

# Пространственная неоднородность ударно-ионизационного переключения силового кремниевого диода

© С.К. Любутин<sup>1</sup>, В.Е. Патраков<sup>1,2</sup>, С.Н. Рукин<sup>1</sup>, Б.Г. Словицкий<sup>1</sup>, С.Н. Цыранов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,  
620016 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет,  
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: ganimed323@mail.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 3 июля 2023 г.

Принята к публикации 2 октября 2023 г.

Исследован процесс переключения силового кремниевого диода в проводящее состояние волной ударной ионизации, возбуждаемой импульсом перенапряжения с субнаносекундным фронтом. В экспериментах на диод диаметром 6 мм без предварительного обратного смещения подавался импульс обратного напряжения, обеспечивающий среднюю скорость нарастания напряжения на диоде  $dU/dt$  в диапазоне 1–10 кВ/нс. Численное моделирование показало, что расчетные и экспериментально наблюдаемые осциллограммы напряжения на диоде имеют количественное согласие в том случае, когда величина активной площади структуры  $S_a$ , через которую проходит ток переключения, возрастает с увеличением  $dU/dt$ . Показано, что при  $dU/dt < 2$  кВ/нс активная площадь стремится к нулю, а при  $dU/dt > 10$  кВ/нс приближается к полной площади структуры. Сравнение с результатами аналогичных работ показывает, что увеличение  $S_a$  с ростом параметра  $dU/dt$  не зависит от материала структуры (кремний и арсенид галлия), количества слоев в полупроводниковой структуре (диоды и тиристоры), а также от величины предварительного обратного смещения.

**Ключевые слова:** ударная ионизация, скорость нарастания напряжения, активная площадь, время переключения.

DOI: 10.61011/FTP.2023.07.56836.4871

## 1. Введение

Открытие Греховым и Кардо-Сысоевым эффекта волнового ударно-ионизационного пробоя в полупроводниковом диоде [1], наблюдаемого при быстром (единицы нс) подъеме обратного напряжения, привело к созданию нового класса мощных нано- и пикосекундных полупроводниковых переключателей (см. работы [2–6,7] и ссылки в них). Несмотря на большой объем проведенных исследований, один из фундаментальных вопросов такого механизма переключения до сих пор не получил однозначной оценки, а именно степень неоднородности процесса переключения по площади структуры. Исследования этого вопроса проводились и ранее [8–12], а в последнее время интерес к нему заметно возрос [13–16]. В предположении переключения тока только по части площади структуры остается открытым вопрос о количестве и поперечном размере локальных плазменных образований или каналов, по которым происходит переключение прибора и дальнейшее протекание тока. В прикладном аспекте от степени неоднородности распределения тока по площади зависит падение напряжения на приборе и потери энергии в нем.

Установлен наиболее значимый фактор, определяющий величину активной площади структуры  $S_a$  (площади, по которой проходит ток переключения). Таким

фактором выступает скорость подъема напряжения на структуре  $dU/dt$  перед ее переходом в проводящее состояние. Так, в [8,9] проводилось визуальное наблюдение свечения из GaAs-диодов. В работе [8] при  $dU/dt$  в единицы кВ/нс переключение тока происходило по отдельным светящимся каналам, число которых увеличивалось с ростом скорости подъема напряжения на диоде, а в работе [9] при  $dU/dt$  в десятки кВ/нс наблюдался однородный по всей площади диода пробой без образования локальных каналов. В работе [10] также отмечалась положительная роль увеличения параметра  $dU/dt$  на процесс переключения Si-диода.

В последние несколько лет влияние параметра  $dU/dt$  на величину активной площади структуры было исследовано при изучении процесса переключения силовых тиристоров в режиме ударно-ионизационной волны [17–21]. Было установлено, что рост  $dU/dt$  в диапазоне от 0.5–1 до 5–6 кВ/нс снижает время переключения тиристора в проводящее состояние до величины 200–300 пс [17,19–21], увеличивает температуру полупроводниковой структуры, при которой реализуется запуск ударно-ионизационной волны, от 110 до 180°C [20], а за счет увеличения активной площади снижает потери энергии в тиристоре в 1.5–3 раза при пропускании через него последующего тока разряда емкостного накопителя [18,21].

Обычно при исследованиях и применении такого механизма переключения тока в диодах и динисторах (тиристорах) на них предварительно в обратном направлении подается напряжение смещения. Для динисторов и тиристоров такое напряжение представляет собой зарядное напряжение емкостного накопителя. Существует и другой менее распространенный режим работы, когда предварительное смещение на приборе отсутствует. В частности, в таком режиме работают полупроводниковые диодные обострители фронта импульса, встраиваемые в разрыв внутреннего проводника коаксиальной линии передачи энергии [6,16,22]. При последовательном соединении таких диодов в столб переключаемая мощность достигает сотен МВт при длительности фронта в несколько десятков пикосекунд [23].

В настоящей работе исследована пространственная неоднородность ударно-ионизационного переключения силового кремниевого диода без предварительного обратного смещения при величинах  $dU/dt$  в диапазоне 1–10 кВ/нс.

## 2. Экспериментальная часть

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Для генерирования воздействующих на исследуемый диод импульсов обратного напряжения использовался генератор  $I$  с полупроводниковым прерывателем тока [24]. При зарядке конденсатора накачки  $C$  ток его заряда протекает через диоды прерывателя тока  $SOS1$  и  $SOS2$  в прямом направлении. Затем после насыщения сердечника магнитного ключа  $MS$  в диоды вводится обратный ток, а энергия конденсатора переводится в индуктивный накопитель  $L$  и индуктивность контура обратной накачки. При обрыве обратного тока на выходе генератора (передающая коаксиальная линия  $L$ , наружный диаметр 30 мм, волновое сопротивление 48 Ом) формируется импульс с амплитудой до 100 кВ и фронтом  $\sim 2$  нс. После обострения фронта обострителем  $SS$  амплитуда воздействующего на исследуемый диод  $D$  импульса при отсутствии резистора  $R$  составляет  $\sim 75$  кВ с фронтом 400 пс. Генератор и передающая линия заполнены трансформаторным маслом.

