

Фотодиодная линейка 1×64 на основе двойной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}/n^+\text{-InAs}$

© Н.Д. Ильинская⁺, С.А. Карандашев⁺, Н.Г. Карпухина^{*}, А.А. Лавров^{+,*}, Б.А. Матвеев⁺, М.А. Ременный⁺, Н.М. Стусь^{+,*}, А.А. Усикова⁺

⁺ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*} ООО «ИоффеЛЕД», 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ioffeled@mail.ru

(Получена 13 октября 2015 г. Принята к печати 14 октября 2015 г.)

Приведены результаты исследований вольт-амперных характеристик, фотоэлектрических и люминесцентных свойств монокристаллической диодной линейки 1×64 на основе двойной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$, освещаемой со стороны подложки $n^+\text{-InAs}$ и чувствительной в области 4 мкм. Проведен анализ механизмов токопрохождения в диапазоне температур 77–353 К, а также фоточувствительности и быстродействия с учетом пространственного распределения неравновесного излучения и данных вольт-фарадных измерений.

1. Введение

Области применения оптических методов анализа постоянно расширяются благодаря появлению новых и совершенствованию уже известных компонентов оптоэлектроники, главным образом источников и приемников излучения. Среди таких компонентов особенно динамично развиваются светодиоды (СД) и фотодиоды (ФД) среднего инфракрасного (ИК) диапазона спектра, уже нашедшие применение в трассовых и портативных газоанализаторах углеводородов (длина волны $\lambda = 3.4$ мкм) и углекислого газа (длина волны $\lambda = 4.3$ мкм) [1–3], в медицинской лазерной технике [4] и в низкотемпературных быстродействующих пирометрах [5]. Наряду с одиночными ФД все более востребованными становятся монокристаллические фотоприемные линейки и матрицы с плотноупакованными элементами, позволяющие регистрировать пространственное распределение излучения от удаленного объекта. Такие линейки составляют основу современных спектрометров, например спектрометров с дифракционной решеткой, позволяющих проводить измерения, не прибегая к механическому перемещению их оптических элементов. В качестве поглощающих слоев ФД помимо традиционного твердого раствора HgCdTe [6] все чаще используют полупроводниковые $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ -структуры на основе InAs [7,8], InAsSb [9,10], AlGaInAsSb [11] и сверхрешеток InAs/GaSb [12], более стойких к влаге, чем HgCdTe [13]. В работе [7] на основе одиночной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ была создана и исследована малоформатная матрица (3×3), позволяющая эффективно регистрировать излучение в области 3 мкм в фотовольтаическом режиме. Для $p\text{-}n$ -структур на основе InAsSb , предназначенных для регистрации излучения с длиной волны 4 мкм и более, такие монокристаллические многоэлементные фотодиоды, как следует из обзоров (см., например, [13]), не создавались.

В работе мы приводим предварительные данные, основанные на результатах исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ), фотоэлектрических, люминесцентных и емкостных свойств монокристаллической диодной линейки 1×64 на основе двойной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$, освещаемой со стороны подложки $n^+\text{-InAs}$ (т.е. ФД типа BSI — back-side illuminated).

2. Образцы и методы исследований

Двойные гетероструктуры (ДГС) $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}$, аналогичные описанным ранее в [9], в которых фотоактивным являлся слой из $n\text{-InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}$ (ширина запрещенной зоны $E_g = 0.3$ эВ) толщиной 7–8 мкм, а контактным (ограничивающим) был широкозонный слой $p\text{-InAsSbP}$ толщиной 2–3 мкм (см. данные по

