

# Механизм последовательного включения токовых шнуров в лавинном S-диоде

© И.А. Прудаев<sup>1</sup>, В.В. Копьев<sup>1</sup>, В.Л. Олейник<sup>1</sup>, В.Е. Земляков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „МИЭТ“, 124498 Зеленоград, Россия

E-mail: funcelab@gmail.com

Поступила в Редакцию 21 мая 2024 г.

В окончательной редакции 13 августа 2024 г.

Принята к публикации 14 августа 2024 г.

Представлены результаты исследования последовательного включения токовых шнуров в лавинном S-диоде с глубокими центрами железа. Экспериментально показано, что на высокой частоте следования запускающих импульсов (100 кГц) токовые шнуры распределяются по площади электронно-дырочного перехода более однородно по сравнению с переключением на низкой частоте (100 Гц). При этом напряжение первого включения лавинного S-диода всегда выше второго. Для анализа результатов предложен численный эксперимент по формированию локально нагретой области с повышенной концентрацией неравновесных носителей. Моделирование динамики перераспределения носителей в условиях неоднородного нагрева S-диода позволило предложить новый механизм последовательного включения токовых шнуров. В данном механизме перезарядка глубоких центров в окрестности каждого предыдущего токового шнура задает условия для формирования каждого последующего канала включения.

**Ключевые слова:** теплопроводность, арсенид галлия, глубокие центры, токовый шнур.

DOI: 10.61011/FTP.2024.07.59184.6718

## 1. Введение

Лавинный S-диод — это замыкающий ключ, работающий на принципе генерации ионизирующих коллапсирующих доменов (КД) в GaAs [1–4]. Механизм КД был открыт в ходе численного моделирования переключения лавинных биполярных транзисторов (ЛБТ) из GaAs [5–7] и далее использован для объяснения сверхбыстрой коммутации фотоэлектрических ключей HG PCSS (High Gain Photoconductive semiconductor switch) из GaAs [8–10], лавинных S-диодов [4] и обостряющих диодов из GaAs [11–13]. Резкое снижение сопротивления ключа в режиме КД (время переключения порядка 0.1–1 нс) происходит за счет лавинной генерации носителей заряда множественными ионизирующими доменами, бегущими от катода к аноду [5].

Для практики представляет интерес работа ключей в режиме повторения токовых импульсов. Например, для 3D-лидаров при накачке полупроводниковых лазеров используется частота коммутации в десятки-сотни килогерц, что реализуемо с использованием лавинного S-диода [4]. Однако численный анализ частотных зависимостей для лавинных S-диодов осложнен следующими обстоятельствами. Переключение в них всегда протекает в области токового шнура, место появления которого кажется, на первый взгляд, непредсказуемым и связанным с неконтролируемой неоднородностью (флуктуацией примеси, включениями второй фазы в области объема или поверхности GaAs [14]). В литературе не представлено работ, в которых анализируются причины зарождения токовых шнуров в режиме последовательно-

го запуска электронного лавинного ключа, содержащего глубокие примеси (в частности, лавинного S-диода, легированного глубоким акцептором — железом).

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по визуализации токовых шнуров в лавинных S-диодах, указывающие на наличие связи между каждым двумя последовательными включениями на высоких частотах. Для объяснения результатов предложен и реализован численный эксперимент по двумерному моделированию локального нагрева и генерации неравновесных носителей заряда в S-диоде. В работе показано, что при высоких частотах повторения, когда полупроводниковая структура не успевает переходить к равновесному состоянию, вблизи токового шнура формируется область с наиболее благоприятными условиями для последующего лавинного пробоя. Формирование данной области происходит в условиях неоднородной перезарядки глубокой примеси в окрестности токового шнура и локального нагрева кристаллической решетки GaAs.