Условия работы исследуемого диода  $D$  в схеме рис. 1 соответствуют режиму обострителя импульса, когда его переключение в проводящее состояние обостряет фронт падающей волны. При этом увеличения тока падающей волны не происходит. Более детально волновые эффекты при работе диода, установленного в коаксиальном тракте, описаны в работе [25]. В нашем случае отличия от условий [24] состоят в следующем. Во-первых, амплитуда падающей волны существенно выше (75 кВ в нашем случае и  $\sim 1.5$  кВ в [25]). Во-вторых, диод установлен не в середине тракта, а в его конце, что приводит к реализации режима короткого замыкания передающей линии при включении диода.

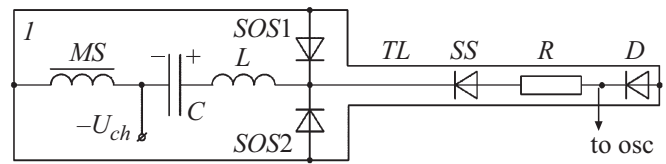


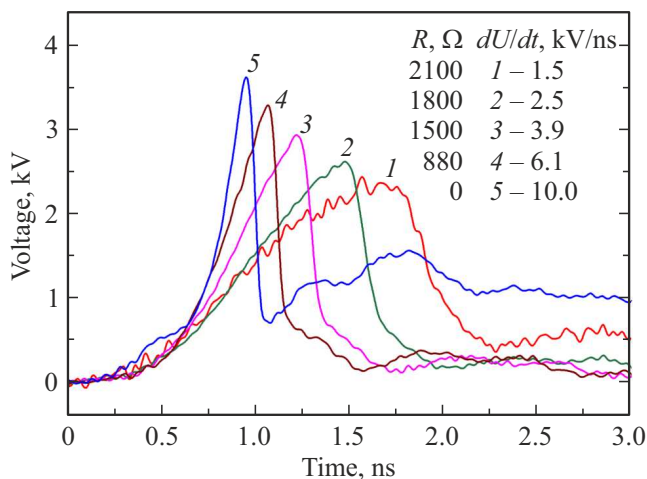
Рис. 1. Схема эксперимента (пояснения в тексте).

Исследуемый силовой выпрямительный диод  $D$  был выполнен по диффузионной технологии из кремния марки Б40 с удельным сопротивлением  $n$ -кремния в диапазоне 25–45 Ом·см. Структура  $p^+-p-n-n^+$ -типа имела толщину 350 мкм и глубину залегания  $p$ - $n$ -перехода 136 мкм. Диаметр диода — 6 мм, напряжение стационарного лавинного пробоя  $U_b$ , измеренное при комнатной температуре, — 1750 В.

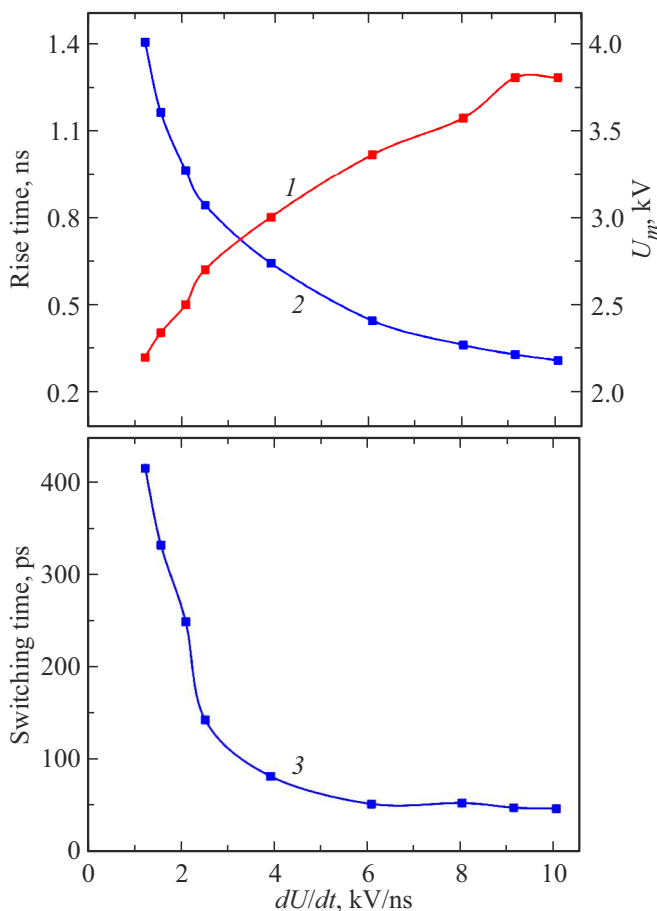
Напряжение с диода  $D$  напрямую подавалось в 50-омный тракт регистрации сигнала, который включал кабель длиной 3 м с частотой отсечки  $> 18$  ГГц и высоковольтные аттенюаторы фирмы „Barth Electronics“ с полосой пропускания 30 ГГц. В качестве регистратора использовался цифровой осциллограф реального времени Tektronix TDS-6154C (полоса пропускания — 15 ГГц, дискретизация — 25 пс). Для снижения искажения сигнала за счет конечной величины индуктивности подключения диода к измерительному тракту исследуемый диод припаивался непосредственно к измерительному кабелю.

Скорость нарастания напряжения  $dU/dt$  на диоде варьировалась изменением величины сопротивления резистора  $R$  марки ТВО-5 в диапазоне от 0 (отсутствие резистора в линии) до 2 кОм. Величина  $dU/dt$  при этом находилась в диапазоне 1–10 кВ/нс и оценивалась из отношения  $dU/dt = \Delta U/t_r$ , где  $\Delta U$  — перепад напряжения на диоде между уровнями 0.1–0.9 от амплитудного значения  $U_m$ , а  $t_r$  — соответствующее этому перепаду время нарастания напряжения. Время 0.1–0.9, но перепад напряжения брался от значения  $U_m$  до начала медленного участка спада напряжения, соответствующего остаточному напряжению на диоде. Каждая экспериментальная точка (осциллограмма) при фиксированном значении сопротивления  $R$  получалась усреднением 10 последовательных осциллограмм.

