

УДК 621.315.592
EDN: CDVPRNPACS: 73.40QV, 73.21AS,
85.60GZ, 73.61GA**Исследование токов поверхностной утечки n -Вн HgCdTe фоточувствительной структуры со сверхрешёточным барьером, детектирующей излучения в длинноволновом инфракрасном диапазоне спектра**© А. В. Войцеховский^{1,*}, С. М. Дзядух¹, Д. И. Горн¹, С. А. Дворецкий^{1,2},
Н. Н. Михайлов^{1,2}, Г. Ю. Сидоров², М. В. Якушев²¹ Томский государственный университет, г. Томск, 634050 Россия

* E-mail: vav43@mail.tsu.ru

² Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, г. Новосибирск, 630090 РоссияСтатья поступила в редакцию 18.07.2025; после доработки 4.08.2025; принята к публикации 20.10.2025
Шифр научной специальности: 1.3.11

Проведены исследования структур в конфигурациях n -В(SL)- n и MI - n -В(SL)- n , сформированных на основе эпитаксиальных пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из HgCdTe со сверхрешеткой в барьерной области. Состав в поглощающем слое структур рассчитан на работу в диапазоне LWIR и составлял величину 0,22. Было изготовлено и исследовано два образца с разной архитектурой сверхрешетки. Исследование темновых токов n -В(SL)- n структур показало, что для обоих типов образцов наблюдается аномальная зависимость плотности тока от температуры с минимумом плотности тока при температурах 100–120 К. Выявлено доминирование компонент тока поверхностной утечки для обеих структур. На основании исследования адмиттанса структур MI - n -В(SL)- n показано, что характеристики исследованных структур в целом имеют вид, схожий с характеристиками МДП-структур, изготовленных на основе однородного $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$.

Ключевые слова: HgCdTe; молекулярно-лучевая эпитаксия; барьерная структура; n Вн; сверхрешетка; поверхностные токи.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-15-24

Введение

Для создания инфракрасных (ИК) фотоприёмных устройств для длинноволновой области инфракрасного (ИК) спектра (LWIR, 8–14 мкм), работающих при более высоких температурах охлаждения, чем классические фотодиоды на основе HgCdTe, перспективными являются униполярные барьерные n Вн-структуры на основе HgCdTe [1]. Одной из многообещающих архитектур барьерных фоточувствительных структур являются n Вн-структуры на основе HgCdTe n -типа проводимости, выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [2]. В настоящее

время наиболее перспективной конфигурацией считается структура с барьером в виде сверхрешётки (СР) – n -В(SL)- n -структуры. Изменение параметров СР (составы и толщины слоёв) позволяет управлять положениями краёв энергетических зон в барьерном слое n Вн-структуры и свести к минимуму величину разрывов энергетических зон на гетерограницах поглощающий слой/барьер/контактный слой [3].

К настоящему моменту в мировой научной литературе имеется крайне мало работ, посвящённых изготовлению n Вн-структур на основе HgCdTe с барьером в виде СР и их экспериментальному исследованию [4–7]. Боль-

шинство работ, посвящённых nVn -структурам на основе $HgCdTe$, являются теоретическими и описывают моделирование различных конфигураций гетероструктур с целью снижения темновых токов и повышения чувствительности. В частности, нет ни одной работы, посвящённой исследованию n - $V(SL)$ - n -структур на основе $HgCdTe$, предназначенных для LWIR-диапазона.

Практической реализации n - $V(SL)$ - n -структур на основе $HgCdTe$ кроме фундаментальных (не нулевой разрыв валентной зоны [8]) препятствуют также и проблемы их изготовления. Спроектированные при помощи теоретических моделей структуры подобного типа часто при экспериментальном исследовании демонстрируют характеристики, не соответствующие предсказанным теоретически. Это в равной степени относится как к параметрам барьерного слоя в виде CP , определяемым из экспериментальных данных, так и к экспериментально измеренным значениям темнового тока. В частности, известно, что наблюдаемые в эксперименте темновые вольт-амперные характеристики ($ВАХ$) часто отличаются от теоретических по причине доминирования токов поверхностной утечки. Наличие данного механизма формирования темнового тока связано с особенностями технологии изготовления экспериментальных образцов и, главным образом, с технологией нанесения пассивирующего слоя на поверхность экспериментального образца. Также на данный момент не известно ни одного удовлетворительного примера моделирования и последующей экспериментальной верификации эффективного барьерного слоя в виде сверхрешётки для фоточувствительной nVn -структуры на основе $HgCdTe$. Одной из причин сказанного является малое число исследований в области разработки, практической реализации и экспериментального исследования n - $V(SL)$ - n $HgCdTe$ структур, которое к настоящему моменту не обеспечило достаточное количество теоретических и экспериментальных данных.

В данной работе были предложены две конфигурации фоточувствительных n - $V(SL)$ - n -структур на основе n - $HgCdTe$ со сверхрешеткой в барьерной области для LWIR-диапазона. Параметры барьерных слоёв в виде CP выбирались, исходя из проведённых теоретических оценок, так, чтобы обеспечить максимально возможную высоту барьера для основных но-

сителей заряда в зоне проводимости и минимальную величину барьера для неосновных носителей.

Данная работа посвящена анализу каналов формирования тока в двух различных LWIR nVn -структурах на основе $HgCdTe$ со сверхрешеткой в барьерной области.