## 2. Методика эксперимента

Исследуемые S-диоды были изготовлены из GaAs-структуры  $n^+ - \pi - n - n^+$ -типа. Стоит уточнить, что в действительности данная структура является транзисторной, но имеет только 2 электрода [4]. Области  $\pi$ - и  $n$ -типа содержали глубокую акцепторную примесь железа с концентрацией  $(2-10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Детальное описание структуры и схема запуска S-диода представлены в работе [3]. В эксперименте по визуализации

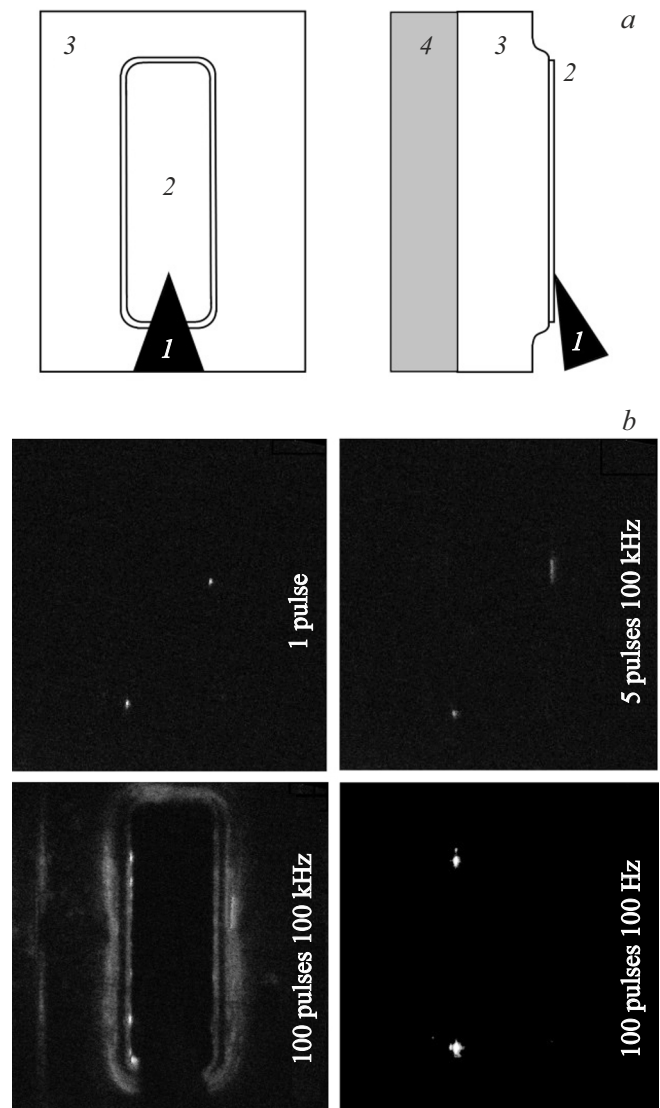
токовых шнуров использовалась стандартная техника, описанная в работах [5,13], наблюдение проводилось со стороны верхнего контакта *S*-диода ( $n^+ - \pi$ -перехода). Картина свечения каналов проводимости (при излучательной рекомбинации) фиксировалась в инфракрасном диапазоне с использованием камеры WATEC WAT-933. Благодаря высокой чувствительности камеры было возможно наблюдение свечения от единичного токового шнура. Основным отличием использованной методики от методики, описанной в работах [4,5,13], являлось наблюдение каналов в режиме генерации одной пачки импульсов (количество импульсов в пачке регулировалось от 1 до 100, частота импульсов в пачке — от 1 до 100 000 Гц). Параллельно с наблюдением свечения каналов проводилось измерение напряжения переключения лавинных *S*-диодов, для чего использовался осциллограф с полосой пропускания 500 МГц.

### 3. Результаты эксперимента

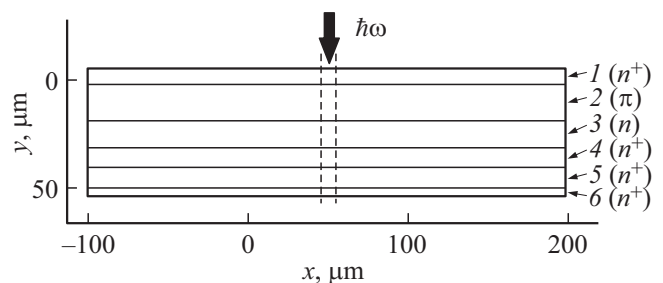
На рис. 1 представлены результаты визуализации токовых шнуров. Рис. 1, *a* схематично показывает геометрию исследуемых *S*-диодов. Наблюдение свечения от единичных токовых импульсов показало, что для разных образцов может наблюдаться различное количество каналов: от 0 до 2. Это указывает на возможное включение токовых шнуров под контактом (когда они не наблюдаются в эксперименте) и возможную синхронизацию нескольких каналов при единичном включении (когда наблюдается 2 оптических пятна). Схожие выводы ранее были сделаны при исследовании обостряющих диодов из GaAs [13].