Характерные осциллограммы импульсов напряжения на диоде при различных величинах  $dU/dt$  приведены на рис. 2, а результаты обработки осциллограмм — на рис. 3. Для удобства напряжение, ток и напряженность электрического поля на рисунках в данной статье приведены в положительной полярности. Видно, что увеличение скорости подъема напряжения от 1 до 10 кВ/нс существенным образом изменяет характеристики переключения диода: напряжение переключения  $U_m$  возрастает в 1.7 раза, время нарастания напряжения  $t_r$  снижается в 4.5 раза, а время перехода диода в про-



**Рис. 2.** Осциллограммы напряжения на диоде в процессе коммутации при различных значениях величины  $dU/dt$  (различные значения сопротивления резистора  $R$ ). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).



**Рис. 3.** Экспериментальные зависимости максимального напряжения на диоде (1), времени нарастания напряжения (2) и времени переключения (3) от скорости роста напряжения на диоде.

водящее состояние  $t_s$  уменьшается в 9 раз, достигая величины 48 пс.

Указанный выше нестандартный способ оценки времени переключения диода — от значения  $U_m$  до начала медленного участка спада напряжения — обусловлен существованием остаточного напряжения на диоде после его переключения. Это связано с тем, что после прохождения через диод волны ударной ионизации в структуре диода остаются узкие участки с высоким электрическим полем. Это будет показано далее (см. рис. 7 в теоретической части работы).

Также необходимо отметить особенность поведения кривой остаточного напряжения в варианте с максимальным значением  $dU/dt$  (10 кВ/нс, кривая 5 на рис. 2). Здесь остаточное напряжение не снижается с течением времени, а наоборот возрастает после окончания процесса переключения диода в проводящее состояние. Такое поведение кривой напряжения связано с реализацией режима короткого замыкания передающей линии и увеличением тока через диод, поскольку резистор  $R$  в схеме отсутствует.

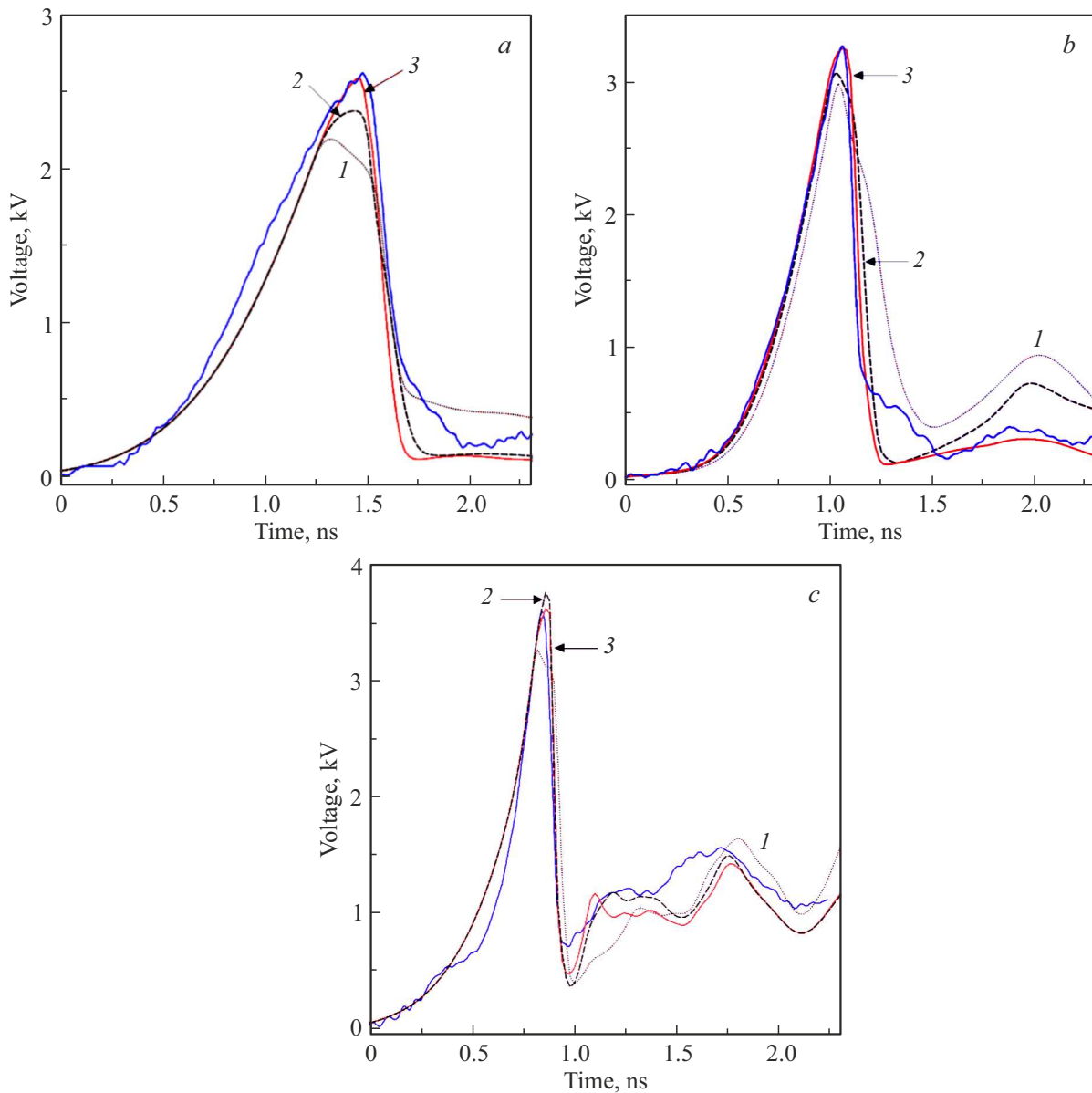
### 3. Расчетная часть

#### 3.1. Описание модели

Расчеты проводились с помощью модели, заключающейся в совместном решении телеграфных уравнений для линии, включающей в себя диод, и уравнений, описывающих динамику носителей, электрического поля и температуры в структуре диода. Для динамики носителей используются уравнения непрерывности, для электрического поля — уравнение Пуассона. Используются зависимости скорости носителей от электрического поля, температуры, рассеяния на примесях и электрон-дырочного рассеяния. Учитываются процессы лавинного размножения, туннельной генерации носителей, ионизации глубоких примесей. Детальное описание модели приведено в работе [26].

