

07.2

## Коллапсирующие домены Ганна как механизм самоподдержания проводящего состояния в обратносмещенных высоковольтных GaAs-диодах

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: m.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2022 г.

В окончательной редакции 1 сентября 2022 г.

Принято к публикации 1 сентября 2022 г.

Выполнено численное моделирование переключения высоковольтного GaAs-диода в проводящее состояние в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя. Проведено сравнение результатов с экспериментальными данными. Показано, что эффект длительного (до 100 ns) самоподдержания проводящего состояния диода после переключения обусловлен возникновением в электронно-дырочной плазме узких (порядка микрометра) ионизирующих доменов Ганна — так называемых коллапсирующих доменов. Ударная ионизация в коллапсирующих доменах и в краевых (катодном и анодном) доменах сильного электрического поля ( $\sim 300$  kV/cm) поддерживает высокую концентрацию неравновесных носителей ( $\geq 10^{17}$  cm $^{-3}$ ) в течение всей длительности импульса приложенного напряжения обратной полярности.

**Ключевые слова:** высоковольтные GaAs-диоды, lock-on эффект, эффект Ганна.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.20.53693.19326

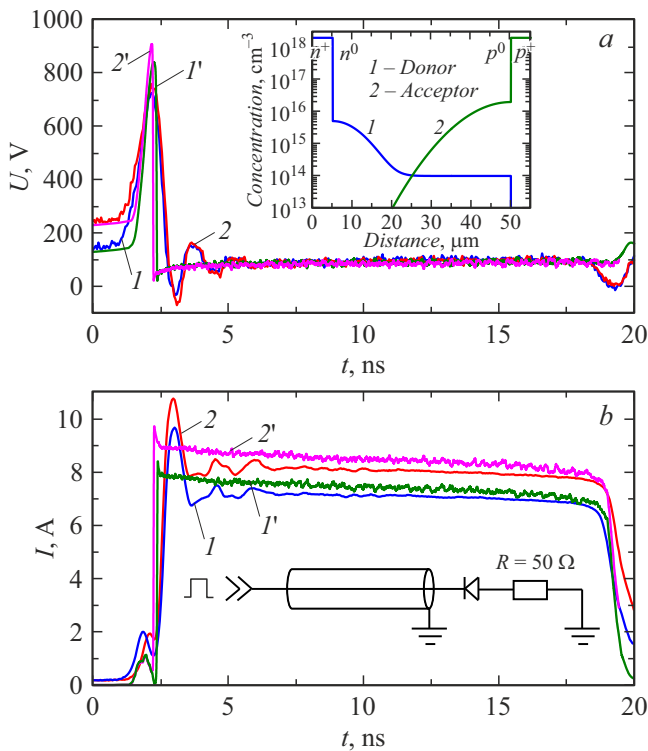
Эффект самоподдержания проводящего состояния в GaAs-структурах, известный как lock-on эффект, ранее наблюдался в переключателях с оптическим запуском на основе полуизолирующего GaAs [1] и диодных структурах с глубокими центрами (*S*-диодах) [2]. Недавно этот эффект был нами экспериментально обнаружен в обратносмещенных высоковольтных GaAs  $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -структурах, переключение которых в проводящее состояние инициировалось быстро нарастающим импульсом напряжения и происходило в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя [3]. После лавинного переключения диоды оставались в проводящем состоянии с низким остаточным напряжением на протяжении десятков наносекунд, пропуская ток около 10 А. Регистрация рекомбинационного излучения позволила определить размеры токовых каналов (диаметр  $d = 2 - 5$   $\mu$ m) и плотность их распределения по площади структуры, что дало оценку плотности тока  $\sim 0.5$  MA/cm $^2$  [3].

В настоящей работе с помощью численного моделирования установлен физический механизм самоподдержания проводящего состояния. Показано, что в условиях эксперимента [3] в GaAs-диоде спонтанно возникают узкие ионизирующие домены Ганна. Такие биполярные домены были открыты Вайнштейном и Юфевым с соавторами при исследованиях биполярного транзистора и названы коллапсирующими доменами (КД) [4].