Увеличение количества импульсов на низкой частоте не приводит к росту количества пятен. Так, при 100-кратном включении на частоте 100 Гц количество светящихся пятен не превышало двух (рис. 2). Их яркость значительно выше по сравнению с картиной при однократном включении, что объясняется интегрированием сигнала в используемой камере. Таким образом, при низкой частоте, когда между двумя соседними по времени следования включениями проходит достаточно времени для установления равновесного состояния, каналы зарождаются всегда в одних и тех же местах. Естественно предположить, что данные места обусловлены наличием флуктуации в составе (мелкой или глубокой донорной примеси, включений второй фазы [14]).

Принципиально иное поведение структуры наблюдается на высокой частоте. При 5-кратном включении на частоте 100 кГц картина свечения выглядит более распределенной по сравнению с однократным включением. А в случае 100-кратного включения на частоте 100 кГц видно практически равномерное свечение, что позволяет наблюдать всю мезу *S*-диода в инфракрасном диапазоне. При этом стоит уточнить, что от одной пачки импульсов к другой распределение интенсивности для одного и того же *S*-диода меняется. Это говорит о



**Рис. 1.** Схематическое изображение *S*-диода сверху и сбоку (*a*) и фотографии *S*-диода сверху в инфракрасном диапазоне при различных условиях переключения (*b*). 1 — прижимной контакт, 2 — верхний металлический контакт *S*-диода с размерами  $0.3 \times 1 \text{ мм}^2$  (со стороны  $n^+ - \pi$ -перехода), 3 — кристалл GaAs, 4 — нижний металлический контакт.



**Рис. 2.** Схематическое изображение 2D-модели лавинного *S*-диода. Коэффициент поглощения в слоях 2–4 много больше коэффициентов поглощения в слоях 1, 5 и 6. Коэффициент теплопроводности слоя 6 в 100 раз ниже коэффициента теплопроводности слоев 1–5. Штриховые линии показывают границы светового пучка.

наличии индивидуального пути последовательного включения каналов (процесс зарождения токовых шнуров не является жестко детерминированным).

Так как напряжение лавинного пробоя растет с ростом температуры, полученный результат можно было бы объяснить нагревом в пределах каждого токового шнура. На высоких частотах, когда нагретая область не успевает остывать, напряжение лавинного пробоя оказывается выше к моменту последующего запуска S-диола. И это должно приводить к включению другой, более холодной области S-диола. В этом случае напряжение второго включения S-диола должно увеличиваться хотя бы незначительно, но не уменьшаться по отношению к первому. Однако в нашем эксперименте всегда наблюдался противоположный эффект. Проведенные в настоящей работе эксперименты показали, что по отношению к первому импульсу напряжение второго включения всегда было ниже на 8–14% на частоте 100 кГц. Амплитуда последующих импульсов менялась слабо. Для объяснения полученных результатов был предложен механизм, учитывающий перезарядку глубокой акцепторной примеси железа. Качественное описание механизма представлено далее.

После формирования токового шнура с концентрацией носителей  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (согласно работам для ЛБТ [5–7]) происходит быстрый захват дырок на отрицательно заряженные центры железа, что приводит к нейтрализации акцепторной примеси. Концентрация изначально заряженных центров в  $\pi$ -области составляет  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Кроме этого, параллельно с процессом захвата происходит рекомбинация носителей заряда через центры, расположенные близко к середине запрещенной зоны (например, через EL2 центры [2]). Таким образом, концентрация свободных электронно-дырочных пар быстро снижается на несколько порядков. В итоге на месте токового шнура концентрация неравновесных электронов остается выше концентрации дырок длительное время, пока не произойдет полный захват электронов на нейтральные центры железа. Если последующее включение произойдет до полного захвата электронов, то напряжение лавинного пробоя должно снизиться, так как темп лавинной генерации зависит от произведения коэффициента ударной ионизации на концентрацию свободных носителей заряда. Локализацию области с перезаряженной примесью железа определяют многие процессы: рекомбинация, неоднородный нагрев, диффузия и дрейф во встроенном поле. Учет всех процессов требует решения системы уравнений Пуассона, непрерывности и теплопроводности.