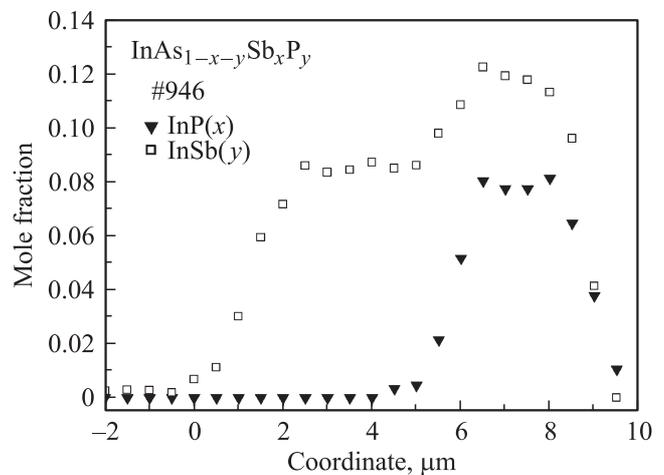


Рис. 1. Типичное распределение состава в направлении роста ДГС, полученное из рентгеноспектральных измерений на сколе (110) структуры.

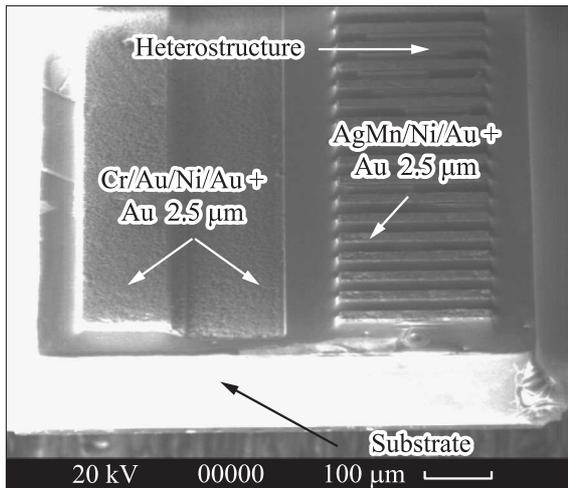


Рис. 2. Внешний вид чипа с линейкой ФД (справа) и общим катодом (слева) со стороны эпитаксиальных слоев.

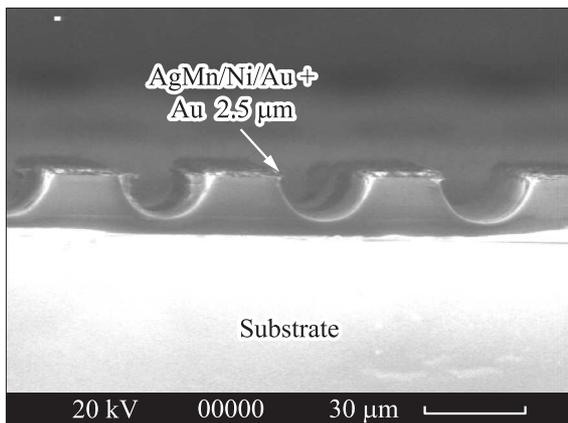


Рис. 3. Фото чипа со стороны скола (110). Белый фон в области подложки обусловлен морфологическими особенностями образца.

составу слоев на рис. 1), выращивались методом жидкофазной эпитаксии на легированных оловом подложках n^+ -InAs (100) с концентрацией электронов $n^+ = (2-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, имеющих сдвинутый в коротковолновую область край поглощения из-за эффекта Мосса–Бурштейна. Основное отличие структур в данной работе от образцов в [9] состояло в несколько меньшем содержании атомов Sb в активной области ($x = 0.08$), что по ожиданиям должно приводить к более коротковолновому спектру поглощения и меньшим, чем в [9], значениям темновых токов. Подложки из InAs имели большую, чем в активной области, ширину запрещенной зоны, что в сочетании с электрическим ограничением на границе n -InAsSb/ p -InAsSbP позволяло отнести исследованные структуры к классу ДГС.