В расчете учитывается реальное распределение примесей в структуре исследуемого диода. Диоды имеют структуру  $p^+ - p - n - n^+$ -типа толщиной 350 мкм диаметром 6 мм с примесями, распределёнными следующим образом:  $p^+$ -область образована диффузией бора ( $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 80 мкм),  $p$ -области — диффузией алюминия ( $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 136 мкм),  $n^+$ -область — диффузией фосфора ( $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 60 мкм). Цифры в скобках соответствуют концентрации примеси на границе и ее глубине залегания. Диод изготовлен из кремния  $n$ -типа с удельным сопротивлением  $\rho = 20 - 45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Расчеты проводились при условии, что лавинное размножение запускается после превышения концентрации носителей величины  $n_0$  [27]. Данное условие широко используется для предотвращения влияния на процесс переключения лавинного размножения нефизически малых концентраций носителей [17,19,26,29].



**Рис. 4.** Сравнение экспериментальных (сплошная голубая кривая) и расчетных зависимостей напряжения от времени для трех значений коэффициента  $K$  (кривые 1–3):  $a$  —  $dU/dt = 2.5$  кВ/нс при  $K = 3, 6, 12$ ;  $b$  —  $dU/dt = 6.1$  кВ/нс при  $K = 1.1, 2, 4$ ;  $c$  —  $dU/dt = 10.0$  кВ/нс при  $K = 1.1, 3, 2.7$ . Кривая 3 наиболее близка к экспериментальной кривой. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

Как было показано в работе [29], существенное влияние на процесс переключения могут оказывать глубокие уровни  $M$  типа с энергией 0.54 эВ. Вопрос о концентрации  $N_{PI}$  таких глубоких уровней в кремниевых структурах в настоящее время до конца не прояснен. В работе [28] было показано, что величина  $N_{PI}$  лежит в широком диапазоне  $10^{11} - 10^{13}$  см $^{-3}$ . С другой стороны, в недавней работе [30] было установлено, что в структурах  $p^+ - n - n^+$ -типа таких глубоких уровней нет, а в структурах  $p^+ - p - n - n^+$ -типа они есть. В настоящей работе принято  $N_{PI} = 10^{12}$  см $^{-3}$  и  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ , обеспечивающие наилучшее согласие расчетных и экспериментальных данных в [17]. Поскольку импульс напря-

жения прикладывался к структуре без предварительного обратного смещения, т.е. заполненной основными носителями, влияние концентрации глубоких примесей  $N_{PI}$  и величины  $n_0$  на результаты расчетов мало.

При проведении расчетов принято условие, что после начала процессов ударной ионизации структура разбивается на активную часть, где происходят процессы ионизации, и пассивную часть, где процессов ионизации нет. Вводится параметр  $K = S/S_a$ , равный отношению полной и активной площади [13]. Полагая, что ударно-ионизационный фронт плоский и ток распределен по площади однородно, используем одномерное приближение для моделирования динамики носителей в активных

и пассивных частях диода. Принято, что разделение структуры на активную и пассивную части происходит при достижении величины напряженности поля порога ионизации в любой точке структуры:

$$E > E_b, \quad (1)$$

где  $E_b = 1.8 \cdot 10^5$  В/см — величина электрического поля, соответствующая порогу ионизации в кремнии. Отметим, что изменение величины  $E_b$  в интервале от 0 до  $2 \cdot 10^5$  В/см не влияет на результаты расчетов.

Работа экспериментальной электрической схемы в расчете задается телеграфными уравнениями. Подробное описание приведено в работе [23].

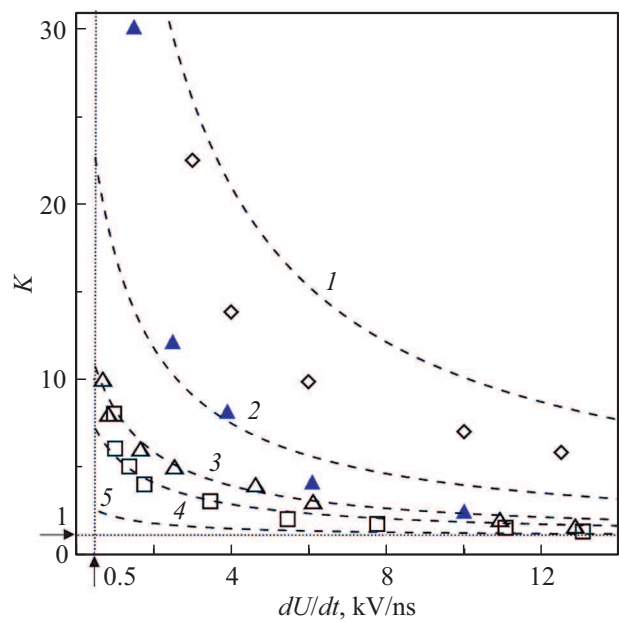
### 3.2. Зависимость активной площади от скорости нарастания напряжения

В расчетах к исследуемому диоду прикладывались импульсы напряжения с величинами  $dU/dt$ , близкими к экспериментальным (см. рис. 2). Параметр  $K = S/S_a$  в расчетах лежал в диапазоне от 1.2 до 30. Результаты расчетов в сравнении с экспериментом показаны на рис. 4. Представлены результаты для трех из экспериментальных осциллограмм, приведенных на рис. 2. Для каждой осциллограммы показаны три расчетные зависимости для разных  $K$ , где под номером 3 показана наиболее близкая к эксперименту.

