06

Радиационная стойкость датчиков МНПВО на основе двойных гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs, облученных гамма-квантами

© С.А. Карандашев,[1] А.А. Климов,[1] Р.Э. Кунков,[1] В.Н. Ломасов,[2] Т.С. Лухмырина,[1] Б.А. Матвеев,[1] М.А. Ременный,[1] Е.И. Шабунина,[1] Н.М. Шмидт[1]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: bmat@iropt3.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 февраля 2025 г.
В окончательной редакции 4 сентября 2025 г.
Принято к публикации 25 сентября 2025 г.

Испытания на радиационную стойкость датчиков многократно нарушенного полного внутреннего отражения и их оптоэлектронных компонентов (свето- и фотодиодов) на основе двойных гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs показали устойчивость их основных параметров к воздействию гамма-излучения при небольших дозах облучения (≤ 0.1 MGy, ^{60}Co); при дозах же облучения от ~ 0.2 до ~ 2 MGy выявлено увеличение темнового тока и шумов датчиков при одновременном уменьшении фототока фотодиода, а также обнаружен процесс частичного восстановления этих параметров после выдержки при 300 K. Анализ зависимости спектральной плотности низкочастотного токового шума от периметра и площади $p-n$-переходов позволил сделать вывод об определяющем вкладе радиационных дефектов, формируемых на периферии меза-диодов в процессе их облучения большими дозами (~ 2 MGy), в величину шума.

Ключевые слова: InAs, светодиоды, фотодиоды, оптопары, средний ИК диапазон, радиационная стойкость, поверхность, радиационные дефекты.

DOI: 10.61011/JTF.2026.01.62041.22-25

Введение

Двойные гетероструктуры (ДГС) с активной областью из n-InAs, изначально использованные для получения стимулированного излучения в средней ИК области спектра при низких температурах, представляют несомненный интерес также и в связи с возможностью изготовления на их основе фотодиодов (ФД) [1,2] и светодиодов (СД) [3], работающих при комнатной температуре и имеющих ряд применений в термофотовольтаических генераторах [4,5], быстродействующих приборах газового анализа [6–8] и в пирометрах [9]. Помимо этого, указанные структуры могут быть использованы также и для разработки поверхностно-чувствительных химических датчиков [10] и для проведения измерений химического состава методом многократно нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО) (англ. — „ATR method“ или „evanescent wave measurements“) [11].

Одним из условий, необходимых для проведения измерений методом МНПВО, является непосредственный оптический контакт твердого тела или жидкости с чувствительной областью датчика, расположенной на поверхности кристалла/волновода; при таком контакте осуществляется взаимодействие (частичное поглощение) исчезающей волны, проникающей в аналит при внутреннем отражении излучения от границы раздела (ГР) кристалл/исследуемый образец. Это позволяет производить измерения и последующий анализ степени ослабления интенсивности исчезающей волны при минимальной пробоподготовке или вообще при ее отсутствии. Поэтому метод МНПВО перспективен для проведения удаленных измерений без непосредственного присутствия оператора, например, при определении степени старения пластиковых деталей и покрытий кабелей в труднодоступных или вовсе недоступных для человека зонах атомных электростанций (АЭС) с повышенной интенсивностью проникающей радиации, например, γ-излучения [12,13]. Считается, что желаемое время наработки на отказ датчиков МНПВО должно быть больше времени жизни реактора АЭС. Например, для реактора WWR-1000 оно составляет более 30 лет [14].

Радиационная стойкость кристаллов InAs изучалась при воздействии на них протонами [15–19], нейтронами [14,20,21] и электронами [21,22]. Гораздо меньше внимания уделялось исследованиям, включающим облучение InAs γ-квантами. Так, например, в работе [23] лишь утверждалось о возможности создания датчиков Холла на основе InAs для установок ТОКАМАК, но данных о радиационной стойкости образцов приведено не было. Принято считать, что электрофизические свойства облученного кристалла InAs инвариантны по отношению к типу радиационных нарушений кристаллической решетки, получаемых при различных типах облучения [22], однако такая инвариантность все же не позволяет сделать однозначный прогноз относительно долговременной работоспособности датчика МНПВО

в жестких условиях хотя бы потому, что такой датчик, помимо полупроводниковых $p-n$-гетероструктур на основе InAs, содержит также и другие, важные для реализации „метода исчезающей волны“ пассивные компоненты, а именно волновод („кристалл МНПВО“) и др. конструктивные элементы.

В литературе по теме настоящей работы отсутствуют также данные и о деградации электрических свойств $p-n$-структур на основе InAs, равно как и об их шумовых характеристиках после воздействия высокоэнергетичными квантами. Вместе с тем измерения шумов важны не только для оценки изменений одного из ключевых параметров оптоэлектронных датчиков — отношения фотосигнал/шум, но и имеют существенную значимость при выяснении природы дефектов, образуемых в полупроводниковых структурах при воздействии на них проникающей радиации.

В настоящей работе приведены и проанализированы вольт-амперные характеристики (ВАХ), спектральные, фотоэлектрические характеристики, а также значения электрических шумов в диодах и в датчиках МНПВО на основе двойных гетероструктур ДГС p-InAsSbP/n-InAs/n-InAsSbP/n^+-InAs и с разной площадью активных областей, подвергнутых облучению γ-квантами от источника ^{60}Co с суммарными дозами облучения в диапазоне от 5 до $\sim 2 \cdot 10^3$ kGy.

1. Образцы и методы исследования

Основу образцов, фотоактивных в области длин волн $3.3-3.5\,\mu$m и аналогичных описанным в [11], составляли три однотипные эпитаксиальные ДГС p-$InAs_xSb_{0.31(1-x)}P_{0.69(1-x)}(Zn)(2-4\,\mu$m)/$n$-InAs$(6–7\,\mu$m)/$n$-$InAs_xSb_{0.31(1-x)}P_{0.69(1-x)}(2-3\,\mu$m), выращенные во время эпитаксиальных процессов #926, #1400 и #1698 на легированных оловом подложках n^+-InAs (Sn, $n^+ = (2-3) \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$), ориентированных в плоскости (100) и имеющих толщину $200\,\mu$m. Структуры с составами, приведенными выше, часто относят к структурам с гетеропереходами II-типа, в которых могут создаваться квантовые уровни для носителей заряда в мелких квантовых ямах вблизи от границ раздела (ГР) (см., например, зонную диаграмму и ссылки, представленные в работе [3]). Рекомбинация носителей заряда, находящихся на указанных уровнях, имеет существенное значение лишь при низких температурах, например, при 4.2 K; в настоящей работе выбранный интервал рабочих температур датчиков составлял 200–300 K, поэтому указанные эффекты на ГР были исключены из рассмотрения.