Численное моделирование выполнено для GaAs  $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -структуры с напряжением стационарного пробоя около 400 V и площадью  $S = 2 \cdot 10^{-3}$  cm $^{-2}$  (профиль легирования показан на вставке к рис. 1, а). В соответствии с условиями эксперимента [3] квази-прямоугольный импульс напряжения (время нарастания

переднего фронта 300 ps, длительность около 15 ns) подается на исследуемый диод и последовательную нагрузку 50  $\Omega$  через коаксиальную линию (вставка на рис. 1, б). Детальное описание структуры и экспериментальной схемы приведено в [3]. Внутренняя динамика диода моделируется в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом ударной ионизации, оптической и оже-рекомбинации, рекомбинации Шокли–Рида. Для зависимости дрейфовой скорости носителей электронов в GaAs принята предложенная в [4] аппроксимация, для коэффициентов ударной ионизации — стандартная аппроксимация [5]. Кинетика перезарядки глубоких уровней и эффект „переизлучения“ не учитывались. Шаг сетки составлял 25 nm. Площадь токопроводящей области принята равной  $S_a = 2 \cdot 10^{-5}$  cm $^{-2}$  (как было оценено в [3]). В соответствии с известным методом моделирования пространственно неоднородного переключения [6,7] „активная“ и „пассивная“ части структуры рассматривались как два параллельных диода с площадями поперечного сечения  $S_a$  и  $S - S_a$  соответственно при нулевых коэффициентах ударной ионизации в „пассивной“ части. Распространение импульса генератора в коаксиальном тракте и его отражение от диода [8] описывались телеграфными уравнениями аналогично тому, как это было сделано недавно при моделировании лавинного переключения кремниевого обострительного диода в [7]. Таким образом, было обеспечено самосогласованное описание внутренней динамики диода и нестационарных волновых процессов в коаксиальном волновом тракте.

Моделирование полностью описывает эффект самоподдержания проводящего состояния: ток  $I(t)$  и напряжение на диоде  $U(t)$  находятся в согласии с эксперимен-



**Рис. 1.** Напряжение  $U(t)$  на исследуемом диоде (a) и ток  $I(t)$  (b). На вставках — профиль легирования GaAs  $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -структуры (часть a) и эскиз экспериментальной схемы (часть b). 1 и 2 — результаты эксперимента [3] при начальном обратном смещении диодной структуры 120 и 220 V соответственно и амплитуде обратного импульса 400 V, 1' и 2' — результаты соответствующих численных расчетов.

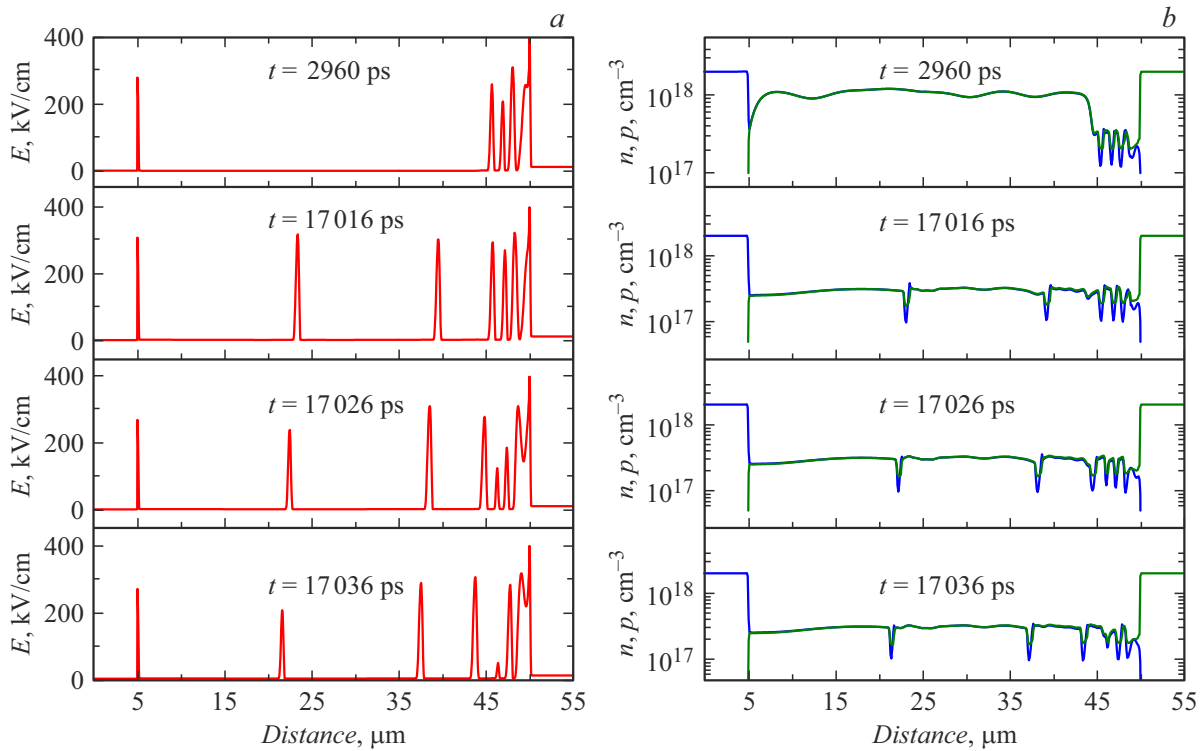
тальными зависимостями (рис. 1). Диод пропускает ток около 8 А, заданный импульсом генератора и сопротивлением нагрузки, в течение более чем 15 ns, сохраняя постоянное остаточное напряжение около 100 В, много меньше напряжения стационарного лавинного пробоя  $U_b$ . Различие расчетного ( $\sim 50$  ps) и экспериментально наблюдаемого ( $\sim 300$  ps) времени переключения в проводящее состояние объясняется ограниченным временным разрешением измерительной схемы [3]. Моделирование показывает, что непосредственно после лавинного переключения концентрация носителей  $n_{\max}$  превосходит  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Заметим, что при такой концентрации и площади локальных каналов  $S_a$  полное число неравновесных носителей заряда (ННЗ) в  $p^0 - n^0$ -области толщиной  $W = 45 \mu\text{m}$  составляет  $2S_a W n_{\max} \approx 2 \cdot 10^{11}$ . Измеренный ток 8 А [3] способен экстрагировать соответствующий заряд в течение примерно 4 ns (без учета рекомбинации). Эта оценка однозначно указывает на существование скрытого механизма генерации неравновесных носителей, обеспечивающего поддержание проводящего состояния.

