

УДК 537.572

## САМОПОДДЕРЖАНИЕ ПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ И БИПОЛЯРНЫЕ ИОНИЗИРУЮЩИЕ ДОМЕНЫ ГАННА В ИМПУЛЬСНЫХ ЛАВИННЫХ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ ДИОДАХ

© 2023 г. А. В. Рожков<sup>1</sup>, М. С. Иванов<sup>1</sup>, П. Б. Родин<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: rodin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 05.12.2022 г.

После доработки 23.12.2022 г.

Принята к публикации 27.02.2023 г.

Доменная неустойчивость в неравновесной электронно-дырочной плазме приводит к формированию узких движущихся областей ионизирующего электрического поля — коллапсирующих доменов Ганна. В приборах силовой импульсной электроники на основе арсенида галлия ударная ионизация в коллапсирующих доменах выступает как эффективный механизм генерации неравновесных носителей при низких напряжениях и слабых средних полях.

DOI: 10.31857/S036767652370151X, EDN: VMNICK

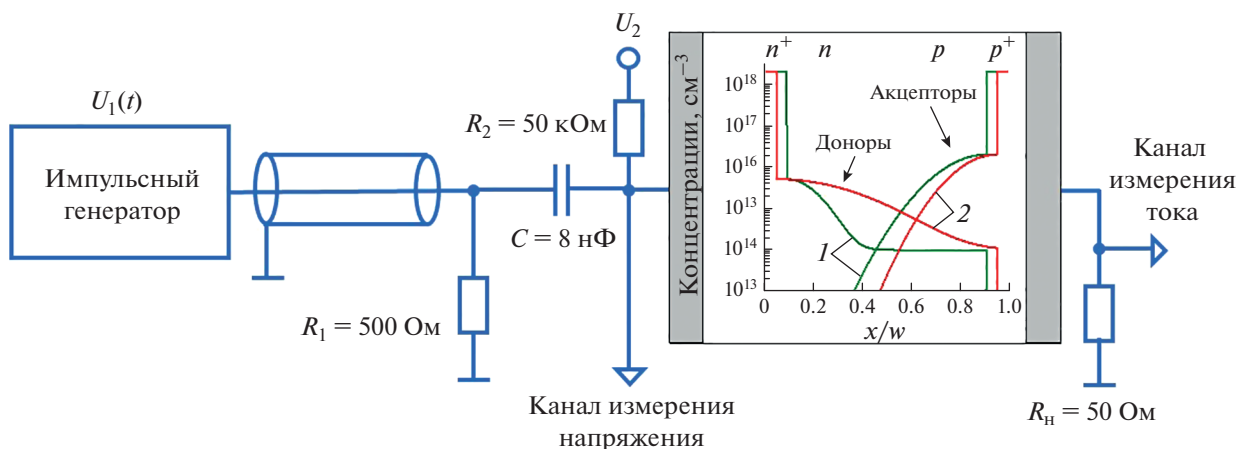
### ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное формирование движущихся областей сильного электрического поля — доменов Ганна — в арсениде галлия, вызванное отрицательной дифференциальной подвижностью электронов, представляет собой яркое нелинейное явление физики полупроводниковых приборов, имеющее важные применения в СВЧ генерации [1, 2]. Эффект Ганна традиционно рассматривался как монополярный эффект в арсениде галлия  $n$ -типа. В отличие от классического монополярного, биполярный эффект Ганна представляет собой доменную неустойчивость в неравновесной электронно-дырочной плазме. Первые попытки описать этот эффект теоретически были сделаны еще в 1970-х гг. [3], но не получили дальнейшего развития.