Методами многостадийной стандартной фотолитографии и „мокрого“ химического травления были изготов-

лены структуры с рельефом на эпитаксиальной стороне, включающим прямоугольные мезы с поперечным размером $\sim 20 \times 220 \text{ мкм}$, высотой $\sim 15 \text{ мкм}$ и периодом 50 мкм (см. рис. 2). Общая длина линейки составляла при этом 3.2 мм . Общий для всех элементов катод располагался сбоку от линейки параллельно направлению мультиплицирования (см. рис. 2). Анод покрывал большую часть поверхности мезы. Сборка осуществлялась методом флип-чип, при этом, как и во всех ФД типа BSI, неравновесное излучение вводилось/выводилось через подложку (см. рис. 3).

Для измерения спектральных характеристик ФД применялся монохроматор с призмой из LiF, источником излучения служил штифт Глобара. Для определения токовой чувствительности применялась модель черного тела с температурой 573 К . Сопротивление в нуле смещения ($R_0^{U=0}$) определялось из измерений при напряжении смещения $|U| < 2 \text{ мВ}$, расчет удельной обнаружительной способности (D^*) проводился по формуле Джонса: $D^*(\lambda_{\text{max}}) = S(\lambda_{\text{max}}) \cdot (R_0 A / 4kT)^{1/2}$, где A — площадь p - n -перехода в активной области, k — постоянная Больцмана, T — температура, $S(\lambda_{\text{max}})$ — токовая фоточувствительность в максимуме спектра.

Распределение интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) ($U > 0$) и отрицательной люминесценции (ОЛ) ($U < 0$) вдоль поверхности n^+ -InAs (т.е. в ближнем поле) измерялось с помощью микроскопа, оборудованного охлаждаемой до 77 К фоточувствительной матрицей 128×128 из арсенида индия с максимумом спектра фоточувствительности на длине волны 2.9 мкм [14]. Спектры ЭЛ элементов линейки имели стандартный вид, характерный для данного типа приборов с максимумом на длине волны 4.2 мкм (300 К) [3]; при этом перекрытие спектров излучения и чувствительности фотоприемной системы микроскопа составляло $< 1\%$.

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 4 приведено ИК изображение обращенной к микроскопу поверхности n^+ -InAs при смещении одного из элементов линейки в обратном направлении (постоянный ток $I = -0.3 \text{ мА}$, $T = 300 \text{ К}$). Справа и сверху от ИК изображения показаны соответствующие распределения интенсивности излучения в „вертикальном“ и в „горизонтальном“ по отношению к плоскости рисунка направлениях. Помимо обычного для режима ОЛ понижения излучательной способности электрически активной части p - n -перехода [15] отметим также и пониженную излучательную способность в области общего катода (в верхнем левом углу на рисунке, показано стрелкой). Последнее свидетельствует о том, что металл электрического контакта на границе раздела металл/полупроводник в указанной области является отражающим. При увеличении модуля обратного тока интенсивность ОЛ возрастала и достигала своего

максимума при токах $|I| = 0.3\text{--}0.5$ мА, что является характерным свойством приборов ОЛ [15].

Как видно из рис. 4, поперечный размер области поглощения (темная прямоугольная область в центре — область активации ОЛ) несколько больше, чем поперечный размер мезы, и составляет по предварительной оценке ~ 33 мкм. Это не противоречит нашим прежним представлениям об увеличении площади сбора излучения в мезах с наклонными стенками, выполняющими роль внутренних концентраторов излучения. Тот же вывод об увеличенном размере оптически активной области следует и из анализа пространственного распределения ЭЛ, включающего боковой всплеск на крае структуры (см. рис. 5). При этом при прямом токе 3.2 мА плотность ЭЛ в области чувствительности микроскопа (3 мкм) была эквивалентна плотности излучения от черного тела с температурой 68°C .