На рис. 5 приведена зависимость величины  $K$ , обеспечивающей наилучшее согласие с экспериментом (темные треугольники), в зависимости от  $dU/dt$ . Можно сделать вывод, что моделирование адекватно описывает экспериментальные зависимости напряжения на диоде только в том случае, когда с увеличением  $dU/dt$  величина параметра  $K$  снижается. Также видно, что при  $dU/dt < 2$  кВ/нс параметр  $K$  неограниченно растет, а при  $dU/dt > 10$  кВ/нс стремится к 1. Поскольку  $K = S/S_a$ , это соответствует тому, что при  $dU/dt < 2$  кВ/нс активная площадь стремится к нулю, а при  $dU/dt > 10$  кВ/нс приближается к полной площади структуры. Полученный результат коррелирует с экспериментальными наблюдениями исчезновения процесса быстрого переключения при  $dU/dt < 0.5$  кВ/нс [17]. В работе [19] были обработаны данные по процессу переключения кремниевых тиристоров и найдена нелинейная аппроксимация параметра  $K$  как функции уровня легирования базы и величины  $dU/dt$ . Уточненная в настоящей работе формула имеет вид

$$K = 1 + \frac{a}{dU/dt + 1}, \quad (2)$$

где  $a = 100 - 19.5 \cdot \ln(\rho)$ ,  $dU/dt$  имеет размерность кВ/нс,  $\rho$  — удельное сопротивление кремния Ом·см. На рис. 5 показаны штриховые кривые, построенные по формуле (2), для кремниевых структур с удельным сопротивлением  $\rho = 32, 80$  и  $105$  Ом·см (кривые 2, 3 и 4 соответственно). Кривые 3 и 4 хорошо



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента  $K$  от скорости роста напряжения для диода из GaAs диаметром 0.3 мм и  $\rho \sim 10$  Ом·см ( $N_d \sim 6 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ) (светлые ромбы) [7], исследуемого в данной работе кремниевый диод диаметром 6 мм с  $\rho = 32$  Ом·см ( $N_d \sim 1.5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ) (темные треугольники), кремниевый тиристор диаметром 40 мм с  $\rho = 80$  Ом·см ( $N_d \sim 0.6 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ) (светлые треугольники) [19], кремниевый тиристор диаметром 32 мм с  $\rho = 105$  Ом·см ( $N_d \sim 0.46 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ) (светлые квадраты) [19]. Пунктирные кривые 1–5 построены по формуле (2) для  $\rho \sim 10, 32, 80, 105$  и  $150$  Ом·см соответственно.

описывают зависимости коэффициента  $K$  от  $dU/dt$ , полученные в работе [19] для кремниевых тиристоров при переключении в режиме с предварительным обратным смещением (светлые треугольники и квадраты).

Результаты настоящей работы (темные треугольники) хуже согласуются с кривой 2, построенной по (2). Также пороговая величина  $dU/dt$ , ниже которой активная площадь стремится к нулю, увеличивается от 1 кВ/нс для тиристоров до 2 кВ/нс для диодов в настоящей работе. Эти отличия могут быть связаны с тем, что концентрация начальных носителей, запускающих процесс переключения, в случае без предварительного обратного смещения выше, чем с ним. Повышение концентрации начальных носителей увеличивает количество мест, где возникают токовые каналы, образующие активную площадь, и увеличивает пороговую величину  $dU/dt$ , выше которой формируется активная площадь и существует процесс быстрого переключения.

Также на рис. 5 показана зависимость коэффициента  $K$  от  $dU/dt$  для GaAs-диода  $p^+ - p - n - n^+$  ( $\rho = 10$  Ом·см), построенная по данным работы [8]. В работе приведены фотографии светящихся участков, возникающих на фазке в процессе переключения без предварительного об-

ратного смещения под действием импульса напряжения с  $dU/dt = 3-12.5$  кВ/нс. Зная диаметр структуры диода 0.3 мм и полагая, что активная площадь равна площади светящихся участков, можно оценить величину  $K$ . Как видно из рис. 5, зависимость  $K$  от  $dU/dt$  для GaAs подобна аналогичным зависимостям для кремниевых структур, однако значительно хуже описывается аппроксимацией (2) (светлые ромбы и кривая 1), что является следствием различия подвижностей и коэффициентов лавинного размножения носителей в кремнии и GaAs.

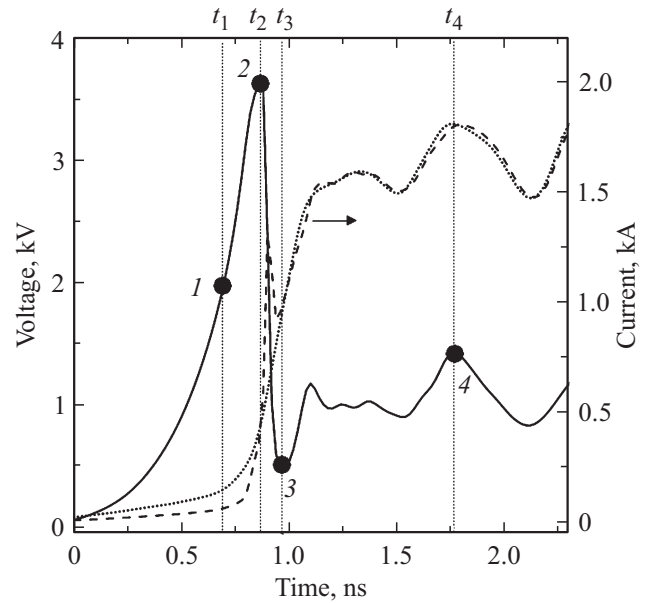
Из рис. 5 следует, что при одинаковых значениях  $dU/dt$  активная площадь оказывается больше в полупроводниковой структуре с более высоким удельным сопротивлением исходного материала. Это можно связать с тем, что при повышении сопротивления материала проводника распределение электрического поля становится более однородным, что приводит к увеличению размера области, занятой лавинным размножением. И хотя амплитуда поля уменьшается, суммарное количество мест, где возникают токовые каналы, составляющих активную площадь, по-видимому, растет.

На рис. 5 приведена кривая 5 для структуры с  $\rho = 150$  Ом·см. Видно, что практически вся площадь структуры вовлечена в процесс переноса тока при  $dU/dt > 10$  кВ/нс. Отметим, что этот результат коррелирует с работой [31], где было показано, что при  $dU/dt = 10$  кВ/нс в кремниевом диоде с  $\rho > 300$  Ом·см реализуется однородный режим переключения, во время которого процессы лавинного размножения происходят одновременно в каждой точке базы прибора.

