

07.2

Эффект самоподдержания проводящего состояния в обратносмещенных GaAs-диодах, переключаемых в режиме задержанного лавинного пробоя

© А.В. Рожков, М.С. Иванов, П.Б. Родин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: rozh@hv.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 3 июня 2022 г.

В окончательной редакции 29 июня 2022 г.

Принято к публикации 30 июня 2022 г.

Экспериментально установлено, что высоковольтный GaAs-диод, переключенный в проводящее состояние в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя, сохраняет стационарное проводящее состояние с малым остаточным напряжением. Время протекания постоянного тока в обратносмещенной структуре определяется длительностью приложенного прямоугольного импульса (до 100 ns) и значительно превосходит время дрейфовой экстракции и рекомбинации неравновесных носителей. Обнаруженный эффект самоподдержания проводящего состояния сходен с „lock-on“ эффектом в GaAs-переключателях с оптическим запуском и S-диодах с глубокими центрами. Эффект может быть объяснен ударной ионизацией в узких коллапсирующих доменах Ганна.

Ключевые слова: высоковольтные GaAs-диоды, „lock-on“ эффект.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53203.19271

Для GaAs-структур эффект самоподдержания высокой проводимости ранее наблюдался в GaAs-структурах с глубокими центрами (S-диодах) [1,2] и переключателях с оптическим запуском на основе полупроводящего GaAs [3,4]. В переключателях с оптическим запуском это явление известно как „lock-on“ эффект: проводящее состояние парадоксальным образом сохраняется на протяжении длительного времени (более 100 ns) после окончания оптического импульса [3,4]. В GaAs S-диодах с глубокими центрами на обратной вольт-амперной характеристике наблюдается отдельная ветвь, отвечающая проводящему состоянию [1,2]. Таким образом, для обоих классов GaAs-приборов имеет место самоподдержание проводящего состояния в слабом среднем электрическом поле (~ 4 kV/cm). После многолетних исследований был установлен возможный физический механизм lock-on эффекта в ключах с оптическим запуском [5,6], основанный на генерации электронно-дырочной плазмы в узких коллапсирующих доменах сильного поля [7], спонтанно возникающих вследствие биполярного эффекта Ганна. Возникновение ионизирующих доменов такого типа было впервые предсказано в GaAs-лавинных транзисторах [7] и возможно при сверхвысокой плотности тока ($J \sim 1$ MA/cm²), которая достигается вследствие локализации тока в узких каналах [7]. Механизм проводящего состояния в GaAs S-диодах, на протяжении многих лет объясняемый перезарядкой глубоких центров [1,2], в последние годы был пересмотрен и также связан с коллапсирующими доменами [8–10].

В настоящей работе представлены экспериментальные свидетельства длительного самоподдержания проводящего состояния в обратносмещенной GaAs $p-p_0-n_0-n$ -структуре с низкой концентрацией глубоких центров. Лавинное переключение в проводящее состояние инициировалось быстрым (~ 3 kV/ns) ростом обратного напряжения и происходило в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя, ранее реализованного в GaAs-диодах в работах [11–13]. Показано, что после субнаносекундного переключения обратносмещенный GaAs-диод проводит ток около 10 А на протяжении десятков наносекунд, не проявляя никаких признаков восстановления $p-n$ -перехода. Самоподдержание проводящего состояния наблюдается при остаточном напряжении ~ 90 В, многократно меньшем напряжения стационарного пробоя (~ 400 В). Отметим, что аномальная динамика остаточного напряжения в GaAs-диоде в сходных условиях лавинного переключения была обнаружена нами ранее в работе [13], где уже было высказано предположение о возможности lock-on эффекта и роли коллапсирующих доменов. Однако в [13] приложенный к диоду колоколообразный импульс имел полуширину около 2 ns, сравнимую с временем дрейфовой экстракции неравновесных носителей. Малая длительность импульса не позволила экспериментально подтвердить эффект самоподдержания проводящего состояния. В настоящей работе длительность импульсов достигает 100 ns.

