

УДК 621.315.592

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

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-5-75-83

EDN: JUKZNC



Определение электрофизических свойств МДП на основе $nB(SL)n$ -структуры из $HgCdTe$ в широком температурном диапазоне

А. В. Войцеховский, С. М. Дзядух, Д. И. Горн, С. А. Дворецкий,
Н. Н. Михайлов, Г. Ю. Сидоров, М. В. Якушев

Проведено исследование адмитансных характеристик структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), в качестве полупроводника в которой использовалась nBn -структура на основе эпитаксиальных слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенных методом МЛЭ со сверхрешёткой в барьерной области. Построены зависимости концентрации основных носителей заряда и величины произведения дифференциального сопротивления области пространственного заряда (ОПЗ) на площадь структуры от температуры. Определены параметры границы раздела $Al_2O_3/Hg_{1-x}Cd_xTe$, такие как плотность и характерное время перезарядки поверхностных состояний. На температурной зависимости дифференциальной проводимости ОПЗ обнаружены две группы максимумов, на основании положения которых определены энергии активации носителей заряда, одна из которых соответствует ширине запрещенной зоны контактного слоя.

Ключевые слова: сверхрешётка, $Hg_{1-x}Cd_xTe$, nBn -структура, МДП-структура, адмитанс.

Введение

В виду своих уникальных фундаментальных свойств твердый раствор $HgCdTe$ является одним из перспективных материалов для создания высокочувствительных фотонных приемников ИК-излучения, действующих в окнах прозрачности атмосферы [1, 2]. Однако классическое исполнение, использующееся для производства фотонных ИК-детекторов на основе $HgCdTe$, в настоящее время сопряжено

с существенными технологическими трудностями, связанными с применением дефектообразующих операций ионной имплантации и последующего высокотемпературного отжига, а также с необходимостью глубокого охлаждения подобных фотоприемников. Реализация фотоприёмных устройств на базе униполярных барьерных структур на основе гетероэпитаксиальных слоев $HgCdTe$, с одной стороны, позволила бы избавиться от технологических операций имплантации и отжига и при помощи

Войцеховский Александр Васильевич¹, гл.н.с., д.ф.-м.н.
E-mail: vav43@mail.tsu.ru

Дзядух Станислав Михайлович¹, н.с., к.ф.-м.н.
E-mail: bonespirit@mail2000.ru

Горн Дмитрий Игоревич¹, зав. лаб., к.ф.-м.н.
E-mail: gorn.di@gmail.com

Дворецкий Сергей Алексеевич², в.н.с., к.ф.м.н.
E-mail: dvor@isp.nsc.ru

Михайлов Николай Николаевич², с.н.с., к.ф.-м.н.
E-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

Сидоров Георгий Юрьевич², зам. директора, к.ф.-м.н.
E-mail: george@isp.nsc.ru

Якушев Максим Витальевич², зам. директора, д.ф.-м.н.

E-mail: yakushev@isp.nsc.ru

¹ Томский государственный университет.
Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

² Институт физики полупроводников СО РАН
им. А. В. Ржанова.

Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. академика
Лаврентьева, 13.

Статья поступила в редакцию 6.08.2023

Принята к публикации 14.09.2023

© Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И.,
Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Г. Ю.,
Якушев М. В., 2023

высокотехнологичного метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) изготавливать необходимые структуры в едином технологическом цикле. С другой стороны, это позволило бы снизить требования к рабочим температурам фотодетекторов [3].

В настоящее время считается, что униполярные структуры на основе соединений A^2B^6 являются перспективными в плане создания инфракрасных (ИК) фотоприёмных устройств с повышенными характеристиками, работающих при более высоких температурах охлаждения [4]. Большой теоретический задел по исследованию nVn -структур на основе $HgCdTe$ как для среднего ИК-диапазона (MWIR), так и для длинноволновой части ИК-спектра (LWIR) демонстрирует некоторые их преимущества по сравнению с фотодиодами на основе $p-n$ -перехода в $HgCdTe$. Если для средневолнового ИК-диапазона создание многоэлементных фотоприёмных устройств на основе барьерных структур соединений A^3B^5 вышло на практический уровень и серийное производство, то практической реализации приборов на основе соединений A^2B^6 препятствует некоторое число нерешённых фундаментальных, конструктивных и технологических задач. В частности, к настоящему времени стало очевидно, что проблема наличия барьера для дырок в валентной зоне в структурах nVn на основе материала $HgCdTe$ [5] требует нетривиальных подходов к своему решению. Использование больших значений внешнего смещения, управление параметрами барьерного слоя, включая акцепторное легирование барьера, дельта-легирование, а также использование многослойных структур со сложной конструкцией барьерного слоя не позволили до настоящего времени получить практически значимые результаты, реализующие теоретически предсказанные преимущества $HgCdTe$ nVn -структуры.

