

07.2;13.1

Адмиттанс МДП-структур на основе nVn -систем из эпитаксиального HgCdTe, разработанных для детектирования в спектральном диапазоне 3–5 μm

© А.В. Войцеховский¹, С.Н. Несмелов^{1,¶}, С.М. Дзядух¹, С.А. Дворецкий^{1,2}, Н.Н. Михайлов^{1,2}, Г.Ю. Сидоров^{1,2}, М.В. Якушев²

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

¶ E-mail: nesm69@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 марта 2021 г.

В окончательной редакции 25 марта 2021 г.

Принято к публикации 25 марта 2021 г.

Исследован адмиттанс тестовых МДП-структур на основе nVn -систем из $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Состав x в поглощающем и контактном слоях равен 0.29, а состав в барьерном слое — 0.60. Предложена эквивалентная схема МДП-структуры на основе nVn -системы и найдены номиналы элементов этой схемы в различных условиях. Сравнение температурной зависимости сопротивления барьера с моделью Rule07 свидетельствует о возможности создания эффективных nVn -детекторов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии, для спектрального диапазона 3–5 μm .

Ключевые слова: nVn -система, МДП-структура, HgCdTe, адмиттанс, метод эквивалентных схем.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.12.51065.18760

Использование униполярных барьерных архитектур (например, в nVn -конфигурации [1]) позволяет увеличить рабочую температуру инфракрасных детекторов на основе полупроводниковых соединений III–V [2,3] за счет подавления некоторых компонент темнового тока (генерационного тока в обедненных областях, тока поверхностной утечки). Создание nVn -детекторов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), вызывает интерес из-за значительных технологических преимуществ перед популярными матричными фотодиодами на основе МЛЭ HgCdTe, в которых для формирования p – n -переходов обычно используется дефектообразующая процедура ионной имплантации [4]. Попытки практической реализации nVn -детекторов на основе МЛЭ HgCdTe пока немногочисленны [5–7]. Недавно показана возможность создания средневолновых (3–5 μm , MWIR) nVn -детекторов на основе МЛЭ HgCdTe, для которых в диапазоне температур 180–300 К наблюдались темновые токи, ограниченные диффузией дырок [8]. Для создания эффективных nVn -детекторов с параметрами, способными обеспечить максимальные значения обнаружительной способности, необходимы детальные исследования электрических свойств униполярных многослойных систем на основе HgCdTe. Одним из способов исследования электрических свойств различных слоев в nVn -системах являются измерения адмиттанса таких систем [9,10] или МДП-структур (МДП — металл–диэлектрик–полупроводник) на их основе [11,12]. Цель настоящей работы — исследование в широком диапазоне условий адмиттанса

МДП-структур на основе nVn -системы из МЛЭ HgCdTe с параметрами слоев, близкими к оптимальным для создания эффективных MWIR-детекторов.

Многослойные униполярные барьерные системы выращивались из $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ методом МЛЭ на подложках GaAs (013). В процессе эпитаксиального выращивания формировался заданный профиль распределения состава и донорной примеси индия. Рабочая область систем содержала поглощающий, барьерный и контактный слои. Основные параметры этих слоев приведены в табл. 1. Можно отметить, что выбранные составы в поглощающем и барьерном слоях соответствуют оптимальным значениям, которые, согласно расчетам [6,13], могут обеспечить максимальную обнаружительную способность при MWIR-детектировании.

В процессе изготовления матрицы nVn -элементов выполнялось травление (в 0.5% растворе Вг в НВг) выращенной пленки HgCdTe до поглощающего слоя для последующего нанесения обратного электрода (контактной рамки), а также для физического разделения отдельных nVn -элементов путем формирования мезаструктур. С фронтальной и боковых сторон мезаструктуры пассивировались пленкой Al_2O_3 , нанесенной при помощи плазменного атомно-слоевого осаждения (PE ALD) при температуре 120°C [14]. Затем проводилось травление диэлектрической пленки PE ALD Al_2O_3 для последующего нанесения контактной рамки из индия. Схематическое изображение МДП-структуры на основе отдельного nVn -элемента показано на рис. 1. Фронтальные полевые электроды МДП-структуры формировались сверху диэлектрического слоя путем низ-