Интерес к биполярному эффекту Ганна снова возник в 2000-х гг. в результате исследований в смежной к СВЧ области — импульсной силовой электронике. Исследуя пикосекундное переключение мощного лавинного GaAs транзистора, С.Н. Вайнштейн, В.С. Юферев и соавторы в численном эксперименте предсказали эффект спонтанного возникновения в электронно-дырочной плазме узких движущихся областей сильного ионизирующего электрического поля — биполярных доменов Ганна [4]. Свойства этих множественных ионизирующих доменов качественно отличаются как от “классических” монополярных [2], так и от биполярных доменов, предсказанных в ранних теоретических работах [3]. Од-

ной из особенностей вновь открытых биполярных доменов было исчезновение (коллапс) отдельных доменов в случайный момент времени, что определило название коллапсирующие домены [4]. Иррегулярная пространственно-временная динамика коллапсирующих доменов приводит к субтерагерцовому излучению, которое было обнаружено экспериментально [5]. В дальнейшем была выявлена определяющая роль коллапсирующих доменов в целом ряде других импульсных силовых приборах на основе арсенида галлия: ключах с оптическим запуском [6, 7], S-диодах с глубокими уровнями [8] и импульсных лавинных диодах [9]. Коллапсирующие домены оказались также эффективным источником субтерагерцового излучения [10].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования мощных импульсных лавинных диодов на основе арсенида галлия. Нами экспериментально обнаружен и исследован эффект длительного “залипания” (lock-on эффект) обратносмещенного диода в высокопроводящем состоянии, которое было первоначально создано в результате субнаносекундного ударно-ионизационного переключения. Показано, что самоподдержание проводящего состояния может быть объяснено спонтанным возникновением ионизирующих биполярных доменов Ганна — коллапсирующих доменов. Дано краткое сравнение классических монополярных доменов Ганна и коллапсирующих доменов. В заключении статьи

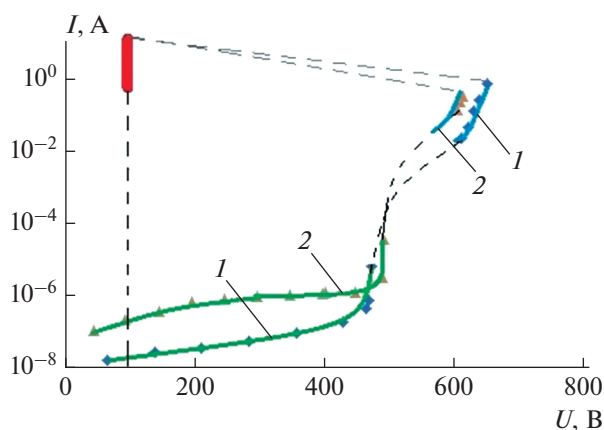


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки и профили легирования исследуемых GaAs  $p^+-p-i-n-n^+$  диодов. Профили легирования приведены для двух структур с толщиной  $W = 45$  мкм (зеленая кривая 1) и  $W = 90$  мкм (красная кривая 2).

приведен краткий обзор приборов на основе арсенида галлия, в которых биполярный эффект Ганна играет конструктивную роль, и обсуждены причины, по которым биполярный эффект Ганна проявляется в первую очередь именно в приборах импульсной силовой электроники.

### ИССЛЕДУЕМЫЕ СТРУКТУРЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Нами были исследованы GaAs  $p^+-p-i-n-n^+$  диодные структуры, выращенные методом жидкофазной эпитаксии. Приведены эксперимен-



**Рис. 2.** Вольтамперные характеристики исследуемых  $p^+-p-i-n-n^+$  диодов. Зеленая часть характеристики – статическая ВАХ, измеренная на характериографе. Синяя часть – часть ВАХ, измеренная с помощью субмикросекундных прямоугольных импульсов. Красная ветвь – проводящие состояния, поддерживаемые коллапсирующими доменами Ганна. Кривые 1 и 2 отвечают диодам с толщиной 45 и 90 мкм и площадью  $2 \cdot 10^{-3}$  и  $8 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>, соответственно.

тальные результаты для двух типов структур с толщиной  $W = 45$  и  $90$  мкм, напряжениями стационарного пробоя  $U_b \approx 450$  и  $500$  В, и диаметром 0.5 и 1 мм, соответственно. Различная толщина компенсированного  $i$ -слоя в базе определила близкие значения напряжения  $U_b$  при значительном различии в толщине структур. Схема экспериментальной установки, профили легирования исследуемых диодов и их обратные вольтамперные характеристики (ВАХ) приведены на рис. 1 и 2.