Образцы и методики эксперимента

На подложках из $GaAs$ (013) были выращены два типа эпитаксиальных плёнок $HgCdTe$. Плёнки выращивались в Институте физики полупроводников СО РАН на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь-М». Для согласования эпитаксиальных слоёв структуры с подложкой, на ее поверхности сначала выращивались буферные слои $ZnTe$ толщиной $\sim 0,3$ мкм и $CdTe$ толщиной $\geq 5,5$ мкм. Затем последовательно выращивались варизонный слой $HgCdTe$ с переходом состава от 0,28 на границе с $CdTe$ до $\sim 0,22$, соответствующего составу в поглощающем слое, толщина которого составляла $\sim 5,5$ мкм.

После этого выращивалась сверхрешетка, выполнявшая роль барьерного слоя, на поверхности которой создавался контактный слой с составом $\sim 0,22$ толщиной $\sim 0,5$ мкм. Плёнки различались параметрами слоёв сверхрешетки. Для структуры № 1 сверхрешетка состояла из 15 ям шириной 12 нм и 16 барьеров шириной 8 нм. Сверхрешетка структуры № 2 состояла из 15 ям шириной 4 нм и 16 барьеров шириной 8 нм. Выращенная плёнка $HgCdTe$ преднамеренно не легировалась. После выращивания эпитаксиальной плёнки, производилось её травление через специальную маску на глубину, соответствующую положению границы раздела поглощающего и барьерного слоёв. В результате на поверхности плёнки были сформированы отдельно стоящие nVn -структуры (мезаструктуры), диаметр которых варьировался от 0,50 мм до 0,02 мм.

Для исследования токовых характеристик и адмиттанса на основе выращенных эпитаксиальных плёнок были изготовлены два варианта экспериментальных образцов: вариант с напылением индиевых электродов непосредственно на контактный слой (структура n - $V(SL)$ - n) и вариант металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с отделением электродов от контактного слоя слоем функциональ-

ного диэлектрика (структура MI-n-B(SL)-n). Оба варианта структур имели пассивацию всей не металлизированной поверхности эпитаксиальной пленки диэлектриком Al_2O_3 , наносимого методом плазменного атомно-слоевого осаждения (PE ALD).

Исследования проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса гетероструктур, в состав которой входило: пикоамперметр Keithley 6487, криогенная система термостатирования и система вакуумирования. Данная установка способна длительное время поддерживать стабильную температуру рабочего столика, на котором располагается образец, в диапазоне от 11 К до 475 К с точностью термостатирования не хуже, чем 0,2 К.

Результаты и их обсуждение

На рисунке 1а представлены зависимости плотности тока от напряжения смещения для меза структур различного диаметра при температуре 80 К, полученные для структуры № 1. Из рисунка видно, что плотность тока при фиксированном напряжении смещения увеличивается с уменьшением диаметра меза структуры. Для определения объемной и поверхностной компонент тока были построены зависимости плотностей тока от отношения периметра P меза структуры к её площади A при напряжении смещения +0,2 В. Данные зависимости представлены на рисунке 1б. Из рисунка видно, что данный тип структур обладает высокими значениями плотностей токов поверхностной утечки.

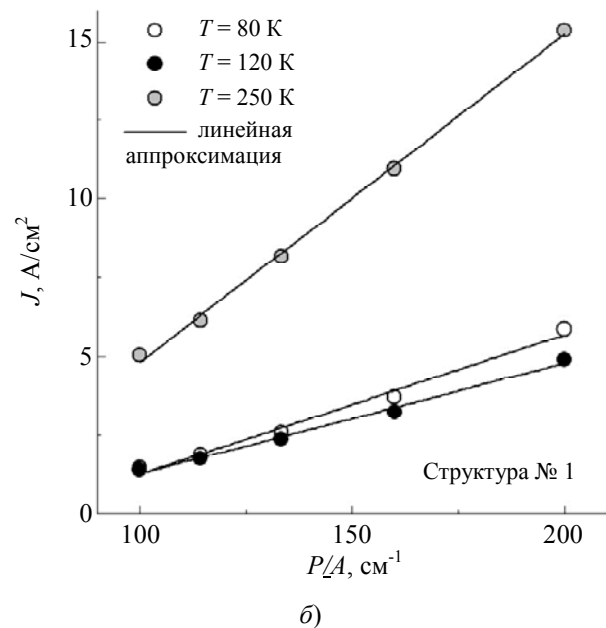
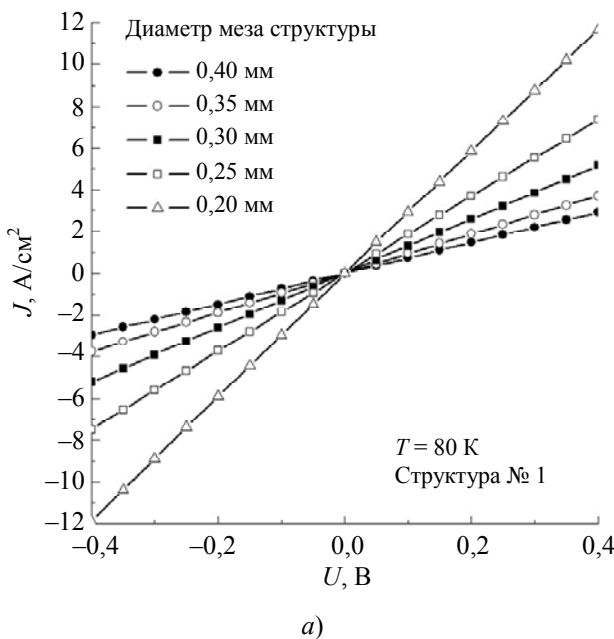


Рис. 1. Зависимости плотности тока J от напряжения смещения U для меза структур различного диаметра при температуре 80 К (а), а также зависимости плотности тока от отношения P/A при различных температурах при $U = +0,2$ В (б) для структуры № 1

На рисунке 2, а изображены зависимости плотностей тока от напряжения для структур различного диаметра при температуре 80 К полученные для структуры № 2. Видно, что для данной структуры также характерна тенденция сильного увеличения плотности тока при уменьшении диаметра меза структуры

при фиксированном напряжении смещения, что указывает на наличие значительной по величине компоненты тока поверхностной утечки. Построенные зависимости плотностей тока от отношения периметра структуры к её площади при напряжении смещения +0,2 В для структуры № 2 представлены на рисунке 2б.