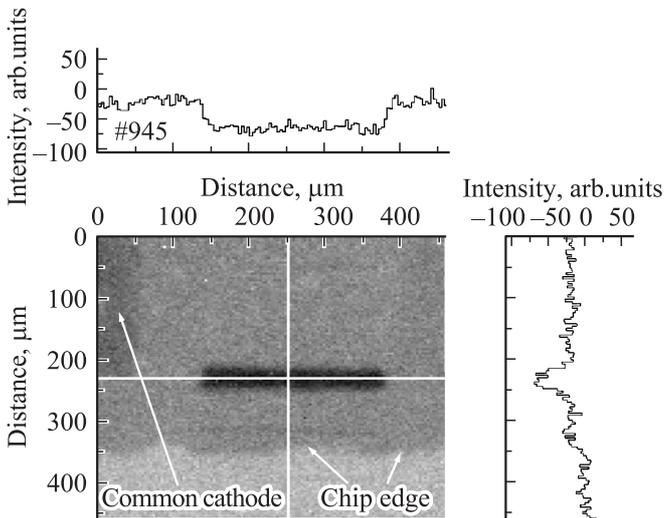


Рис. 4. ИК изображение поверхности чипа ($n^+\text{-InAs}$) с одним активированным элементом линейки ФД, $I = -0.3$ мА.

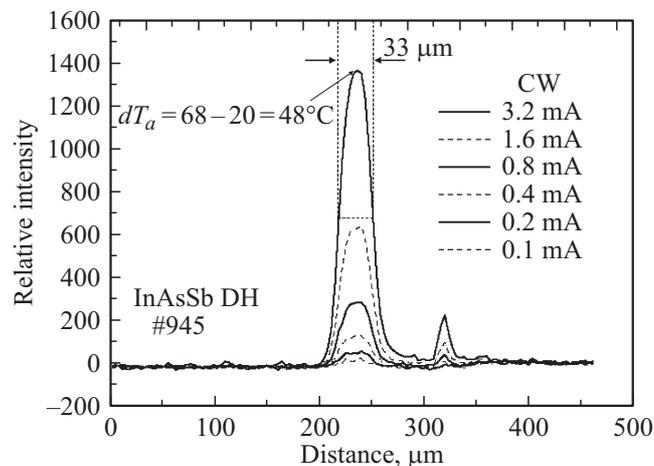


Рис. 5. Распределение интенсивности электролюминесценции вдоль „вертикального“ (см. рис. 2) направления при разных токах.

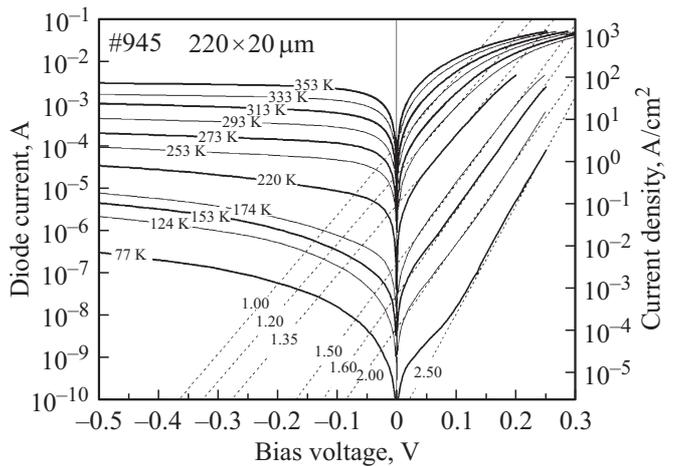


Рис. 6. ВАХ одного из элементов линейки при температурах $77\text{--}353$ К. Значения температуры указаны на обратных ветвях ВАХ, фактор идеальности — на экспоненциальных зависимостях, относящихся к прямым ветвям ВАХ и показанных штриховыми линиями.