Лавинное переключение в проводящее состояние осуществлялось быстронарастающим импульсом напряжения обратной полярности. Прямоугольный или экспоненциально спадающий “запускающие” импульсы (рис. 3а), сформированные длинной линией и емкостью, соответственно, имели субмикросекундную длительность. Экспериментальная установка позволяла изменять амплитуду импульса  $U_1$  и начальное постоянное обратное смещение диода  $U_2$  в широких пределах. Частота следования импульсов составляла 1 кГц. Напряжение и ток через прибор регистрировались стробоскопическим осциллографом с полосой пропускания 8 ГГц. Временное разрешение измерительной установки составляло 300 пс.

Короткий передний фронт импульса (рис. 3а) формировался с помощью арсенид-галлиевого фотонно-инжекционного тиристора и имел время нарастания менее 300 пс. Быстронарастающий импульс обратного напряжения достаточной большой амплитуды способен обеспечить лавинное переключение диода в проводящее состояние в режиме хорошо известного в импульсной электронике задержанного ударно-ионизационного пробоя (см. [11] и литературу в этой работе). Такое субнаносекундное лавинное переключение

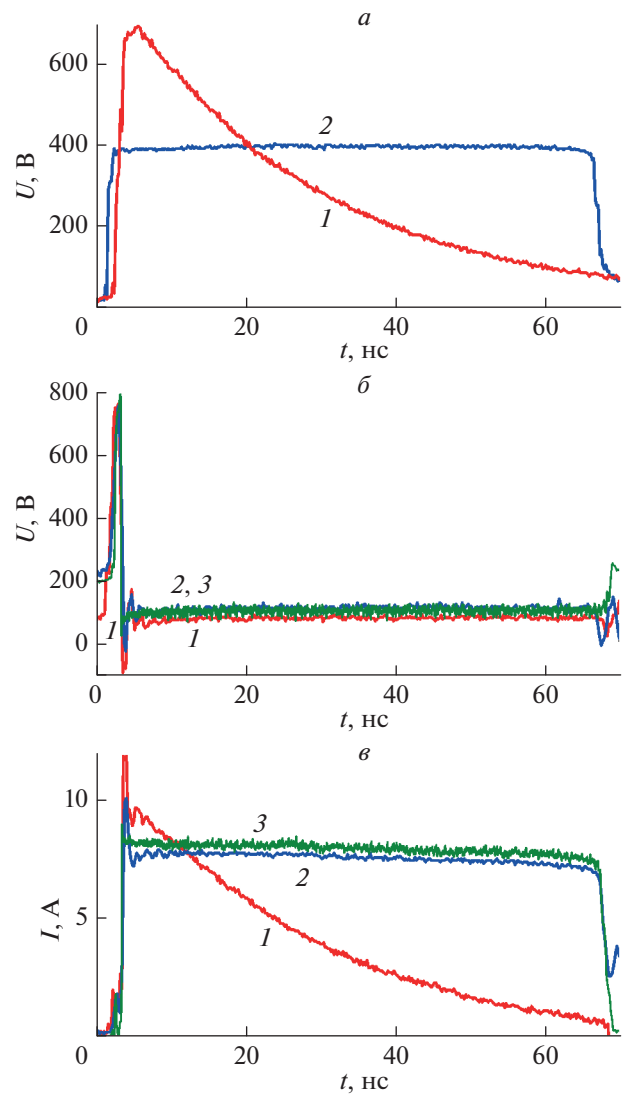
GaAs диодов изучалось ранее [12–14] и сходно с переключением Si диодов [11]. В отличие от работы [14], в нашем эксперименте вместо колоколообразных импульсов наносекундной полуширины применялись импульсы субмикросекундной длительности, что позволило исследовать динамику диода после переключения и обнаружить явление «залипания» обратносмещенного диода в проводящем состоянии.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Статическая ВАХ исследованных диодов может быть измерена обычным стационарным методом до тока  $\sim 10^{-4}$  А (рис. 2, зеленые кривые). Резкий рост тока при дальнейшем увеличении напряжения определяет напряжение стационарного лавинного пробоя  $U_b$ . При подаче на структуру, помещенную в экспериментальную установку (рис. 1), прямоугольного импульса напряжения, амплитуда которого еще недостаточна для лавинного переключения, диод переходит в квазистационарное состояние с током около одного ампера и напряжением, существенно превышающим  $U_b$ . В этих состояниях ударная ионизация уже играет существенную роль, но напряжение на диоде остается высоким. Соответствующие состояния (синие точки на рис. 2) также отвечают стационарной ВАХ. Однако из-за тепловых ограничений эта часть ВАХ может быть определена только в условиях подачи импульсного напряжения.