Количество публикаций по тематике создания nVn -структур на основе $HgCdTe$ в литературе немногочисленно и систематически снижается уже несколько лет, что, с одной стороны, связано с тем, что параметрическая оптимизация $HgCdTe$ nVn -структур исчерпала свои возможности в теоретических работах. С другой стороны это связано с малым количеством и не системным характером экспери-

ментальных работ, связанных с изготовлением реальных структур nVn $HgCdTe$ и изучением их свойств. Экспериментальные работы по изучению МЛЭ nVn -структур $HgCdTe$ в мировой научной литературе практически не проводятся, кроме работ, проводимых авторами настоящего проекта. Уменьшение числа работ, вероятно, связано с тем, что накопленный теоретический материал вышел за рамки ресурсных возможностей имеющихся в распоряжении исследователей установок МЛЭ и МOCVD. К тому же, очевидно, не каждая научная группа в принципе имеет доступ к технологически сложной и дорогостоящей методике изготовления гетероструктур $HgCdTe$ и ограничивается теоретическими исследованиями.

По мнению авторов, перспективным подходом в решении проблемы наличия барьера для неосновных носителей заряда является применение сверхрешёточных структур в качестве барьерного слоя nVn -структур на основе МЛЭ $HgCdTe$ ($nB(SL)n$ -структуры). Данной теме посвящено незначительное число работ, однако они теоретически обосновывают возможность создания барьера на основе сверхрешётки, эффективно блокирующего ток электронов и не препятствующая протеканию дырочного тока [6–9]. Расчёты показывают, что изменение параметров сверхрешётки (составы и толщины слоёв) позволяет управлять положениями краёв энергетических зон в барьере и свести к минимуму величину разрывов энергетических зон на гетерограницах поглощающий слой/барьер/контактный слой. Следует отметить, что практическая реализация структур подобного типа в настоящее время возможна исключительно с применением метода МЛЭ.

Другой проблемой, требующей решения и сдерживающей развитие технологии униполярных барьерных фоточувствительных структур на основе $HgCdTe$, является проблема пассивации поверхности изготавливаемых гетероструктур. Доминирование токов поверхностной утечки затрудняет проведение экспериментальных измерений характеристик таких структур и практическую реализацию приборных структур.

Данная работа посвящена исследованию адмитансных характеристик структуры МДП,

в качестве полупроводника в которой использовалась nVn -структура на основе эпитаксиальных слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ выращенных методом МЛЭ со сверхрешёткой в барьерной области. Метод спектроскопии адмитанса является хорошо зарекомендовавшим себя методом экспериментального изучения гетроструктур [10–14]. Данный метод позволяет определять широкий спектр свойств полупроводниковых структур – от параметров границы раздела полупроводник / диэлектрическое покрытие до выявления положения энергетических зон различных слоев гетероструктуры со сверхрешёткой в качестве барьера nVn -системы.

Образцы и методики эксперимента

Для проведения экспериментальных исследований в ИФП СО РАН г. Новосибирск методом МЛЭ выращивались эпитаксиальные пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$, представляющие собой nVn -структуры со сверхрешёткой в барьерной области. На основе данных пленок были изготовлены МДП-структуры, представляющие собой отдельные меза-структуры на единой подложке, полученные травлением (0,5 % раствор Vr в HVr). При создании МДП-структур в качестве диэлектрического слоя использовался Al_2O_3 , наносимый при температуре 120 °С путем плазменного атомно-слоевого осаждения, а в качестве «полевого» электрода и омического базового контакта к полупроводнику был напылен In , температура напыления которого не превышала 100 °С.