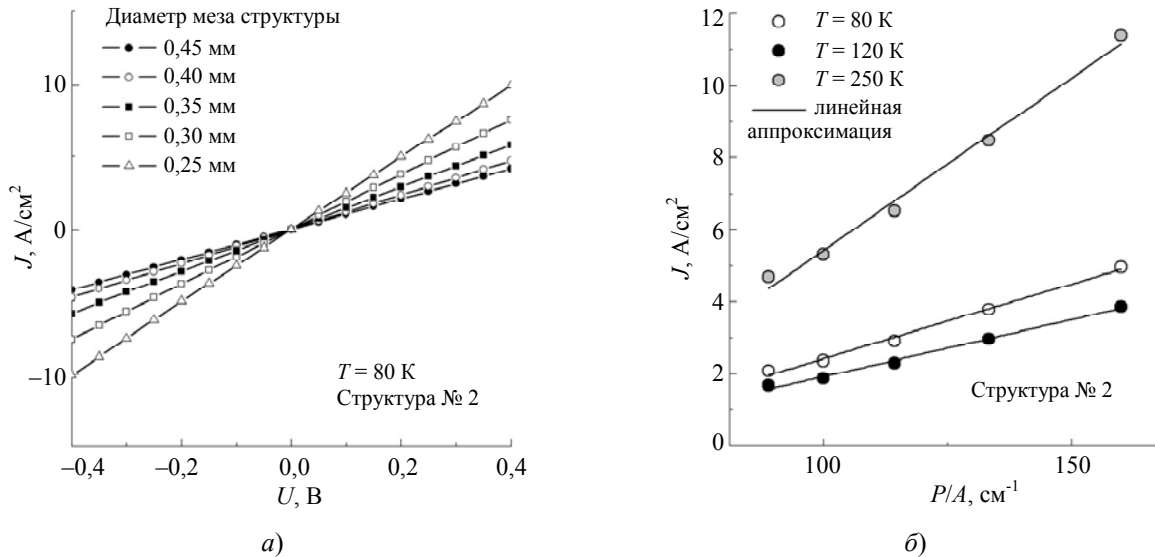


Рис. 2. Зависимости плотности тока J от напряжения смещения U для меза структур различного диаметра при температуре 80 К (а), а также зависимости плотности тока от отношения P/A при различных температурах при $U = +0,2$ В (б) для структуры № 2

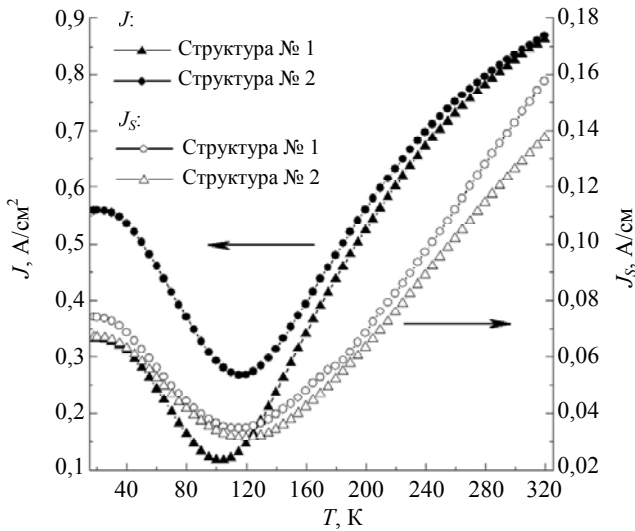


Рис. 3. Зависимости общей плотности тока J (для меза структуры с диаметром 0,4 мм) и плотности тока поверхностной утечки J_s от температуры T при напряжении $+0,2$ В для структур № 1 и № 2

На рисунке 3 представлены зависимости общей плотности тока (диаметр меза структуры 0,4 мм), а также плотности тока поверхностной утечки от температуры образца, полученные по наклонам зависимостей плотностей тока от отношения периметра P структуры к её площади A при различных температурах, для структур № 1 и № 2. Из рисунка видно, что для данного типа образцов наблюдается аномальная зависимость плотности тока от температуры. Данные зависимости обладают минимумом плотности тока при температурах 100–120 К. Причем для меза структур разного диаметра, изготовленных на

основе одной и той же эпитаксиальной пленки, положения минимумов совпадают. При этом минимумы наблюдаются при разных температурах для структур, изготовленных на основе пленок № 1 и № 2. Зависимости плотностей тока поверхностной утечки от температуры образца также имеют минимум, но в данном случае для структур № 1 и № 2 минимумы практически совпадают. Полученные значения компонент тока поверхностной утечки при одинаковых температурах близки для исследованных образцов. Максимальное различие в значениях плотностей тока во всем исследованном диапазоне температур не превышает 15%. Отсюда можно сделать вывод о хорошей стабильности технологии пассивации структур. Определение объемной компоненты тока не представляется возможным в виду доминирования компоненты тока поверхностной утечки, что делает дальнейшие исследования токов непосредственно неинформативными.