Природу этого механизма проясняет анализ распределений электрического поля и концентрации носителей в диоде (рис. 2). Сразу после лавинного переключения

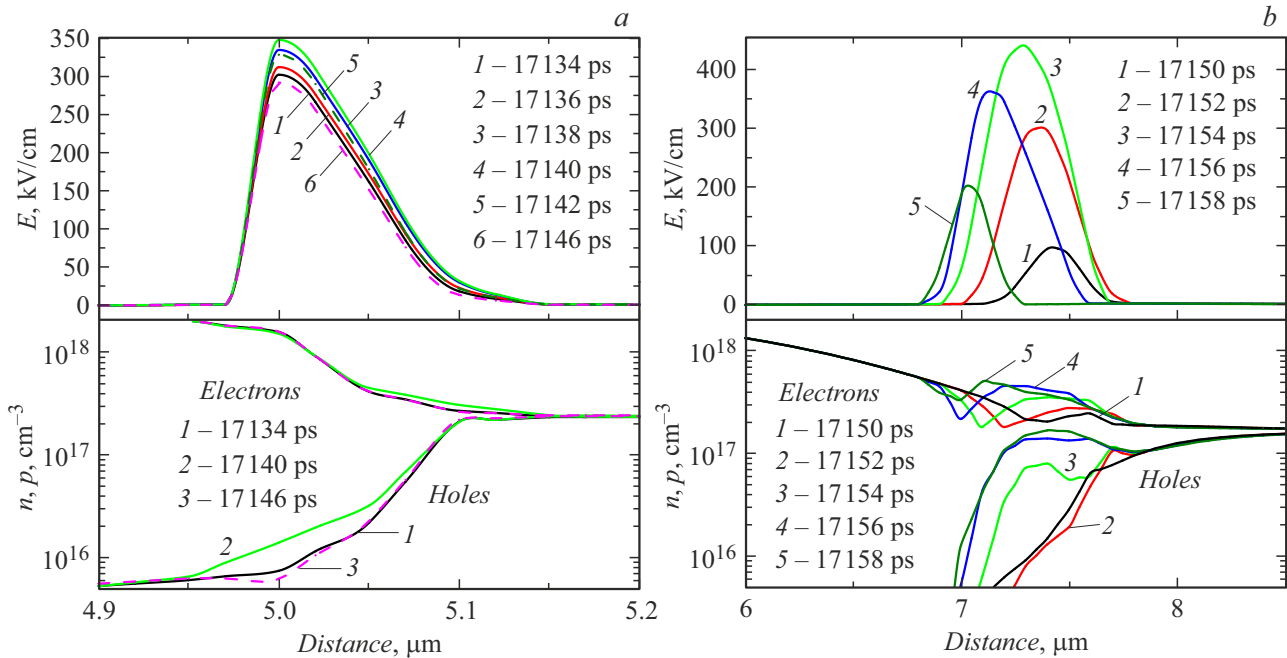
концентрация ННЗ начинает уменьшаться вследствие оптической рекомбинации и формирования фронтов экстракции [9], которые уменьшают концентрацию плазмы на краях слаболегированной  $p^0 - n^0$ -области (рис. 2,  $t = 2960$  ps). Вначале КД формируются в  $p^0$ -области, где концентрация плазмы снизилась до  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  вследствие движения фронта экстракции электронов. На  $p^+ - p^0$ -переходе возникает квазистационарный катодный домен, из которого идет лавинная инжекция электронов. На рис. 2 распределения концентрации ННЗ и электрического поля показаны также в более поздние моменты времени, отвечающие установившемуся квазистационарному состоянию. В этом состоянии средняя по  $p^0 - n^0$ -области концентрация плазмы не меняется во времени, а средняя напряженность электрического поля превосходит порог отрицательной дифференциальной подвижности электронов  $\sim 3.5 \text{ kV/cm}$ . Узкие области сильного электрического поля в  $p^0 - n^0$ -области соответствуют КД,двигающимся против поля со скоростью около  $10^7 \text{ cm/s}$ . Выбор трех близких моментов времени ( $t = 17016, 17026, 17036$  ps) позволяет проследить эволюцию индивидуальных КД (рис. 2). Новые КД последовательно отделяются от катодного домена, двигаются через  $p^0 - n^0$ -область и затем коллапсируют. Вследствие большой напряженности поля КД являются ионизирующими. Хаотическая пространственно-временная динамика КД отвечает картине, описанной в пионерских исследованиях GaAs-лавинных транзисторов [4] и последующих работах по оптическим переключателям [10].