Сверхрешётка состояла из 18 периодов: барьерные слои с составом $x = 0,8$ толщиной 9 нм и ямы (слои $HgTe$) толщиной 2 нм. В процессе выращивания производилось легирование In контактного и поглощающего слоев с концентрацией примерно $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Область сверхрешётки специально не легировалась. Скорости роста варьировались при выращивании различных участков, также присутствовали технологические остановки в процессе выращивания для перестройки режимов роста. Непосредственно после выращивания плёнок проводилось измерения концентрации, подвижности и времени жизни носителей заряда при температуре жидкого азота.

При 77 К концентрация составила величину $3,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность $1,9 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$, а время жизни составило 1 мкс.

Исследования проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмитанса гетероструктур, состоящей из неоптического гелиевого криостата замкнутого цикла Janis с контроллером температуры Lake Shore 335, что позволило стабилизировать температуру исследуемого образца не хуже $\pm 0,1 \text{ К}$ в диапазоне 11–330 К. Непосредственно исследование адмитанса структур производилось на установке Agilent E4980A, которая позволяет проводить измерения ёмкости и дифференциальной проводимости в диапазоне частот до 2 МГц. За прямое направление развертки напряжения смещения при измерениях принималось изменение напряжения от отрицательных значений к положительным, а за обратное направление развертки – от положительных к отрицательным.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунке 1 представлены зависимости ёмкости структуры от напряжения смещения при температуре 77 К. Шаг изменения напряжения не зависел от направления развертки и составлял величину 0,05 В. Из рисунка видно, что характерным изменением вида вольт-фарадных характеристик (ВФХ) при смене направления развертки является не только смещение характеристик вдоль оси напряжений, но и фактически изменение уровня ёмкости диэлектрического слоя. При прямой развертке напряжения ёмкость диэлектрического слоя на частоте 500 кГц можно определить как величину, примерно равную 44,7 пФ, а при обратной развертке при изменении напряжения смещения ёмкость резко снижается и всего за несколько шагов приходит к стабильному уровню 41,5 пФ. Разность уровней ёмкости в минимуме ВФХ на частоте 50 кГц составляет величину около 1,3 пФ. Зависимость определяемой ёмкости диэлектрика от температуры, а также от направления развертки напряжения показывает график, изображенный на рисунке 2. Из рисунка видно, что различие в определении уровня

ёмкости диэлектрика из прямой и обратной развертки происходит только при низких температурах. При температурах свыше 150 К данные отличия практически полностью стираются. Данное поведение определяемой из

ВФХ ёмкости диэлектрического слоя объяснено при помощи метода эквивалентных схем в [13], как влияние ёмкости и проводимости барьерного слоя на ёмкость МДП-структуры в обогащении.

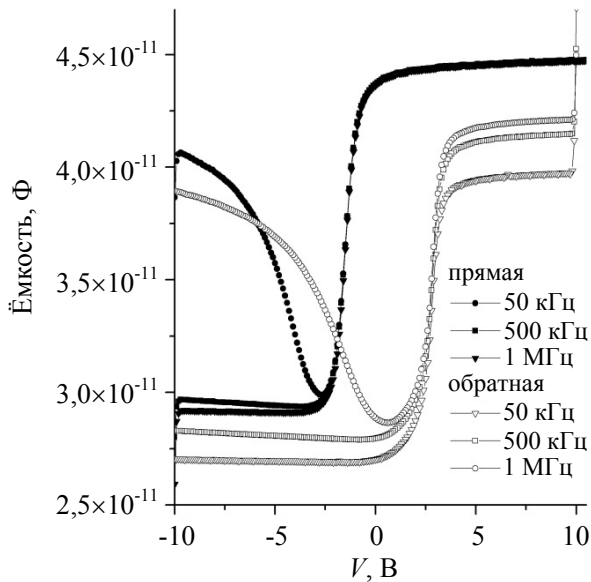


Рис. 1. ВФХ, измеренные для МДП-структуры с диаметром полевого электрода 0,5 мм при прямой и обратной развертке по напряжению при температуре 77 К для различных частот

