

УДК 621.315.592

PACS: 85.60 Gz

Униполярные полупроводниковые барьерные структуры для матричных фотоприемных устройств ИК-диапазона

И. Д. Бурлаков, Н. А. Кульчицкий, А. В. Войцеховский, С. Н. Несмелов,
С. М. Дзядух, Д. И. Горн

В работе проанализировано современное состояние исследований в области создания униполярных полупроводниковых барьерных структур на основе различных материалов для инфракрасных матричных фотоприемных устройств (МФПУ), позволяющих снизить с темновые токи и тем самым улучшить пороговые характеристики и обеспечить работу при повышенных температурах охлаждения. Рассмотрены основные пути минимизации барьера для дырок в валентной зоне на примере фоточувствительной структуры на основе КРТ n-типа проводимости. Показано, что барьерные структуры nВn-типа представляют собой альтернативу для создания матриц фотодиодных чувствительных элементов для МФПУ среднего и дальнего ИК-диапазона.

Ключевые слова: униполярная структура, барьерная структура, HgCdTe, InGaAs, InGaSb КРТ, МЛЭ, nВn, ИК-фотодиод, матричное фотоприёмное устройство.

Ссылка: Бурлаков И. Д., Кульчицкий Н. А., Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Горн Д. И. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 6. С. 547.

Reference: I. D. Burlakov, N. A. Kulchitsky, A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, S. M. Dzyadukh, and D. I. Gorn, Usp. Prikl. Fiz. 7 (6), 547 (2019).

Введение

Стремительное развитие тепловизионной техники требует кардинального совершенства

технологии инфракрасных фотоприемных устройств. На сегодняшней повестке стоит необходимость разработки матричных фотоприемных устройств (МФПУ) инфракрасного диапазона третьего поколения, предъявляющих повышенные требования к фоточувствительным элементам. Одним из основных направлений улучшения рабочих характеристик фоточувствительных приборных структур ИК-диапазона является повышение рабочей температуры, охлаждения фоточувствительного слоя в МФПУ без потери температурной чувствительности и качества инфракрасного изображения. Повышение температуры охлаждения позволяет применить микрокриогенные системы с существенно сниженными весогабаритными и мощностными показателями и, соответственно, менее дорогие. Данная тенденция напрямую связана с разработкой и внедрением новых фоточувствительных полупроводниковых структур, обеспечивающих низкие темновые токи и, как следствие, малые собственные шумы. Это достигается созда-

Бурлаков Игорь Дмитриевич^{1,2}, зам. ген. директора по инновациям и науке, д.т.н., профессор.

Кульчицкий Николай Александрович^{1,2}, зам. нач. управления, д.т.н., профессор.

Войцеховский Александр Васильевич³, зав. кафедрой, д.ф.-м.н., профессор.

Несмелов Сергей Николаевич³, с.н.с., к.ф.-м.н.

Дзядух Станислав Михайлович³, с.н.с., к.ф.-м.н.

Горн Дмитрий Игоревич³, с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

E-mail: orion@orion-ir.ru

² МИРЭА – Российский технологический университет.

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

³ Национальный исследовательский Томский государственный университет.

Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

Тел. (3822) 41-27-72. E-mail: vav43@mail.tsu.ru

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2019 г.

© Бурлаков И. Д., Кульчицкий Н. А., Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Горн Д. И., 2019

нием новых фоточувствительных гетероструктур методами эпитаксии, позволяющей формировать фоточувствительные структуры с запорными, буферными, барьерными и другими слоями. Разрабатываемые структуры позволят устранить отдельные компоненты темновых токов и, как следствие, добиться существенного повышения фоточувствительных характеристик МФПУ [1, 2].

В настоящее время работы по созданию «высокотемпературных» МФПУ (High Operating Focal Plane Array Temperature (HOT FPA) активно проводятся ведущими оптико-электронными фирмами Франции, США, Германии, Великобритании, Израиля, Китая и других стран. В данной области можно выделить два основных направления. Первое – это создание фотодиодных матриц на основе высококачественных гетероэпитаксиальных структур HgCdTe (КРТ) с архитектурой p на n (в базовом активном слое электронного типа проводимости формируются локальные области p -типа проводимости). Применяется также и стандартная структура n^+ на p -слое, при этом базовый активный слой p -типа не является вакансионно-легированным, а получается внешним легированием акцепторной примесью [1–4].

Второе направление – это применение так называемых xVn -структур, где x – контактный полупроводниковый слой n - или p -типа проводимости, V – барьерный слой и n – поглощающий слой n -типа проводимости. Наибольшее распространение получили униполярные nVn -структуры. В данном обзоре будут более подробно рассмотрены именно такие структуры.

В настоящее время исследования и разработки nVn -структур для МФПУ ведутся как на основе материалов A_3B_5 , так и A_2B_6 . В последнем случае используется полупроводниковый твердый раствор HgCdTe. КРТ является идеальным материалом для создания ИК-детекторов. Это обусловлено, во-первых, зависимостью ширины запрещенной зоны от содержания CdTe, во-вторых, большими оптическими коэффициентами поглощения, следствием чего являются большие значения квантовой эффективности, в-третьих, механизмами рекомбинации, обеспечивающими большие времена жизни носителей заряда и относительно высокую рабочую температуру

охлаждения и, в четвертых, крайне слабой зависимостью постоянной решетки от состава, что позволяет выращивать высококачественные многослойные гетероструктуры. Благодаря перечисленным свойствам, КРТ широко применяется при разработках высокочувствительных ИК-детекторов для различных спектральных областей [5]. Матричные фотоприемные устройства для средневолнового (Mid Wave Infrared – MWIR) и длинноволнового (Long Wave Infrared – LWIR) спектральных диапазонов обычно имеют гибридную архитектуру: матрица чувствительных элементов на основе p - n - или n - p -фотодиодов из HgCdTe стыкуется с кремниевой БИС считывания. Рабочие температуры МФПУ, при которых реализуется режим ограничения пороговых характеристик шумами фонового излучения, определяются генерационно-рекомбинационными механизмами в HgCdTe, определяющими величину темновых токов (шумов). Для подавления темновых токов приходится охлаждать чувствительные элементы фотоприемных устройств на основе КРТ до достаточно низких температур (например, до 77 К при детектировании в длинноволновом ИК-диапазоне). Ключевым условием для создания «высокотемпературного» детектора является минимизация тепловой генерации в активной области без снижения квантовой эффективности. Среди всех механизмов тепловой генерации-рекомбинации (ГР) в узкозонных полупроводниках решающую роль играют межзонные Оже-процессы (Оже 1 и Оже 7, имеющие наименьшие пороговые энергии), а также ГР по механизму Шокли-Рид-Холла (ШРХ) через уровни ловушек. Излучательная рекомбинация обычно не ограничивает характеристики правильно спроектированных фотоприемников [6].