На рис. 6 представлены ВАХ одного из элементов линейки, полученные при разных температурах в диапазоне $T = 77\text{--}353$ К. В полулогарифмическом масштабе прямая ветвь ВАХ при температурах, близких к комнатной, в области больших токов линеаризовалась в соответствии с формулой Шокли для идеального диода, что свидетельствует о диффузионном характере токопрохождения. С понижением температуры фактор идеальности β в модифицированной формуле Шокли $I = I_0[\exp(eU/\beta kT) - 1]$, где e — заряд электрона, возрастал, приближаясь к $\beta = 2.5$ при 77 К, что дает основание предполагать преобладание туннельного механизма протекания тока. При малых смещениях значения токов значительно превосходили величины, получаемые из экстраполяции экспоненциальной зависимости тока от напряжения, что свидетельствует о наличии дополнительного канала утечки тока. В области высоких температур и при больших смещениях имело место существенное расхождение между экспериментальной и расчетной зависимостями, что вызвано увеличением влияния последовательного сопротивления.

На рис. 7 представлены расчетные значения динамического сопротивления в нуле смещения ($R_0^{U \gg 0}$) с использованием полученного из данных на рис. 6 значения тока I_0 и известного соотношения $R_0^{U \gg 0} = \beta kT / eI_0$. Там же приведены данные прямых измерений значений сопротивления $R_0^{U=0}$, полученные при использовании малых смещений ($|U| < 0.002$ В). Из рис. 7 видно хорошее соответствие $R_0^{U \gg 0}$ и $R_0^{U=0}$ в области температур $240\text{--}300$ К и значительное их расхождение в области низких температур; причина расхождения состоит во влиянии токов утечек при малых смещениях, отмеченном выше. Отметим, что приведенные значения сопротивлений в нуле смещения были типичны для большинства элементов линейки (см. рис. 8).

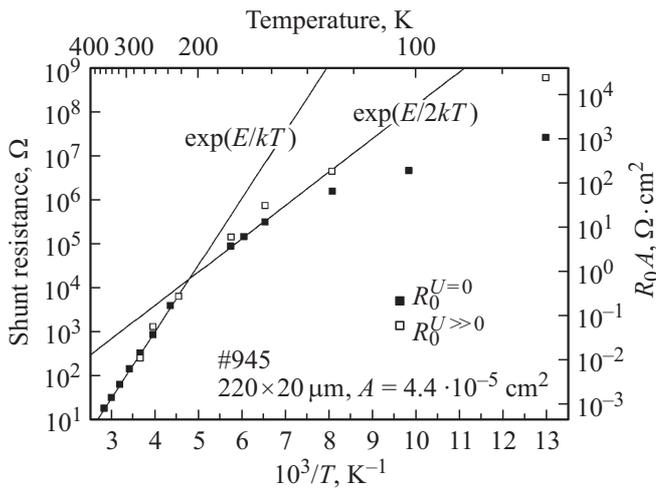


Рис. 7. Зависимость сопротивлений в нуле смещения (R_0) от температуры в ФД на основе $\text{InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}$. Прямые линии соответствуют функциям $R_0 \propto \exp(E/kT)$ и $R_0 \propto \exp(E/2kT)$, где $E = 0.3$ эВ.

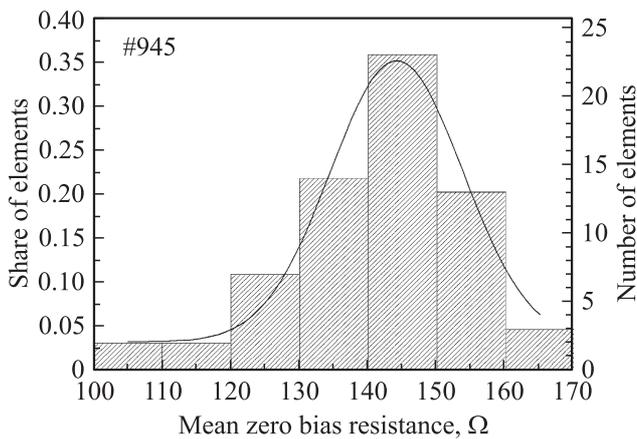


Рис. 8. Гистограмма значений сопротивления в нуле смещения при комнатной температуре.