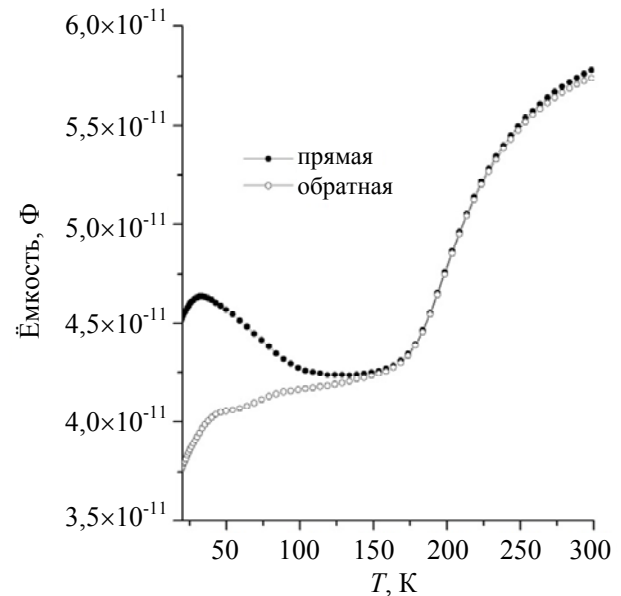


Рис. 2. Зависимость ёмкости диэлектрического слоя от температуры для структуры с полевым электродом диаметром 0,5 мм, определенная на частоте тестового сигнала 200 кГц из прямых и обратных разверток ВФХ

Следует отметить, что данная структура обладает достаточно высокой плотностью поверхностных состояний, что иллюстрирует рисунок 3. На рисунке изображены ВФХ структуры, измеренные при прямой развертке по напряжению на частоте 13 кГц при температурах 170, 190, 200 и 210 К. Из рисунка видно, что на частоте 13 кГц при температурах свыше 170 К вид ВФХ относительно времени перезарядки поверхностных состояний становится низкочастотным, т. е. поверхностные состояния перезаряжаются с изменением переменного тестового сигнала и вносят вклад в возрастание ёмкости в обеднении-слабой инверсии. На вставке к рисунку 3 приведены зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения при различных температурах. Особенностью данных за-

висимостей является наличие максимумов проводимости, связанных с достаточно большой плотностью состояний на границе раздела диэлектрик-полупроводник.

Поскольку при температуре 180 К на частоте 1 МГц поверхностные состояния не вносят вклад в ёмкость, а лишь изменяют вид зависимости поверхностного потенциала от напряжения, то для определения плотности поверхностных состояний на данной частоте можно использовать дифференциальный метод определения плотности поверхностных состояний – метод Термана. На рисунке 4 приведен спектр поверхностных состояний, построенный методом Термана. Из рисунка видно, что для данной структуры плотность поверхностных состояний достаточно велика и в минимуме превышает значение $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

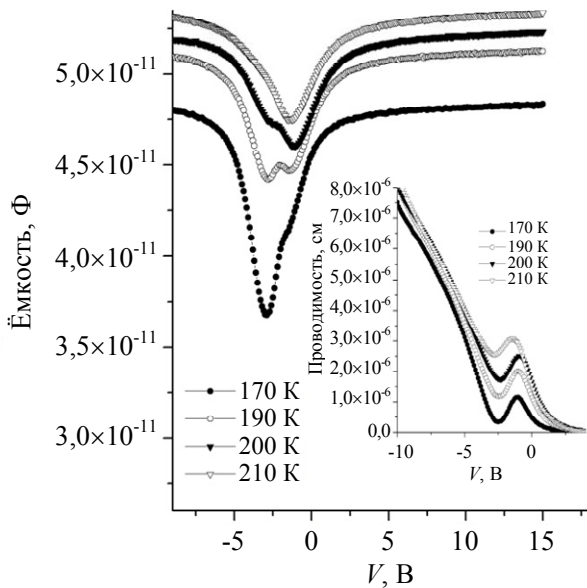


Рис. 3. ВФХ МДП-структуры, измеренные при прямой развертке по напряжению на частоте 13 кГц при температурах 170–210 К. На вставке – зависимости проводимости от напряжения на частоте 1 МГц при различных температурах