Барьерные структуры nVn

В 2006 году предложена барьерная фоточувствительная структура [7], которую часто сравнивают с классическим p - n -фотодиодом. Различия заключаются в том, что область пространственного заряда (ОПЗ) p - n -перехода заменена барьерным (широкозонным) слоем V , а p -область – на слой n -типа. Во втором n -слое происходит поглощение излучения. За счёт

введения широкозонного барьера при подаче на структуру отрицательного смещения (отрицательный потенциал приложен к контактному слою) возникает потенциальный барьер для электронов (происходит подавление темновых токов основных носителей заряда), но при этом отсутствует барьер для неосновных носителей заряда (дырок), возникших в результате фотогенерации [8]. Введение барьерного слоя вместо ОПЗ p - n -фотодиода снижает вклад в темновой ток компонент, связанных с процессами ШРХ, а также с поверхностной утечкой.

Концепция nBn -структуры была впервые реализована на практике для детекторов на основе InAs-соединений (группа A_3B_5) с разрывом зон на гетерограницах 2-го типа. Структура состояла только из слоев n -типа проводимости с нелегированным барьером из InAsSb (или AlAsSb) [9]. Особенностью таких детекторов является почти нулевой разрыв валентной зоны на гетерогранице барьера и контактного слоя при большой высоте барьера

(>1 эВ) в зоне проводимости. Разработки nBn -детекторов на основе InAs-соединений активно продолжаются [10,11]. Имеются разработки nBn -структур на основе InGaAs [12–14].

Наибольший прогресс по nBn -структурам достигнут на основе твердого раствора InAsSb, который сочетает в себе преимущества соединения InSb с возможностью достижения новых свойств при переходе к эпитаксиальным слоям InAsSb с барьером на основе гетероперехода $InAs_{1-x}Sb_x/InAs_{1-y}Sb_y$. Теоретически и экспериментально показано, что nBn -детекторы на основе соединений группы A_3B_5 при полной реализации их потенциальных преимуществ способны конкурировать с традиционными детекторами из HgCdTe [15], особенно в средневолновом диапазоне.

Наибольшее распространение получили барьерные структуры nBn -типа с блокирующим слоем для электронов. В такой структуре узкозонный поглощающий слой n -типа ($InAs_{1-x}Sb_x$) помещают тонкий широкозонный барьерный слой ($AlAs_{1-y}Sb_y$).

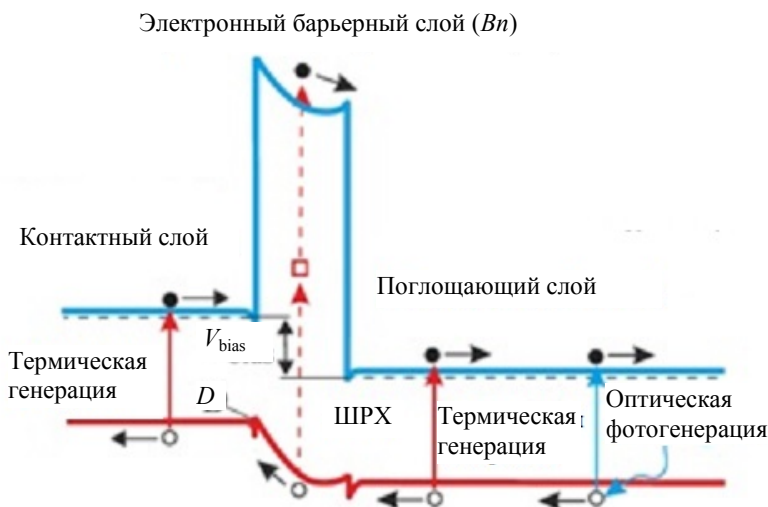


Рис. 1. Зонная диаграмма nBn -структуры с барьерным слоем для электронов.

Барьер в зоне проводимости, блокирует основные носители заряда — электроны, в то время как в валентной зоне барьера практически нет, и неосновные носители — дырки могут беспрепятственно перемещаться в валентной зоне и принимать участие в механизме фотопроводимости. Таким образом, за счет исключения из процесса переноса тока носителей заряда одного знака и подавления процесса генерации-рекомбинации достигается уменьшение темновых токов МФПУ. На рис. 2 представлена зависимость $\log(I) = f(1/T)$ фотодиода с p - n -переходом и nBn -структуры.

В характеристике темнового тока фотодиода с p - n -переходом имеются два участка различного наклона, которые представляют диффузионную и генерационно-рекомбинационную составляющие темнового тока. Точка изменения наклона соответствует значению температуры T_c , при которой диффузионная и генерационно-рекомбинационная составляющие темнового тока равны. В структуре nBn -типа отсутствует ток генерации-рекомбинации, поэтому темновой ток состоит только из диффузионной составляющей. Следовательно, при одинаковых температурах темновые токи

nBn -структуры будут существенно меньше, чем у стандартного фотодиода с $p-n$ -переходом, а фотоэлектрические параметры существенно выше.

За счет устранения в барьерных nBn -структурах генерационно-рекомбинационной составляющей темнового тока можно повысить пороговые фотоэлектрические параметры при криогенной температуре 77 К или существенно увеличить температуру охлаждения fotocувствительных элементов до 100 К и выше, обеспечив при этом темновые токи меньше, чем фоновый ток. Эквивалентная шуму разность температур (ЭШРТ), характеризующая температурную чувствительность, будет такой же, как и при температуре 77 К.

При использовании nBn -структур на основе InAsSb несколько уменьшается граничная длина волны (примерно на 0,5 мкм) относительно InSb, но при этом удается получить

довольно высокую температуру охлаждения (~ 150 К). Израильская фирма SCD разработала и использует xBn -структуры для изготовления МФПУ (таблица). SCD выпускает «высокотемпературные» МФПУ HOT Pelican и Kinglet, имеющие формат 640×512 элементов с шагом 15 мкм. Рабочая температура охлаждения 150 К. Граничная длина волны 4,2 мкм. При этом достигается эквивалентная шуму разность температур 23 мК. Для охлаждения в HOT Pelican использована МКС K508N (Ricor), потребляющая всего 3,5 Вт. В МФПУ Kinglet применяется роторная интегральная МКС K562S, потребляющая в стационарном режиме 2,8 Вт, при весе МФПУ всего 280 г. Имеется также вариант исполнения с линейной МКС SX020. Особенностью этого исполнения является значительно увеличенный ресурс (> 20 000 часов). Разработан также мегапиксельный МФПУ Hot Hercules.