Таблица 1. Параметры слоев в MWIR nVn -системе на основе МЛЭ $HgCdTe$ (x — компонентный состав, N_d — концентрация примеси индия, d — толщина слоев)

Поглощающий слой			Барьерный слой			Контактный слой		
x	N_d, cm^{-3}	$d, \mu\text{m}$	x	N_d, cm^{-3}	$d, \mu\text{m}$	x	N_d, cm^{-3}	$d, \mu\text{m}$
0.29	$3.5 \cdot 10^{15}$	3.3	0.60	$3.5 \cdot 10^{15}$	0.3	0.29	$6.5 \cdot 10^{16}$	1.1

котемпературного ($< 100^\circ\text{C}$) термического напыления индия. В различных рядах массива nVn -элементов фронтальные полевые электроды имели различные диаметры (от 130 до $480 \mu\text{m}$). Фотография аналогичного массива nVn -элементов приведена, например, в работе [12]. Нумерация рядов проводится от МДП-структур с наибольшим диаметром полевого электрода в сторону уменьшения диаметров электродов.

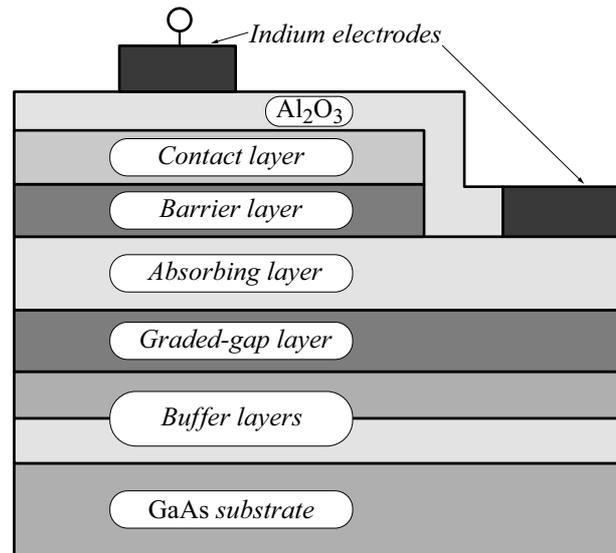
Исследования адмиттанса изготовленных МДП-структур на основе nVn -систем проводились с использованием автоматизированной установки для измерения иммитанса наногетероструктур, основными элементами которой являлись измеритель иммитанса Agilent E4980A, неоптический криостат Janis и контроллер температуры Lake Shore. Измерения адмиттанса МДП-структур выполнялись в диапазоне частот от 1 до 2000 kHz и температур от 10 до 300 К.

При измерениях использовались последовательная или параллельная схемы замещения. В параллельной схеме замещения МДП-структура представлялась в виде параллельно соединенных емкости (C) и сопротивления (R) или проводимости ($G = 1/R$). Нормированная проводимость может быть записана в виде G/ω , где ω — циклическая частота тестового сигнала. В последовательной схеме замещения МДП-структура представляется в виде последовательно соединенных емкости C_p и сопротивления R_p . Импеданс МДП-структуры можно записать в следующем виде:

$$Z(\omega) = \text{Re}Z + j\text{Im}Z = R_p - j\frac{1}{\omega C_p},$$

где $\text{Re}Z$ и $\text{Im}Z$ — действительная и мнимая части импеданса соответственно. Основные выражения, позволяющие описать адмиттанс (или импеданс) МДП-структуры на основе nVn -системы, приведены в [11].