Качественно новые физические явления были обнаружены при амплитудах импульса  $U_1$  и начального смещении  $U_2$ , достаточных для динамического лавинного переключения диода в условиях перенапряжения ( $U_1 + U_2 > U_b$ ). В этом случае наблюдалось переключение в проводящее состояние с остаточным напряжением  $U_{ост} \sim 90$  В (рис. 3б и 3в). Амплитуда (8–10 А) и форма импульса тока в проводящем состоянии определялись главным образом амплитудой приложенного напряжения и величиной нагрузки  $R_n = 50$  Ом (рис. 3в). Время переключения было не больше временного разрешения измерительной схемы (300 пс). Такое субнаносекундное переключение аналогично результатам предшествующих экспериментов [12–14]. Однако после переключения обратносмещенная структура оставалась в проводящем состоянии на протяжении десятков наносекунд. Время самоподдержания проводящего состояния более чем на порядок превосходило время дрейфовой экстракции носителей (около наносекунды). Восстановления блокирующей способности  $p-n$  перехода не наблюдалось.

Регистрация рекомбинационного излучения на фаске диодной структуры показало, что ток протекает в узких (диаметр 2–5 мкм) каналах. Со-



**Рис. 3.** Экспоненциально спадающий (кривая 1) и прямоугольный (кривая 2) импульсы запускающего генератора  $U_1(t)$  длительностью 65 нс (а). Напряжение и ток через диод толщиной  $W = 45$  мкм в режиме «залипания» (б, в). Кривые 1 и 2 – эксперимент, кривая 3 – результаты численного моделирования. Амплитуда импульса генератора  $U_1 = 400$  В. Начальное обратное смещение  $U_2$  для прямоугольного импульса составляет 180 В, для экспоненциального – 55 В.

вокупное поперечное сечение этих каналов  $S_a$  составляет малую часть (порядка одной сотой) площади структуры  $S$ . Отметим, что такой характер переключения типичен для GaAs структур, переключаемых импульсом обратного напряжения большой амплитуды [13]. Плотность тока составляет около  $1 \text{ MA/cm}^2$ .

Напряжение на диоде в режиме «залипания» почти не зависит от величины тока (рис. 3б). Примечательно, что для экспоненциально спадающего импульса напряжения (рис. 3а, кривая 1) ток

через структуру спадает от 10 до 1 А (рис. 3в, кривая 1), в то время как напряжение на диоде остается постоянным во времени и практически совпадает с напряжением (рис. 3б, кривая 2), которое отвечает прямоугольному запускающему импульсу (рис. 3а, кривая 2). Таким образом, соответствующая состояниям “залипания” ветвь ВАХ близка к вертикальной (красная линия на рис. 2). Отметим сходство этой ветви с обратной ветвью проводящих состояний S-диодов с глубокими центрами [8, 15].

Напряжение на структуре в режиме “залипания” (~90 В) в несколько раз меньше напряжения стационарного лавинного пробоя  $U_b$ . Среднее электрическое поле в канале составляет примерно  $E \approx 20$  кВ/см, т.е. на порядок меньше эффективного порога ударной ионизации в арсениде галлия. В силу этого проводящее состояние не может поддерживаться за счет хорошо известного механизма двойной лавинной инжекции [13]. В то же время среднее поле в структуре превосходит порог возникновения отрицательной дифференциальной подвижности в арсениде галлия (~3.5 кВ/см), что указывает на возможность доменной неустойчивости.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование было осуществлено путем совместного решения диффузионно-дрейфовых транспортных уравнений и уравнения Пуассона. Для полевых зависимостей дрейфовых скоростей носителей были приняты аппроксимации, предложенные в [4]. Протекание тока в узких каналах моделировалось путем разделения прибора на активную часть, площадь сечения которой  $S_a$  равна суммарной площади сечения токовых каналов, и пассивную часть площадью  $S_p$  ( $S_a + S_p = S$ , где  $S$  – полная площадь диода). В расчете коэффициенты ударной ионизации в пассивной части приняты равными нулю. Таким образом, пассивная часть играла роль нелинейной емкости, параллельной активной части. Активная и пассивная части моделировались в одномерном приближении. Результаты моделирования приведены для прямоугольного импульса и соотношения  $S/S_a = 100$ . Моделирование успешно воспроизводит экспериментально обнаруженный эффект самоподдержания проводящего состояния в режиме “залипания” (рис. 3б и 3в кривые 3). Расхождение по времени переключения (моделирование предсказывает время переключения менее 100 пс) связано с временным разрешением экспериментальной установки, которое не превышало 300 пс.