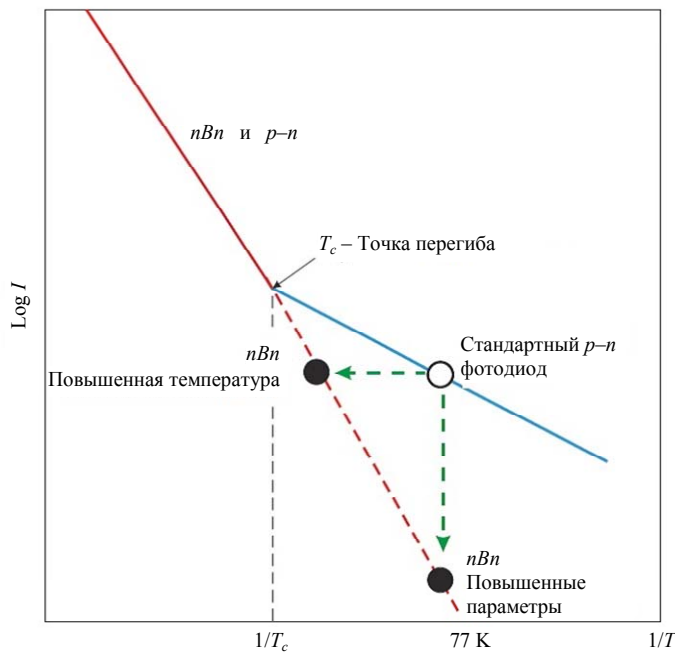


Рис. 2. Зависимость темнового тока от температуры $\log(I) = f(1/T)$ для фотодиода с $p-n$ -переходом и для nBn -структуры.

Таблица

«Высокотемпературные» МФПУ на основе xBn -структур фирмы SCD (Израиль)

Марка	HOT Pelican-D	Kinglet	Hot Hercules
Формат, элементов	640×512	640×512	1280×1024
Шаг, мкм	15	15	15
Диапазон, мкм	3,6–4,2	3,6–4,2	3,6–4,2
Охлаждаемая апертура, (F/#)	F/3	F/4	F/4
ЭШРТ, мК	23	23	20
Температура охлаждения, К	150	150	150
Технология ФЧЭ	$n-B-n$ -InAsSb	$n-B-n$ -InAsSb	$n-B-n$ -InAsSb
МКС	K508N	K562S, (K580)	K508N
Мощность (стац. режим), Вт	3,5	2,8 (2)	3,5
Масса, г	~750	280	750

Прогресс в создании инфракрасных детекторов на основе nBn -структур из $HgCdTe$ основан на развитии таких технологий, как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и газофазная эпитаксия из металлорганических соединений (ГФЭМОС, МОСVD), позволяющие выращивать слои с прецизионно управляемым распределением компонентного состава и концентрации легирующей примеси по толщине. Это предоставляет возможность разработки новых архитектур приборных структур, обеспечивающих повышение рабочей температуры детекторов и упрощение технологического цикла их изготовления [16]. К настоящему моменту предложено множество различных архитектур барьерных детекторов на основе $HgCdTe$, среди которых самыми перспективными представляются униполярные конфигурации (nBn - и $NBvN$ -структуры), позволяющие упростить технологию получения детекторов и снизить темновые токи [17, 18].

В настоящее время распространено создание традиционных n на p $HgCdTe$ -фотодиодов путем ионной имплантации в эпитаксиальную пленку, например, ионов бора (без отжига), а также p на n $HgCdTe$ -фотодиодов посредством имплантации ионов мышьяка и последующего активационного отжига. Активно развивается технология КРТ-фотодиодов с двухслойными планарными гетеропереходами (DLPH).

Использование nBn -архитектуры для $HgCdTe$ может обеспечить значительное преимущество перед традиционными фотодиодами вследствие повышения качества материала из-за отсутствия постимплантационных дефектов [19, 20]. Исключение необходимости проведения ионной имплантации (иногда с последующим отжигом) упростит технологию создания детекторов. Вместе с тем при реализации nBn -архитектуры в $HgCdTe$ возникает проблема, связанная с тем, что для гетерограниц барьерного слоя в $HgCdTe$ характерен первый тип расположения энергетических зон, что подразумевает ненулевой разрыв валентной зоны. Такой разрыв зон препятствует току фотоносителей.

Для решения этой проблемы предлагалось увеличивать напряжение смещения на структуре. В работе [21] было проведено численное моделирование энергетических диаграмм фоточувствительной $nB_n n$ -структуры с поглощающим слоем $Cd_{0,275}Hg_{0,725}Te$, рассчитанным на средневолновый ИК-диапазон, и со сложным трёхслойным барьером, включающим центральный слой с $Cd_{0,6}Hg_{0,4}Te$ и два окружающих его слоя с переменным составом. На рис. 3 показаны расчетные зависимости обнаружительной способности от величины внешнего смещения при температуре 200 К. Здесь N_d – концентрация донорной примеси в соответствующем слое структуры.

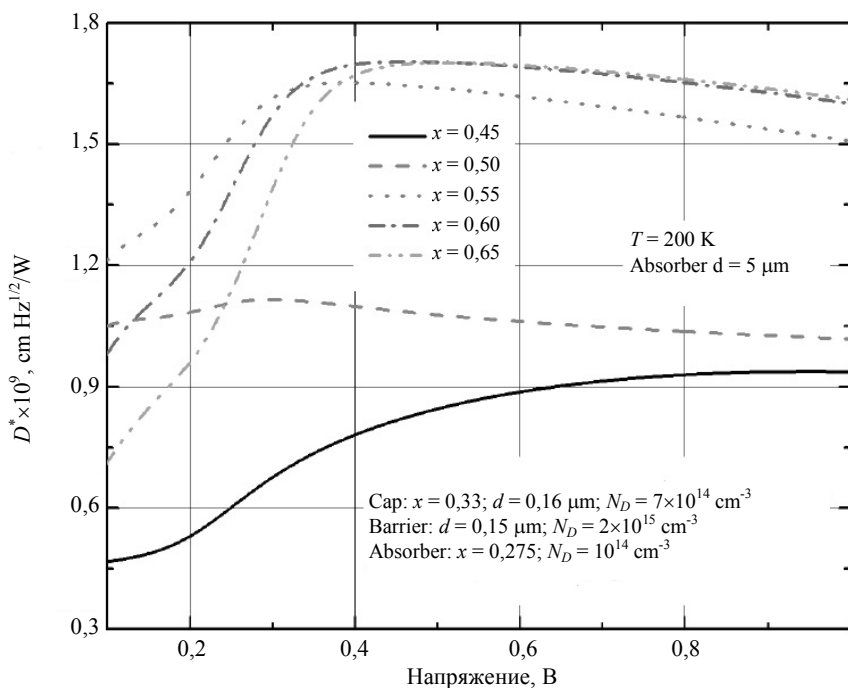


Рис. 3. Расчетные зависимости обнаружительной способности D^* от величины внешнего смещения для барьерной фоточувствительной $nB_n n$ структуры при температуре 200 К при различных значениях состава центрального слоя барьера [21].

Из представленных кривых видно, что барьерные слои с большим составом обеспечивают лучшие значения обнаружительной способности прибора, что объясняется более эффективным экранированием тока основных носителей заряда в структуре с более широкой зонной структурой барьером. При этом наличие барьера для дырок в валентной зоне обуславливает низкие значения обнаружительной способности при нулевом внешнем смещении. При увеличении отрицательного внешнего смещения геометрия потенциальных барьеров претерпевает существенные изменения, как для электронов, так и для дырок. При увеличении смещения высота барьера для дырок становится меньше, что уменьшает барьер для тока

неосновных носителей и приводит к увеличению обнаружительной способности. Однако, при слишком больших значениях смещения ($\sim 0,4$ В) существенной становится изменение геометрии барьера в зоне проводимости: его форма стремится к треугольной, возрастает туннельная прозрачность барьера и уменьшается эффективность экранирования тока основных носителей, что приводит к последующему снижению значений обнаружительной способности (рис. 4). Здесь E_c , E_v – энергии краёв зоны проводимости и валентной зоны, E_f – энергия уровня Ферми, а E_{fn} и E_{fp} – энергии неравновесных квазиуровней Ферми. Сходные результаты получены также и другими авторами [22, 23].