На рис. 1, а представлена электрическая схема экспериментальной установки, в которой держатель исследуемых диодов являлся частью коаксиального измерительного тракта. Напряжение на диоде, включенном

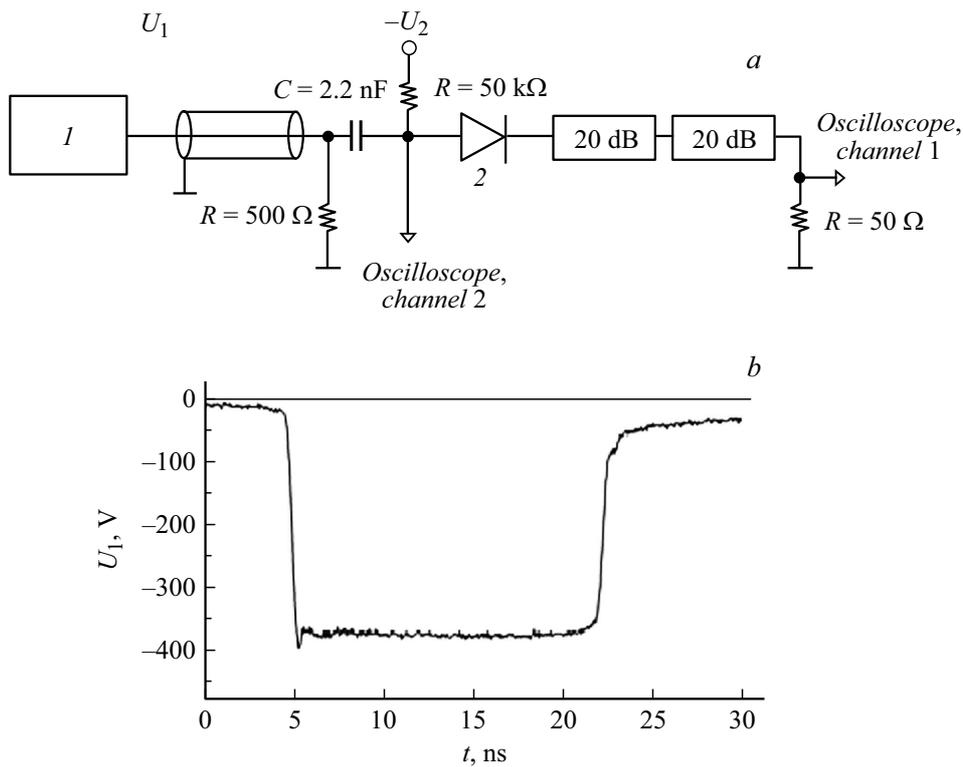


Рис. 1. Электрическая схема экспериментальной установки (а) и форма исходного импульса (б), формируемого генератором I на нагрузку 50Ω . 2 — исследуемая диодная структура.

последовательно с нагрузкой 50Ω , задавалось зарядным напряжением U_2 конденсатора C и импульсным напряжением генератора U_1 . Применялся высоковольтный генератор прямоугольных импульсов на основе фотонно-инжекционного импульсного тиристора [14] и коаксиальной зарядной линии, длина которой задавала длительность (до 100 ns). Время нарастания амплитуды импульса генератора на переднем фронте t_r не превышало 0.3 ns при частоте повторения 1 kHz (рис. 1, б). Форма импульсов регистрировалась цифровым двухканальным осциллографом Agilent Technologies DS06102A с частотой дискретности $f_d = 4 \text{ GHz}$ (20 pic/ns). При измерении напряжения $U_R(t)$ на 50Ω входе канала I применялся набор широкополосных аттенуаторов. Напряжение $U_\Sigma(t)$ на диоде и нагрузке измерялось с помощью высоковольтного зонда, подключаемого к выходу измерительного тракта (канал 2). Снятые в каналах I и 2 осциллограммы определяли временные зависимости тока $I(t) = U_R(t)/R$ и напряжения $U_D(t) = U_\Sigma(t) - U_R(t)$.