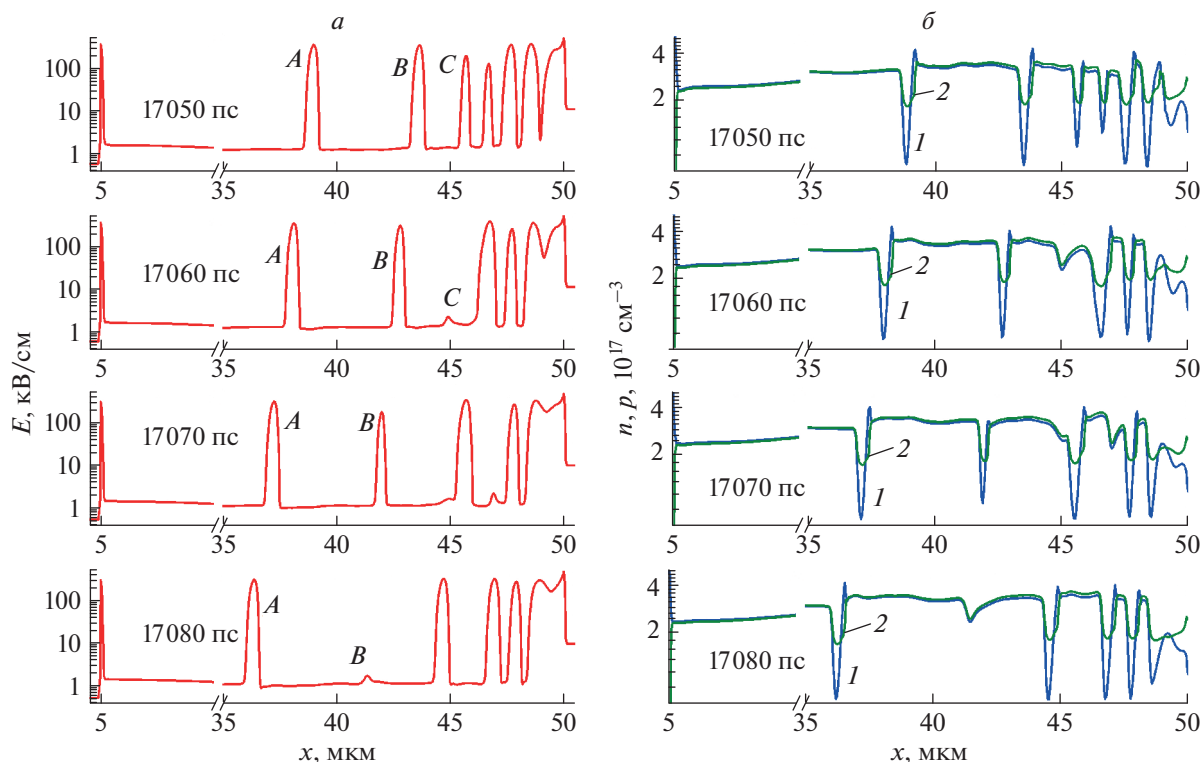
Анализ распределений электрического поля и концентрации носителей внутри структуры объясняет механизм самоподдержания проводящего

состояния, который приводит к эффекту “залипания” (рис. 4). Действительно, средняя концентрация неравновесных носителей в базе диода составляет около  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, что ожидаемо указывает на глубокую модуляцию проводимости диода. Однако электрическое поле и концентрация электронно-дырочной плазмы сильно неоднородны в направлении тока: наблюдаются многочисленные узкие области сильного (более 300 кВ/см) ионизирующего электрического поля,двигающиеся против поля примерно со скоростью дрейфа электронов. Именно такие биполярные домены Ганна стали известны как коллапсирующие домены [4, 6, 7]. Ударная ионизация в этих узких сильнополевых доменах вместе с ударной ионизацией в катодном и анодном доменах, расположенных на краях базы диода, компенсирует экстракцию и рекомбинацию носителей и обеспечивают поддержание обратносмещенного диода в проводящем состоянии. Таким образом, в арсенид-галлиевом приборе с большой концентрацией электронно-дырочной плазмы биполярный эффект Ганна – спонтанное формирование коллапсирующих доменов – делает возможным ударную ионизацию в слабом среднем электрическом поле.

