystancji dynamicznej.

Podobny kształt mają charakterystyki detektorów wielokrotnych składających się z trzech komórek N⁺-p-P⁺ oraz n⁺-p-p⁺, każda o grubości absorbera 1 µm (Rys. 3.6. 51b). Widać natomiast, że przyrządy wielokrotne mają większą rezystancję szeregową. Charakterystyki prądowo-napięciowe przesunięte są w kierunku wyższych napięć o wartość spadku napięcia na rezystancji szeregowej.









Rys. 3.6.51. Obliczone charakterystyki prądowo-napięciowych pojedynczych fotodiod N+-p-P+ i n+-p-p+ z absorberem o grubości 3-um (a) oraz struktur wielokrotnych składających się z trzech komórek N+-p-P+ i n+-p-p+, każda o grubości absorbera 1 μm (b).

Ponadto w obu przypadkach, przyrządy o wyższej koncentracji domieszek w obszarze absorbera wykazują większe prądy tunelowe. Jak pokazano na rysunku 3.6.52, w przypadku przyrządu z domieszkowaniem absorbera na poziomie 10¹⁷ cm⁻³ prawie całe przyłożone napięcie odkłada się na złączu N⁺-p tworząc warunki tunelowania międzypasmowego, podczas gdy w przyrządzie domieszkowaniem absorbera na poziomie 10¹⁶ cm⁻³, zewnętrzne napięcia odkłada się w pobliżu złącza P⁺-p i rozciąga się na cały obszar słabo domieszkowanej warstwy aktywnej.



Rys. 3.6.52. Obliczone struktury pasmowe pojedynczych fotodiod N⁺-p-P⁺ o domieszkowaniu absorbera na poziomie 10¹⁶ cm⁻³ (a) oraz na poziomie 10¹⁷ cm⁻³ prawie (b).

Przeprowadzono analizę wpływu profilu składu chemicznego na parametry fotoelektryczne fotodiod długofalowych z HgCdTe pracujących w temperaturze pokojowej.








Struktura #A6				
warstwa	x	d [µm]	N _A [cm ⁻³]	
P3	0.27	0.49	7·10 ¹⁵	
P2	0.22	0.38		

Struktura #A9				
warstwa	x	d [µm]	N _A [cm ⁻³]	
P3	0.33	0.49	7·10 ¹⁵	
P2	0.22	0.38		

Rys. 3.6.53. Schemat zmodyfikowanej struktury typu *N*+/*N*/P1/π/P2/P+/p+/n+ z dodatkową warstwą P3.



Prezentowaną wcześniej strukturę typu N⁺/N/P1/ π /P2/P⁺/p⁺/n⁺ zmodyfikowano w ten sposób, że wprowadzono dodatkową warstwę P3 między warstwę przejściową P2 a warstwę kontaktową P⁺ (Rys. 3.6.53). Wprowadzenie dodatkowej warstwy P3 miało na celu ułatwienie kształtowania obszaru przejściowego: jego profilu składu x i domieszkowania. W prezentowanym eksperymencie zastosowano dwie różne wartości składu chemicznego w projektowanych warstwach P3. W strukturze oznaczonej symbolem #A6 skład chemiczny x warstwy P3 założono x=0.27, natomiast w strukturze #A9 skład chemiczny x warstwy P3 zmieniono na x=0.33 (Rys. 3.6.54). Pozostałe parametry struktur pozostawiono bez zmian.

W wyniku wzrostu struktur w systemie MOCVD w temperaturze 350°C projektowane architektury typu N⁺/N/P1/ π /P2/P3/P⁺/p⁺/n⁺ przybierają formę oznaczaną jako N⁺/G1/ π /G2/P⁺/G3/n⁺. Wskutek procesów interdyfuzji otrzymane profile składu chemicznego x jak również domieszkowania stają się mniej strome ("rozmyte") w stosunku do zakładanych. Na rysunku 3.6.55 przedstawiono profile x składu chemicznego badanych struktur #A6 i #A9 z Hg_{1-x}Cd_xTe otrzymane z pomiarów SIMS. Analizowane warstwy P2, P3 oraz przyległe części obszarów π oraz P⁺ tworzą obszar przejściowy (interfejs) oznaczany jako G2. Zwiększenie składu chemicznego x w projektowanej warstwie P3 z x=0.27 do x=0.33 odpowiednio w strukturach #A6 i #A9 powoduje, że profil składu x warstwy G2 w strukturze #A9 jest bardziej stromy, bardziej zbliżony do teoretycznej struktury przeznaczonej do pracy w warunkach nierównowagowych. Bardziej stromy profil obszaru G2 w strukturze #A9 sprzyja bardziej zjawisku ekskluzji nośników a tym samym sprzyja dławieniu generacji termicznej Augera.