В подобной ситуации для анализа изготовленных структур хорошо подходит метод спектроскопии адмиттанса [9]. Для обработки измерения адмиттанса использовался метод эквивалентных схем. Эквивалентные схемы, а также формулы для определения продольного сопротивления приведены в статье [10]. На рисунке 4 приведены зависимости величины, обратной продольному сопротивлению объема эпитаксиальной пленки R_s , выделенной из измерений адмиттанса при помощи метода эквивалентных схем, от температуры для структур № 1 и № 2 с диаметрами меза струк-

тур 0,35 мм, полученные на частоте 1 МГц в режиме обогащения. Из рисунка видно, что температурные зависимости величины $1/R_S$ для образцов № 1 и № 2 имеют качественное сходство с температурными зависимостями компонент тока поверхностной утечки.

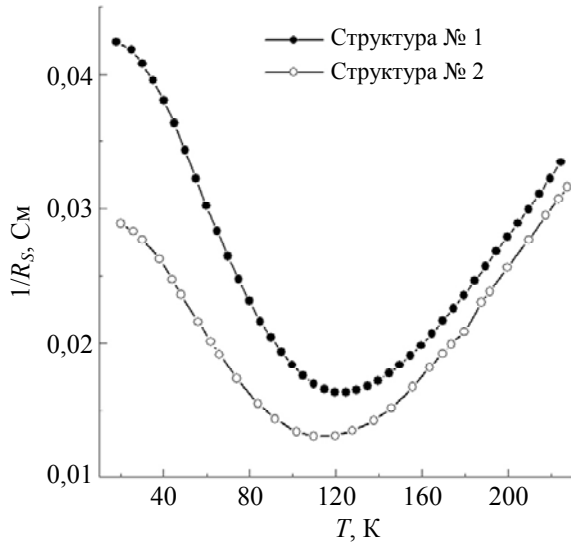


Рис. 4. Зависимость величины $1/R_S$ от температуры для структур № 1 и № 2 с диаметрами меза структур 0,35 мм на частоте 1 МГц

На рисунках 5а и 5б изображены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структур № 1 и № 2 с диаметром меза структур 0,5 мм, измеренные при температуре 15 К. Здесь C – электрическая ёмкость. Измерения производились при одинаковых скоростях и направлениях развертки напряжения смещения. Продольное сопротивление объема эпитаксиальной

пленки из результатов измерения исключено. Из рисунков следует, что напряжение плоских зон для первой структуры имеет значение, находящееся вблизи нуля напряжения смещения. Это означает, что данные структуры не обладают каким-либо значительным фиксированным зарядом в диэлектрическом покрытии. Однако напряжение плоских зон для образца № 2 имеет положительное значение и больше по модулю, чем для образца № 1.

Концентрация основных носителей заряда для образца № 1, определенная по наклону обратной величины квадрата ёмкости в режиме обеднения на частоте 1 МГц, составила величину $1,24 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Что в диапазоне температур от 15 К до 150 К дает максимальную ширину области пространственного заряда (ОПЗ) от $3,80 \times 10^{-7} \text{ м}$ до $2,18 \times 10^{-7} \text{ м}$. С учётом толщины контактного слоя, равной $5,0 \times 10^{-7} \text{ м}$, это говорит о том, что ОПЗ не достигает барьерного слоя со сверхрешеткой. Согласно эквивалентной схеме, это означает, что влияние барьерного слоя сказывается только на продольном сопротивлении объема эпитаксиальной пленки. Концентрация основных носителей заряда для образца № 2, определенная в тех же условиях, составила величину $7,65 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В диапазоне температур от 15 К до 120 К это дает максимальную ширину ОПЗ в диапазоне $4,80 \times 10^{-7} \text{ м}$ до $2,28 \times 10^{-7} \text{ м}$. Это говорит о том, что для данного образца ОПЗ также не достигает барьерного слоя со сверхрешеткой, а лишь приближается к его границе при температуре 15 К.