## МОНОПОЛЯРНЫЙ И БИПОЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТЫ ГАННА

Классический монополярный эффект Ганна характеризуется регулярной пространственно-временной динамикой: формируется единственный домен, который двигается с постоянной скоростью дрейфа электронов  $v_n$  [1, 2]. Движение доменов приводит к колебаниям с периодом  $T = W/v_n$ , заданным временем пробега домена через образец длины  $W$ . Генерация дырок вследствие ударной ионизации в домене является нежелательным явлением, нарушающим работу диода Ганна.

Напротив, коллапсирующие домены в электронно-дырочной плазме высокой концентрации всегда оказываются ионизирующими (напряженность поля 300 кВ/см и более). Коллапсирующий домен в общем случае не сохраняет свою форму при распространении. В биполярном случае сосуществуют множественные домены, в то время как в классическом монополярном случае многодоменные состояния неустойчивы. Пространственно-временная динамика множественных коллапсирующих доменов иррегулярна и может быть охарактеризована как детерминированный пространственно-временной хаос [16]. По-видимому, единственным общим свойством монополярных и биполярных доменов является движение против поля со скоростью электронов. Ввиду сложной нелинейности аналитические подходы к



**Рис. 4.** Распределения электрического поля (а) и концентрации электронов (синие кривые 1) и дырок (зеленые кривые 2) (б) в режиме “залипания” в последовательные моменты времени с интервалом 10 пс. Распределения отвечают временным зависимостям тока и напряжения, показанным зеленой кривой 3 на рис. 3б и 3в.

теории коллапсирующих доменов до сих пор не разработаны.

Хаотическая динамика коллапсирующих доменов приводит к высокочастотным колебаниям в цепи, широкий спектр которых включает обнаруженную экспериментально субтерагерцовую составляющую [5]. Эта высокочастотная составляющая связана не с временем пробега домена через структуру, а со случайно распределенным “временем жизни” отдельного домена. На базе субнаносекундных лавинных транзисторов, переключение которых обусловлено коллапсирующими доменами, были созданы источники субтерагерцового излучения [10].

## ОБСУЖДЕНИЕ

Условиями возникновения коллапсирующих доменов Ганна в арсениде галлия являются, во-первых, наличие неравновесной электронно-дырочной плазмы высокой ( $>10^{16}$  см $^{-3}$ ) концентрации и, во-вторых, напряженность поля выше порога отрицательной дифференциальной подвижности электронов ( $>3.5$  кВ/см). Сочетание этих условий означает, что эффект возможен только при больших ( $>100$  кА/см $^2$ ) плотностях тока, что сопряжено с быстрым ( $>1$  К/нс) джоулевым са-

морозогревом. По-видимому, на практике описанные выше условия реализуются только в биполярных приборах импульсной силовой электроники, которая оперирует большими токами и относительно короткими импульсами. Переключение биполярных арсенид-галлиевых приборов всегда так или иначе связано с созданием неравновесной электронно-дырочной плазмы оптическим, ударно-ионизационным или инжекционным методами, и часто — со шнурованием тока. Это создает предпосылки для формирования биполярных доменов Ганна.

В импульсной силовой электронике коллапсирующие домены выступают как механизм генерации неравновесных носителей в слабом среднем электрическом поле. Это может приводить, во-первых, к быстрому росту концентрации неравновесных носителей, приводящему к переключению прибора в проводящее состояние. Во-вторых, ионизация в коллапсирующих доменах способна компенсировать рекомбинацию и дрейфовую экстракцию электронно-дырочной плазмы, обеспечивая длительное сохранение проводящего состояния прибора при низком остаточном напряжении.