Методами стандартной фотолитографии на эпитаксиальной стороне каждой ДГС, т.е. на поверхности p-InAsSbP, формировались мезы высотой $5-10\,\mu$m двух типов:

а) имеющие форму усеченной пирамиды с основанием в виде несимметричного гексагона площадью $3 \cdot 10^{-4}\,\text{cm}^2$, показанные на рис. 1, b и обозначенные на последующих рисунках, как #1400;

б) выполненные в виде дисков диаметром $Ø_m = 90$, 180, 190 и $280\,\mu$m (рис. 1, c), обозначенные в дальнейшем, как #926 и #1698.

В последнем случае на поверхности круглых мез располагались „широкие“ металлические аноды, диаметры которых $Ø_A$ лишь немного (на $20-30\,\mu$m) уступали диаметрам мез; металлические катоды располагались сбоку от мезы, как показано на рис. 1, c и в предыдущих наших работах (см., например, [11]). Катоды, как и в большинстве работ, посвященных ДГС InAsSbP/InAs (см., например, [24]), были сформированы напылением в вакууме слоев Cr, Ni, Au с последующим их утолщением за счет гальванического осаждения пленки золота толщиной $2\,\mu$m, аноды состояли из композиции AgMn/Ni/Au. В данном исследовании специальных мер по защите поверхности мез от воздействия окружающей среды не применялось.

Металлический катод в образцах с гексагональными мезами (рис. 1, a, b) имел форму рамки, сформированной на лицевой поверхности подложки n^+-InAs, а сами образцы были выполнены в виде монолитных диодных линеек, смонтированных тыльной стороной подложки n^+-InAs с поперечным размером 1×6.2 mm на непроводящую керамическую контактную плату толщиной 0.25 mm. Как видно из рис. 1, b, поперечные размеры трапециевидных анодов были существенно меньше размеров мезы и поэтому оставляли незатененной бóльшую часть поверхности мезы/$p-n$-перехода. Такие образцы относятся к классу фотодиодных матриц с „поверхностным облучением“ (Front Surface Illuminated (FSI) PDs) и индивидуальной адресацией к ее элементам; подключение элементов матриц к внешним устройствам осуществлялось с помощью пар контактов C — A_i, где C — катод, A_i — анод i-го элемента.

Диоды с диаметром мезы $Ø_m = 190\,\mu$m монтировались на волновод/кристалл МНПВО; для их плотного соединения („склеивания“) использовалось прозрачное халькогенидное стекло с показателем преломления $\tilde{n} = 2.4$, как было предложено ранее в [25] и показано на рис. 1, d. Волновод в виде трапецоида был получен при скалывании полированной пластины из GaAs (111) ($\tilde{n} = 3.5$) толщиной $250\,\mu$m; длины сторон трапецоида (плоскостей спайности {110}) составляли 1.85 (боковые на рис. 1, d грани), 3.3 (верхняя грань для аналита) и 5.15 mm (нижняя грань для установки диодов). Для закрепления кристалла GaAs на металлическом держателе использовался эпоксидный клей ВТ-25-200 с нитридом бора в качестве наполнителя, покрывавший часть одной из поверхностей, ориентированных в плоскости {111}. Управление работой двух диодов ($D1$ и $D2$) в датчике МНПВО также, как и в случае одиночных диодов, осуществлялось через золотые проводники, подсоединенные к контактным площадкам, расположенным со стороны эпитаксиальных слоев.

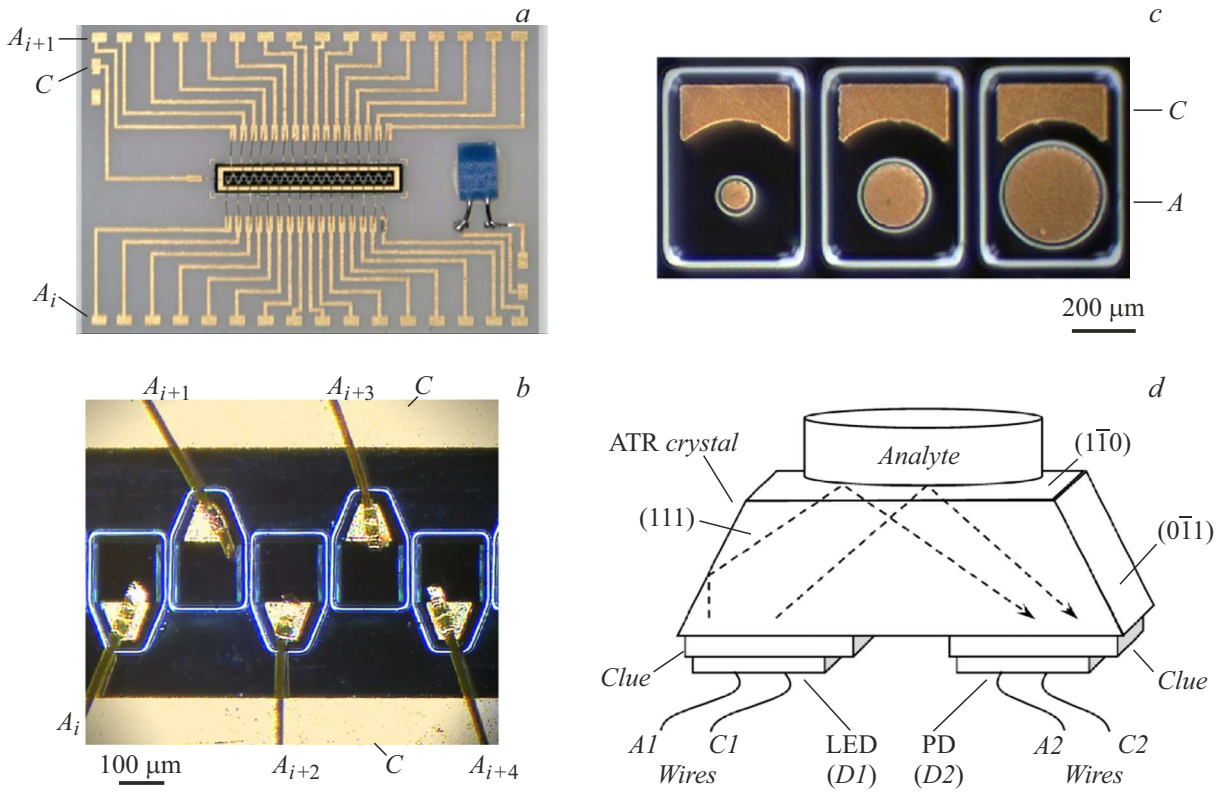

Рис. 1. *a* — общий вид диодной линейки 1×32, смонтированной на контактной плате, *b* — фотография ее фрагмента, на котором обозначены общий катод (C), 5 мез (A_i) с присоединенными к ним золотыми проволоками; *c* — фотография диодов с круглыми мезами ($Ø_m = 90, 180, 280\,\mu$m) и широкими анодами (A); *d* — схема датчика с иммерсионным сопряжением диодов и кристалла МНПВО, где „ATR crystal" — кристалл МНПВО, „Glue" — оптический клей, „$D1, D2$" — чипы диодов, „Wires" — золотые провода, подсоединенные к анодам (A) и катодам диодов (C), „*Analyte*" — анализируемое вещество, стрелки — примерный ход некоторых лучей, вышедших из СД (LED, $D1$), испытавших полное внутреннее отражение на ГР кристалл МНПВО/аналит и попавших в поглощающий слой ФД (PD, $D2$). Схема не в масштабе.