В работе [16] исследовался процесс переключения кремниевый диода  $p^+ - n - n^+$ -типа ( $\rho = 33.2$  Ом·см) с предварительно приложенным обратным смещением под действием импульса напряжения с  $dU/dt \sim 3$  кВ/нс. Проводилось сравнение расчета и эксперимента при трех значениях  $K = 1, 4, 10$ . Лучшее согласие получено при  $K = 4$ . Формула (4) дает для [16] вдвое большее значение  $K$ . Заметим, что в работе [16] при хорошем согласии по времени переключения расчетный импульс имеет на 10% большую амплитуду, чем экспериментальный импульс. Если амплитуда расчетного импульса уменьшится и станет ближе к экспериментальному значению, то для сохранения времени переключения необходимо уменьшить активную площадь, т.е. увеличить  $K$ , возможно, до 8. Расчет по модели, приведенной в данной работе, дает наилучшее согласие с экспериментом [16] при амплитуде расчетного импульса на 5% меньше экспериментального значения и  $K = 7$ .

### 3.3. Процесс переключения

Рассмотрим процесс переключения экспериментального диода с  $\rho = 32$  Ом·см импульсом напряжения, нарастающим со скоростью  $dU/dt \sim 10$  кВ/нс. Сравнение расчетных и экспериментальной зависимостей напряжения от времени показано на рис. 4, с. Видно, что наи-



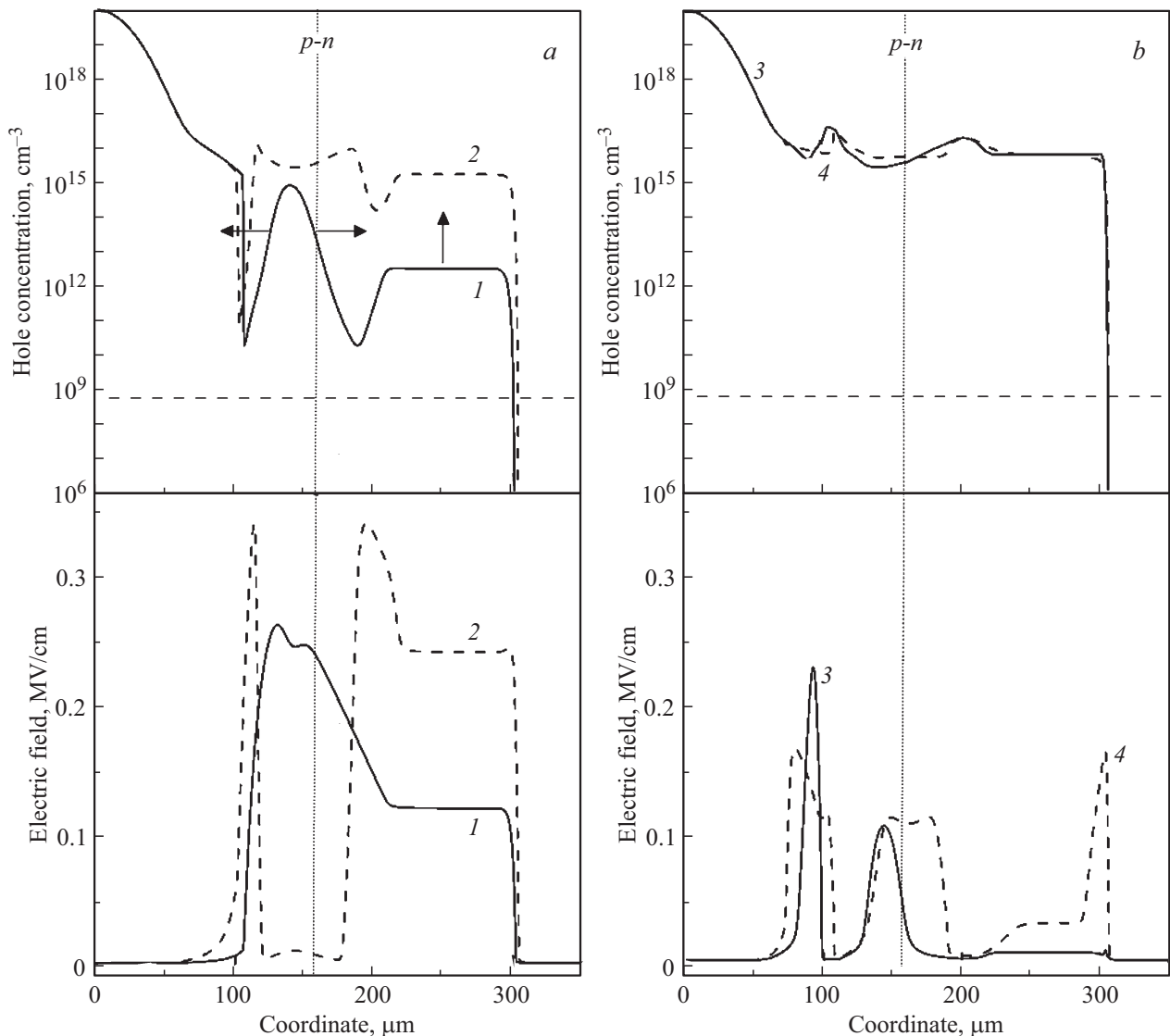
**Рис. 6.** Расчетные зависимости напряжения (сплошная кривая) и тока (штриховая кривая) от времени через активную площадь диода при  $K = 2.7$ . Точечная кривая показывает ток через полную площадь диода.

лучшее согласие достигается при  $K = 2.7$ . Рассмотрим более подробно результаты этого расчета.

На рис. 6 показаны стадии процесса переключения: стадия роста амплитуды поля до выполнения условия (1) и разделения диода на активную и пассивную части, далее запуска ударно-ионизационного фронта в области объемного заряда ООЗ ( $0-t_1$ ), стадия заполнения структуры диода плазмой ( $t_1-t_2$ ), стадия переключения ( $t_2-t_3$ ), и стадия перехода распределения электронов, дырок и поля в состояние равновесия ( $t > t_3$ ).

На первой стадии ( $0-t_1$ ) при подаче импульса нарастающего напряжения электроны и дырки смещаются в противоположные стороны от плоскости  $p-n$ -перехода, формируя область объемного заряда (ООЗ). По мере роста напряжения концентрация носителей в ООЗ уменьшается, ширина ООЗ увеличивается, а размер нейтральной части  $n$ -базы сокращается. В структуре диода формируются две области с качественно разным распределением поля: линейно нарастающим до максимума в плоскости  $p-n$ -перехода в ООЗ и однородным в нейтральной части базы (кривая 1 на рис. 7).