#### 4. Описание модели и результаты моделирования

Для анализа проводилось моделирование распределения концентрации носителей заряда и температуры кристаллической решетки для двумерной структуры S-диола в динамике. Так как двумерное моделирование

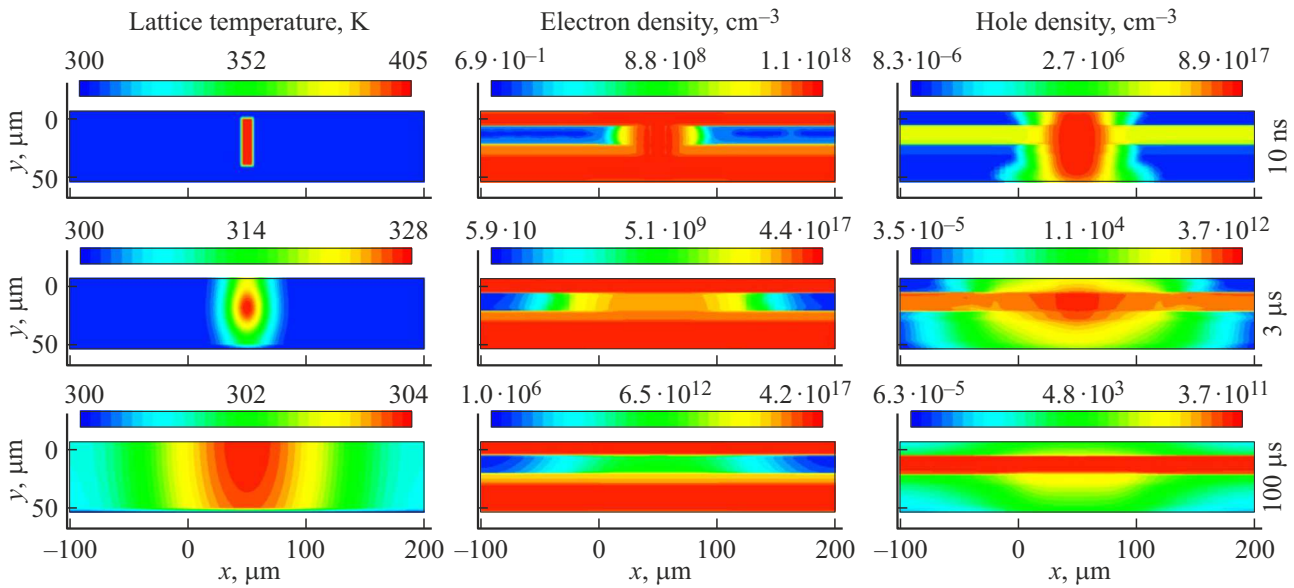
в режиме генерации КД представляется нерешаемой задачей на данном этапе (из-за отсутствия необходимых больших вычислительных ресурсов), был предложен иной способ формирования локальной нагретой области с электронно-дырочной плазмой в численном эксперименте. А именно локальный разогрев и генерация неравновесных носителей реализованы за счет поглощения света в GaAs. Данный выбор связан с тем, что подтверждение механизма требует моделирования процесса лишь после выключения тока, т.е. без электрического поля.

Моделирование проводилось с использованием программного обеспечения TCAD Sentaurus. Данное программное обеспечение осуществляет имитационное физическое моделирование процесса, стартующего из равновесного начального состояния системы. Для создания необходимого распределения концентрации носителей заряда и температуры образец разбивался на слои с различными коэффициентами поглощения и коэффициентами теплопроводности. Структура образца представлена на рис. 2. В численном эксперименте образец локально облучался импульсом оптического излучения с длительностью 3 нс и фронтами 500 пс, что близко к времени переключения S-диодов в сильноточном режиме [4]. Диаметр оптического пятна задавался равным 10 мкм исходя из экспериментальных данных (в эксперименте диаметр составляет 10–20 мкм для лавинных S-диодов [4]). Распределение примеси не зависело от координаты  $x$ . Для решения оптической задачи структура разбивалась на подобласти с различными коэффициентами поглощения, что позволяло локально увеличить концентрацию только в активной области прибора. При решении тепловой задачи толстый слой подложки заменялся на слой с меньшей толщиной и теплопроводностью по отношению к экспериментальным образцам (оба параметра уменьшены в 100 раз). Нижняя сторона подложки имела температуру  $T = 300 \text{ К}$ , что соответствовало эксперименту. Выбирались такие условия, при которых нагрев в области шнура  $\Delta T$  составлял  $\sim 100 \text{ К}$ , а концентрация неравновесных носителей —  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (данные значения выбраны из работ по моделированию ЛБТ [5–7]). Динамика переходного процесса моделировалась на временном интервале от  $10^{-12}$  до  $10^{-3} \text{ с}$ .