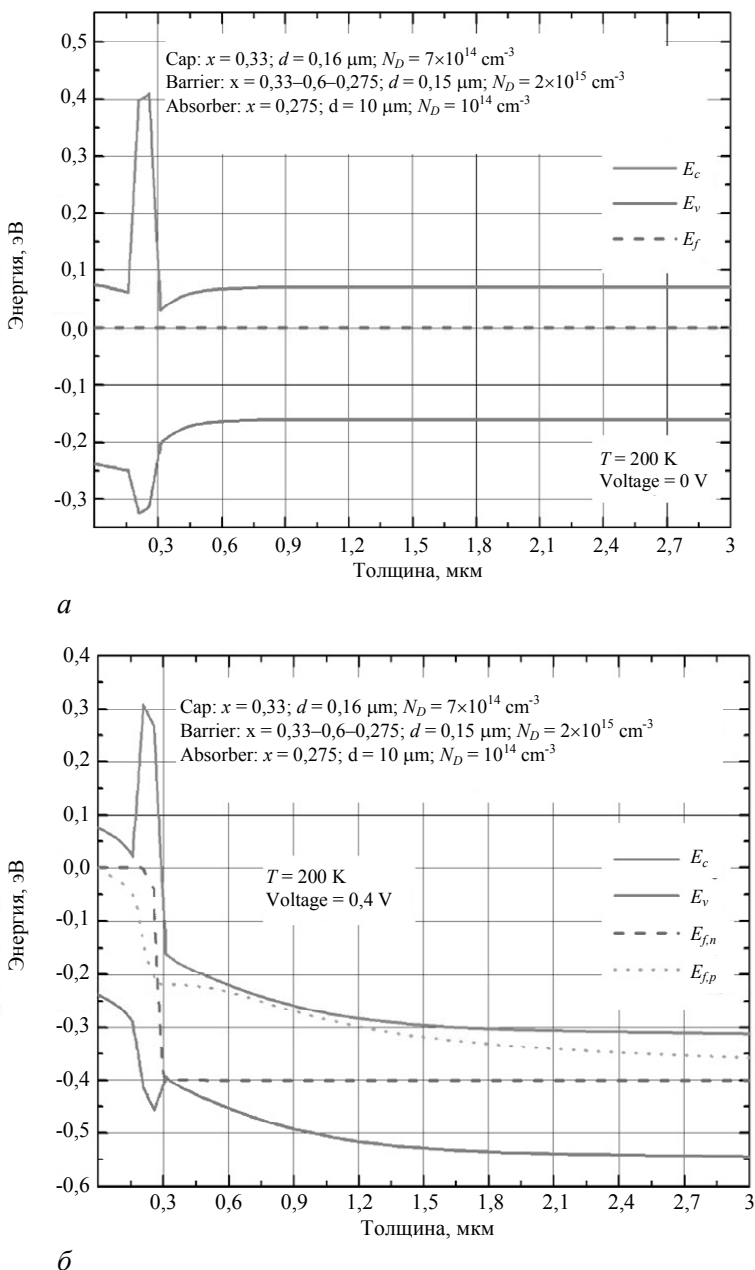


Рис. 4. Энергетические диаграммы барьерной фоточувствительной nBn -структуры при температуре 200 К при отсутствии (а) и наличии (б) смещения [21].

Другим подходом к минимизации разрыва валентной зоны является в nBn -структурах КРТ создание барьера p -типа проводимости. В работе [8] показана возможность практически полного устранения барьера для дырок (при определенном смещении) путем прецизионного акцепторного легирования барьерной области. Такой подход малоперспективен при использовании МЛЭ и возможен только при выращивании гетероструктур методом MOCVD [24], который позволяет получать *in situ* материал КРТ как донорного, так и акцепторного типов проводимости. Кроме этого, формирование барьерного слоя p -типа приведёт к возникновению ОПЗ вблизи гетерограниц барьерного слоя, что вызовет интенсивную генерацию по механизму ШРХ. Поэтому преимущество использования барьера, легированного акцепторной примесью, не является очевидным.

Структуры со сверхрешётчными барьерами

Интересным направлением является использование многослойных барьеров, включая барьеры в виде сверхрешёток [25]. На рис. 5, а показана рассчитанная зонная диаграмма аналогичной структуры, у которой роль барьера выполняют однородные слои n - и p -типов проводимости. Здесь E_c , E_v – энергии краёв зоны проводимости и валентной зоны, E_f – энергия уровня Ферми. Расчет энергетической зонной диаграммы структуры, в которой роль барьера выполняет сверхрешётка третьего типа (T3SL) HgTe/Cd_{0,95}Hg_{0,05}Te. Толщина слоёв Cd_{0,95}Hg_{0,05}Te во всех рассматриваемых авторах случаях составляла 28 нм, а толщины слоёв HgTe при проведении расчётов варьировались. Моделирование показало, что в такой системе при толщине слоёв HgTe 5 нм полностью устраняется потенциальный барьер

в валентной зоне без образования ОПЗ (рис. 5, б, кривые «5/28»). К сожалению, авторы не дают информацию о том, какое количество периодов сверхрешётки они закладывали при расчётах.

Дальнейшее развитие этот подход получил в работе [26]. Расчеты, проведенные с учетом квантово-механической природы сверхрешетки в барьерном слое, показали, что при толщинах барьеров CdTe и ям HgTe, равных 1,3 и 3,7 нм, соответственно, достигается максимальное отношение дырочного тока к электронному, если число слоев в сверхрешетке превышает 12 [27]. Также в работах этой группы теоретически показано, что снижения барьера в валентной зоне возможно при неоднородном распределении состава и легирующей примеси в барьерном слое [28]. Экспериментально эти способы снижения барьера в валентной зоне не реализованы.