К моменту выполнения условия (1) концентрация дырок и электронов в плоскости  $p-n$ -перехода достигает  $9.1 \cdot 10^{10}$  и  $1.4 \cdot 10^{11}$   $\text{см}^{-3}$  соответственно. Концентрация электронов значительно меньше равновесной концентрации в нейтральной части базы ( $N_d \sim 1.5 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ ), но превышает  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9$   $\text{см}^{-3}$  — условие запуска процесса лавинного размножения в модели. Концентрация носителей по мере роста ширины ООЗ уменьшается, но с некоторого момента начинает расти за счет поступления неосновных дырок и электронов из  $n$ - и  $p$ -областей



**Рис. 7.** Профили распределения концентрации дырок и напряженности электрического поля в активной части структуры диода, соответствующие моментам времени 1–4 на рис. 6. Стрелки указывают направление движения фронтов ионизации.

соответственно. Существенная часть дырок формируется за счет процессов ударной ионизации в нейтральной части  $n$ -базы. Данный источник поступления носителей в ООЗ был впервые предложен в работе [32] и подробно обсуждался далее, например, в [27]. На стадии роста напряжения концентрация электронов и дырок в ООЗ всегда значительно выше величины  $n_0$  и запуск процессов ионизации происходит немедленно по достижении необходимой для этого величины электрического поля.

Отметим, что в режиме с предварительным обратным смещением [18] основная часть напряжения сосредоточена в ООЗ, а концентрация носителей в плоскости  $p$ - $n$ -перехода к моменту выполнения условия (1) меньше, чем в настоящем расчете. Большая концентрация носителей в плоскости  $p$ - $n$ -перехода, по-видимому, является причиной увеличения активной площади в режиме без предварительного обратного смещения относительно ре-

жима с предварительным обратным смещением (темные треугольники и кривая 2 на рис. 5).

После выполнения условия (1) в расчете диод разделяется на активную и пассивную части. Далее волна ударной ионизации со скоростью насыщения носителей  $V_s \sim 10^7$  см/с движется в стороны от  $p$ - $n$ -перехода. В момент времени, когда концентрация носителей в плоскости  $p$ - $n$ -перехода начинает превышать уровень легирования  $n$ -базы, электрическое поле экранируется и запускается ударно-ионизационный фронт.

На второй стадии ( $t_1 - t_2$ ) ударно-ионизационный фронт движется от плоскости  $p$ - $n$ -перехода, заполняя ООЗ электрон-дырочной плазмой. Одновременно с этим процессы лавинного размножения происходят в каждой точке нейтральной  $n$ -базы. Таким образом, существуют две области с принципиально разным способом заполнения структуры плазмой: с помощью ударно-

ионизационного фронта, распространяющегося в ООЗ, и однородно в каждой точке нейтральной  $n$ -базы. К моменту времени  $t_2$  напряжение на диоде достигает максимума 3.6 кВ, размеры ООЗ и нейтральной части  $n$ -базы — 90 и 100 мкм при концентрации неосновных дырок в них —  $5 \cdot 10^{15}$  и  $1.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Распределение концентрации дырок и электрического поля для этого момента времени показано кривой 2 на рис. 7, а.

На третьей стадии ( $t_2-t_3$ ) ударно-ионизационный фронт продолжает распространяться в обе стороны от  $p$ - $n$ -перехода. Скорость движения фронта в 5–8 раз превышает насыщенную скорость носителей  $V_s$ . Концентрация носителей в нейтральной части базы растет однородным образом, одновременно в каждой ее точке. При этом напряжение в активной части диода быстро уменьшается, что приводит к разряду емкости пассивной части диода. Ток через активную часть диода быстро нарастает (штриховая кривая на рис. 6), ускоряя процесс ее заполнения плазмой. К моменту  $t_3$   $n$ -база и низколегированная часть  $p$ -области оказываются заполненными плазмой с плотностью  $\sim 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (кривая 3 на рис. 7, б).

На завершающей стадии ( $t > t_3$ ) величина тока, текущая через прибор, за счет отражения от короткозамкнутого конца линии быстро нарастает (штриховая кривая на рис. 6). В областях на границах плазмы и в окрестности  $p$ - $n$ -перехода, где концентрация носителей относительно мала, образуются области сильного поля (см. кривые электрического поля 3 и 4 на рис. 7, б). Далее за счет процессов лавинного размножения эти области заполняются дополнительными носителями, вследствие чего поле и напряжение снижаются. Поскольку величина тока остается большой, носители непрерывно выводятся из области плазмы, поле в областях растет и процесс повторяется. При этом зависимость напряжения от времени приобретает волнообразный характер (см. кривую напряжения на рис. 6).

#### 4. Заключение

Исследование процесса переключения силового диода импульсом напряжения, нарастающим со скоростью до 10 кВ/нс, показало, что длительность процесса переключения лежит в диапазоне десятков пикосекунд. Поскольку предварительно приложенное обратное смещение на полупроводниковой структуре отсутствовало, импульс напряжения прикладывался к структуре, заполненной основными носителями. При этом в структуре диода существовало две принципиально разные по способу заполнения плазмой области: область объемного заряда в окрестности  $p$ - $n$ -перехода заполнялась ударно-ионизационной волной,двигающейся со скоростью, в несколько раз превышающей скорость насыщения, и область в нейтральной части базы заполнялась плазмой однородно в каждой ее точке (рис. 7, а). Процессы ионизации в ООЗ запускаются носителями, большая часть

которых появляется за счет поступления неосновных дырок и электронов из  $n$ - и  $p$ -областей соответственно. Существенная часть дырок формируется за счет процессов ударной ионизации в нейтральной части  $n$ -базы. Данный источник поступления носителей в ООЗ был впервые предложен в работе [32].