Вблизи  $n^+ - n^0$ -перехода — места потенциального формирования фронта экстракции дырок [9] — возникает анодный домен (рис. 3). Генерация ННЗ в анодном домене компенсирует дрейфовое рассасывание плазмы в области  $n^+ - n^0$ -перехода. В исследуемой структуре с резким эпитаксиальным  $n^+ - n^0$ -переходом амплитуда анодного домена квазипериодически меняется в интервале 280–350 kV/cm (рис. 3, a): домен „дышит“. Расчет для структуры с плавным ( $\sim 5 \mu\text{m}$ )  $n^+ - n^0$ -переходом показывает квазипериодическое возникновение и исчезновение анодного домена примерно через каждые 100 ps; время существования домена при этом в среднем близко к 10 ps (рис. 3, b). Зависимости  $U(t)$ ,  $I(t)$  и концентрация ННЗ при этом такие же, как для структуры с резким  $n^+ - n^0$ -переходом, т. е. резкость границы  $n^+ - n^0$ -перехода не влияет на lock-on эффект. Механизм колебаний анодного домена, по-видимому, связан с отрицательной дифференциальной подвижностью электронов и нуждается в дальнейшем исследовании.

Ударная ионизация в КД и краевых доменах полностью компенсирует дрейфовую экстракцию и рекомбинацию ННЗ, поддерживая среднюю концентрацию носителей на стационарном уровне. По-видимому, время самоподдержания проводящего состояния ограничивается только скоростью джоулева саморазогрева проводящего канала, которая при плотности тока  $0.5 \text{ MA/cm}^2$  оценивается как 5 К/ns. Выполненные нами расчеты указывают



**Рис. 2.** Пространственные распределения электрического поля (a) и концентрации носителей (b) в структуре сразу после переключения ( $t = 2960$  ps) и в установившемся состоянии ( $t = 17016, 17026, 17036$  ps).



**Рис. 3.** a — пространственные распределения электрического поля и концентрации носителей при малоамплитудных колебаниях анодного домена в структуре с резким  $n^+ - n^0$ -переходом; b — возникновение и исчезновение анодного домена в структуре с плавным  $n^+ - n^0$ -переходом (размытие  $\sim 5 \mu\text{m}$ ).

на очень слабую зависимость тока  $I(t)$  и напряжения  $U(t)$  от площади  $S_a$  при изменении параметра  $K = S/S_a$  в интервале от 50 до 500. В то же время квазистациона-

рная концентрация плазмы линейно растет с ростом  $K$  (т.е. с плотностью тока) и превосходит  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  при  $K = 500$ .