Расчет проводился с использованием термодинамической модели. В этом случае, кроме уравнений Пуассона и непрерывности, для электронов и дырок решалось следующее нестационарное уравнение теплопроводности [15]:

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \kappa \nabla T = -\nabla \left[ \left( \alpha_n T - \frac{F_n}{e} \right) \mathbf{J}_n + \left( \alpha_p T - \frac{F_p}{e} \right) \mathbf{J}_p \right] - \left( E_C + \frac{3}{2} kT \right) \nabla \mathbf{J}_n / e - \left( E_V - \frac{3}{2} kT \right) \nabla \mathbf{J}_n / e + R(E_C - E_V + 3kT) + (\hbar\omega - E_g) G^{\text{opt}}, \quad (1)$$

где  $T = T(x, y)$  — температура,  $c_V = 1.6 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{см}^3)$  — объемная теплоемкость,  $\kappa = 0.46 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{см})$  — коэффициент теплопроводности (для слоя подложки —



**Рис. 3.** Рассчитанные 2D-распределения температуры кристаллической решетки, концентрации электронов и дырок в  $S$ -диоде для трех различных времен с начала формирования локальной нагретой области с электронно-дырочной плазмой. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

4.6 мВт/(К · см)),  $\alpha$  — коэффициент термоэдс,  $F$  — энергия Ферми,  $J$  — плотность электрического тока,  $E_{V,C}$  — энергии краев разрешенных зон,  $R$  — темп рекомбинации (учтены механизмы Шокли–Рида, излучательная и оже-рекомбинации),  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\hbar\omega$  — энергия поглощенных фотонов,  $G^{\text{opt}}$  — темп оптической генерации,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны GaAs, символами  $n$  и  $p$  обозначены электроны и дырки.

Плотность электрического тока рассчитывается в рамках модели согласно следующим выражениям [15]:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_n &= -en\mu_n \left( \alpha_n \nabla T - \nabla \frac{F_n}{e} \right), \\ \mathbf{J}_p &= -ep\mu_p \left( \alpha_p \nabla T - \nabla \frac{F_p}{e} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Решение проводилось в рамках статистики Максвелла–Больцмана. Подход является оправданным для исследования долговременной динамики перераспределения носителей заряда (когда их концентрация снижается за счет рекомбинации на 1–2 порядка). Отметим, что в основном нагрев был обусловлен последним слагаемым в выражении (1). При максимальной оптической засветке темп генерации тепла при поглощении света составлял  $(\hbar\omega - E_g)G^{\text{opt}} = 4.2 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>3</sup>.

Важно уточнить, что разработанная модель не описывает процесс шнурования тока в лавинном  $S$ -диоде. Назначение модели состоит в том, чтобы установить, как перераспределяются носители заряда и тепло после быстрой локальной генерации в  $S$ -диодной структуре. При этом, хотя способ оптической генерации и является искусственно привнесенным, он оказывается эффективным при использовании программного обеспечения

TCAD Sentaurus. Далее перейдем к обсуждению результатов моделирования.

Распределения температуры и концентрации электронов и дырок в различные моменты времени представлены на рис. 3. Видно, что для частоты 10 кГц, когда время между двумя включениями составляет 100 мкс, концентрация электронов в канале выше концентрации дырок в  $\sim 20$  раз. Для времени 3 мкс (частота 333 кГц) отношение между данными концентрациями в канале увеличивается до 3 порядков. Расчет показал, что равновесная концентрация дырок в  $\pi$ -области, превышающая неравновесную концентрацию электронов, устанавливается за  $\sim 10^{-3}$  с. Уточним, что в работе расчет проводился для различных значений сечений захвата электронов ( $\sigma_n$ ). Однако анализ представлен для значения  $\sigma_n = 10^{-19}$  см<sup>2</sup>. Увеличение сечения захвата электронов приводит к кратному уменьшению времени восстановления равновесного состояния.