GaAs $n^+ - n - i - p - p^+$ -диодные структуры с низкой концентрацией ($< 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) остаточных акцепторных (Si) и донорных (O) примесей были изготовлены методом жидкофазной эпитаксии на подложках p -типа, легированных Zn. Базовая область имела толщину $\sim 45 \mu\text{m}$. Глубина залегания $p-i$ - и $n-i$ -переходов относительно подложки составляла 15 и $30 \mu\text{m}$ соответственно. Уровень легирования i -области не превышал 10^{14} cm^{-3} . Диоды с диаметром мезоструктуры $d = 500 \mu\text{m}$ форми-

ровались с использованием глубокого ($h \gg 45 \mu\text{m}$) химического травления. Время жизни неравновесных носителей не превышало 100 ns . Напряжение стационарного пробоя U_b для партии однотипных диодов находилось в диапазоне от 380 до 410 V .

На рис. 2 представлены временные зависимости тока и напряжения на диоде. Рис. 2, а отвечает „докритическому“ режиму, при котором лавинный пробой начинается, но переключение в проводящее состояние с малым остаточным напряжением не происходит. За время нарастания импульса напряжения $U_1(t)$ напряженность поля в диодной структуре превосходит порог ударно-ионизационного пробоя, начинается лавинная генерация и протекание лавинного тока (рис. 2, а, кривые 1, начальное смещение $U_2 = 120 \text{ V}$). При увеличении начального смещения на диоде U_2 от 120 до 200 V лавинный ток протекает в режиме генерации СВЧ-колебаний с частотой $\sim 1.5 \text{ GHz}$ (рис. 2, а, кривые 2). Такие автоколебания в Si-диоде ранее наблюдались в работе [15]. Механизм колебаний связан с генерацией пакета электронно-дырочной плазмы в области сильного электрического поля у $p-n$ -перехода и последующим уменьшением напряженности поля ниже порога ударной ионизации вследствие искажения поля этим пакетом [15]. Период ($t \leq 0.5 \text{ ns}$) примерно соответствует длительности дрейфовой экстракции носителей из базовой области диодной структуры.