Ход температурной зависимости $R_0^{U=0}$ и $R_0^{U \gg 0}$ согласуется с высказанным ранее утверждением о преобладании диффузионного механизма токопрохождения ($\beta = 1$) при высоких температурах, поскольку температурная зависимость $R_0^{U=0}$ и $R_0^{U \gg 0}$ хорошо укладывается на экспоненту $R_0^{U \gg 0}, R_0^{U=0} \propto \exp(E/kT)$, где E имеет численное значение, близкое к значению ширины запрещенной зоны InAsSb ($E_g \approx 0.3$ эВ). Согласно данным рис. 7, область преобладания генерационно-рекомбинационного тока, где $R_0^{U \gg 0}, R_0^{U=0} \propto \exp(E/2kT)$, находилось в интервале температур $T = 130-200$ К, что в целом характерно для полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ с подобным значением E_g [9,13].

На рис. 9 представлены спектральные зависимости токовой фоточувствительности элемента линейки, для которого коротковолновый край спектра определяется оптическим пропусканием подложки $n^+\text{-InAs}$. Значение фоточувствительности элемента линейки в максимум

ме спектральной кривой при засветке целиком всей ее поверхности и в предположении, что электрически активная площадь равна площади мезы, составило $S(\lambda_{\text{max}}) = 4.0$ А/Вт, что превышает реальный уровень. Наиболее вероятной причиной завышенных значений $S(\lambda_{\text{max}})$, как это уже неоднократно обсуждалось нами ранее (см., например, [16]), являются фотоны, входящие в чип вдалеке от исследуемого элемента линейки. Такие фотоны после однократного или многократного отражения внутри кристалла участвуют в фотогенерации носителей. Такие „блуждающие“ фотоны, дающие дополнительный вклад в фототок, могут эффективно отражаться в тех частях чипа, где удален слой InAsSb . К таким частям относятся прежде всего разделяющие элементы канавки, имеющие сравнимую с мезами оптическую площадь. Помимо этого в общем „блуждающее“ по кристаллу излучение вносят вклад и области вблизи краев чипа, а также часть катода в месте его электрического контакта с подложкой $n^+\text{-InAs}$. Разумеется, истинная токовая фоточувствительность, относящаяся к засветке только одного элемента, меньше, чем указанные выше значения $S(\lambda_{\text{max}})$. Исходя из геометрии чипа и соотношения площадей, занятых элементами линейки и катодом, мы полагаем, что реальная токовая фоточувствительность при затенении катода и канавок разделения составляла $\sim 50\%$ от заявленной выше первоначально измеренной величины S . При этом макси-

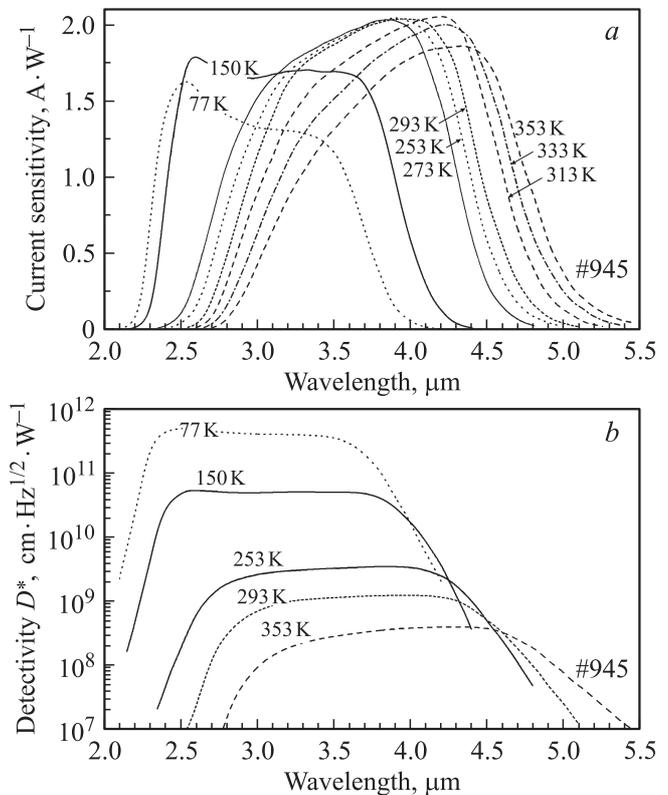


Рис. 9. Спектральные зависимости токовой фоточувствительности (a) и обнаружительной способности (b) элемента линейки при температурах 77–353 К.