Покажем далее, что на определенном расстоянии от первоначального положения локально нагретой области с координатой  $x = 50$  мкм (далее — токового шнура) должна формироваться область, вероятность лавинного пробоя в которой будет максимальна в пределах образца. Вероятность будет тем выше, чем выше темп лавинной генерации, который определяется выражением

$$G_e = \alpha_e n v, \quad (3)$$

где  $\alpha_e$  — коэффициент ударной ионизации для электронов,  $n$  — концентрация неравновесных электронов,  $v$  — скорость электронов.

Коэффициент ударной ионизации определяется температурой и напряженностью электрического поля. В ра-

боте для анализа использована следующая зависимость [15]:

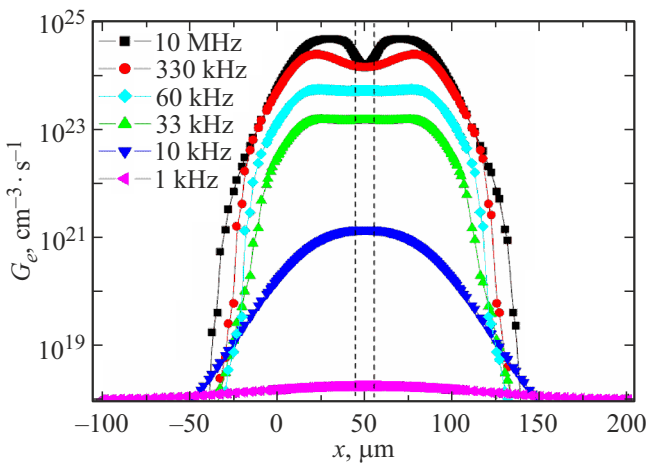
$$\alpha_e(E, T) = \gamma a_0 \exp(-\gamma b_0/E),$$

$$\gamma = \tanh \left[ \frac{\hbar\omega_{op}}{2kT_0} \right] / \tanh \left[ \frac{\hbar\omega_{op}}{2kT} \right], \quad (4)$$

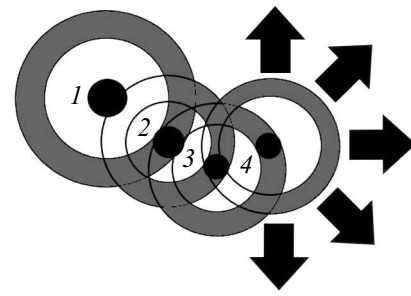
где  $E$  — напряженность электрического поля, используемые параметры равны:  $a_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ ,  $b_0 = 2.3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ ,  $\hbar\omega_{op} = 0.035 \text{ эВ}$ ,  $T_0 = 300 \text{ К}$ .

Для простоты анализа будем полагать, что приложенное во время второго включения напряжение не приводит к неоднородности  $E$  по  $x$  и зависимость  $\alpha(x)$  будет определяться только профилем температуры при заданном  $y$ . Расчет  $\alpha$  будем проводить для напряженности  $E = 200 \text{ кВ/см}$ , условно полагая, что при данном значении начинается процесс переключения S-диода. Аналогично, с целью упрощения анализа, будем считать, что профиль  $n(x)$  не искажается при прикладывании напряжения к S-диоду во время второго включения, а скорость электронов остается постоянной вдоль  $x$  (условно выберем сечение  $y = 14 \text{ мкм}$ ).