Быстрый рост концентрации неравновесных носителей вследствие генерации в коллапсирующих доменах имеет место в лавинных транзисто-

рах [4]. В высоковольтных ключах с оптическим запуском на основе полуизолирующего арсенида галлия коллапсирующие домены ответственны за работу прибора в так называемом нелинейном режиме [6, 7], который характеризуется субнаносекундным переключением при большом числе неравновесных электронно-дырочных пар на один фотон и самоподдержанием проводящего состояния после окончания управляющего оптического импульса (lock-on эффект). Отметим, что нелинейный режим работы получил объяснение только через 25 лет в результате появления концепции коллапсирующих доменов [6, 7].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, lock-on эффект имеет место в импульсных лавинных  $p-n$  диодах, которые сохраняют проводящее состояние при обратном смещении в течение времени, на порядки превышающего время дрейфовой экстракции носителей. Это явление может быть объяснено генерацией неравновесных носителей в коллапсирующих доменах. Роль коллапсирующих доменов в лавинном переключении арсенид-галлиевых диодов является предметом наших дальнейших исследований.

Проводящие состояния импульсных лавинных диодов (рис. 2) сходны с проводящими состояниями арсенид-галлиевых S-диодов с глубокими центрами [8, 15], хотя способ переключения и переходные процессы различны. Механизм переключения S-диодов, долгое время объясняемый перезарядкой глубоких центров [15], в последние годы был пересмотрен и также связан с коллапсирующими доменами [8]. Имеющиеся экспериментальные и расчетные данные позволяют предположить, что исследованные нами импульсные лавинные диоды и хорошо известные S-диоды с глубокими уровнями [8, 15] демон-

стрируют в разных условиях универсальное для арсенид-галлиевых диодов явление: поддержание проводящего состояния в узких плазменных шнурах при малом обратном напряжении за счет ударной ионизации в коллапсирующих доменах.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gunn J.B. // Solid State Commun. 1963. V. 1. No. 4. P. 88.
2. Kroemer R. // Proc. IEEE. 1964. V. 52. P. 1736.
3. Гельмонт Б.Л., Шур М.С. // ЖЭТФ. 1971. Т. 33. № 6. С. 305.
4. Vainshtein S.N., Yuferev V.S., Kostamovaara J.T. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. No. 024502.
5. Vainshtein S., Kostomovaara J., Yuferev V.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 176601.
6. Hu L., Su J., Ding Z. et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. Art. No. 094503.
7. Chowdhury A.R., Dickens J.C., Neuber A.A. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. Art. No. 085703.
8. Prudaev I.A., Oleinik V.L., Smirnova T.E. et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 2018. V. 65. No. 8. P. 3339.
9. Иванов М.С., Рожков А.В., Родин П.Б. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 20. С. 31.
10. Vainshtein S.N., Duan G., Yuferev V.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. No. 12. Art. No. 123501.
11. Ivanov M.S., Brylevskiy V.I., Smirnova I.A. et al. // J. Appl. Phys. 2022. V. 131. Art. No. 014502.
12. Алферов Ж.И., Грехов И.В., Ефанов В.М. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 18. С. 1089.
13. Levinshtein M., Vainshtein S., Kostomovaara J. Break-down phenomena in semiconductors and semiconductor devices. New Jersey: World Scientific, 2005.
14. Brylevskiy V.I., Smirnova I.A., Rozhkov A.V. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. No. 10. P. 1941.
15. Хлудков С.С., Толбанов О.П., Корецкий А.В. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 29. № 4. С. 54.
16. Schoell E. Nonlinear spatio-temporal dynamics and chaos in semiconductors. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001.

## Self-sustaining conducting state and bipolar ionizing Gunn domains in pulse avalanche GaAs diodes

A. V. Rozhkov<sup>a</sup>, M. S. Ivanov<sup>a</sup>, P. B. Rodin<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup> Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia

\*e-mail: rodin@mail.ioffe.ru

Domain instability in nonequilibrium electron-hole plasma leads to the formation of narrow moving regions of the ionizing electric field—collapsing Gunn domains. In pulse power electronics devices based on gallium arsenide, impact ionization in collapsing domains acts as an efficient mechanism for the generation of nonequilibrium carriers at low voltages and weak average electric fields.