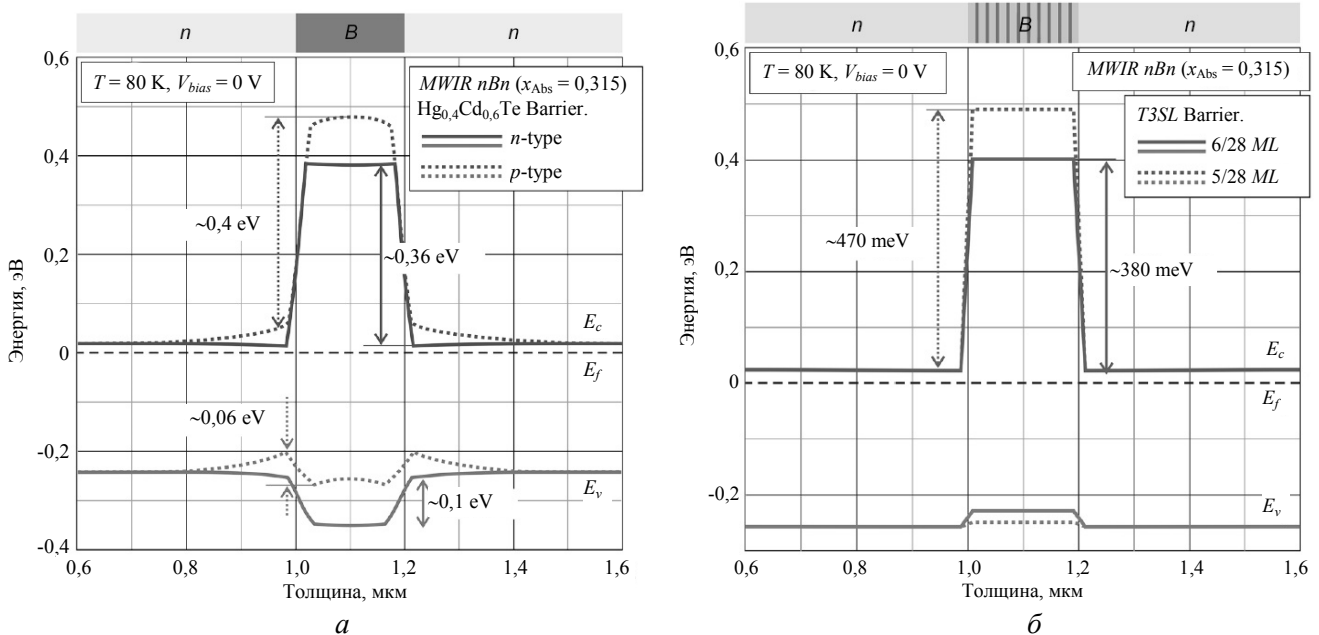


Рис. 5. Рассчитанные зонные диаграммы структур с поглощающим слоем из KPT с $x = 0,315$ с барьерами n - и p -типов (а) и с барьером в виде сверхрешётки (б) при температуре 80 К при нулевом внешнем смещении (V_{bias}) [25].

Другой проблемой nBn -детекторов на основе HgCdTe является недостаточная высота потенциального барьера для электронов (менее 1 эВ), что увеличивает вероятность туннелирования электронов через барьер или его надбарьерного преодоления. Для решения этой проблемы необходим тщательный подбор толщины барьера, концентрации легиру-

ющей примеси в контактном слое [29]. Важными задачами при изготовлении nBn -структур является устранение токов поверхностной утечки, а также выбор правильной конфигурации контактов [8].

Исследования барьерных структур со сверхрешетками 2-го типа на основе соединений A_3B_5 проводятся с использованием больш-

шого количества разнообразных архитектур. Это связано с относительной простотой и гибкостью формирования сверхрешеток в семействе соединений A_3B_5 , имеющих постоянную кристаллической решетки близкую к $6,1 \text{ \AA}$ – InAs, GaSb, AlSb и их тройные соединения, а также теоретическими расчетами, предсказывающими заметные преимущества по сравнению с фотодиодными структурами на основе HgCdTe. Классификация и экспериментальные данные таких барьерных структур даны в обзоре Rogalski A. [30]. Наибольший интерес представляют барьерные nBn -структуры со сверхрешетками для длинноволнового спектрального диапазона, показывающие темновые токи близкие к предсказанным выражением для темнового тока ИК-детектора «Rule 07» [1]. Разработки в этом направлении активно проводятся и в настоящее время [31], однако реализации ожидаемых преимуществ по работе при повышенных рабочих температурах охлаждения достигнуто не было. Для достижения приемлемых характеристик МФПУ температуру пришлось снижаться до 65 К и ниже [32].

Экспериментальные исследования nBn -детекторов из HgCdTe

Несмотря на значительное число публикаций (около 100), посвященных теоретическому обоснованию потенциальных преимуществ nBn -структур, известны только единичные попытки практической реализации nBn -детекторов из HgCdTe. Впервые nBn -детекторы на основе HgCdTe с граничной длиной волны 5,7 мкм при 77 К были выращены методом МЛЭ (система Riber 32 MBE) на подложке из объемного CdZnTe [29, 33]. Авторами было установлено, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) определяется формой барьера и зависит от приложенного смещения. В диапазоне температур 180–250 К наблюдалось диффузионное ограничение темнового тока (плотность тока составила $1\text{--}3 \text{ A/cm}^2$), при более низких температурах ток был ограничен генерацией через поверхностные ловушки. Фотоотклик зависит от приложенного смещения. Согласно оценкам, максимальная внутренняя квантовая эффективность составила 66 %. Авторы не приводят абсолютных

значений спектральной чувствительности, что затрудняет оценку качества прибора. При второй разработке HgCdTe nBn -структуры при помощи метода МЛЭ получены значительно меньшие (примерно на 5 порядков) значения плотности темнового тока ($3,74 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ при 77 К и смещении 0,5 В) [34]. Такой разброс результатов свидетельствует о необходимости систематических исследований для оптимизации параметров структур и технологических процессов.

В научной группе из Франции также предпринималась попытка создания средне-волновой nBn -структуры на основе МЛЭ HgCdTe с асимметричным барьерным слоем и однородным легированием [35]. Несмотря на то, что квантовая эффективность, согласно оценкам, достигала 60 %, наблюдались большие значения плотности тока при 77 К (порядка 10^{-3} A/cm^2). ВАХ имели вид, который значительно отличался от предсказанного в результате моделирования, а исследования при помощи масс-спектропии вторичных ионов показали, что реальное распределение состава по толщине пленки значительно отличается от запланированного.

В группе Istuno A. (США) была предпринята попытка создания планарной LWIR nBn -структуры из HgCdTe, для которой наблюдались высокие значения плотности темнового тока (около 50 A/cm^2 при 77 К). Освещение приводило к незначительному увеличению тока при обратном смещении. Авторы объяснили результаты наличием токов поверхностной утечки. Значения плотности тока для изготовленных MWIR и LWIR nBn -структур на несколько порядков превышают значения, предсказанные выражением для темнового тока ИК-детекторов «Rule07» [36], что может свидетельствовать о больших токах утечки по периметру структуры из-за недостаточного качества пассивации.