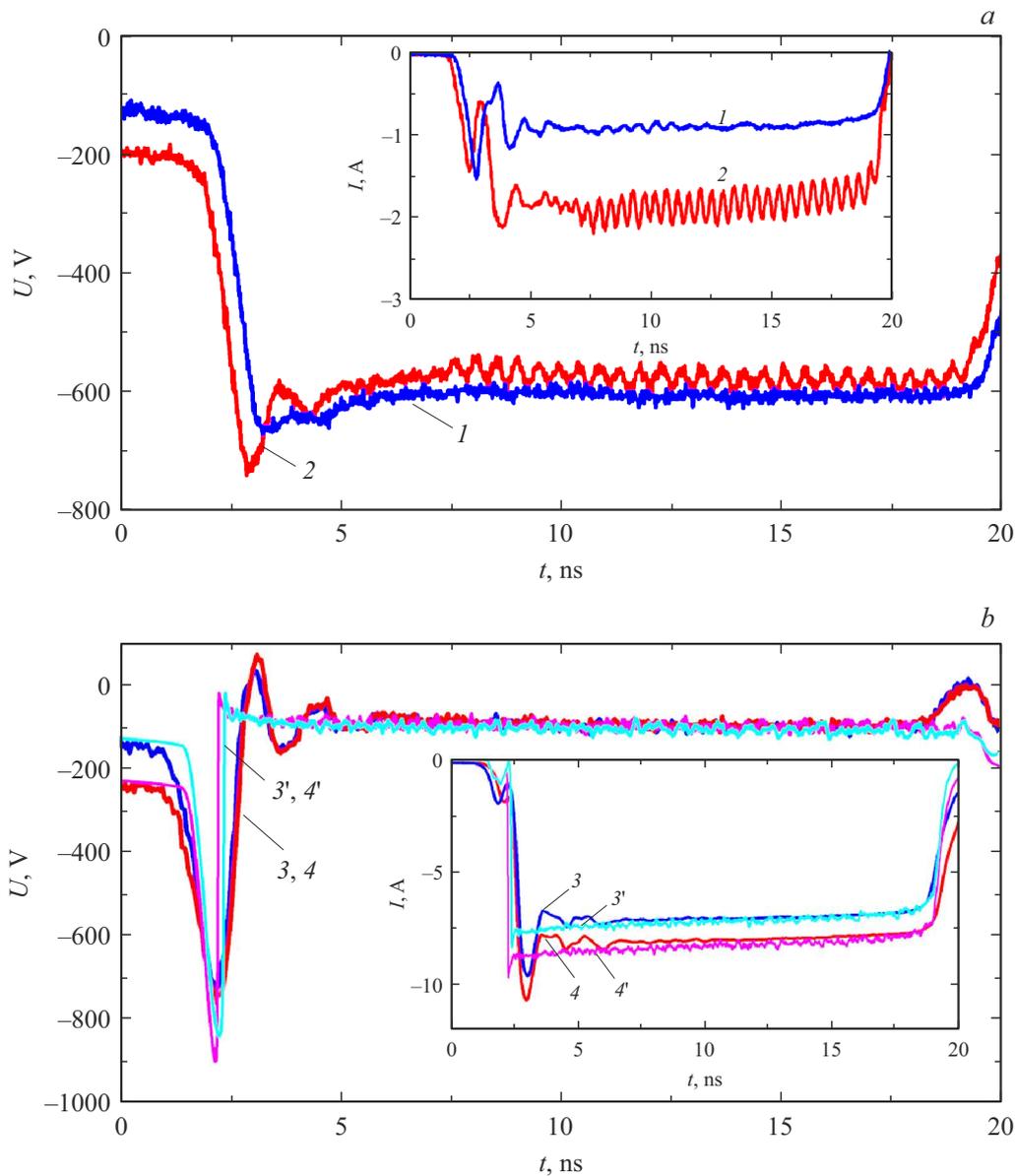


Рис. 2. Осциллограммы напряжения и тока (на вставках) в отсутствие переключения в высокопроводящее состояние (а) и при лавинном переключении диода в высокопроводящее состояние (b) в режиме импульсного нарастания напряжения. Значения амплитуды приложенного обратного импульса U_1 (в V) и начального обратного смещения диодной структуры U_2 (в V) для режимов регистрации составляют соответственно: 1 — 300 и 120, 2 — 300 и 200, 3 — 400 и 120, 4 — 400 и 220. Кривые 3' и 4' — результаты численного расчета, отвечающего значениям $U_1 = 400$ V, $U_2 = 120$ V и $U_1 = 400$ V, $U_2 = 220$ V соответственно.

На рис. 2, b представлены временные зависимости тока и напряжения для большей амплитуды импульса U_1 , достаточной для переключения структуры в высокопроводящее состояние. Пороговое значение напряжения переключения для партии однотипных диодов находится в диапазоне 750–800 V. Измеренное по уровню сигнала 0.1–0.9 время нарастания амплитуды тока (t_r) составляет ~ 300 ps и ограничивается временным разрешением измерительной установки. Амплитуда тока сразу после переключения достигает значений $I_m = 8–10$ A (рис. 2, b), т. е. в 5–10 раз больше, чем в „допороговом“ режиме (рис. 2, a). Величина тока во включенном состо-

янии в основном определяется последовательным сопротивлением. Проводящее состояние обратносмещенного диода после лавинного переключения является квазистационарным (рис. 2, b). Действительно, длительность состояния высокой обратной проводимости существенно превышает время дрейфовой экстракции (порядка наносекунды). Стационарное проводящее состояние наблюдалось нами для импульсов длительностью до 100 ns, однако при длительности 100 ns имели место случаи необратимой деградации структуры после серии импульсов. При длительности импульса 15 ns (рис. 2) диоды без деградации выдерживали длительную работу при