мальное значение внутренней квантовой эффективности в максимуме спектра составило $QE = 0.9$. С учетом вышеприведенного допущения и приведены данные на рис. 9, на котором присутствуют также расчетные спектры обнаружительной способности, полученные по формуле Джонса для ФД с преобладанием теплового шума.

Небольшое падение чувствительности при повышении температуры может быть связано со снижением оптического пропускания подложки, уменьшение же фоточувствительности в области низких температур пока не имеет четкого объяснения. Эти особенности, однако, не сказываются на общем характере изменения обнаружительной способности, резко возрастающей с понижением температуры из-за резкого изменения темновых токов/динамического сопротивления. При комнатной температуре D^* в максимуме спектральной кривой составила $D^*(\lambda_{\max}) \approx 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$, что сопоставимо с полученными ранее значениями для одиночных ФД на основе InAsSb большой площади [3,5,13]. Это может свидетельствовать о несущественности поверхностных утечек тока в исследуемой линейке. Значения темновых токов при низких температурах были сопоставимы с токами в диодах на основе сверхрешеток InAs/GaSb [12].

Для оценки быстродействия и соответствующей классификации устройств средневолновой ИК оптоэлектроники нередко используют данные измерений барьерной емкости [16,17]. В нашем случае емкость одиночного элемента линейки при нулевом смещении составляла $C_0 = 3 \text{ пФ}$ (или $5.5 \cdot 10^{-8} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$, 77 К), и ожидаемое быстродействие при использовании стандартного входного сопротивления 50 Ом составило $\tau = RC_0 = 150 \text{ пс}$. В режиме обратного смещения ($U = -0.5 \text{ В}$) емкость ФД уменьшалась с соответствующим уменьшением постоянной времени RC_0 -цепочки до 50 пс. Поскольку полученные значения сопоставимы с постоянной времени для ФД ближней ИК области на основе $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$ (красная граница, оцениваемая на уровне 0.1 интенсивности, $\lambda_{0.1} = 2.4 \text{ мкм}$) и значительно меньше, чем в ФД средней ИК области на основе $\text{InAs}/\text{InAsSbP}$ ($\lambda_{0.1} = 3.8 \text{ мкм}$), приведенных в [17], то описанный в работе многоэлементный ФД можно, по видимому, отнести к классу быстродействующих ФД.

4. Заключение

Таким образом, разработаны методы создания диодной линейки 1×64 на основе двойной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$ для регистрации распределения излучения на поверхности размером $0.22 \times 3.2 \text{ мм}$. Переход от диффузионного механизма токопрохождения к генерационно-рекомбинационному происходил при температурах $\sim 200 \text{ К}$, при этом показана возможность получения эквивалента как положительно-го, так и отрицательного теплового контраста и регистрации потоков излучения с высокими быстродей-

ствием ($RC_0 = 50\text{--}150 \text{ пс}$, 77 К) и обнаружительной способностью при 300 К ($D^*(4.2 \text{ мкм}) \approx 10^9$, при 77 К $D^*(3.5 \text{ мкм}) = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$) в спектральной области вблизи 4 мкм.

Авторы выражают благодарность А.С. Петрову (ОАО «ЦНИИ „Электрон“») за полезные обсуждения, а также А.Л. Закгейму и А.В. Чернякову (Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН), Т.Б. Поповой (ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“) за помощь в проведении измерений.