Важно отметить, что в исследованных ранее GaAs  $n^+ - p - n^0 - n^+$ -структурах быстродействующих лавинных транзисторов [4] и  $n - \pi - \nu - n$ -структурах  $S$ -диодов с глубокими уровнями [2,10–12] КД возникают в условиях инжекции электронов из  $n^+$ -эмиттера, в то время как инжекция дырок является лавинной. В исследованной нами обратносмещенной  $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -структуре инжекция обоих типов носителей в режиме lock-on обеспечивается только ударной ионизацией. Очевидно, что поддержание постоянной концентрации электронно-дырочной плазмы требует преимущественной генерации дырок в области  $n^+ - n^0$ -перехода и электронов в области  $p^+ - p^0$ -перехода. Это достигается тем, что электроны генерируются в катодном домене и КД, дырки — в анодном домене и в результате единичных проходов КД через всю  $p^0 - n^0$ -область. Высокая концентрация ННЗ на начальном этапе ( $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) обусловлена динамическим лавинным пробоем в условиях двукратного перенапряжения [3].

Таким образом, обнаруженный в эксперименте эффект самоподдержания проводящего состояния обратносмещенного GaAs-диода [3] может быть объяснен ударной ионизацией в коллапсирующих доменах Ганна и лавинной инжекцией из катодного и анодного доменов. Коллапсирующие домены спонтанно возникают в электронно-дырочной плазме вследствие отрицательной дифференциальной подвижности электронов в GaAs и характеризуются большой напряженностью поля ( $\sim 300 \text{ kV/cm}$ ), малым размером ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ), интенсивной ударной ионизацией и нерегулярной хаотической пространственно-временной динамикой. Эффект самоподдержания проводящего состояния родствен lock-on эффекту в ключах с оптическим запуском [1], который также был объяснен коллапсирующими доменами [10], и эффекту возникновения проводящего состояния в  $S$ -диодах с глубокими уровнями [11–13].

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] *High-power optically activated solid-state switches*, ed. by A. Rosen, F. Zutavern (Artech House, Boston–London, 1994).
- [2] 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).
- [3] А.В. Рожков, М.С. Иванов, П.Б. Родин, *Письма в ЖТФ*, **48** (16), 25 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53203.19271
- [4] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara, *J. Appl. Phys.*, **97** (2), 024502 (2005). DOI: 10.1063/1.1839638
- [5] S. Selberherr, *Analysis and simulation of semiconductor devices* (Springer-Verlag, Wien–N.Y., 1984).
- [6] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara, M.M. Kulagina, H.T. Moilanen, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **57** (4), 733 (2010). DOI: 10.1109/TED.2010.2041281
- [7] M.S. Ivanov, V.I. Brylevskiy, I.V. Smirnova, P.B. Rodin, *J. Appl. Phys.*, **131** (1), 014502 (2022). DOI: 10.1063/5.0077092
- [8] М.С. Иванов, В.И. Брылевский, П.Б. Родин, *Письма в ЖТФ*, **47** (13), 32 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.13.51119.18794 [M.S. Ivanov, V.I. Brylevskiy, P.B. Rodin, *Tech. Phys. Lett.*, **47**, 661 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021070087].
- [9] H. Benda, E. Spenke, *Proc. IEEE*, **55** (8), 1331 (1967). DOI: 10.1109/PROC.1967.5834
- [10] L. Hu, J. Su, Z. Ding, Q. Hao, X. Yuan, *J. Appl. Phys.*, **115** (9), 094503 (2014). DOI: 10.1063/1.4866715
- [11] И.А. Прудаев, М.Г. Верхолетов, 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. Verkholeto, A.D. Koroleva, O.P. Tolbanov, *Tech. Phys. Lett.*, **44**, 465 (2018). DOI: 10.1134/S106378501806007X].
- [12] I.A. Prudaev, V.L. Oleinik, T.E. Smirnova, V.V. Kopyev, M.G. Verkholeto, E.V. Balzovsky, O.P. Tolbanov, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **65** (8), 3339 (2018). DOI: 10.1109/TED.2018.2845543
- [13] I.A. Prudaev, S.N. Vainshtein, M.G. Verkholeto, V.L. Oleinik, V.V. Kopyev, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **68** (1), 57 (2021). DOI: 10.1109/TED.2020.3039213