ФД, использованные в датчике МНПВО на рис. 1, *c*, обычно обозначаются, как „ФД с освещением через тыльную сторону (n^+-InAs)" (Back-side illuminated (BSI) PDs); указанная английская аббревиатура будет далее использована на графиках и в тексте для обозначения данного типа ФД.

Спектры электролюминесценции (ЭЛ) при 300 K, как и во всех подобных диодах (см., например, [3,11]), имели максимум на длине волны $\lambda_{\max} = 3.4-3.5\,\mu$m (300 K) и полуширину $0.4\,\mu$m; спектры фотоответа в структурах типа BSI были аналогичны спектрам ЭЛ, но являлись сдвинутыми в коротковолновую область на $\sim 0.1\,\mu$m относительно последних. В максимуме спектра фоточувствительность элементов диодной матрицы составляла 1 A/W, при этом имелась заметная чувствительность также и при коротких длинах волн ($\lambda < 3\,\mu$m); последнее обусловлено диффузией фотовозбужденных носителей заряда от поверхности поглощающего слоя InAsSbP к $p-n$-переходу (см., например, [1]).

Диодные пары, смонтированные на кристалл GaAs, образовывали оптически согласованную оптопару СД–ФД за счет лучей, испытавших полное внутреннее отражение от ГР GaAs/воздух (или аналит[1]), условно показанных пунктирными стрелками на рис. 1, *d*. В силу одинаковости конструкций, диоды $D1$ и $D2$ были взаимозаменяемы, т. е. поочередно служили как СД, так и как ФД. Фототоки I_{ph} в ФД измерялись при постоянном прямом смещении на СД без подачи смещения на ФД, т. е. в фотовольтаическом режиме ($U = 0$, $I < 0$). В дальнейшем обсуждении под фототоком мы будем понимать абсолютное значение тока ФД при $U = 0$, т. е. полагать, что $I_{\text{ph}} = |I| = \text{abs}(I)$.

Часть образцов с круглыми мезами (#926-11-. . .) монтировалась подложкой вниз на непрозрачный корпус TO-3 без возможности дальнейшего надежного измерения их фотоэлектрических и оптических свойств; подобная особенность монтажа, однако, не влияла на возможность проведения электрических измерений, включая измерение шумов.

Низкочастотный шум исследовался в частотном интервале $1-10^3$ Hz при комнатной температуре. Спек-

[1] В присутствии аналита более точным было бы использование термина „нарушенное полное внутреннее отражение", поскольку имеет место поглощение части излучения при его взаимодействии с аналитом.

тральная плотность шума измерялась в цепи, состоящей из диода, низкошумящего нагрузочного сопротивления R_L и источника питания, соединенных последовательно. Создаваемые прямосмещенным диодом флуктуации тока δI преобразовывались на нагрузочном сопротивлении во флуктуации напряжения $\delta U = \delta I \cdot R_L$ и подавались на предусилитель 5113 EG&G, а затем на анализатор спектра Photon+. После вычитания фонового шума спектральная плотность шума тока, S_I, определялась как $S_I = S_U \cdot [(R_L + R_0)/(R_L R_0)]^2$, где S_U — спектральная плотность шума напряжения, измеренная на нагрузочном сопротивлении, R_0 — сопротивление фотодиода при нулевом смещении. Прямое смещение, подаваемое на диод, было достаточно мало, так что дифференциальное сопротивление диода всегда оставалось равным R_0.

Облучение образцов осуществлялось источником ^{60}Co при комнатной температуре в пассивном режиме без подачи на них смещения; элементы диодной линейки подвергались воздействию γ-излучения лишь единожды в то время, как все другие образцы испытывали многократное облучение. При этом в исходном (до облучения) состоянии шумовые характеристики диодов не отличались существенно от ранее опубликованных в [2,10].

2. Результаты измерений и их обсуждение

2.1. Свойства образцов при дозах облучения ≤ 60 kGy

На первом этапе работы нами производились измерения ВАХ и шумовых характеристик FSI-диодов (300 K) на основе одиночных гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs/n^+-InAs, аналогичных описанным в [10] и облученных источником ^{60}Co с интенсивностью 288 rad/h. Облучение производилось последовательно с дозами 11, 14 и 1150 Gy, что обеспечило конечную суммарную дозу облучения 1175 Gy. Выбранные дозы облучения не обеспечили сколько-нибудь заметных изменений характеристик диодов, в связи с чем мы их здесь не приводим.

На последующих этапах исследования нами были использованы источник ^{60}Co интенсивностью ~ 1.1 Mrad/h, и одиночные диоды с круглыми мезами разного диаметра, включая диоды в составе датчика МНПВО на основе ДГС InAsSbP/InAs, последовательно, но в разных сочетаниях, облучавшиеся дозами от 5 до 24 kGy. Во всех измерениях вплоть до получения полной дозы 60 kGy в исследованных образцах нами также не было обнаружено достоверных признаков изменения ВАХ, вольт-фарадных (CV) и спектральных характеристик и фототоков.

В дальнейшем образцы подвергались дополнительному облучению дозами 200 и 2000 kGy, что в зависимости от их предыстории составило для разных образцов полные дозы облучения 260, 2000 и 2260 kGy; результаты измерений характеристик облученных таким образом образцов представлены далее в разд. 2.2 и 2.3.

Вполне очевидно, что пассивные элементы, входящие в состав датчика МНПВО наряду с гетероструктурами, также могут менять свои свойства и оказывать влияние на работоспособность датчика, в связи с чем, помимо диодов и датчика, облучению γ-квантами подвергались также материалы и „контрольные“ пластины полупроводников, использованные в составе образцов или имеющие аналоги в удобном для проведения измерений виде.

2.2. Электрические и фотоэлектрические свойства

При увеличении тока СД от 10 до 100 mA (CW) фототок ФД I_{ph} в датчиках МНПВО монотонно возрастал от ~ 4 до $\sim 30\,\mu$A, что близко к полученным ранее результатам для монолитных датчиков на основе аналогичных гетероструктур [11]. При воздействии на датчики γ-излучением дозой 200 kGy происходило временное уменьшение I_{ph} (рис. 2); увеличение дозы облучения до 2 MGy также приводило к деградации I_{ph}, который, как и в предыдущем случае, имел тенденцию к восстановлению в течение 30–40 дней. Однако значение I_{ph} при большой дозе облучения не восстанавливалось полностью. Так, например, по прошествии $\sim 10^3$ h при токе через СД 50 mA оно составляло $\sim 60\,\%$ от исходного (до облучения) значения и далее не менялось.