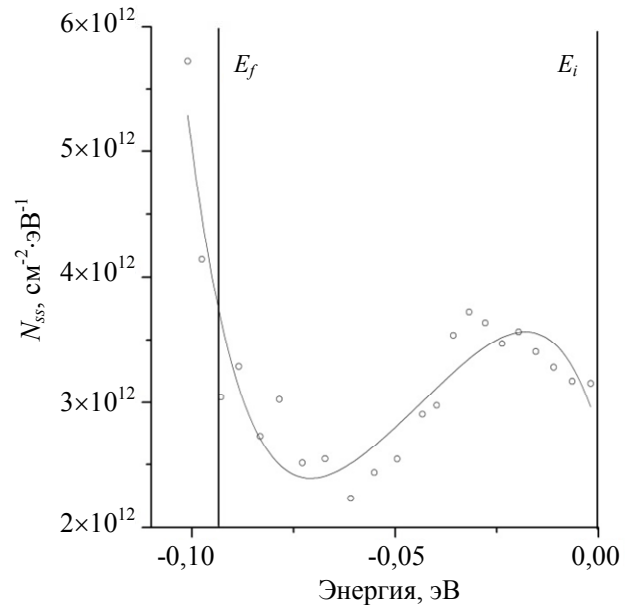


Рис. 4. Спектр поверхностных состояний, определенный по ВФХ методом Термана при температуре 180 К. Здесь E_f и E_i – энергии уровня Ферми и середины запрещенной зоны

Одной из важнейших характеристик фотоприемной структуры является произведение дифференциального сопротивления ОПЗ МДП-структуры на площадь её поперечного сечения (R_0A). На рисунке 5 представлена зависимость R_0A от обратной температуры. Высокотемпературный спад R_0A при температурах выше 170 К связан с диффузионным ограничением дифференциального сопротивления ОПЗ. По данным статьи [14] значение R_0A при 77 К на частоте 200 кГц для структуры без варизонного слоя близка к $296 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, а для структур с варизонным слоем – $74 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$. Эти данные существенно выше полученных, и вероятно указывают на то, что R_0A в данном случае определяется прежде всего примесно-дефектной системой контактного слоя.

Если исключить по методу эквивалентных схем из измеряемой ёмкости продольное сопротивление объема эпитаксиальной пленки, то по наклону зависимости $1/C_{sp}^2(V)$, где $C_{sp}(V)$ – удельная ёмкость МДП-структуры в режиме обеднения, можно определить концентрацию основных носителей заряда при данной температуре. Для минимизации влияния на результат наличия поверхностных состояний необходимо выбирать ВФХ на таких

частотах, на которых наблюдается их высоко-частотный вид относительно времени перезарядки поверхностных состояний. По наклону зависимости $1/C_{sp}^2(V)$ в режиме обеднения на частоте 200 кГц были определены концентрации носителей заряда в широком диапазоне температур. На рисунке 6 приведена зависимость концентрации основных носителей заряда от обратной температуры. Из рисунка видно, что полученная зависимость хорошо спрямляется в диапазоне температур 250–300 К, а определенная по наклону аппроксимирующей прямой энергия активации носителей заряда составляет величину 0,305 эВ, что достаточно хорошо согласуется с шириной запрещенной зоны для $\text{Hg}_{0,68}\text{Cd}_{0,32}\text{Te}$, которая при температуре 280 К согласно эмпирической формуле [2] равна 0,314 эВ. Согласно формуле из того же источника для зависимости собственной концентрации от содержания CdTe и температуры, собственная концентрация для $\text{Hg}_{0,68}\text{Cd}_{0,32}\text{Te}$ сравняется с концентрацией введенной в процессе роста донорной примеси при температуре около 295 К, а значит при температурах превышающих 295 К применять данную методику определения концентрации ионизированной при-

меси нельзя, что объясняет некоторое отклонение от прямой зависимости на рисунке 6 при температурах превышающих 295 К. В области

низких температур концентрация носителей заряда слабо изменяется и составляет $(2,05-4,12) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