Структуры с неравновесным обеднением

Одним из способов подавления Оже процессов, не требующим охлаждения полупроводника, является создание неравновесного обеднения [37]. Темновые токи, определяющие рабочую температуру высокочувствительных ИК-детекторов на основе HgCdTe,

ограничены процессами Оже генерации. Нетривиальной задачей является снижение требований к охлаждению детекторов без ухудшения рабочих характеристик. Концепция высокотемпературных (НОТ) структур основана на подавлении ГР Оже процессов путем снижения тепловой концентрации носителей заряда в поглощающем слое до значений, которые меньше равновесных. В НОТ детекторах используется слаболегированный узкозонный поглощающий слой, с одной стороны которого формируется гетеропереход обеспечивающий эксклюзию носителей заряда, а с другой – экстракцию носителей заряда. При подаче обратного смещения происходит уменьшение концентрации носителей заряда в поглощающем слое, что проявляется в подавлении Оже-процессов. Проведенные расчеты пороговых характеристик показали, что для НОТ MWIR детекторов режим ограничения шумами фонового излучения реализуется при 203 К (по сравнению с $T = 155$ К для идеального DLPN-детектора), а для LWIR-детектора – при 145 К (102 К для DLPN-детектора). Темновой ток в таких НОТ структурах, согласно расчетам, должен быть меньше, чем в фотодиодах с p - n -переходами [38], а рабочие характеристики при заданной температуре лучше. В настоящее время разрабатываются LWIR НОТ барьерные структуры на основе MOCVD HgCdTe, содержащие p -слои, для быстрого детектирования одноэлементным фотоприемником при температуре 230 К, достигнута обнаружительная способность, равная 2×10^9 см Вт⁻¹ Гц^{1/2} [6, 39]. Разработки НОТ барьерных структур для МФПУ на основе МЛЭ HgCdTe пока в литературе не описаны.

Структуры с архитектурой NBvN-типа

Другой перспективной архитектурой униполярных барьерных детекторов на основе МЛЭ n -HgCdTe является NBvN-конфигурация, позволяющая повысить рабочую температуру детекторов за счет подавления Оже ГР процессов. Теоретически HgCdTe детекторы с NBvN-архитектурой сохраняют технологические преимущества nVn -конфигурации, но при этом могут показывать меньшие темновые токи, чем p - n -фотодиоды и nVn -детекторы. NBvN-прибор содержит четыре слоя n -типа:

высоколегированный покрывающий, слаболегированный барьерный, слаболегированный поглощающий и высоколегированный нижний слои. Разрыв зоны проводимости на границе поглощающего и барьерного слоев препятствует току электронов из покрывающего к поглощающему слою. В равновесных условиях существует барьер в валентной зоне на границе барьерного и поглощающего слоев, который блокирует перенос дырок в направлении покрывающего слоя. При подаче обратного смещения барьер в валентной зоне уменьшается. В результате дырки, возникающие в поглощающем слое вследствие тепловой и оптической генерации, собираются в верхнем слое. Граница между поглощающим и барьерным (или покрывающим слоем) обеспечивает экстракцию дырок, а граница между поглощающим и нижним слоями – эксклюзию. В результате термогенерированные дырки эффективно удаляются из поглощающего слоя, концентрация дырок становится значительно ниже равновесных значений. Для сохранения электронейтральности в поглощающем слое концентрация электронов тоже снижается ниже равновесного значения. ГР процессы по Оже механизму подавляются из-за уменьшения общей концентрации носителей в активном слое. Согласно результатам моделирования, использование NBvN-конфигурации позволяет снизить значения темнового тока, увеличить обнаружительную способность и рабочую температуру (по сравнению с nVn и DLPN), а также исключить технологическую проблему формирования областей p -типа.

Авторами работы [34] было проведено моделирование характеристик ИК-детекторов на основе HgCdTe с NBvN архитектурой. Расчетные значения плотности темнового тока детекторов для MWIR и LWIR диапазонов на порядок (или больше) ниже, чем для nVn или DLPN детекторов в диапазоне температур от 50 до 225 К. Расчетные значения пиковой обнаружительной способности (D^*) в максимуме чувствительности для MWIR детектора составили $6,0 \times 10^{14}$ и $2,4 \times 10^{10}$ см Вт⁻¹ Гц^{1/2} при температурах 95 и 225 К, соответственно. Значения D^* для LWIR детектора составили $2,4 \times 10^{14}$ и $2,3 \times 10^{11}$ см Вт⁻¹ Гц^{1/2} при 50 и 95 К, соответственно. Значения обнаружительной

способности оценивались из максимальной чувствительности, рассчитанной в более ранних работах [40, 41]. Информации об экспериментальных работах по реализации рассчитанных NBvN структур из КРТ в литературе нет.

Выводы

Таким образом, на основании проведённого обзора можно заключить, что униполярные структуры на основе A_3B_5 и A_2B_6 перспективны и могут привести к созданию ИК МФПУ с повышенными характеристиками при работе с повышенной температурой охлаждения. Большой теоретический задел по исследованию nVn -структур на основе HgCdTe как для средневолнового, так и для длинноволнового спектрального диапазонов показывает некоторые преимущества по сравнению с фотодиодами на основе $p-n$ -перехода в HgCdTe. Если для средневолнового ИК-диапазона создание МФПУ 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 большое число нерешённых фундаментальных, конструктивных и технологических задач. Наличие барьера для дырок в валентной зоне в структурах nVn на основе материала КРТ требует ряда технологических решений, которыми являются: использование больших значений внешнего смещения, управление параметрами барьерного слоя, включая акцепторное легирование барьера, а также использование многослойных структур со сложной конструкцией барьерного слоя, включая барьеры в виде сверхрешёток. Поэтому, несмотря на определённый теоретический задел, разработанные технологические реализации приборов не позволили до настоящего времени получить практически значимые результаты реализующие теоретически предсказанные преимущества КРТ nVn -структуры при разработке МФПУ.

Для длинноволнового спектрального диапазона nVn -структуры на основе материалов A_3B_5 с использованием сверхрешёток второго типа InAs/InAsSb при полной реализации их потенциальных преимуществ способны конкурировать с традиционными фотодиодными приемниками из HgCdTe. В этом направлении

проводятся активные работы по созданию МФПУ, однако большое число нерешённых фундаментальных, конструктивных и технологических задач пока не позволило реализовать предсказанные преимущества в экспериментальных образцах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogalski A. Infrared and Terahertz Detectors, 3 Edition (Taylor & Francis Group, LLC, 2019).
2. Бурлаков И. Д., Дирочка А. И., Корнеева М. Д., Пономаренко В. П., Филачев А. М. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 5. С. 509.
3. Gu R., Antoszewski J., Lei W., Madni I., Umana-Membrenao G., Faraone L. // J. Cryst. Growth. 2017. Vol. 468. P. 216.
4. Wollrab R., Schirmacher W., Schallenberg T., Lutz H., Wendler J., Haiml M., Zigler J. // Proc. SPIE. 2014. Vol. 10563. 1062410-1.
5. Kinch M. A. // J. Electron. Mater. 2015. Vol. 44. No. 9. P. 2969.
6. Kopytko M., Kębłowski A., Gawron W., Pusz W. // Semicond. Sci. Technol. 2016. Vol. 31. No. 3. P. 035025.
7. Maimon S., Wicks G. W. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 151109.
8. Kopytko M., Kębłowski A., Gawron W., Madejczyk P. // Opto-Electron. Rev. 2015. Vol. 23. No. 2. P. 143.
9. Pedrazzani J. R., Maimon S., Wicks G. W. // Electron. Lett. 2008. Vol. 44. No. 25. P. 1487.
10. Reine M., Pinkie B., Schuster J., Bellotti E. // J. Electron. Mater. 2014. Vol. 43. No. 8. P. 2915.
11. Soibel A., Keo S.A., Fisher A., Hill C. J., Luong E., Ting D. Z., Gunapala S. D., Lubyshev D., Qiu Y., Fastenau J. M., Liu A. W. K. // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 112. No. 4. P. 041105.
12. Седнев М. В., Болтарь К. О., Иродов Н. А., Демидов С. С. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 73.
13. Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Седнев М. В., Лопухин А. А., Коротаев Е. Д. // Прикладная физика. 2015. № 1. С. 87.
14. Болтарь К. О., Иродов Н. А., Седнев М. В., Мармалюк А. А., Ладугин М. А., Рябоштан Ю. Л. // Прикладная физика. 2017. № 6. С. 49.
15. Martyniuk P., Kopytko M., Rogalski A. // Opto-Electron. Rev. 2014. Vol. 22. No. 2. P. 127.
16. Kopytko M., Rogalski A. // Progress in Quantum Electronics. 2016. Vol. 47. P. 1.
17. Itsuno A. M. Bandgap-Engineered Mercury Cadmium Telluride Infrared Detector Structures for Reduced Cooling Requirements: Doctoral dissertation. University of Michigan, 2012.
18. Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2019. № 3. С. 53.
19. Bubulac L. O. // J. Crystal Growth. 1988. Vol. 86. No. 1–4. P. 723.
20. Talipov N., Voitsekhovskii A. // Semicond. Sci. Technol. 2018. Vol. 33. No. 6. P. 065009.