Среди возможных причин снижения фототока после облучения источником ^{60}Co с некоторой долей осторожности можно было бы назвать изменение оптического пропускания подложки n^+-InAs, кристалла GaAs, а также халькогенидного стекла, их соединяющего. Однако измерения на контрольных образцах из указанных материалов не выявили существенных изменений их оптических свойств, достаточных для уменьшения фототока, обозначенного выше.

Еще одним возможным кандидатом, ответственным за уменьшение I_{ph} и его последующим восстановлением, является компаунд (клей), соединяющий поверхность (111) кристалла GaAs с металлическим держателем. Действительно, из рис. 3 видно, что диоды в составе датчика в отличие от исходных СД имели „изрезанные“ спектры ЭЛ в области максимума излучения, при этом провалы и пики в спектрах ЭЛ полностью соответствовали провалам и пикам спектра пропускания эпоксидного клея, использованного при монтаже датчика и приведенного там же. Указанное соответствие нетрудно связать с поглощением части излучения от СД в области приклейки плоскости (111) кристалла МНПВО к держателю. При этом эпоксидный клей, соприкасающийся с поверхностью GaAs, можно рассматривать в том числе и в качестве аналита, взаимодействующего с исчезающей волной излучения СД на ГР клей/GaAs. Таким образом, данные на рис. 3 демонстрируют способность датчика измерять углеводороды с полосой поглощения вблизи $3.4\,\mu$m аналогично датчикам исчезающей волны

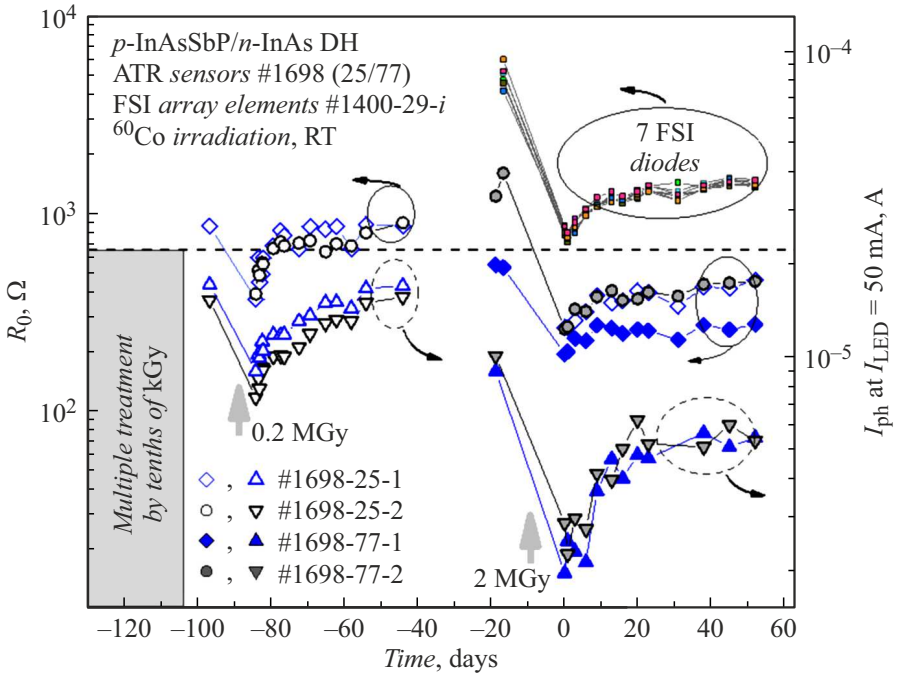

Рис. 2. Зависимость фототока I_{ph} оптопар СД–ФД при токе через СД 50 mA (правая шкала) и сопротивления в нуле смещения R_0 двух датчиков МНПВО и семи одиночных диодов типа FSI (левая шкала) от времени, прошедшего после окончания облучения γ-квантами с дозой 0.2 MGy ($t < -40$ дней) и с дозой 2 MGy ($t > 0$).

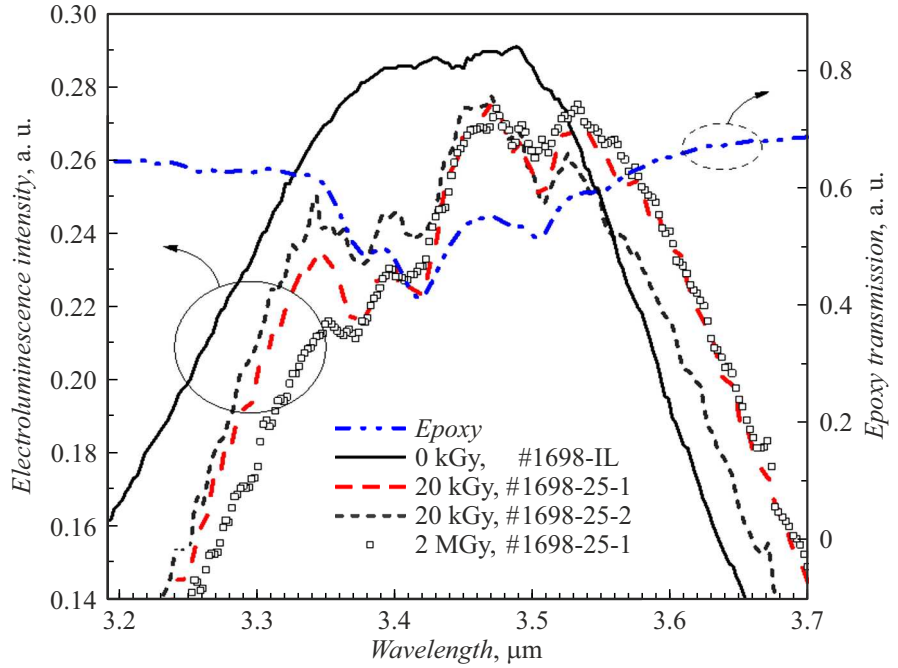

Рис. 3. Спектры ЭЛ вблизи пика для исходной диодной структуры (черная сплошная кривая, левая шкала), спектры диодов в датчике, облученным дозами 20, 2000 kGy (черные квадраты и красная прерывистая кривая для диода $D1$ и пунктирная черная кривая для диода $D2$, левая шкала) и спектр пропускания клея BT-25-200, использованного для крепления пластины из GaAs к держателю (синяя штрихпунктирная кривая, правая шкала).