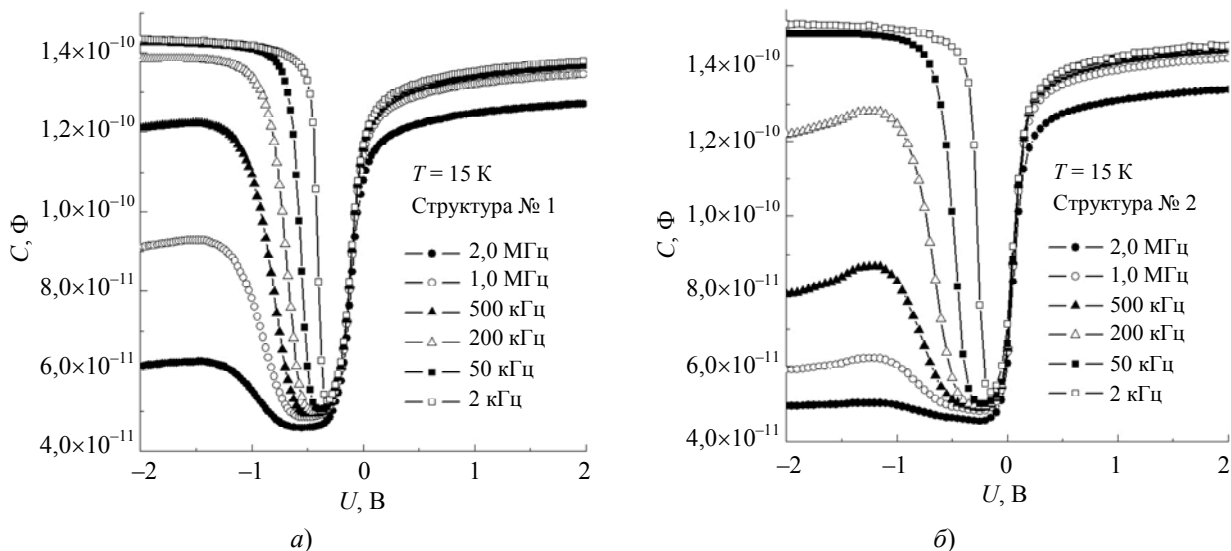


Рис. 5. ВФХ для структуры № 1 (а) и структуры № 2 (б) при температуре 15 К, измеренные при прямой развертке напряжения

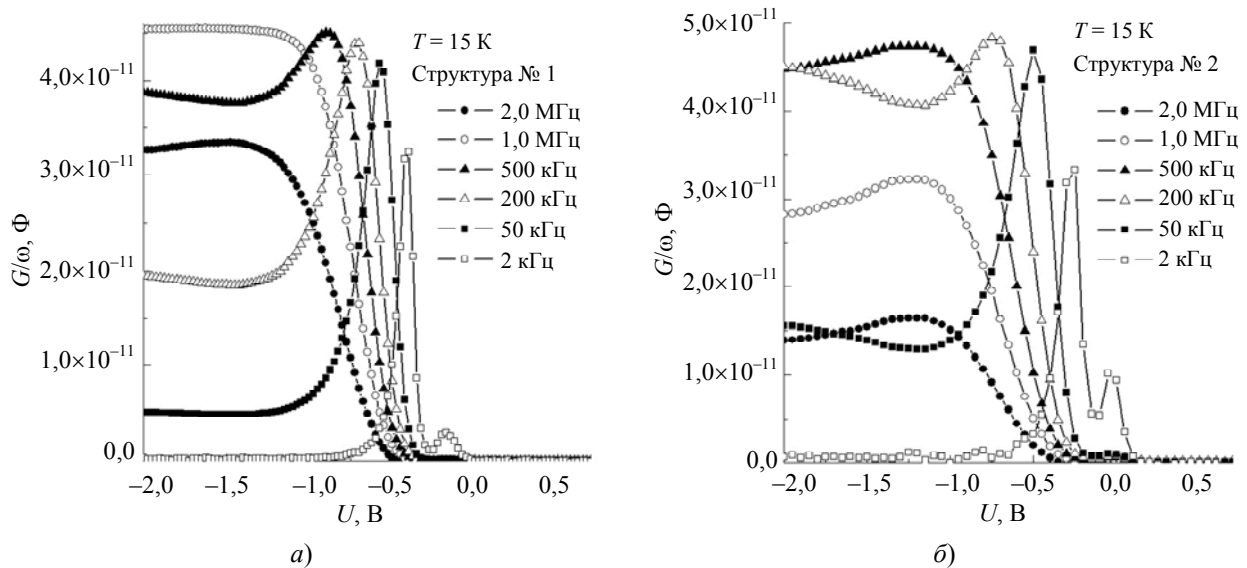


Рис. 6. Зависимости дифференциальной проводимости структуры № 1 (а) и структуры № 2 (б) от напряжения смещения при температуре 15 К, измеренная при прямой развертке напряжения

На рисунке 6 изображены зависимости дифференциальной проводимости для структур № 1 и № 2, измеренные при температуре 15 К. Продольное сопротивление объема эпитаксиальной пленки также исключено из результатов измерения на представленных рисунках. На зависимостях дифференциальной проводимости от напряжения смещения для структур № 1 и № 2 в области напряжений смещения, соответствующих режиму обеднения, имеется максимум, связанный с наличием плотности быстрых поверхностных состояний. Их наличие обусловлено отсутствием приповерхностного варизонного слоя.

Исследование ВФХ, измеренных при прямых и обратных направлениях разверток напряжения смещения, показало, что характеристики обеих структур обладают незначительным гистерезисом. Это свидетельствует о малой плотности медленных поверхностных состояний, но все же величина плотности поверхностных состояний для структуры № 2 несколько больше, чем для структуры № 1. Также общим для обеих структур является то, что при гистерезисе не наблюдается значительного изменения уровня ёмкости в минимуме ВФХ, что характерно для структур без приповерхностного варизонного слоя.

На рисунке 7 представлены зависимости R_{DA} от обратной температуры, полученная в режиме сильной инверсии (при напряжении смещения -2 В) на частоте 1 МГц для образцов № 1 и № 2. Из рисунка видно, что при

низких температурах сопротивление ОПЗ структур ограничено межзонным туннелированием, а при более высоких температурах R_{DA} – диффузией неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема. Для структуры № 2 значения R_{DA} больше, чем для структуры № 1, и в максимуме достигают величины около $12,4 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Более высокие значения R_{DA} в режиме сильной инверсии для структуры № 2 подтверждается и измерениями ВФХ, которые для структуры № 2 при тех же условиях имеют более высокочастотный вид относительно времени формирования инверсионного слоя.