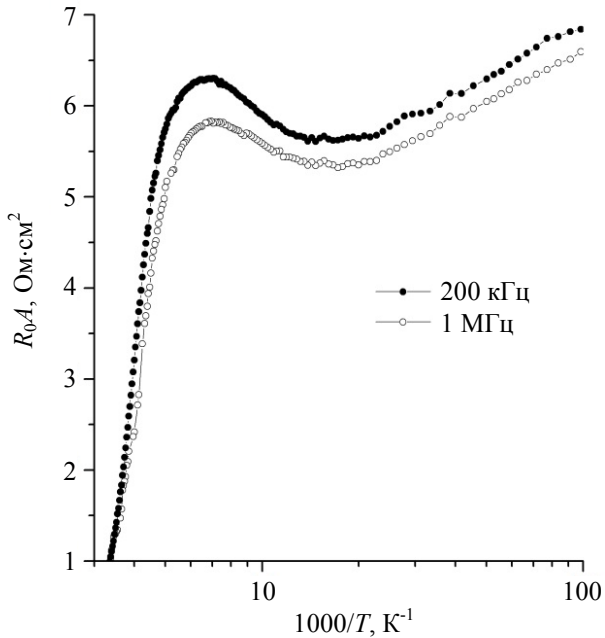


Рис. 5. Зависимость произведения дифференциального сопротивления ОПЗ на площадь сечения структуры от обратной температуры

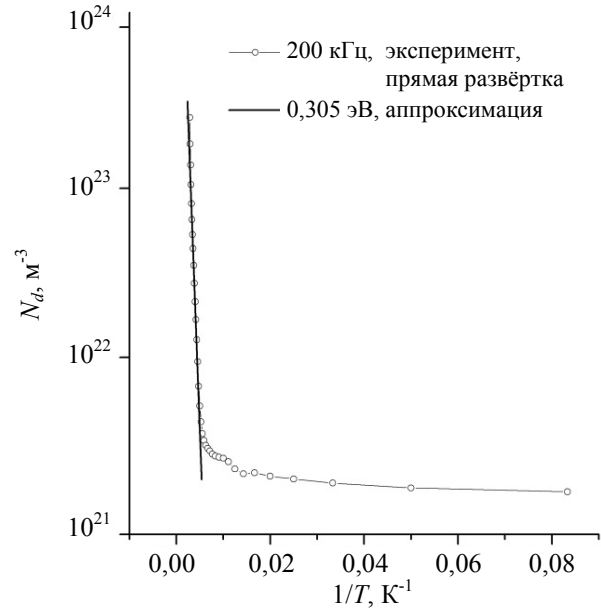


Рис. 6. Зависимость концентрации основных носителей заряда от обратной температуры

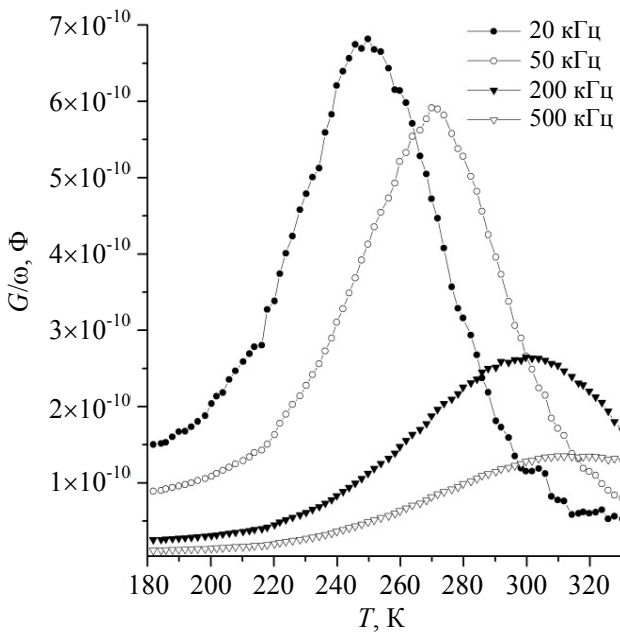


Рис. 7. Зависимости нормированной на циклическую частоту дифференциальной проводимости от температуры при напряжении смещения -2 В на различных частотах