для газообразных и жидких углеводородов, описанных, например, в [26,27]. Как видно из рис. 3, искажения спектров ЭЛ до и после облучения датчика, вызванные поглощением в клее, мало отличаются друг от друга, поэтому причины изменения/восстановления I_{ph} кроются, прежде всего, в изменениях свойств активных слоев

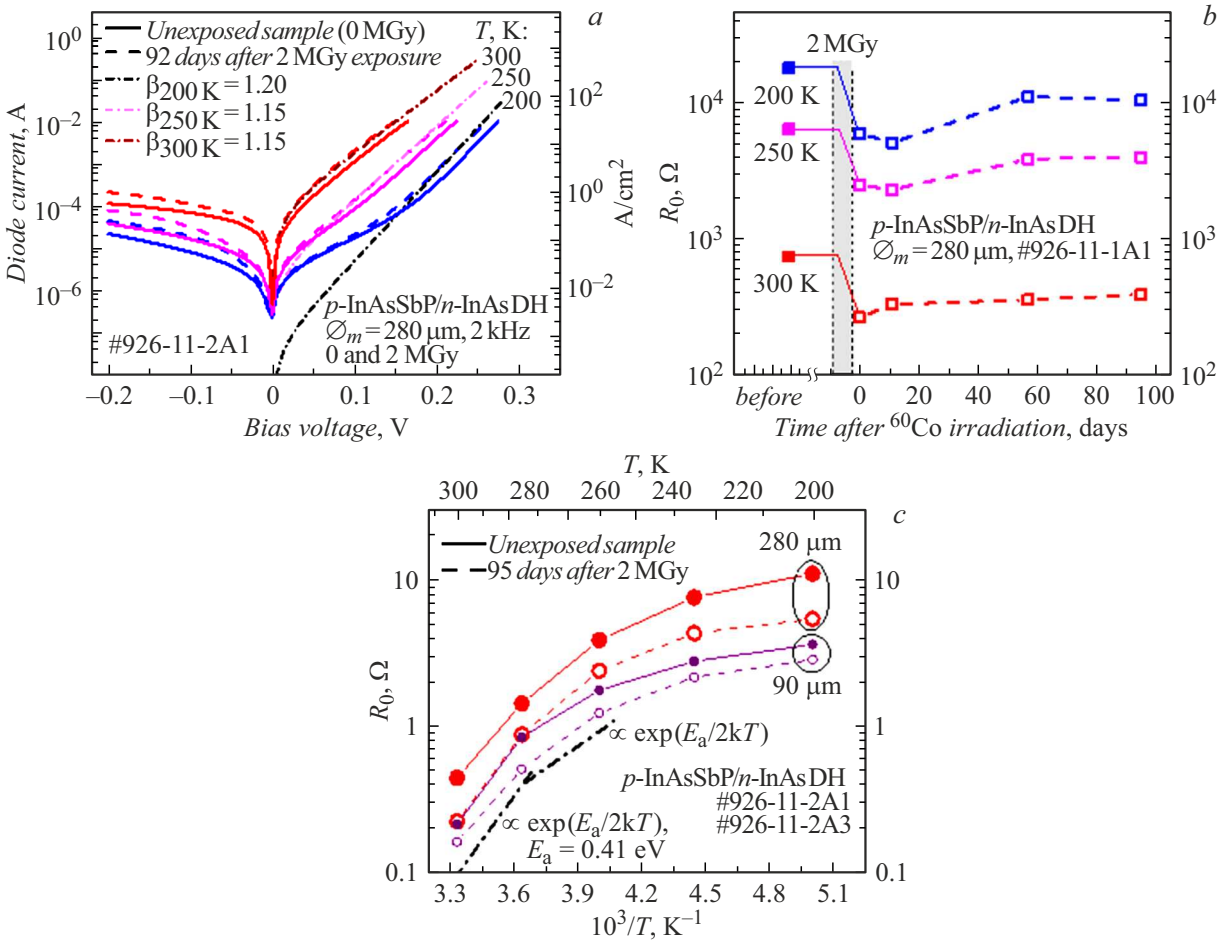

Рис. 4. Электрические характеристики диодов с круглой мезой $\varnothing_m = 280$ и $90\,\mu$m при температурах 200–300 K до и после окончания облучения дозой 2 MGy (^{60}Co): *a* — ВАХ, *b* — сопротивление в нуле смещения R_0 и *c* — R_0A, где A — площадь поверхности мезы: сплошные линии и заполненные символы — необлученные образцы, штриховые линии и незаполненные („пустые“) символы — облученные образцы, штрихпунктирные линии на рис. (*a, c*) — значения, полученные из модифицированной формулы Шокли с параметром β, равным 1.15 (300 K), 1.15 (250 K) и 1.2 (200 K). Приведены данные для двух групп однотипных образцов, поэтому численные значения могут не совпадать при переходе от одного рисунка к другому.

самих диодов, а не в свойствах пассивных оптических элементов датчика или подложки n^+-InAs.

Действительно, свойство самопроизвольного восстановления электрических характеристик объемного *n*-InAs после окончания радиационного воздействия отмечалось и ранее (см., например, [21,28]), поэтому данные для образцов, облученных дозой 0.2 MGy, можно назвать вполне ожидаемыми. При этом указанные выше особенности изменения во времени I_{ph} коррелировали с изменением электрических параметров диодов; так, например, облученные образцы практически одновременно возвращали себе как исходное значение сопротивления в нуле смещения R_0, так и значение фототока при 300 K. Однако при дозе облучения 2 MGy (правая часть рис. 2) полного восстановления параметров ВАХ не происходило, при этом изменения ВАХ были особенно ощутимыми в диодах с изначально высокими значениями R_0: из диодов, данные которых приведены на рис. 2, это относится, прежде всего, к диодам типа FSI в составе линейки, в которых после облучения дозой 2 MGy значение R_0 уменьшилось почти на порядок.

Указанные выше закономерности изменения электрических свойств при облучении, в целом, повторялись и для ВАХ при пониженных температурах. При этом при больших токах ВАХ диода до облучения и после него удобоваримо описывались функцией вида $I = I_0[\exp(qU/\beta kT) - 1]$, где U — напряжение смещения, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура, $(-I_0)$ — ток насыщения, а β — фактор идеальности ВАХ (штрихпунктирные кривые на рис. 4, *a*). Фактор идеальности β незначительно возрастал с уменьшением температуры, отражая, очевидно, увеличение вклада генерационно-рекомбинационного тока в общий ток диода. При низких температурах в области малых смещений ($U < 0.15$ V) отчетливо проявлялись утечки тока, связанные с туннелированием носителей заряда сквозь потенциальный барьер, что является характерным свойством подобных диодов [2,29].