На рис. 2, *a* точками показаны частотные зависимости действительной и мнимой частей импеданса МДП-структуры на основе nVn -элемента из ряда 6, измеренные при напряжении смещения 2 В (режим обогащения МДП-структуры) и температуре 200 К. Для расчета частотных зависимостей импеданса в режиме обогащения использовалась эквивалентная схема (ЭС), показанная на вставке к рис. 2, *a*. В этой схеме R_d и C_d — сопротивление и емкость диэлектрического слоя, а R_b и C_b — сопротивление и емкость барьерного слоя. Полная ЭС также должна включать последовательное сопротивление объема поглощающего

**Рис. 1.** Схематическое изображение МДП-структуры на основе nVn -системы с пассивацией боковых стенок.

слоя (R_{bulk}) [11,12], но для исследованного образца наличием этого сопротивления можно пренебречь в широком диапазоне условий (из-за малого номинала этого сопротивления). Линиями на рис. 2, *a* показаны расчетные частотные зависимости действительной и мнимой частей импеданса при следующих номиналах элементов ЭС: $R_d = 306 \text{ M}\Omega$, $C_d = 36.52 \text{ pF}$, $R_b = 15.41 \text{ k}\Omega$, $C_b = 19.87 \text{ pF}$. При нахождении номиналов элементов ЭС был использован алгоритм Левенберга–Марквардта. На рис. 2, *b* показаны соответствующие частотные экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости емкости и нормированной проводимости МДП-структуры на основе nVn -элемента. Различие экспериментальной и расчетной зависимостей на высоких частотах связано с влиянием сопротивления объема поглощающего слоя. Ввиду того что в широком диапазоне условий $R_d \gg R_b$, смещение на барьерном слое nVn -системы близко к нулю, поэтому найденный номинал R_b является дифференциальным сопротивлением барьерного слоя R_0 при нулевом смещении, номинал которого широко используется для характеристики инфракрасных детекторов. В табл. 2 приведены номиналы элементов ЭС, найденные в режиме обогащения при температуре 200 К для МДП-структур с различными диаметрами полевого электрода. На рис. 3, *a* показаны зависимости элементов

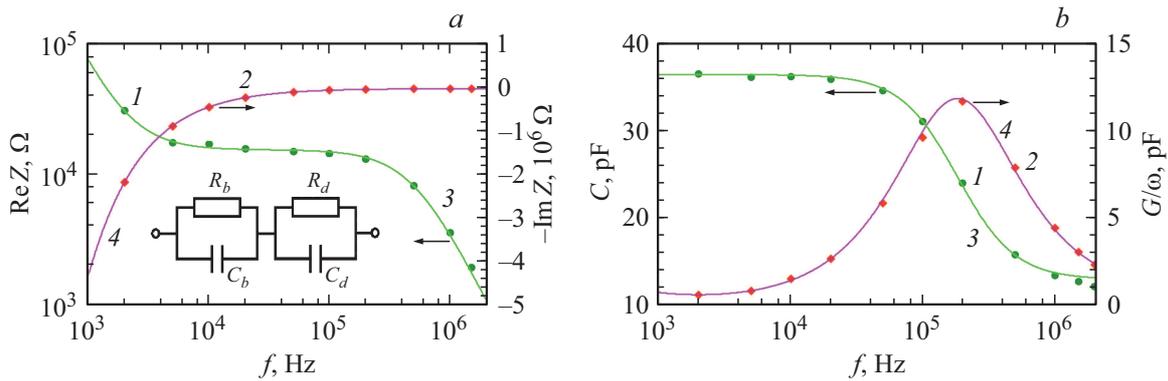


Рис. 2. *a* — частотные зависимости действительной (1,3) и мнимой (2,4) частей импеданса МДП-структуры из ряда 6, измеренные (точки 1,2) при смещении 2 V и температуре 200 K, а также рассчитанные (линии 3, 4) с использованием ЭС, показанной на вставке; *b* — частотные зависимости емкости (1, 3) и приведенной проводимости (2,4) МДП-структуры на основе *nVn*-системы из ряда 6, измеренные (точки 1,2) при смещении 2 V и температуре 200 K, а также рассчитанные (линии 3,4) с использованием ЭС.