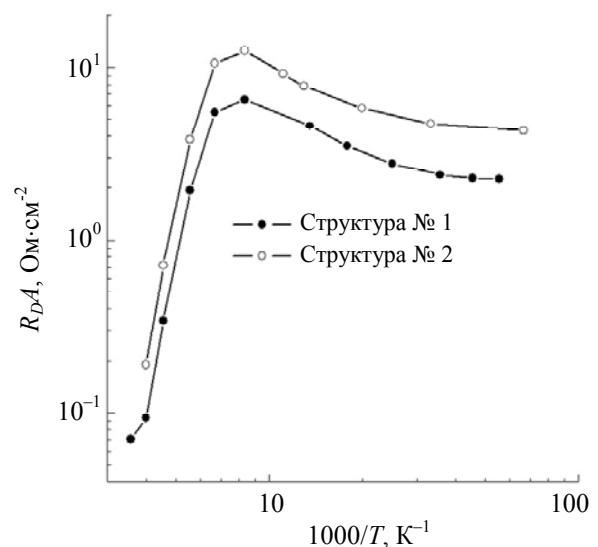


Рис. 7. Зависимости R_{DA} от обратной температуры, полученная в сильной инверсии на частоте 1 МГц для образцов № 1 и № 2

Согласно методу эквивалентных схем продольное сопротивление объема эпитаксиальной пленки несет информацию о части полупроводниковой пленки в МДП-структуре, не входящей в ОПЗ. Из наклона зависимости логарифма величины обратной сопротивлению объема от $q/(k_B \times T)$ на различных частотах переменного тестового сигнала получены значения энергии активации носителей заряда для образцов № 1 и № 2 при условии их межзонной генерации. Зависимость энергии активации, определяемой из температурной зависимости продольного сопротивления объема, от частоты переменного тестового сигнала представлена на рисунке 8. С ростом частоты определяемая энергия активации линейно возрастает в диапазоне частот от 500 кГц до 2 МГц. Интерпретация подобных результатов на данном этапе затруднена и требует дальнейших исследований. Однако стоит заметить, что на частоте 1 МГц полученное значение энергии активации для образца № 1 составляет 72 мэВ, что более чем в два раза меньше, чем значение ширины запрещенной зоны для HgCdTe с составом $x = 0,22$ в данном диапазоне температур ($E_g \approx 0,158$). Полученное в тех же условиях значение энергии активации для образца № 2 составляет величину 147 мэВ, что достаточно близко к значению ширины запрещенной зоны для HgCdTe с составом $x = 0,22$. Из представленных результатов можно сделать вывод, что в образце № 1, в отличие от образца № 2, присутствует энергетический уровень в запрещенной зоне, который определяется при высоких температурах из зависимости продольного сопротивления объема от температуры и обуславливает уменьшение дифференциального сопротивления.

Наличие на экспериментальных образцах меза структур с различными площадями поперечного сечения позволяет построить график зависимости величины, обратной продольному сопротивлению объема эпитаксиальной пленки R_S , от отношения периметра меза структуры P к её площади A . На рисунке 9 представлены данные зависимости, построенные на различных частотах для образца № 2. Из рисунка видно, что характер зависимости соответствует представлению о том, что с ростом отношения P/A происходит увеличение проводимости за счет механизмов, связан-

ных с протеканием тока по поверхности. Если провести аппроксимацию данных зависимостей прямыми, то по их наклону можно определить компоненту проводимости, связанную с поверхностной утечкой.

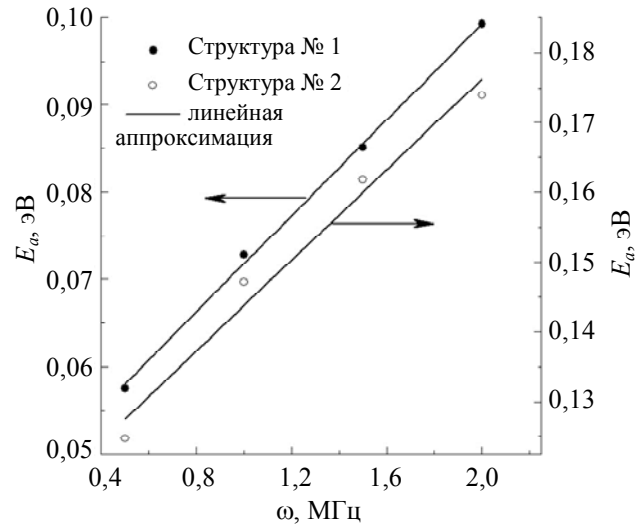


Рис. 8. Зависимость определяемой энергии активации E_a от частоты переменного тестового сигнала ω для образцов № 1 и № 2

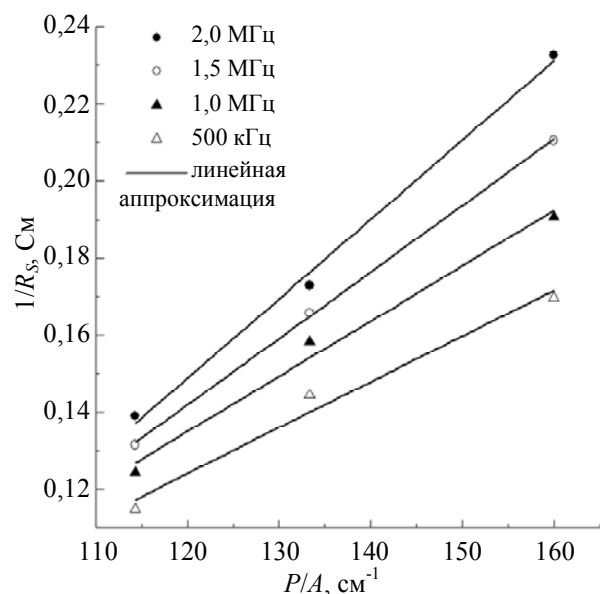


Рис. 9. Зависимость величины $1/R_S$ от отношения P/A на различных частотах переменного тестового сигнала