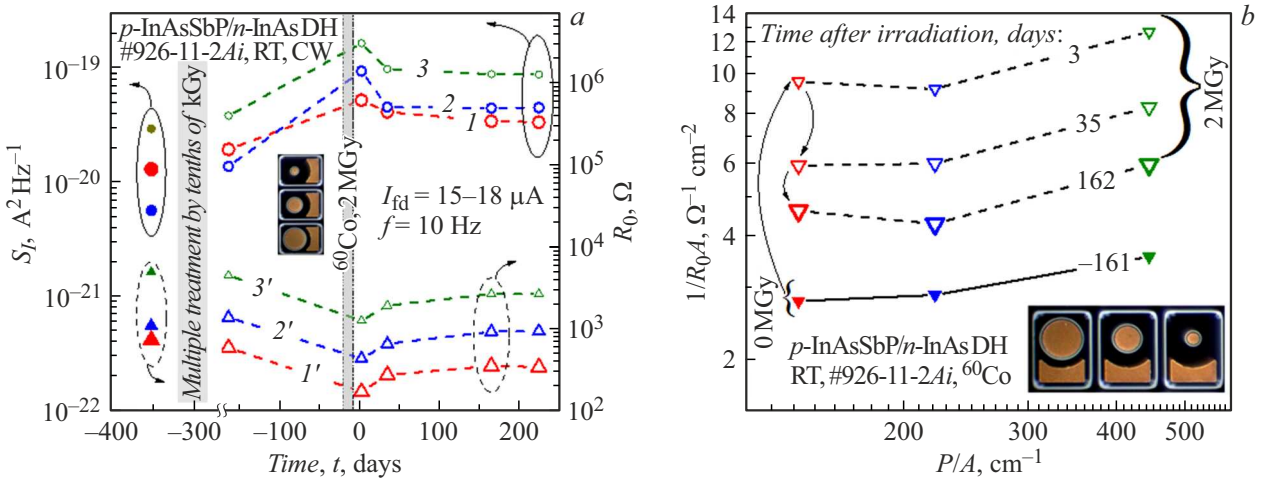

Рис. 5. *a* — зависимость величины шума $(S_I)_{10\,\mathrm{Hz}}$ и сопротивления (R_0) от времени, прошедшего после окончания облучения для трех BSI-диодов с диаметрами мез 90, 180 и 280 μm (кривые $1(1')$, $2(2')$ и $3(3')$ соответственно), *b* — зависимость произведения R_0A (300 K) от соотношения периметра (P) и площади диодов (A) до и после облучения дозой 2 MGy в разные моменты времени.

Как видно из рис. 4, *a*, влияние облучения γ-квантами сводилось в основном к увеличению токов (например, к увеличению значения I_0) при сохранении общего вида ВАХ, т. е. при сохранении значений β, при этом в обратной ветви изменения ВАХ, связанные с облучением, были более заметны, чем для прямой ветви.

„Быстрая“ фаза частичного восстановления значений R_0 для всех температур измерения завершалась через 30–40 дней после окончания облучения дозой 2 MGy (рис. 4, *b*); примерно такое же значение времени окончания „быстрой“ фазы восстановления R_0 и I_{ph} наблюдалось для небольших доз облучения, данные для которых приведены на рис. 2.

Вид зависимости произведения R_0A от обратной температуры на рис. 4, *c* при температурах 280–300 K был типичным для диодов с диффузионным механизмом токопрохождения, поскольку выполнялось условие $R_0A \propto \exp(E_a/kT)$ $(E_g \approx E_a = 0.41\,\mathrm{eV})$, а при $T = 200$–250 K температурное изменение R_0A было более плавным, чем для диодов, в которых ток определяется рекомбинацией в слое объемного заряда $(R_0A \propto \exp(E_a/2kT))$.

2.3. Низкочастотные шумы

На рис. 5, *a* представлены значения шумов ($f = 10$ Hz, 300 K) и сопротивлений R_0 в разные моменты времени до и после облучения дозой 2 MGy трех диодов с диаметрами мез 90, 180 и 280 μm. Из рис. 5, *a* видно, что облучение приводит к возрастанию шумов в несколько раз, причем с течением времени уровень шумов, также, как и значения сопротивлений R_0, имеют тенденцию к восстановлению прежних значений. Подобные метаморфозы обычно связывают с залечиванием дефектов, введенных при радиационном воздействии на кристалл; с большой долей вероятности в нашем случае такие дефекты формировались и создавали паразитный проводящий канал, в основном на поверхности мезы. На это указывает, в частности, зависимость обратной величины произведения R_0A от отношения периметра к площади мезы P/A на рис. 5, *b*, из которой следует, что электрические параметры диодов с большим отношением P/A оказались наиболее чувствительными к воздействию γ-квантов, и относительный вклад поверхностных токов в них наибольший. Для ряда диодов на основе полупроводников, включая соединения $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ и $\mathrm{A^{II}B^{VI}}$, избыточные шумы в виде шума $1/f$ вызываются именно паразитным током по поверхности/склону меза-структуры [30–32], поэтому авторы склонны считать, что за наблюдаемый шум ответствен ток, протекающий по боковой поверхности меза-структуры. Подтверждением этого предположения мы считаем данные, приведенные на рис. 6, *a*, показывающие, что шумы, имеющие предположительно генерационно-рекомбинационную природу $(S_I \propto I)$ и нормированные на периметр мез (размерность $[\mathrm{A^2Hz^{-1}cm^{-1}}]$), линеаризуются в координатах $(S_I/\pi Ø_m)$ vs (I/A) с единым коэффициентом пропорциональности для образцов с разными диаметрами мез.

Согласно теоретическим представлениям [33] зависимости вида $S_I \propto I$ (рис. 6, кривая *2*) в сочетании с частотной зависимостью вида $S_I \propto 1/f$ (рис. 7) отражают участие в формировании шума близкорасположенных дефектов („флуктуаторов“), которые могут представлять собой донорно-акцепторные пары, на периферии диодов. По прошествии 35 дней после облучения вид зависимости $S_I(I)$ (рис. 6, *b*, кривая *3*) немного изменился; вид этой зависимости по-прежнему указывает на преобладание рекомбинационных процессов с участием близкорасположенных дефектов. После 35 дней шум практически не изменялся, оставаясь отличным от изначального (кривые *4, 5* на рис. 6, *b*). Исходная же зависимость $S_I(I)$ для необлученного образца (рис. 6, *b*,