На рис. 4 представлен рассчитанный профиль  $G_e(x)$  в различные моменты времени, который выглядит симметричным. Из рисунка следует, что рост частоты (сокращение времени задержки между двумя включениями) ведет к нескольким характерным эффектам. С одной стороны, максимум темпа  $G_e$  увеличивается, что должно приводить к снижению напряжения лавинного пробоя (и переключения) S-диода с ростом частоты. С другой стороны, увеличение частоты приводит к изменению координаты  $x$  для максимального значения  $G_e$  (место положения максимума может располагаться в  $\sim 15\text{--}30 \text{ мкм}$  от первоначального положения токового шнура). И наконец, в области средних частот (десятки килогерц) в распределении  $G_e(x)$  наблюдается широкая „полка“ протяженностью до  $60\text{--}70 \text{ мкм}$ . Первые два эффекта качественно



**Рис. 4.** Рассчитанные распределения эффективного темпа лавинной генерации при втором переключении S-диода для различных частот следования двух импульсов. Штриховые линии ограничивают область токового шнура для первого включения S-диода. Координата  $y = 14 \text{ мкм}$ .



**Рис. 5.** Схематическое изображение последовательного включения четырех (1–4) токовых шнуров в лавинном S-диоде (вид сверху, см. рис. 1, а). Черные круги — положения токовых шнуров; серые кольца — места, соответствующие максимальному темпу  $G_e$  после исчезновения токового шнура; стрелки указывают на возможные направления формирования следующего (пятого) токового шнура в пределах серого кольца.

согласуются с представленными экспериментальными данными. Наличие широкой области с постоянным значением  $G_e$  формально можно интерпретировать как зарождение широкого канала для шнурования тока или возникновения благоприятных условий для синхронного включения нескольких каналов в области „полки“. Оба варианта должны приводить к снижению остаточного сопротивления S-диода. Здесь лишь отметим, что в наших экспериментах действительно часто наблюдается максимальная эффективность коммутации в области единиц-десятков килогерц (анализ этого эффекта не входит в цели настоящей работы).

Из представленных результатов следует, что в лавинном S-диоде при последовательном формировании токовых шнуров на высокой частоте сохраняется память о предыдущем включении. Другими словами, перезарядка глубоких центров в окрестности каждого предыдущего токового шнура задает условия для формирования каждого последующего канала включения. Механизм такого включения схематично представлен на рис. 5.

Отдельно следует отметить, что точный расчет динамики перераспределения носителей в условиях захвата на глубокие центры требует знания о многих неизвестных: температурной и полевой зависимостях сечений захвата электронов и дырок, а также распределения напряженности электрического поля перед переключением. Однако, как было указано выше, процесс последовательного переключения не является жестко детерминированным, что может быть связано с флуктуацией состава. Представленный в настоящей работе анализ направлен на качественное объяснение экспериментальных данных и описание нового механизма последовательного лавинного включения токовых шнуров в структуре с глубокими центрами.

## 5. Заключение

Проведенные исследования показали, что в лавинных S-диодах — структурах с глубокими центрами —

шнурование тока приводит к формированию локальной области, в которой условия для следующего лавинного пробоя оказываются наиболее благоприятными. Такие условия сохраняются достаточно длительное время, что связано с переходом к равновесному заполнению глубоких центров носителями заряда. При этом второй раз на месте токового шнура переключение, инициированное лавинным пробоем, может и не происходить, если температура кристаллической решетки высока. Таким образом, каждый новый шнур формируется на периферии предыдущего, что приводит к последовательному заполнению всей площади  $S$ -диода токовыми шнурами.

Описанный механизм предсказывает несколько характерных особенностей для частотных зависимостей параметров  $S$ -диодов, которые планируется исследовать в дальнейшем. На данном этапе важно отметить, что выявление данного механизма имеет большое методическое значение для моделирования переключения  $S$ -диодов. В связи с этим отметим:

1) механизм позволяет обосновать одномерное моделирование двукратного переключения лавинного  $S$ -диода в режиме коллапсирующих доменов при исследовании частотных зависимостей его параметров. При этом для согласования экспериментальных и расчетных результатов можно, например, пользоваться эффективным подгоночным параметром — сечением захвата электронов на глубокие центры;

2) механизм требует использования нового подхода при анализе экспериментальных зависимостей по коммутации  $S$ -диодов на высоких частотах (более 1 кГц), так как фактически моделируемый канал  $S$ -диода имеет иную (неравновесную) структуру. Из представленных результатов следует, что перед началом второго включения концентрация заряженных центров железа ниже, чем перед первым. При этом концентрация свободных электронов много больше концентрации дырок. В итоге на высоких частотах проводимость канала становится монополярной, так как глубокие центры не успевают захватить все свободные электроны после первого включения. Фактически это означает, что на высоких частотах в канале  $S$ -диода нет электронно-дырочных переходов (все энергетические барьеры сформированы изотипными переходами между областями  $n$ -типа с разной концентрацией электронов).