Работа, выполненная в ООО „ИоффеЛЕД“, поддержана проектом ФЦП „Разработка технологии получения полупроводниковых фоточувствительных материалов для матричных инфракрасных фотоприемников и тепловизоров“ (код контракта 14.576.21.0057).

Список литературы

- [1] Б.А. Матвеев. Фотоника, № 6 (48), 80 (2014).
- [2] M. Köhring, S. Böttger, U. Willer, W. Schade. Sensors (Basel), **15** (5), 12 092 (2015). DOI:10.3390/s150512092.
- [3] G.Y. Sotnikova, G.A. Gavrilo, S.E. Aleksandrov, A.A. Kapralov, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, M.A. Remennyu. IEEE Sens. J., **10** (2), 225 (2010).
- [4] С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, Г.Ю. Сотникова, А.Л. Тер-Мартиросян. ФТП, **48** (1), 129 (2014).
- [5] G.Yu. Sotnikova, S.E. Aleksandrov, G.A. Gavrilo, A.A. Kapralov, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, M. Saadaoui, D. Zymelka. Abstracts of the 42th Freiburg Infrared Colloquium (2015) p. 89.
- [6] V.I. Stafeev. Proc. SPIE, **4340**, 240 (2000). DOI:10.1117/12.407737.
- [7] Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Н.Г. Карпухина, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Усикова. Прикл. физика, № 6, 47 (2014).
- [8] I.C. Sandall, S. Zhang, Ch.H. Tan. Opt. Express, **21** (22), 25 783 (2013). DOI:10.1364/OE.21.025780.
- [9] P.N. Brunkov, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashev, A.A. Lavrov, B.A. Matveev, M.A. Remennyu, N.M. Stus', A.A. Usikova. Infr. Phys. Technol., **73**, 232 (2015).
- [10] P.C. Klipstein, O. Klin, S. Grossman, N. Snapi, I. Lukomsky, M. Brumer, M. Yassen, D. Aronov, E. Berkowicz, A. Glozman, T. Fishman, O. Magen, I. Shtrichman, E. Weiss. Proc. SPIE, **8012**, 80122R1 (2011). DOI:10.1117/12.883238.
- [11] D. Gibson, C. MacGregor. Sensors, **13**, 7079 (2013). DOI:10.3390/s130607079.
- [12] L. Zhang, W. Sun, Y. Xu, L. Zhang, J. Si. Infr. Phys. Technol., **65**, 129 (2014).
- [13] A. Rogalski. *Infrared Detectors*, 2nd edn. ISBN 978-1-4200-7671-4 (CRC press, Taylor and Francis group, 2012).
- [14] В.М. Базовкин, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев, А.С. Ларшин, В.Г. Половинкин. Прикл. физика, № 2, 97 (2005).
- [15] В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. ФТП, **41** (3), 257 (2007).

- [16] Б.А. Матвеев. Фотоника, № 3 (51), 152 (2015).
[17] Yu.P. Yakovlev, I.A. Andreev, S. Kizhayev, E.V. Kunitsyna, M.P. Mikhailova. Proc. SPIE, **6636**, 66360D1 (2007). DOI:10.1117/12.742322

Редактор Л.В. Шаронова

**Photodiode 1×64 array
on the base of double heterostructure
 $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$**

N.D. Il'inskaya⁺, *S.A. Karandashev*⁺,
N.G. Karpukhina^{*}, *A.A. Lavrov*⁺⁺, *B.A. Matveev*⁺,
M.A. Remennyi⁺, *N.M. Stus*⁺⁺, *A.A. Usikova*⁺

⁺ Ioffe Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} ООО „IoffeLED“,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We present photoelectrical, luminescent, current–voltage characteristics of $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$ heterostructure photodiode 1×64 array, illuminated from the $n^+\text{-InAs}$ substrate side and sensitive in the $4\ \mu\text{m}$ range. Analysis of current flow mechanism as well as sensitivity and response time is made in the 77–353 K temperature range with spatial nonequilibrium emission distribution and capacitance–voltage measurement data involved.