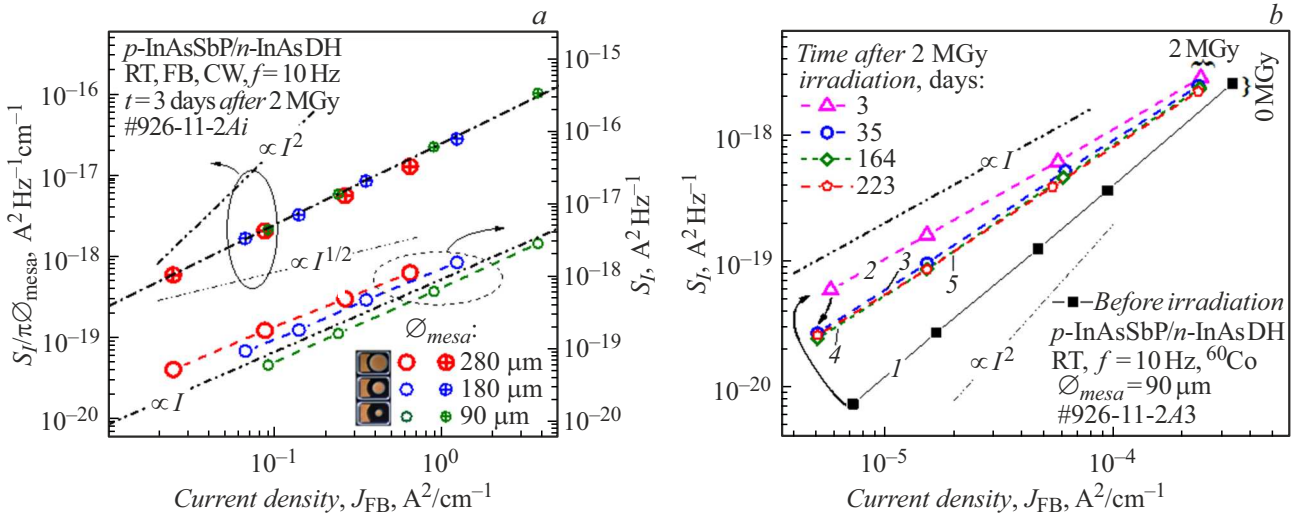

Рис. 6. *a* — зависимость шума S_I (правая шкала) и нормированного на периметр шума $S_I/\pi Ø_m$ (левая шкала) от плотности прямого тока в диодах с $Ø_m = 90$, 180 и 280 μm через три дня после окончания облучения дозой 2 MGy; *b* — зависимость шума от прямого тока в образце $Ø_m = 90\,\mu$m до (сплошные символы, кривая *1*) и после облучения („пустые" символы) через 3, 35, 164 и 223 дня (кривые *2–5* соответственно) после его окончания при температуре 25 °C–29 °C.

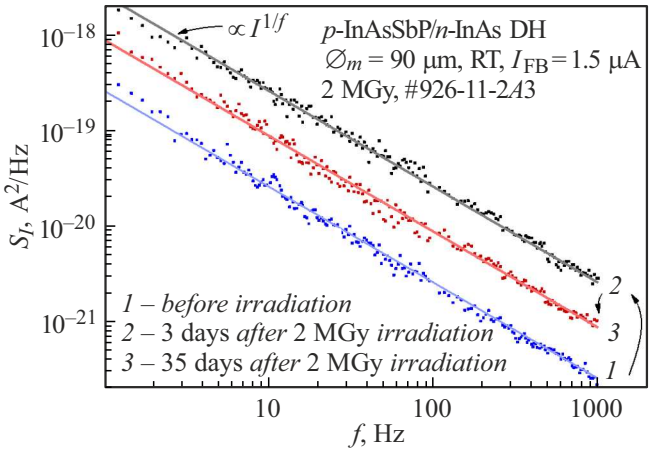

Рис. 7. Частотная зависимость токового шума S_I для диода $Ø_m = 90\,\mu$m: *1* — до облучения, *2* — через три дня после облучения дозой 2 MGy, *3* — через 35 дней после окончания облучения. Прямые линии — значения функций вида $S_I \propto 1/f$.

кривая *1*), очевидно, является суперпозицией квадратичной функции вида $S_I \propto I^2$, отражающей процессы рекомбинации с участием единичных дефектов Шокли–Рида–Холла и линейной функции вида $S_I \propto I$, типичной для описания свойств близкорасположенных дефектов. Таким образом, до облучения γ-квантами в формировании шума участвуют два типа дефектов, расположенных как в объеме полупроводника [15,16,21,22], так и на периферии диодов, включая ГР между слоями ДГС; в начальный период после облучения проявляются дефекты только одного преобладающего типа.

С течением времени поверхностная составляющая тока облученных диодов уменьшалась (R_0 росло), и зависимость S_I от (I) (рис. 6, *b*, кривая *4*) определялась суперпозицией линейной и квадратичной зависимостей, отличаясь от исходной (рис. 6, *b*, кривая *1*) увеличенными значениями шумов и большим вкладом линейной зависимости S_I от тока. Таким образом, можно предполагать, что происходит постепенное залечивание преимущественно близкорасположенных дефектов. При этом частотная зависимость шума во всем диапазоне частот сохраняла вид $1/f$ в течение всего периода, прошедшего после облучения образцов (рис. 7); за редким исключением [29] такой вид частотной зависимости характерен для большинства диодов на основе InAs, впрочем, как и для многих других полупроводников.

Выводы

Таким образом, диодные структуры *p*-InAsSbP/*n*-InAs с диаметрами мез от 90 до 280 μm и оптоэлектронные датчики МНПВО на их основе устойчивы к воздействию γ-излучения ^{60}Co при дозах облучения, меньших ~ 0.1 MGy, т.е. сохраняют почти неизменными такие параметры, как уровень низкочастотного шума S_I, измеренный для прямого тока, а также сопротивление в нуле смещения R_0 и фототок I_{ph}. При средних дозах облучения (~ 0.2 MGy) происходит временнáя деградация указанных параметров, которые через месяц самопроизвольно восстанавливаются до прежних значений. После больших доз облучения (2 MGy) также имеется деградация параметров (двух- трехкратное уменьшение R_0, I_{ph}, увеличение шумов S_I) и фаза частичного восстановления их прежних значений. При этом по окончании этой фазы обнаруживается наличие необратимой деградации параметров диодов и датчика МНПВО, произошедшей

во время облучения источником ^{60}Co. Указанные изменения обусловлены в основном образованием и частичным залечиванием дефектов двух типов, формируемых в объеме и вблизи поверхности гетероструктур. Наиболее вероятно, что последние относятся к классу близкорасположенных дефектов, однако для однозначного ответа на вопрос об их природе требуются дополнительные исследования.

Благодарности

Авторы благодарят Н.Д. Ильинскую, А.А. Усикову и А.А. Лаврова за помощь в работе.