Rys. 3.6.55. Profile x składu chemicznego badanych struktur #A6 i #A9 z Hg_{1-x}Cd_xTe otrzymane z pomiarów SIMS.

Porównanie charakterystyk prądowo-napięciowych struktur #A6 i #A9 z HgCdTe przedstawiono na Rys. 3.6.56. Charakterystyki zmierzono w temperaturze pokojowej z wykorzystaniem przyrządu Keithley 2400 sourcemeter. Powierzchnia elektryczna badanych fotodiod wynosi $17.7 \cdot 10^{-9}$ m². Obszar ujemnej rezystancji dynamicznej występuje na każdej z prezentowanych charakterystyk, co świadczy o dławieniu generacji Augera związanej ze zjawiskami ekskluzji i ekstrakcji nośników. Napięcie progowe U_T , przy którym zaczyna się dławienie Augera wynosi około -175 mV dla struktury #A9 i około -250mV dla struktury #A6. Wartość napięcia progowego jest zazwyczaj zależna od rezystancji szeregowej i od temperatury. Wartość gęstości prądu minimalnego wynosi około 23 A/cm² dla struktury #A9 i około 33 A/cm² dla struktury #A6. Niższe wartości prądu J_{min} są pożądane, ponieważ oznaczają mniejsze szumy i większe wykrywalności detektorów. Zmodyfikowany profil obszaru G2 struktury #A9 przyczynił się do efektywniejszego dławienia generacji Augera I mniejszych prądów J_{min}.



Rys. 3.6.56. Prąd ciemny w funkcji napięcia fotodiod wykonanych ze struktur #A6 i #A9 z HgCdTe zmierzone w temperaturze pokojowej.









Rys. 3.6.57. Czułości prądowe w funkcji długości fali struktur #A6 i #A9 z HgCdTe zmierzone w temperaturze pokojowej przy różnych napięciach wstecznych.

Na Rys. 3.6.57 przedstawiono porównanie charakterystyk widmowych struktur #A6 i #A9 z HgCdTe zmierzone w temperaturze pokojowej. Prezentowane charakterystyki zmierzono przy różnych napięciach wstecznych z wykorzystaniem spektrometru Perkin Elmer FT-IR typ Spectrum 2000.

Wartości napięć wstecznych dobiera się na podstawie charakterystyk prądowo – napięciowych i są zazwyczaj powyżej wartości U_T . Dla obydwu zastosowanych napięć: -0.3V i -0.6V czułość prądowa dla struktury #A6 jest nieznacznie większa od czułości dla struktury #A9. Jednakże różnica jest niewielka i może mieścić się w niepewności pomiarowej oraz może być związana z niejednorodnością wykonania przyrządów.

W ramach tego zadania kontynuowano badania nad technologią detektorów typu MWIR pracujących w temperaturze 230K. Porównano parametry detektorów optymalizowanych na długość fali 5 µm wykonanych z heterostruktur HgCdTe i z supersieci II-go typu z InAs/GaInSb ze strukturą typu PIN. Rys. 3.6.58 przedstawia porównanie charakterystyk spektralnych czułości prądowych.



Rys. 3.6.58. "Nominalny" profil składu i domieszkowania heterostruktur HgCdTe ze specjalnie formowaną barierą P⁺ optymalizowanych na długość fali 5 μm oraz wyniki pomiarów SIMS tych heterostruktur.