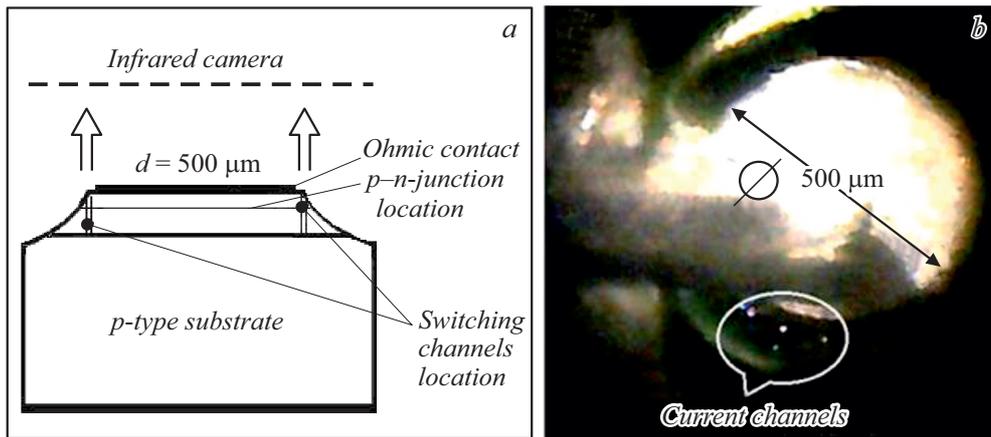


Рис. 3. Схема взаиморасположения диодной структуры и камеры регистрации инфракрасного излучения (а) и пространственное распределение токовых каналов по площади диодной структуры (b) при субнаносекундном переключении в состояние высокой проводимости (диаметр области металлизации $500 \mu\text{m}$).

частоте повторения 1 kHz . Остаточное напряжение на диоде после переключения $\sim 90 \text{ V}$ многократно меньше напряжения стационарного лавинного пробоя, не меняется на протяжении всего импульса и не зависит от величины тока (рис. 2, b). Таким образом, в эксперименте наблюдается самоподдержание проводящего состояния в обратносмещенной GaAs-диодной структуре.

При остаточном напряжении $\sim 90 \text{ V}$ среднее значение напряженности электрического поля в базовых областях диода многократно меньше порога ударной ионизации ($\sim 300 \text{ kV/cm}$), но превышает пороговое значение ($\sim 3.5 \text{ kV/cm}$) отрицательной подвижности электронов, т. е. условие неустойчивости Ганна выполнено [5–7]. Известно, что биполярные домены Ганна наблюдаются при формировании узких токовых каналов, плотность тока в которых превышает 1 MA/cm^2 [3–7]. Для проверки наличия таких каналов рекомбинационное излучение регистрировалось с помощью инфракрасной камеры. При переключении в квазистационарное проводящее состояние на боковой фаске структуры обнаружены узкие каналы локализации тока (рис. 3). На данном этапе исследований не удалось определить момент начала формирования узких токовых каналов и установить связь скорости нарастания тока с числом и поперечным сечением каналов. Однако установленные размеры токовых каналов ($d = 2\text{--}5 \mu\text{m}$) и плотность их распределения по площади структуры позволили грубо оценить общую площадь токопроводящей области как $S < 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$, что отвечает плотности тока $J \sim 1 \text{ MA/cm}^2$. Таким образом, физические условия для формирования коллапсирующих доменов в исследуемом GaAs-диоде близки к таковым в оптически переключаемых GaAs-структурах, в которых lock-on эффект наблюдался ранее [3–6]. На рис. 2, b представлены предварительные результаты численного расчета, выполненного в диффузионно-дрейфовом приближении при площади токопроводящей области $S = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$. Имеется хорошее согласие с

экспериментом. Расчет подтверждает гипотезу о возникновении в приборе коллапсирующих доменов. Подробно результаты численного моделирования будут представлены отдельно.