Таблица 2. Номиналы элементов ЭС, найденные для МДП-структур с различными диаметрами полевого электрода

Ряд в матрице	Диаметр, μm	C_d , pF	R_d , M Ω	C_b , pF	R_b , k Ω
1	480	156.56	94.8	77.70	3.39
2	430	125.26	103	62.58	4.12
4	330	74.43	140	38.07	7.83
5	280	53.78	273	28.84	10.84
6	230	36.52	306	19.87	15.41
8	130	12.07	332	7.48	46.35

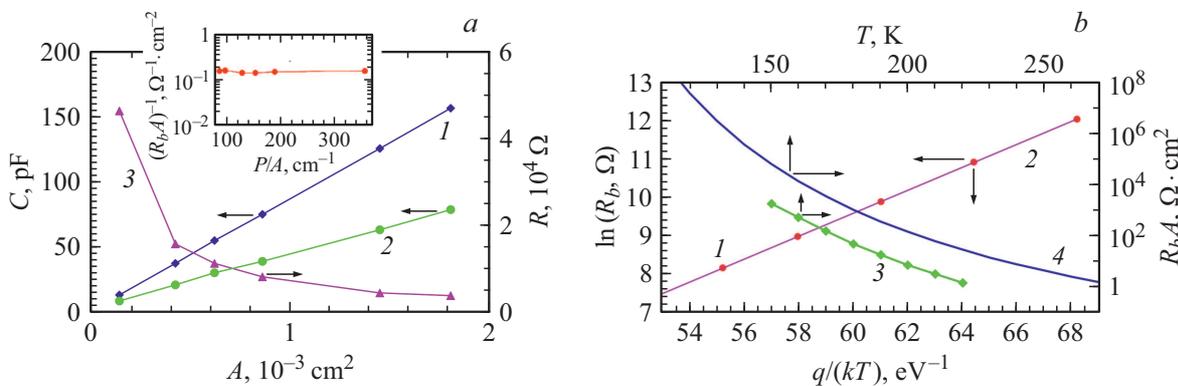


Рис. 3. *a* — зависимости емкостей диэлектрического слоя (1), барьерного слоя (2) и сопротивления барьерного слоя (3) от площади полевого электрода МДП-структуры. На вставке — зависимость величины, обратной произведению сопротивления барьерного слоя на площадь полевого электрода, от отношения P/A . *b* — график Аррениуса для R_b при напряжении 2 V (1) и соответствующая линейная аппроксимация (2), а также экспериментальная температурная зависимость $R_b A$ (3) и температурная зависимость этого параметра согласно эмпирической модели Rule07 (4).

ЭС от площади полевого электрода МДП-структур. Видно, что емкости диэлектрического и барьерного слоев прямо пропорциональны площади полевого электрода (A), а сопротивление барьерного слоя обратно пропорционально площади.

На вставке к рис. 3, *a* показана зависимость величины, обратной произведению сопротивления барьерного слоя на площадь полевого электрода, от отношения периметра полевого

электрода (P) к его площади (A). Видно, что наклон зависимости очень мал, поскольку сопротивление барьерного слоя определяется объемной компонентой темнового тока. Поверхностная утечка не оказывает влияния на эту зависимость, поскольку ширина области пространственного заряда много меньше расстояния от краев полевого электрода до боковых стенок меза-структуры [12].

На рис. 3, *b* показан график Аррениуса для сопротивления барьерного слоя МДП-структуры из ряда 4, построенный в режиме обогащения. Энергия активации составила 0.302 eV, что несколько превышает значение ширины запрещенной зоны поглощающего слоя (0.255 eV при 200 K). Такое различие может быть связано с барьером для дырок в валентной зоне на границе поглощающего и барьерного слоев. Сравнение температурной зависимости произведения $R_b A$ с эмпирической моделью Rule07 [15] (рис. 3, *b*) показало, что значения $R_b A$ меньше значений этой величины, рассчитанной с использованием модели Rule07, примерно в 20 раз (при температуре 200 K). Эмпирическая модель Rule07, предложенная в 2008 г., является удобным практическим способом оценки плотности темного тока для современных планарных $p-n$ -фотодиодов из $HgCdTe$, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии [15]. В таких фотодиодах темновой ток ограничен диффузионным током Оже-1 из $n-HgCdTe$ при концентрации электронов около 10^{15} cm^{-3} . Модель Rule07 широко используется для оценки значений плотностей темного тока в детекторах с новыми архитектурами (в том числе в униполярных барьерных детекторах [8]).