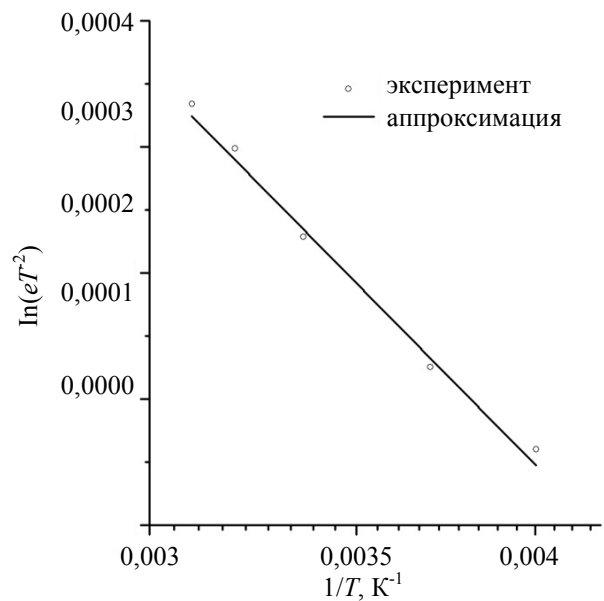


Рис. 8. График Аррениуса для структуры при напряжении -2 В, построенный по максимумам зависимости дифференциальной проводимости от температуры

При исследовании температурных зависимостей дифференциальной проводимости для данной структуры была выявлена группа высокотемпературных максимумов (рис. 7). По положению обнаруженных температурных максимумов нормированной дифференциальной проводимости ОПЗ построен график Аррениуса, который приведён на рисунке 8. Из рисунка видно, что энергия, определенная на основании положения максимумов составляет величину около 0,306 эВ, что согласно эмпирической формуле близко к значению ширины запрещенной зоны в контактном слое. Также на зависимости нормированной дифференциальной проводимости от температуры была обнаружена группа максимумов, локализованная в диапазоне температур 160–250 К. По положению данных максимумов также была определена энергия активации, которая составила величину 0,187 эВ. Вопрос о том, с чем может быть связана эта энергия, на данный момент остается открытым.

Заключение

Адмитансными методами проведено подробное исследование характеристик МДП-структуры, созданной на основе эпитаксиальной пленки $n\text{Вп Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ со сверхрешёткой в барьерной области. Измерения ВФХ при низких температурах показали необычный вид гистерезиса, при котором уровень ёмкости, связываемый с ёмкостью диэлектрического слоя, зависит от направления развертки, и в диапазоне низких температур до 120 К имеет меньшие значения при обратной развертке. По наклону обратной зависимости квадрата удельной емкости МДП-структуры в режиме обеднения определялись концентрации носителей заряда в широком диапазоне температур. Зависимость концентрации носителей заряда в диапазоне температур от 12 К до 170 К, определенная из прямой развертки ВФХ на частоте 200 кГц, имеет слабую зависимость, и с ростом температуры растет в пределах от $2,05 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $4,12 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, соответственно. В диапазоне температур 250–300 К зависимость логарифма концентрации от обратной температуры хорошо спрямляется и дает значение энергии активации носителей заряда равное 0,305 эВ. Из температурной зависи-

мости адмитанса структуры построена зависимость произведения дифференциального сопротивления ОПЗ на площадь поперечного сечения структуры (R_0A) от температуры. Значение R_0A при 77 К на частоте 200 кГц для данной структуры существенно ниже значений, представленных в литературе, что вероятно указывает на то, что R_0A в данном случае определяется прежде всего примесно-дефектной системой контактной области структуры. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения позволили определить характерное время перезарядки и плотности поверхностных состояний при различных температурах. Характерное время перезарядки снижается с 6 мкс до 1 мкс с ростом температуры от 220 К до 300 К. В том же самом температурном диапазоне плотность поверхностных состояний изменяется от $1,3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ до $8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Температурные зависимости нормированной на частоту дифференциальной проводимости позволили выявить две группы максимумов, дающих энергии активации носителей заряда 0,306 эВ и 0,187 эВ. Энергия 0,306 эВ хорошо согласуется с энергией, полученной из зависимости логарифма концентрации от обратной температуры, и связана с переходом полупроводника при данных температурах к собственной проводимости, при этом ширина запрещенной зоны в диапазоне температур 200–300 К согласно эмпирической формуле [2] изменяется в пределах от 0,298 эВ до 0,318 эВ.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chu J., Sher A.* Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. – New York: Springer, 2010.
2. *Rogalski A.* Infrared and Terahertz Detectors: 3rd. ed. – Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2019.
3. *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.
4. *Shi Q., Zhang S.-K., Wang J.-L., Chu J.-H.* / J. Infrared Millim. Waves. 2022. Vol. 41. № 1. P. 139–150.