Kontynuowano prace związane z processingiem detektorów na bazie supersieci II-go typu z InAs/GaInSb. Badano detektory ze strukturą typu PIN, osadzone na podłożach GaAs. Dla wybranych struktur wykonane zostały soczewki immersyjne bezpośrednio z materiału podłoża (soczewka monolitycznie zintegrowana ze strukturą fotoczułą), następnie zostały one zahermetyzowane. Na Rys. 3.6.59a przedstawiono przykład charakterystyk czułości prądowej w funkcji napięcia zasilania dwóch detektorów ze strukturą typu PIN dla temperatury pracy 300 K. Wykonane pomiary czułości prądowej, prądu ciemnego i rezystancji dynamicznej przekładają się na spektralne charakterystyki wykrywalności znormalizowanej i ich zależności od napięcia zasilania (Rys. 3.6.59b). Zwraca uwagę fakt, iż zwiększanie napięcia powoduje wzrost czułości a wykrywalność osiąga maksimum przy napięciu 500 mV. Jest to skutkiem silnego wpływu rezystancji szeregowej.



Rys. 3.6.59. Charakterystyki czułości prądowej (a) i wykrywalności znormalizowanej D*(λ) immersyjnych supersieciowych detektorów ze strukturą typu PIN.

Przeprowadzono analizę wpływu modyfikacji profilu składu chemicznego na szybkość odpowiedzi fotodiod długofalowych z HgCdTe na przykładzie porównania struktur #A6 i #A9.



Rys. 3.6.60. *Porównanie szybkości odpowiedzi detektorów wykonanych ze struktur* #A6 i #A9 *zmierzone w temperaturze pokojowej.*

Szybkość odpowiedzi detektorów podczerwieni jest istotnym parametrem, zwłaszcza w zastosowaniach telekomunikacyjnych. Czas odpowiedzi detektorów był mierzony z wykorzystaniem Lasera PL2210A oraz Parametrycznego Generatora Optycznego PG711/DFG firmy Ekspla wytwarzającego impulsy o czasie trwania poniżej 25ps. W skład stanowiska pomiarowego wchodzi również oscyloskop DSO 90804A 8 GHz firmy Agilent. Porównanie szybkości odpowiedzi detektorów wykonanych ze struktur #A6 i #A9 zmierzone w temperaturze







pokojowej przedstawiono na Rys. 3.6.60. Czasy odpowiedzi fotodiod wykonanych ze struktur #A6 i #A9 wynoszą odpowiednio 1.9 ns i 1.2 ns. Intencjonalna korekta nachylenia gradientu składu w warstwie przejściowej G2 spowodowała wyraźne zwiększenie szybkości odpowiedzi fotodiody. Prezentowane charakterystyki zmierzono przy napięciu wstecznym fotodiod -0.6V.

Kolejnym celem badań była charakteryzacja prądowo-napięciowa struktur pBpN zbudowanych z HgCdTe, zdefiniowanych w procesie fotolitografii oraz trawienia w roztworze Br-HBr (1:100). Głębokość trawienia została dobrana tak, aby wytworzyć kontakty do warstw: kontaktu górnego typu p oraz absorbera typu p, w celu późniejszego wyznaczenia stosunku prądu objętościowego przepływającego przez warstwę absorbera do całości prądu ciemnego. Wykonano pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych (I-U) w szerokim spektrum temperaturowym (80 – 300 K) dla "mesa" o różnej powierzchni elektrycznej (100-500 μ m). Zestawienie otrzymanych charakterystyk dla "mesy" 300 μ m przedstawiono na Rys. 3.6.61 w postaci funkcji gęstości prądu od przyłożonego napięcia.



Rys. 3.6.61. Zestawienie charakterystyk prądowo-napięciowych detektorów pBpN z HgCdTe wytworzonych w strukturze typu "mesa" o średnicy 300 µm, mierzonych w temperaturach 80-300K.

Wyniki pokazują, że gęstość prądu ciemnego maleje wraz z obniżaniem temperatury. W przypadku pozostałych 4 średnic przebiegi układają się analogicznie.



Rys. 3.6.62. Zależność gęstości prądu ciemnego od stosunku obwodu do powierzchni "mesy" dla detektorów pBpN z HgCdTe w temperaturach 80-300K przy napięciu -0,2V.