На рисунке 10 представлены зависимости компоненты проводимости, связанной с процессами поверхностного протекания тока, от частоты переменного тестового сигнала, построенные по наклону аппроксимированных прямыми зависимостей $1/R_S(P/A)$. Из ри-

сунка видно, что значения поверхностной проводимости для образца № 1 во всем исследованном диапазоне частот превышают значения проводимости для образца № 2. Данное обстоятельство коррелирует с данными, приведенными на рисунке 7, и связывает снижение значения R_{DA} для образца № 1, в том числе за счет большего значения тока поверхностной утечки.

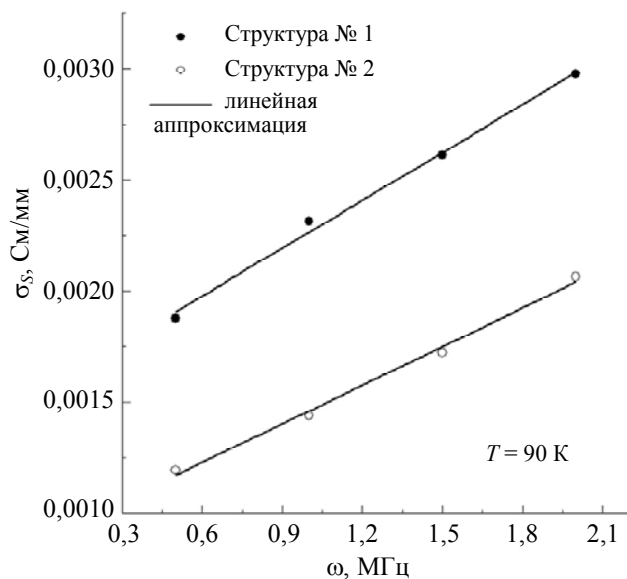


Рис. 10. Зависимость поверхностной проводимости σ_s от частоты переменного тестового сигнала ω при температуре 90 К

Заключение

В работе представлены результаты исследования структур в конфигурации n -B(SL)- n и MI- n -B(SL)- n , сформированных на основе эпитаксиальных пленок, выращенных методом МЛЭ из трехкомпонентного полупроводника HgCdTe со сверхрешеткой в барьерной области. Состав в поглощающем слое структур рассчитан на работу в диапазоне LWIR и составлял величину 0,22.

Исследование темновых токов n -B(SL)- n структур показало, что для обоих типов образцов наблюдается аномальная зависимость плотности тока от температуры с минимумом плотности тока при температурах 100–120 К. Температурные зависимости компонент тока поверхностной утечки, также как и общая плотность темнового тока, имеют минимумы. Исследование также показало, что структура № 1 обладает большей по величине компонен-

той тока поверхностной утечки во всем исследованном диапазоне температур.

На основании проведенных исследований адмиттанса можно сделать вывод, что характеристики исследованных структур в целом имеют вид, схожий с характеристиками МДП-структур, изготовленных на основе однородного $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$. Данным структурам присуща низкая плотность медленных поверхностных состояний, что хорошо иллюстрируют полученные ВФХ исследованных структур. Температурные зависимости R_{DA} указывают на наличие межзонного туннелирования при низких температурах, что также характерно для МДП-структур на основе однородного HgCdTe с составом 0,2 без варизонного слоя. Более низкие значения R_{DA} для образца № 1 относительно образца № 2, вероятно, связано в том числе с большими значениями величины тока поверхностной утечки. Занижение примерно в два раза энергии активации образца № 1, определяемой из температурной зависимости продольного сопротивления объема эпитаксиальной пленки относительно ширины запрещенной зоны, указывает на наличие в запрещенной зоне центров генерации свободных носителей заряда. Значение энергии активации образца № 2 составляет величину, достаточно близкую к значению ширины запрещенной зоны для HgCdTe с составом $x = 0,22$. Температурные зависимости плотностей тока поверхностной утечки и величины, обратной продольному сопротивлению объема эпитаксиальной пленки, имеют качественно схожий характер. Причины наличия сильной частотной зависимости энергии активации образцов на данном этапе исследования пока не поддаются интерпретации, что требует проведения дальнейших исследований.

Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда № 23-62-10021,
<https://rscf.ru/project/23-62-10021/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shi Q., Zhang S.-K., Wang J.-L., Chu J.-H. / J. Infrared Millim. Waves. 2022. Vol. 41 (1). P. 139–150.
2. Voitsekhovskii A. V., Nesselov S. N., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. Ch. 6. II-VI Semiconductor-Based Unipolar

Barrier Structures for Infrared Photodetector Arrays in Handbook of II-VI Semiconductor-Based Sensors and Radiation Detectors. – Cham: Springer, 2023. P. 135–154.

3. Kopytko M., Wrobel J., Jozwikowska K., Rogalski A., Antoszewski J., Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Faraone L., Becker C. R. / Journal of Electronic Materials. 2015. Vol. 44 (1). P. 158–166.

4. Benyahia D., Martyniuk P., Kopytko M., Antoszewski J., Gawron W., Madejczyk P., Rutkowski J., Gu R., Faraone L. / Opt Quant Electron. 2016. Vol. 48. P. 215.