21. *Martyniuk P., Rogalski A.* // Bulletin of the polish academy of sciences. Technical sciences. 2013. Vol. 61. No. 1. P. 211.
22. *Ye Z. H., Chen Y. Y., Zhang P., Lin C., Hu X. N., Ding R. J., He L.* // Proc. of SPIE. 2014. Vol. 9070. P. 90701L-1.
23. *Akhavan N. D., Jolley G., Umana-Membreno G. A., Antoszewski J., Faraone L.* // J. Electron. Mater. 2015. Vol. 44. No 9. P. 3044.
24. *Kopytko M., Józwickowski K., Martyniuk P., Gawron W., Madejczyk P., Kowalewski A., Markowska O., Rogalski A., Rutkowski J.* // J. Electron. Mater. 2016. Vol. 45. No. 9. P. 4563.
25. *Kopytko M., Wrobel J., Jozwickowski K., Rogalski A., Antoszewski J., Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Faraone L., Becker C. R.* // J. Electron. Mater. 2014. Vol. 44. No. 1. P. 158.
26. *Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Gu R., Asadnia M., Antoszewski J., Faraone L.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2016. Vol. 63. No. 12. P. 4811.
27. *Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Gu R., Antoszewski J., Faraone L.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2018. Vol. 65. No. 2. P. 591.
28. *Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Gu R., Antoszewski J., Faraone L.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2018. Vol. 65. No. 10. P. 4340.
29. *Velicu S., Zhao J., Morley M., Itsuno A. M., Phillips J. D.* // Proc. SPIE. 2012. Vol. 8268. P. 82682X.
30. *Rogalsky A.* // Proc. SPIE. 2017. Vol. 10433. P. 10433OL.
31. *Alchaar R., Rodriguez J. B., Hoglund L., Naureen S., Christol P.* // AIP Advances. 2019. Vol. 9. P. 055012.
32. *Ting D. Z., Soibel A., Khoshakhlagh A., Keo S. A., Rafol S. B., Fisher A. M., Pepper B. J., Luong E. M., Hill C. J., Gunapala S. D.* // Proc. SPIE. 2018. Vol. 10624. 1062410-1.
33. *Itsuno A.M., Phillips J.D., Velicu S.* // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. No. 16. P. 161102.
34. *Itsuno A. M., Phillips J. D., Velicu S.* // J. Electron. Mater. 2012. V. 41. No. 10. P. 2886.
35. *Gravrand O., Boulard F., Ferron A., Ballet Ph., Hassis W.* // J. Electron. Mater. 2015. Vol. 44. No. 9. P. 3069.
36. *Tennant W. E., Lee D., Zandian M., Piquette E., Carmody M.* // J. Electron. Mater. 2008. Vol. 37. No. 9. P. 1406.
37. *Ashley T., Elliott C. T.* // Electron. Lett. 1985. Vol. 21. No. 10. P. 451.
38. *Schaake H. F., Kinch M. A., Chandra D., Aqariden F., Liao P. K., Weirauch D. F., Wan C. F., Scritchfield R. E., Sullivan W. W., Teherani J. T., Shih H. D.* // J. Electron. Mater. 2008. Vol. 37. No. 9. P. 1401.
39. *Kopytko M., Keblowski A., Madejczyk P., Martyniuk P., Piotrowski J., Gawron W., Grodecki K., Jozwickowski K., Rutkowski J.* // J. Electron. Mater. 2017. Vol. 46. No. 10. P. 6045.
40. *Itsuno A. M., Phillips J. D., Velicu S.* // J. Electron. Mater. 2011. Vol. 40. No. 8. P. 1624.
41. *Itsuno A. M., Phillips J. D., Velicu S.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2011. Vol. 58. No. 2. P. 501.

PACS: 85.60 Gz

Unipolar semiconductor barrier structures for infrared photodetector arrays

*I. D. Burlakov^{1,2}, N. A. Kulchitsky^{1,2}, A. V. Voitsekhovskii³, S. N. Nesmelov³, S. M. Dzyadukh³,
and D. I. Gorn³*

¹ Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

² MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)
78, Vernadsky Ave., Moscow, 119454, Russia

³ National Research Tomsk State University
36 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: vav43@mail.tsu.ru

Received December 12, 2019

It is known that it is required deep cooling to achieve high sensitivity and reduced noise levels in semiconductor infrared (IR) photodetectors. This is due to a quite high level of charge carriers thermal generation in the narrow band-gap semiconductor material.

In this regard, at present there are a lot of basic and applied research devoted to finding innovative ways to improve the performance and reduce the cost of IR photodetectors, including the development of new types of photodetectors. One of the main trends in the development of the technology of IR photodetectors is to increase the operating temperature of the device and seek a complete rejection of cryogenic cooling systems that significantly increase the cost of the device and narrow its scope.

The current state of research in the development of unipolar barrier structures based on MBE HgCdTe and InGaAs for infrared detectors with reduced dark currents is analyzed in this work. It is shown that barrier structures of the nBn type are an alternative for creating IR photodiode receivers for medium and far infrared radiation range. At the moment, there are still a number of unsolved design and technological problems in the development of such detectors. The presence of a barrier for holes in the valence band in nBn structures requires a number of technological solutions: the use of large external bias values, control of the barrier layer parameters, including acceptor doping of the barrier, and the use of multi-layer structures with a complex barrier layer design, including barriers in the form of superlattices.

Keywords: unipolar structure, barrier structure, HgCdTe, InGaAs, InGaSb molecular-beam epitaxy, nBn, IR photodiode, IR photodetector, Focal Plane Array.