Таким образом, эффект самоподдержания проводящего состояния, исходно созданного динамическим лавинным пробоем в условиях двукратного перенапряжения, обнаружен в GaAs-диодах, выполненных на основе $p\text{--}p_0\text{--}n_0\text{--}n$ -структур, отличающихся от $\pi\text{--}v\text{--}n$ - и $n\text{--}\pi\text{--}v\text{--}n$ -структур S-диодов низкой концентрацией глубоких центров (менее 10^{16} cm^{-3}) [16]. Квазистационарное проводящее состояние наблюдается в $p\text{--}p_0\text{--}n_0\text{--}n$ -структурах в отсутствие инжекции электронов. Такая электронная инжекция из $n\text{--}\pi$ -перехода или металлического контакта имеет место в S-диодах на основе $n\text{--}\pi\text{--}v\text{--}n$ - и $\pi\text{--}v\text{--}n$ -структур соответственно [17].

Помимо импульсной электроники практическая перспективность обнаруженного явления может быть связана с субтерагерцевым излучением. Известно, что коллапсирующие домены являются эффективным источником такого излучения, что было впервые экспериментально обнаружено при переключении GaAs-лавинных транзисторов (ЛТ) [18]. Однако достигнутые на практике значения пиковой мощности ($\ll 1 \text{ mW}$) существенно уступают расчетным значениям ($\sim 1 \text{ mW}$) [19]. Одна из возможных причин низкой эффективности излучения связана с особенностями конструктивного исполнения ЛТ: границы металлизации эмиттерного и базового электродов сужают область вывода излучения [18,19]. Кроме того, временной интервал излучения ЛТ ограничен несколькими наносекундами, которые занимает его включение [18,19]. Диодные структуры могут обеспечить более эффективный вывод излучения и в режиме lock-on обеспечить большую продолжительность генерации. Высокочастотное излучение лавинных GaAs-диодов в обнаруженном режиме lock-on составит предмет наших дальнейших исследований.