Wyznaczone parametry elektrycznych J_{obj} oraz J_{surf} przedstawiono na Rys. 3.6.62. J_{obj} wynosi od 0,3 A/cm² w temperaturze pracy 280 K do 0,62 A/cm² w 80 K przy napięciu -0,2 V. Dalsza analiza wyników pomiarów pozwoli to na określenie stosunków prądów objętościowych do powierzchniowych w odniesieniu do warstw absorbera i kontaktu typu N w rzeczywistej temperaturze pracy urządzenia. Otrzymane wyniki dla "mes" 200, 400, 500 µm poddano obróbce w celu wyznaczenia procentowego udziału prądu objętościowego w prądzie ciemnym.

Można zauważyć, że wraz ze wzrostem powierzchni "mesy" rośnie udział prądu objętościowego od 0.3-0.6% dla "mes" o średnicy 100 um do ponad 10% dla "mes" o średnicy 500 um. Wraz z obniżaniem temperatury udział prądu objętościowego maleje, dlatego w niskich temperaturach pracy konieczna jest pasywacja zbocz "mes".

Celem badań było również wytworzenie i charakteryzacja prądowo-napięciowa struktur typu nBn zbudowanych z HgCdTe. Wykonano pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych (I-U) w szerokim spektrum temperaturowym (140 – 300 K) dla "mes" o różnej powierzchni elektrycznej (100-500 µm). Struktury poddane analizie były strukturami nierównowagowymi, co można odczytać z charakterystyki rezystancji dynamicznej, która w okolicach zera dąży do nieskończoności. Otrzymaną przykładową charakterystykę dla mesy 200 µm podano na Rys. 3.6.63.



Rys. 3.6.63. Charakterystyka rezystancji dynamicznej znormalizowanej od powierzchni w funkcji przyłożonego napięcia.

Kolejnym zadaniem tego podtematu była analiza zależności temperaturowych prądów ciemnych w detektorach barierowych z HgCdTe wytwarzanych metodą MOCVD i optymalizowanych na zakres 6 µm. Porównano dwa detektory o konstrukcji: pBpN i pBnN (wielka litera oznacza obszar o poszerzonej przerwie energetycznej, B – bariera). Na rysunku 3.6.64 przedstawiono zależność Arrheniusa dla prądu ciemnego tych detektorów.









Rys. 3.6.64. Zależność Arrheniusa dla prądu ciemnego detektorów barierowych z HgCdTe optymalizowanych na zakres 6 μm.

Wyznaczona energia aktywacji o wartości około 0,2 eV odpowiada szerokości przerwy energetycznej detektora $Hg_{1-x}Cd_xTe$ o składzie molowym absorbera x = 0,28. Świadczy to o dominacji składowej dyfuzyjnej w całkowitym prądzie ciemnym przyrządów.

Literatura:

- 1. L. Esaki and R. Tsu, "Superlattice and negative conductivity in semiconductors," IBM J. Res. Develop. 14, 61–65 (1970).
- 2. D. L. Smith and C. Mailhiot, Proposal for strained type II superlattice infrared detectors, J. *Appl. Phys.* 62 (6), 2545 (1987).
- 3. J. Piotrowski, A. Rogalski, "Comment on temperature limits on infrared detectivities of InAs/In_xGa_{1-x}Sb superlattices and bulk Hg_xCd_{1-x}Te", *J. Apel. Phys.* **80**, 2542-2544 (1996).
- 4. J. Piotrowski, W. Gawron, "Ultimate performance of infrared photodetectors and figure of merit of detector material." *Infrared Physics & Technology*, **38(2)**, 63-68, (1997).
- 5. A. Rogalski and P. Martyniuk, "InAs/GaInSb superlattices as a promising material system for third generation infrared detectors," *Infrared Physics & Technol.* **48**, 39–52 (2006).
- 6. P. Bhattacharya and Z. Mi, "Quantum dot optoelectronic devices," Special Issue in Proceedings of the IEEE on Optoelectronic Devices Based on Quantum Dots, vol. 95, pp. 1723–1740, 2007.
- 7. J. C. Campbell and A. Madhukar, "Quantum Dot Infrared Detectors," IEEE Quantum Electronics, 95, pp. 1815–1820, 2007.