REFERENCES

1. A. Rogalski, *Infrared and Terahertz Detectors*, 3 Edition (Taylor & Francis Group, LLC, 2019).
2. I. D. Burlakov, A. I. Dirochka, M. D. Korneeva, V. P. Ponomarenko, and A. M. Filachev, *Usp. Prikl. Fiz.* **2** (5), 509 (2014).
3. R. Gu, J. Antoszewski, W. Lei, I. Madni, G. Umana-Membreno, and L. Faraone, *J. Cryst. Growth.* **468**, 216 (2017).
4. R. Wollrab, W. Schirmacher, T. Schallenberg, H. Lutz, J. Wendler, M. Haiml, and J. Zigler, *Proc. SPIE.* **10563**, 1062410-1 (2014).
5. M. A. Kinch, *J. Electron. Mater.* **44** (9), 2969 (2015).
6. M. Kopytko, A. Kębłowski, W. Gawron, and W. Pusz, *Semicond. Sci. Technol.* **31**, No. 3, 035025 (2016).
7. S. Maimon, and G. W. Wicks, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 151109 (2006).
8. M. Kopytko, A. Kębłowski, W. Gawron, and P. Madejczyk, *Opto-Electron. Rev.* **23** (2), 143 (2015).
9. J. R. Pedrazzani, S. Maimon, and G. W. Wicks, *Electron. Lett.* **44** (25), 1487 (2008).
10. M. Reine, B. Pinkie, J. Schuster, and E. Bellotti, *J. Electron. Mater.* **43** (8), 2915 (2014).
11. A. Soibel, S. A. Keo, A. Fisher, C. J. Hill, E. Luong, D. Z. Ting, S. D. Gunapala, D. Lubyshev, Y. Qiu, J. M. Fastenau, and A. W. K. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **112** (4), 041105 (2018).
12. M. V. Sednev, K. O. Boltar', N. A. Irodov, and S. S. Demidov, *Prikl. Fiz.*, No. 3, 73 (2015).
13. N. I. Yakovleva, K. O. Boltar', M. V. Sednev, A. A. Lopuhin, and E. D. Korotaev, *Prikl. Fiz.*, No. 1, 87 (2015).
14. K. O. Boltar', N. A. Irodov, M. V. Sednev, A. A. Marmalyuk, M. A. Ladugin, and Yu. L. Ryaboshtan, *Prikl. Fiz.*, No. 6, 49 (2017).
15. P. Martyniuk, M. Kopytko, and A. Rogalski, *Opto-Electron. Rev.* **22** (2), 127 (2014).
16. M. Kopytko and A. Rogalski, *Progress in Quantum Electronics* **47**, 1 (2016).
17. A. M. Itsuno *Bandgap-Engineered Mercury Cadmium Telluride Infrared Detector Structures for Reduced Cooling Requirements* (Doctoral dissertation. University of Michigan, 2012).
18. N. I. Yakovleva, *Prikl. Fiz.*, No. 3, 53 (2019).
19. L. O. Bubulac, *J. Crystal Growth* **86** (1-4), 723 (1988).
20. N. Talipov and A. Voitsekhovskii, *Semicond. Sci. Technol.* **33** (6), 065009 (2018).
21. P. Martyniuk and A. Rogalski, *Bulletin of the polish academy of sciences. Technical sciences* **61** (1), 211 (2013).
22. Z. H. Ye, Y. Y. Chen, P. Zhang, C. Lin, X. N. Hu, R. J. Ding, and L. He, *Proc. of SPIE* **9070**, 90701L-1 (2014).
23. N. D. Akhavan, G. Jolley, G. A. Umana-Membreno, J. Antoszewski, and L. Faraone, *J. Electron. Mater.* **44** (9), 3044 (2015).
24. M. Kopytko, K. Józwickowski, P. Martyniuk, W. Gawron, P. Madejczyk, A. Kowalewski, O. Markowska, A. Rogalski, and J. Rutkowski, *J. Electron. Mater.* **45** (9), 4563 (2016).
25. M. Kopytko, J. Wrobel, K. Jozwickowski, A. Rogalski, J. Antoszewski, N. D. Akhavan, G. A. Umana-Membreno, L. Faraone, and C. R. Becker, *J. Electron. Mater.* **44** (1), 158 (2014).

26. N. D. Akhavan, G. A. Umana-Membreno, R. Gu, M. Asadnia, J. Antoszewski, and L. Faraone, *IEEE Trans. Electron Dev.* **63** (12), 4811 (2016).
27. N. D. Akhavan, G. A. Umana-Membreno, R. Gu, J. Antoszewski, and L. Faraone, *IEEE Trans. Electron Dev.* **65** (2), 591 (2018).
28. N. D. Akhavan, G. A. Umana-Membreno, R. Gu, J. Antoszewski, and L. Faraone, *IEEE Trans. Electron Dev.* **65** (10), 4340 (2018).
29. S. Velicu, J. Zhao, M. Morley, A. M. Itsuno, and J. D. Philips, *Proc. SPIE* **8268**, 82682X (2012).
30. A. Rogalsky, *Proc. SPIE* **10433**, 10433OL (2017).
31. R. Alchaar, J. B. Rodriguez, L. Hoglund, S. Naureen, and P. Christol, *AIP Advances*. **9**, 055012. (2019).
32. D. Z. Ting, A. Soibel, A. Khoshakhlagh, S. A. Keo, S. B. Rafol, A. M. Fisher, B. J. Pepper, E. M. Luong, C. J. Hill, and S. D. Gunapala, *Proc. SPIE* **10624**, 1062410-1 (2018).
33. A. M. Itsuno, J. D. Phillips, and S. Velicu, *Appl. Phys. Lett.* **100** (16), 161102 (2012).
34. A. M. Itsuno, J. D. Phillips, and S. Velicu, *J. Electron. Mater.* **41** (10), 2886 (2012).
35. O. Gravrand, F. Boulard, A. Ferron, Ph. Ballet, and W. Hassis, *J. Electron. Mater.* **44** (9), 3069 (2015).
36. W. E. Tennant, D. Lee, M. Zandian, E. Piquette, and M. Carmody, *J. Electron. Mater.* **37** (9), 1406 (2008).
37. T. Ashley and C. T. Elliott, *Electron. Lett.* **21** (10), 451 (1985).
38. H. F. Schaake, M. A. Kinch, D. Chandra, F. Aqariden, P. K. Liao, D. F. Weirauch, C. F. Wan, R. E. Scritchfield, W. W. Sullivan, J. T. Teherani, and H. D. Shih, *J. Electron. Mater.* **37** (9), 1401 (2008).
39. M. Kopytko, A. Kębłowski, P. Madejczyk, P. Martyniuk, J. Piotrowski, W. Gawron, K. Grodecki, K. Jozwiowski, and J. Rutkowski, *J. Electron. Mater.* **46** (10), 6045 (2017).
40. A. M. Itsuno, J. D. Phillips, and S. Velicu, *J. Electron. Mater.* **40** (8), 1624 (2011).
41. A. M. Itsuno, J. D. Phillips, and S. Velicu, *IEEE Trans. Electron Dev.* **58** (2), 501 (2011).