Таким образом, в широком диапазоне условий изучен адмиттанс МДП-структур на основе nVn -систем с параметрами, близкими к оптимальным для детектирования в спектральном диапазоне 3–5 μm . Предложена эквивалентная схема МДП-структуры на основе nVn -системы и найдены номиналы элементов этой схемы при различных размерах полевого электрода и температурах. Определенная на основе экспериментов энергия активации сопротивления барьерного слоя (0.302 eV) превышает энергию ширины запрещенной зоны поглощающего слоя (0.255 eV при 200 K). Это может быть связано с наличием потенциального барьера для дырок в валентной зоне. Сравнение с моделью Rule07 показало возможность создания достаточно эффективных детекторов при решении проблемы пассивации боковых стенок мезоструктур.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-12-00135).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S. Maimon, G.W. Wicks, Appl. Phys. Lett., **89** (15), 151109 (2006). DOI: 10.1063/1.2360235
 [2] D.Z. Ting, A. Soibel, A. Khoshakhlagh, S.B. Rafol, S.A. Keo, L. Höglund, A.M. Fisher, E.M. Luong, S.D. Gunapala, Appl. Phys. Lett., **113** (2), 021101 (2018). DOI: 10.1063/1.5033338

[3] P. Martyniuk, K. Michalczewski, T.Y. Tsai, C.H. Wu, Y.R. Wu, Phys. Status Solidi A, **217** (6), 1900522 (2020). DOI: 10.1002/pssa.201900522
 [4] L. Mollard, G. Bourgeois, C. Lobre, S. Gout, S. Viollet-Bosson, N. Baier, G. Destefanis, O. Gravrand, J.P. Barnes, F. Milesi, A. Kerlain, L. Rubaldo, A. Manissadjian, J. Electron. Mater., **43** (3), 802 (2014). DOI: 10.1007/s11664-013-2809-3
 [5] A.M. Itsuno, J.D. Phillips, S. Velicu, Appl. Phys. Lett., **100** (16), 161102 (2012). DOI:10.1063/1.4704359
 [6] S. Velicu, J. Zhao, M. Morley, A.M. Itsuno, J.D. Phillips, Proc. SPIE, **8268**, 82682X (2012). DOI: 10.1117/12.904916
 [7] O. Gravrand, F. Boulard, A. Ferron, P. Ballet, W. Hassis, J. Electron. Mater., **44** (9), 3069 (2015). DOI: 10.1007/s11664-015-3821-6
 [8] A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, M.V. Yakushev, J. Phys. D: Appl. Phys., **53** (5), 055107 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab5487
 [9] D.R. Rhiger, E.P. Smith, B.P. Kolasa, J.K. Kim, J.F. Klem, S.D. Hawkins, J. Electron. Mater., **45** (9), 4646 (2016). DOI: 10.1007/s11664-016-4545-y
 [10] A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, M.V. Yakushev, Mater. Res. Exp., **6** (11), 116411 (2019). DOI: 10.1088/2053-1591/ab444f
 [11] A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, M.V. Yakushev, Semicond. Sci. Technol., **35** (5), 055026 (2020). DOI: 10.1088/1361-6641/ab7beb
 [12] A.B. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев, Изв. вузов. Физика, **63** (6), 8 (2020). DOI: 10.17223/00213411/63/6/8 [Пер. версия: 10.1007/s11182-020-02117-0].
 [13] N.D. Akhavan, G. Jolley, G.A. Umana-Membreno, J. Antoszewski, L. Faraone, J. Electron. Mater., **44** (9), 3044 (2015). DOI: 10.1007/s11664-015-3764-y
 [14] E.R. Zakirov, V.G. Kesler, G.Y. Sidorov, I.P. Prosvirin, A.K. Gutakovsky, V.I. Vdovin, Semicond. Sci. Technol., **34** (6), 065007 (2019). DOI: 10.1088/1361-6641/ab1961
 [15] W.E. Tennant, D. Lee, M. Zandian, E. Piquette, M. Carmody, J. Electron. Mater., **37** (9), 1406 (2008). DOI: 10.1007/s11664-008-0426-3