5. 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.
6. 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.
7. Benyaya J., Martyniuk P., Kopytko M., Antoszewski J., Gawron W., Madejczyk P. / IEEE Xplore, 2015 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD). – Taipei, Taiwan, 2015. P. 179–180.
8. Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Gu R. / IEEE Transactions On Electron Devices. 2018. Vol. 65. № 2. P. 591–598.
9. 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. Vol. 10. P. 4571–4576.
10. 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.
11. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y., Yakushev M. V. / Russian Physics Journal. 2020. Vol. 63. № 3. P. 432–445.
12. Войцеховский А. В., Дзядх С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В. / Прикладная физика. 2022. № 4. С. 40–45.
13. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y., Yakushev M. V. / J Comm Technol Electron. 2019. Vol. 64. P. 289–293.
14. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Vasil'ev V. V., Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Kuz'min V. D., Remesnik V. G. / Russian Physics Journal. 2014. Vol. 57. № 5. P. 633–641.

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

Determination of the electrical properties of MIS based on the $nB(SL)n$ -structure of HgCdTe in a wide temperature range

A. V. Voitsekhovskii¹, S. M. Dzyadukh¹, D. I. Gorn¹, S. A. Dvoretzky^{1,2},
N. N. Mikhailov^{1,2}, G. Yu. Sidorov² and M. V. Yakushev²

¹National Research Tomsk State University
36 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: vav43@mail.tsu.ru

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

Received 6.08.2023; accepted 14.09.2023

A study was made of the admittance characteristics of a metal-insulator-semiconductor (MIS) structure, in which an nBn structure based on epitaxial $Hg_{1-x}Cd_xTe$ layers grown by the MBE method with a superlattice in the barrier region was used as a semiconductor. The dependences of the concentration of the majority charge carriers and the value of the product of the differential resistance of the space charge region (SCR) on the area of the structure on temperature are plotted. The parameters of the $Al_2O_3/Hg_{1-x}Cd_xTe$ interface, such as the density and characteristic time of recharging of surface states, are determined. On the temperature dependence of the differential conductivity of the SCR, two groups of maxima were found, based on the positions of which the activation energies of charge carriers were determined, one of which corresponds to the band gap of the contact layer.

Keywords: superlattice, $Hg_{1-x}Cd_xTe$, nBn structure, MIS structure, admittance.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-5-75-83

REFERENCES

1. Chu J. and Sher A., *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors*, New York, Springer, 2010.
2. Rogalski A., *Infrared and Terahertz Detectors: 3rd. ed.*, Boca Raton, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2019.
3. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N. and 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, pp. 135–154.
4. Shi Q., Zhang S.-K., Wang J.-L. and Chu J.-H., *J. Infrared Millim. Waves* **41** (1), 139–150 (2022).
5. 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).
6. 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).
7. Benyaya J., Martyniuk P., Kopytko M., Antoszewski J., Gawron W. and Madejczyk P. *IEEE Xplore, 2015 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*. Taipei, Taiwan, 2015, pp. 179–180.
8. Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A. and Gu R., *IEEE Transactions On Electron Devices*. **65** (2), 591–598 (2018).
9. 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).
10. Zubkov V. I., Yakovlev I. N., Litvinov V. G., Ermachihin A. V., Kucherova O. V. and Cherkasova V. N., *Semiconductors* **48**, 917–923 (2014).
11. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. and Yakushev M. V., *Russian Physics Journal* **63** (3), 432–445 (2020).
12. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. and Yakushev M. V., *Applied Physics, № 4*, 40–45 (2022) [in Russian].
13. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. and Yakushev M. V., *J Comm Technol Electron*. **64**, 289–293 (2019).
14. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Vasil'ev V. V., Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Kuz'min V. D. and Remesnik V. G., *Russian Physics Journal* **57** (5), 633–641 (2014).