5. Izhnin I. I., Kurbanov K. R., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y., Yakushev M. V. / Applied Nanoscience. 2020. № 10. P. 4571–4576.

6. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu., Yaku-

shev M. V. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68 (2). P. S132–S137.

7. Sellers R., Man P., Khalidi Z. El., Ahmad Z., Zangeneh D., Grein C., Krishnamurthy S., Hahn S.-R., Mlynarski T., Sivananthan S. / J. Appl. Phys. 2025. Vol. 137. P. 084502.

8. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Mikhailov N. N., Dvoretzky S. A., Sidorov G. Yu., Yakushev M. V. / Journal of Optical Technology. 2024. Vol. 91 (2). P. 67–76.

9. Zubkov V. I., Yakovlev I. N., Litvinov V. G., Ermachihin A. V., Kucherova O. V., Cherkasova V. N. / Semiconductors. 2014. Vol. 48. P. 917–923.

10. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M. / Russian Physics Journal. 2005. Vol. 48 (6). P. 584–591.

PACS: 73.40QV, 73.21AS, 85.60GZ, 73.61GA

Study of surface leakage currents in LWIR nBn HgCdTe photosensitive structure with superlattice barrier

A. V. Voitsekhovskii^{1,*}, S. M. Dzyadukh¹, D. I. Gorn¹, S. A. Dvoretzky^{1,2}, N. N. Mikhailov^{1,2}, G. Yu. Sidorov² and M. V. Yakushev²

¹ National Research Tomsk State University, Tomsk, 634050 Russia

* E-mail: vav43@mail.tsu.ru

² A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia

Received 18.07.2025; revised 4.08.2025; accepted 20.10.2025

The studies of n -B(SL)- n and MI- n -B(SL)- n structures formed on the basis of epitaxial films grown by the MBE method from HgCdTe with a superlattice in the barrier region are carried out. The composition in the absorbing layer of the structures is designed for operation in the LWIR range and was 0.22. Two different superlattice architectures of the sample were fabricated and studied. The study of dark currents of n -B(SL)- n structures showed that for both types of samples an anomalous dependence of the current density on temperature is observed with a minimum of the current density at temperatures of 100–120 K. The dominance of the surface leakage current components was revealed for both structures. Based on the study of the admittance of MI- n -B(SL)- n structures, it is shown that the characteristics of the studied structures as a whole have a form similar to the characteristics of MIS structures fabricated on the basis of homogeneous $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$.

Keywords: HgCdTe; molecular beam epitaxy; barrier structure; nBn ; superlattice; surface current.

REFERENCES

1. Shi Q., Zhang S.-K., Wang J.-L. and Chu J.-H., J. Infrared Millim. Waves. **41** (1), 139–150 (2022).
2. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. Ch. 6, II-VI Semiconductor-Based Unipolar Barrier Structures for Infrared Photodetector Arrays in Handbook of II-VI Semiconductor-Based Sensors and Radiation Detectors. Cham. Springer, 2023. P. 135–154.
3. Kopytko M., Wrobel J., Jozwikowska K., Rogalski A., Antoszewski J., Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Faraone L. and Becker C. R., Journal of Electronic Materials **44** (1), 158–166 (2015).

4. Benyahia D., Martyniuk P., Kopytko M., Antoszewski J., Gawron W., Madejczyk P., Rutkowski J., Gu R. and Faraone L., *Opt Quant Electron.* **48**, 215 (2016).
5. Izhnin I. I., Kurbanov K. R., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. and Yakushev M. V., *Applied Nanoscience.* № 10, 4571–4576 (2020).
6. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V., *Journal of Communications Technology and Electronics* **68** (2), S132–S137 (2023).
7. Sellers R., Man P., Khalidi Z. El., Ahmad Z., Zangeneh D., Grein C., Krishnamurthy S., Hahn S.-R., Mlynarski T. and Sivananthan S., *J. Appl. Phys.* **137**, 084502 (2025).
8. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Mikhailov N. N., Dvoretzky S. A., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V., *Journal of Optical Technology* **91** (2), 67–76 (2024).
9. Zubkov V. I., Yakovlev I. N., Litvinov V. G., Ermachihin A. V., Kucherova O. V. and Cherkasova V. N., *Semiconductors* **48**, 917–923 (2014).
10. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N. and Dzyadukh S. M., *Russian Physics Journal* **48** (6), 584–591 (2005).

Об авторах

Войцеховский Александр Васильевич, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). E-mail: vav43@mail.tsu.ru SPIN-код: 2257-4512, AuthorID: 4641

Дзядух Станислав Михайлович, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). E-mail: bonespirit@mail2000.ru SPIN-код: 5292-6000, AuthorID: 571424

Горн Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). E-mail: gorn.di@gmail.com SPIN-код: 4514-3163, AuthorID: 724442

Дворецкий Сергей Алексеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: dvor@isp.nsc.ru SPIN-код: 8129-7857, AuthorID: 20787

Михайлов Николай Николаевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: mikhailov@isp.nsc.ru SPIN-код: 3449-3155, AuthorID: 107682

Сидоров Георгий Юрьевич, к.ф.-м.н., заместитель директора, Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: george@isp.nsc.ru SPIN-код: 2965-0930, AuthorID: 551326

Якушев Максим Витальевич, д.ф.-м.н., заместитель директора, Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: yakushev@isp.nsc.ru SPIN-код: 2025-2315, AuthorID: 33282