В заключение отметим, что в работе представлены экспериментальные свидетельства длительного (до 100 ns) самоподдержания проводящего квазистационарного состояния с малым остаточным напряжением в высоковольтной обратносмещенной GaAs-диодной структуре после лавинного переключения в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя. Обнаруженный эффект может быть потенциально применен для создания компактных источников субтерагерцевого диапазона на основе импульсных лавинных GaAs-диодов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.С. Хлудков, Изв. вузов. Физика, **26** (10), 67 (1983). [S.S. Khludkov, Sov. Phys. J., **26** (10), 928 (1983). DOI: 10.1007/BF00896647].
- [2] С.С. Хлудков, О.П. Толбанов, А.В. Корецкий, Изв. вузов. Физика, **29** (4), 54 (1986). [S.S. Khludkov, O.P. Tolbanov, A.V. Koretskii, Sov. Phys. J., **29** (4), 298 (1986). DOI: 10.1007/BF00893001].
- [3] F.J. Zutavern, G.M. Loubriel, M.W. O'Malley, L.P. Shanwald, W.D. Helgerson, D.L. McLaughlin, B.B. McKenzie, IEEE Trans. Electron Dev., **37** (12), 2472 (1990). DOI: 10.1109/16.64520
- [4] *High-power optically activated solid-state switches*, ed. by A. Rosen, F. Zutavern (Artech House, Boston–London, 1994).
- [5] L. Hu, J. Su, Z. Ding, Q. Hao, X. Yuan, J. Appl. Phys., **115** (9), 094503 (2014). DOI: 10.1063/1.4866715
- [6] L. Hu, M. Xu, X. Li, Y. Wang, Y. Wang, H. Dong, H. Schneider, IEEE Trans. Electron Dev., **67** (11), 4963 (2020). DOI: 10.1109/TED.2020.302598
- [7] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara, J. Appl. Phys., **97** (2), 024502 (2005). DOI: 10.1063/1.1839638
- [8] И.А. Прудаев, М.Г. Верхолегов, А.Д. Королёва, О.П. Толбанов, Письма в ЖТФ, **44** (11), 21 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.11.46193.17254 [I.A. Prudaev, M.G. Verkholetov, A.D. Koroleva, O.P. Tolbanov, Tech. Phys. Lett., **44** (6), 465 (2018). DOI: 10.1134/S106378501806007X].
- [9] I.A. Prudaev, V.L. Oleinik, T.E. Smirnova, V.V. Koryuev, M.G. Verkholetov, E.V. Balzovsky, O.P. Tolbanov, IEEE Trans. Electron Dev., **65** (8), 3339 (2018). DOI: 10.1109/TED.2018.2845543
- [10] I.A. Prudaev, S.N. Vainshtein, M.G. Verkholetov, V.L. Oleinik, V.V. Koryuev, IEEE Trans. Electron Dev., **68** (1), 57 (2021). DOI: 10.1109/TED.2020.3039213
- [11] Ж.И. Алфёров, И.В. Грехов, В.М. Ефанов, А.Ф. Кардосисоев, В.И. Корольков, М.Н. Степанова, Письма в ЖТФ, **13** (18), 1089 (1987). [Zh.I. Alferov, I.V. Grekhov, V.M. Efanov, A.F. Kardo-Sisoev, V.I. Korol'kov, M.N. Stepanova, Sov. Tech. Phys. Lett., **13** (9), 454 (1988).].
- [12] С.Н. Вайнштейн, Ю.В. Жилыев, М.Е. Левинштейн, Письма в ЖТФ, **14** (16), 1526 (1988). [S.N. Vainshtein, Yu.V. Zhilyaev, M.E. Levinshtein, Sov. Tech. Phys. Lett., **14** (8), 664 (1989).].
- [13] В.И. Брылевский, А.В. Рожков, И.А. Смирнова, П.Б. Родин, И.В. Грехов, Письма в ЖТФ, **41** (7), 1 (2015). [V.I. Brylevskii, A.V. Rozhkov, I.A. Smirnova, P.B. Rodin, I.V. Grekhov, Tech. Phys. Lett., **41** (4), 307 (2015). DOI: 10.1134/S1063785015040045].
- [14] V.I. Korol'kov, A.V. Rozhkov, F.Yu. Soldatenkov, K.V. Yevstigneyev, in *4th Int. Seminar on power semiconductors (ISPS'98)* (Prague, 1998), p. 163.
- [15] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов, ФТП, **47** (5), 658 (2013). [S.K. Lyubutin, S.N. Rukin, B.G. Slovikovsky, S.N. Tsyranov, Semiconductors, **47** (5), 670 (2013). DOI: 10.1134/S1063782613050151].
- [16] Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков, ФТП, **34** (5), 558 (2000). <http://www.ioffe.rssi.ru/journals/ftp/2000/05/p558-561.pdf> [L.S. Berman, V.G. Danil'chenko, V.I. Korol'kov, F.Yu. Soldatenkov, Semiconductors, **34** (5), 541 (2000). DOI: 10.1134/1.1188024].
- [17] С.С. Хлудков, О.П. Толбанов, М.Д. Вилисова, И.А. Прудаев, *Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия с глубокими примесными центрами* (Изд. дом Томск. гос. ун-та, Томск, 2016).
- [18] S. Vainshtein, J. Kostamovaara, V. Yuferev, W. Knap, A. Fatimy, N. Diakonova, Phys. Rev. Lett., **99** (17), 176601 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.176601
- [19] S.N. Vainshtein, G. Duan, V.S. Yuferev, V.E. Zemlyakov, V.I. Egorokin, N.A. Kalyuzhnyy, N.A. Maleev, A.Yu. Egorov, J.T. Kostamovaara, Appl. Phys. Lett., **115** (12), 123501 (2019). DOI: 10.1063/1.5091616