Финансирование работы

Выполнение исследований было инициировано началом работ по проекту программы HORIZON 2020 (project „Embedded Electronic Solutions for Polymer Innovative Scanning Methods using Light Emitting Devices for Diagnostic Routines“ („El Peacetolero“, Grant Agreement ID: 945320)).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] H. Lin, Z. Zhou, H. Xie, Y. Sun, X. Chen, J. Hao, S. Hu, N. Dai. Phys. Status Solidi A, **218**, 2100281 (2021). DOI: 10.1002/pssa.202100281N

[2] N. Dyakonova, S.A. Karandashev, M.E. Levinshtein, B.A. Matveev, M.A. Remennyi. Infrared Phys. Technol., **111**, 103460 (2020). DOI: 10.1016/j.infrared.2020.103460

[3] С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный. ФТП, **53** (2), 147 (2019). DOI: 10.1134/S1063782619020131

[4] A. Krier, M. Yin, A.R.J. Marshall, S.E. Krier. J. Electron. Mater., **45**, 2826 (2016). DOI: 10.1007/s11664-016-4373-0

[5] G.P. Forcade, C.E. Valdivia, S. Molesky, S. Lu, A.W. Rodriguez, J.J. Krich, R. St-Gelais, K. Hinzer. Appl. Phys. Lett., **121**, 193903 (2022). DOI: 10.1063/5.0116806

[6] А.В. Загнитько, И.Д. Мацуков, В.В. Пименов, С.Е. Сальников, Д.Ю. Федин, В.И. Алексеев, С.М. Вельмакин. ЖТФ, **92** (6), 783 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52505.325-21

[7] Y. Wang, A. Shi, X. Wang, J. Bai, L. Wang, F. Li. Infrared Phys. Technol., **108**, 103335 (2020). DOI: 10.1016/j.infrared.2020.103335

[8] M. Köhring, S. Böttger, U. Willer, W. Schade. Sensors, **15**, 12092 (2015). DOI: 10.3390/s150512092 PMCID: PMC4481913

[9] Г.Ю. Сотникова, С.А. Александров, Г.А. Гаврилов. УПФ, **10** (4), 389 (2022). DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-389-403

[10] М.Е. Левинштейн, Б.А. Матвеев, N. Dyakonova. Письма в ЖТФ, **49** (11), 19 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.11.55533.19524

[11] S.A. Karandashev, T.S. Lukhmyrina, B.A. Matveev, M.A. Remennyy, A.A. Usikova. Phys. Status Solidi A, **219** (2), 2100456 (2022). DOI: 10.1002/pssa.202100456

[12] M. Broudin, M.B. Chouikha. EPJ Nucl. Sci. Technol., **8**, 22 (2022). DOI: 10.1051/epjn/2022013

[13] M.I. Boussandel, A. Fathallah, J.-M. Armani, F. Armi, G. Klisnick, Z. Ren, M.B. Chouikha. In 2023 *RADECS Data Workshop* (IEEE, France, 2023), p. 1–5. DOI: 10.1109/RADECS59798.2023.10752868

[14] P.P. Trokhimchuck. Труды 12 Междунар. конф. „Взаимодействие излучений с твердым телом“, 19–22 сентября 2017, 193 (2017)

[15] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, А.И. Потапов. ФТП, **37** (4), 408 (2003).

[16] Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Н.А. Воронова, Г.М. Гусинский, В.О. Найденов. Письма в ЖТФ, **30** (1), 35 (2004).

[17] В.В. Михайловский, В.И. Сугаков, О.Н. Шевцова, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, Г.А. Вихлий. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, **55** (2), 90 (2007).

[18] G.R. Savich, D.E. Sidor, X. Du, M. Jain, C.P. Morath, V.M. Cowan, J.K. Kim, J.F. Klem, D. Leonhardt, S.D. Hawkins, T.R. Fortune, A. Tauke-Pedretti, G.W. Wicks. Proc. SPIE 9070, Infrared Technology and Applications XL, 907011 (24 June 2014). DOI: 10.1117/12.2050535

[19] G.R. Savich. *Analysis and Suppression of Dark Currents in Mid-Wave Infrared Photodetectors* (University of Rochester, NY., 2015)

[20] I. Bolshakova, S. Belyaev, M. Bulavin, V. Brudnyi, V. Chekanov, V. Coccorese, I. Duran, S. Gerasimov, R. Holyaka, N. Kargin, R. Konopleva, Ya. Kost, T. Kuech, S. Kulikov, O. Makido, Ph. Moreau, A. Murari, A. Quercia, F. Shurygin, M. Strikhanov, S. Timoshyn, I. Vasil'evskii, A. Vinichenko. Nucl. Fusion, **55**, 083006 (2015). DOI: 10.1088/0029-5515/55/8/083006

[21] N. Kekelidze, B. Kvirkvelia, E. Khutsishvili, T. Qamushadze, D. Kekelidze, R. Kobaidze, Z. Chubinishvili, N. Qobulashvili, G. Kekelidze. World Acad. Sci. Eng. Technol. Int. J. Phys. Math. Sci., **13**, 13 (2019).

[22] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. ФТП, **39** (4), 409 (2005).

[23] A.N. Klochkov, A.N. Vinichenko, A.A. Samolyga, S.M. Ryndya, M.V. Poliakov, N.I. Kargin, I.S. Vasil'evskii. Appl. Surf. Sci., **619**, 156722 (2023). DOI: 10.1016/j.apsusc.2023.156722

[24] А.А. Пивоварова, Н.Д. Ильинская, Е.В. Куницына, Ю.П. Яковлев. ФТП, **57** (8), 710 (2023). DOI: 10.61011/FTP.2023.08.56972.5391

[25] С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Мохаммед Бен Чоуйка. Патент РФ 2753854 (2021).

[26] S. McCabe, B. MacCraith. Electron. Lett., **29** (19), 1719 (1993). DOI: 10.1049/el:19931143

[27] B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus, G.N. Talalakin. In Proc. CAOL2003 1st Int. Conf. Adv. Optoelectron. Lasers Jontly 1st Workshop Precis. Oscil. Electron. Opt. IEEE Cat No 03EX715 (IEEE, 2003), p. 138–140.

[28] С.К. Никогосян, В.А. Саакян. Препринт ЕФИ, Н-845 (72)-85 (Ереванский физический институт, Ереван, 1985)

[29] A. Tkachuk, V. Tetyorkin, A. Sukach. In 2021 Int. Semicond. Conf. CAS (IEEE, 2021), p. 279–282. DOI: 10.1109/CAS52836.2021.9604182
[30] A. Van der Ziel. Physica, **48** (2), 242 (1970). DOI: 10.1016/0031-8914(70)90025-X
[31] A. Soibel, D.Z.-Y. Ting, C.J. Hill, M. Lee, J. Nguyen, S.A. Keo, J.M. Mumolo, S.D. Gunapala. Appl. Phys. Lett., **96**, 111102 (2010). DOI: 10.1063/1.3357429
[32] T. Tansel, K. Kutluer, A. Muti, Ö. Salihoglu, A. Aydinli, R. Turan. Appl. Phys. Express, **6**, 032202 (2013). DOI: 10.7567/APEX.6.032202
[33] Г.П. Жигальский. *Флуктуации и шумы в электронных твердотельных приборах* (Физматлит, М., 2012), с. 512.