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-29-00053, <https://rscf.ru/project/23-29-00053/>.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] I.A. Prudaev, V.L. Oleinik, T.E. Smirnova, V.V. Kopyev, M.G. Verkholetov, E.V. Balzovsky, O.P. Tolbanov. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **65** (8), 3339 (2018). DOI: 10.1109/TED.2018.2845543
- [2] I.A. Prudaev, S.N. Vainshtein, M.G. Verkholetov, V.L. Oleinik, V.V. Kopyev. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **68** (1), 57 (2021). DOI: 10.1109/TED.2020.3039213
- [3] I.A. Prudaev, S.N. Vainshtein, V.V. Kopyev, V.L. Oleynik, S.N. Marochkin. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **43** (1), 100 (2022). DOI: 10.1109/LED.2021.3130596
- [4] S. Vainshtein, I. Prudaev, G. Duan, T. Rahkonen. *Solid State Commun.*, **365**, 115111 (2023). DOI: 10.1016/j.ssc.2023.115111
- [5] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **52** (12), 2760 (2005). DOI: 10.1109/TED.2005.859660
- [6] 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
- [7] 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
- [8] G.M. Loubriel, F.J. Zutavern, H.P. Hjalmarson, R.R. Gallegos, W.D. Helgeson, M.W. O'Malley. *Appl. Phys. Lett.*, **64** (24), 3323 (1994). DOI: 10.1063/1.111266
- [9] L. Hu, J. Su, Z. Ding, Q. Hao, X. Yuan. *J. Appl. Phys.*, **115** (9), 094503 (2014). DOI: 10.1063/1.4866715
- [10] Y. Sun, L. Hu, Y. Li, L. Zhu, X. Dang, Q. Hao, X. Li. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 215103 (2022). DOI: 10.1088/1361-6463/ac54d4
- [11] V.I. Brylevskiy, I.A. Smirnova, A.V. Rozhkov, P.N. Brunkov, P.B. Rodin, I.V. Grekhov. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **44** (10), 1941 (2016). DOI: 10.1109/TPS.2016.2561404
- [12] V. Brylevskiy, N. Podolska, I. Smirnova, P. Rodin, I. Grekhov. *Phys. Status Solidi B*, **256** (6), 1800520 (2019). DOI: 10.1002/pssb.201800520
- [13] M. Ivanov, A. Rozhkov, P. Rodin. *Solid State Commun.*, **379**, 115420 (2024). DOI: 10.1016/j.ssc.2023.115420
- [14] I. Prudaev, V. Kopyev, V. Oleinik. *Phys. Status Solidi B*, **260**, 2200446 (2023). DOI: 10.1002/pssb.202200446
- [15] Version H-2013.03 (Synopsis Inc. Sentaurus Device User Guide, Mountain View, CA, 2013).

Редактор А.Н. Смирнов

## Mechanism of sequential switching of current filaments in an avalanche *S*-diode

*I.A. Prudaev*<sup>1</sup>, *V.V. Kopyev*<sup>1</sup>, *V.L. Oleinik*<sup>1</sup>,  
*V.E. Zemlyakov*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> National Research Tomsk State University,  
634050 Tomsk, Russia

<sup>2</sup> National Research University  
of Electronic Technology „MIET“,  
124498 Zelenograd, Russia

**Abstract** The paper presents the results of a study of a sequential switching of current filaments in an avalanche *S*-diode with deep iron centers. It has been experimentally shown that at a high repetition rate (100 kHz), the current filaments are distributed over the area of the electron-hole junction more uniformly compared to switching at a low frequency (100 Hz). In this case, the switching voltage at the first switching event of the avalanche *S*-diode is always higher than at the second one. To analyze the results, a numerical experiment on the formation of a locally heated region with an increased concentration of nonequilibrium carriers was proposed. Simulation of the dynamics of carrier redistribution under conditions of nonuniform heating of the *S*-diode allows one to propose a new mechanism for sequential switching of current filaments. In this mechanism, the recharging of deep centers in the vicinity of each previous current filament sets the conditions for the formation of each subsequent switching channel.