Несмотря на отличия в механизме переключения, зависимость активной площади от  $dU/dt$ , полученная для диодов в данной работе, хорошо соотносится с аналогичными зависимостями, полученными ранее для кремниевых тиристоров [19] и GaAs-диодов [8]. Показано, что с ростом  $dU/dt$  происходит увеличение активной площади независимо от количества слоев в полупроводниковой структуре (диоды и тиристоры), величины предварительно приложенного к структуре напряжения и типа полупроводника (Si и GaAs). Причем  $dU/dt < 1-2 \text{ кВ/нс}$  активная площадь стремится к нулю, а при  $dU/dt > 10 \text{ кВ/нс}$  приближается к полной площади структуры. Полученный результат находится в согласии с экспериментальными наблюдениями исчезновения процесса быстрого переключения в кремниевых тиристорах при  $dU/dt < 0.5 \text{ кВ/нс}$  [17] и однородного по всей площади пробоя при  $dU/dt$  в десятки кВ/нс в GaAs-диоде [9]. Отметим, что при  $dU/dt < 1 \text{ кВ/нс}$  ударно-ионизационный фронт [3,7] в структуре не образуется, а процесс переключения идет, но значительно более медленно под действием двигающихся с насыщенной скоростью волн лавинного размножения.

Видимо, процесс формирования активной площади имеет достаточно универсальный характер. Количество мест, где зарождаются токовые каналы, составляющие активную площадь, зависит от объема области сильного поля, амплитуды поля и количества носителей в ней. С увеличением  $dU/dt$  размер области сильного поля, так и амплитуда поля в ней, соответственно растут и активная площадь. Естественно, что на количественную зависимость активной площади от  $dU/dt$  влияет механизм образования носителей, запускающих процесс переключения, и материал полупроводника, определяющий подвижности и коэффициенты лавинного размножения носителей. Например, как было показано в настоящей работе, при качественно одинаковой зависимости величины активной площади от  $dU/dt$  функциональная аппроксимация (2) для кремния и GaAs заметно отличаются друг от друга.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 22-29-01257.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.



## Список литературы

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев. Письма ЖТФ, **5**, 950 (1979).
- [2] A.F. Kardo-Sysoev. *New power semiconductor devices for generation of nano and subnanosecond pulses*, in *Ultra-Wideband Radar Technology*, ed. by J.D. Taylor (CRC Press, Boca Raton, 2001).
- [3] M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein. *Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices* (World Scientific, London, 2005).
- [4] I.V. Grekhov, S.V. Korotkov, P.V. Rodin. IEEE Trans. Plasma Sci., **36** (2), 378 (2008).
- [5] I.V. Grekhov. IEEE Trans. Plasma Sci., **38** (5), 1118 (2010).
- [6] 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).
- [7] B.C. DeLoach D.L. Sharfetter. IEEE Trans. Electron Dev., **17** (1), 9–21 (1970).
- [8] С.Н. Вайнштейн, Ю.В. Жилияев, М.Е. Левинштейн. Письма ЖТФ, **14** (16), 1526 (1988).
- [9] И.В. Грехов, В.М. Ефанов. Письма ЖТФ, **16** (17), 9 (1990).
- [10] А.Ф. Кардо-Сысоев, М.В. Попова. ФТП, **30** (5), 803 (1996).
- [11] А.М. Минарский, Р.В. Родин. Solid-State Electron., **41** (6), 813 (1997).
- [12] А.С. Кюрегян. Письма ЖТФ, **31** (24), 11 (2005).
- [13] П.Б. Родин, А.М. Минарский, И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **38** (11), 78 (2012).
- [14] M.S. Ivanov, N.I. Podolska, P.B. Rodin. J. Phys.: Conf. Ser., **816**, 012033 (2017).
- [15] P.B. Rodin, M.S. Ivanov. J. Appl. Phys., **127**, 044504 (2020).
- [16] M.S. Ivanov, V.I. Brylevskiy, I.A. Smirnova, P.B. Rodin. J. Appl. Phys., **131**, 014502 (2022).
- [17] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. ФТП, **50** (3), 398 (2016).
- [18] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словицкий, С.Н. Цыранов. ПТЭ, **4**, 95 (2017).
- [19] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. ФТП, **51** (5), 680 (2017).
- [20] A. Gusev, S. Lyubutin, S. Rukin, B. Slovikovsky, S. Tsyranov, O. Perminova. Semicond. Sci. Technol., **33**, 115012 (2018).
- [21] A.I. Gusev, S.K. Lyubutin, V.E. Patrakov, S.N. Rukin, B.G. Slovikovsky, M.J. Barnes, T. Kramer, V. Senaj. J. Instrumentation, **14** (10), 10006 (2019).
- [22] A.S. Kesar, A. Raizman, G. Atar, S. Zoran, S. Gleizer, Y. Krasik, D. Cohen-Elias. Appl. Phys. Lett., **117**, 013501 (2020).
- [23] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словицкий, С.Н. Цыранов. ФТП, **48** (8), 1095 (2014).
- [24] S.N. Rukin. Rev. Sci. Instrum., **91**, 011501 (2020).
- [25] М.С. Иванов, В.И. Брылевский, П.Б. Родин. Письма ЖТФ, **47** (13), 32 (2021).
- [26] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словицкий, С.Н. Цыранов. ФТП, **46** (4), 535 (2012).
- [27] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer, I.V. Grekhov. J. Appl. Phys., **92**, 1971 (2002).
- [28] E.V. Astrova, V.B. Voronkov, V.A. Kozlov, A.A. Lebedev. Semicond. Sci. Technol., **13**, 488 (1998).
- [29] P. Rodin, A. Rodina, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **98**, 094506 (2005).
- [30] V.I. Brylevskiy, I.A. Smirnova, A.A. Gutkin, P.N. Brunkov, P.B. Rodin, I.V. Grekhov. J. Appl. Phys., **122** (18), 185701 (2017).
- [31] S.N. Tsyranov, S.N. Rukin. *Proc. 15th Int. Symp. High Current Electronics* (Tomsk, Russia, 2008) p. 288.
- [32] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Л.С. Костина. Письма ЖТФ, **5**, 961 (1979).

Редактор Г.А. Оганесян

### Spatial inhomogeneity of impact-ionization switching process in power Si diode

S.K. Lyubutin<sup>1</sup>, V.E. Patrakov<sup>1,2</sup>, S.N. Rukin<sup>1</sup>, B.G. Slovikovsky<sup>1</sup>, S.N. Tsyranov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Electrophysics Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620016 Yekaterinburg, Russia

<sup>2</sup> Ural Federal University, 620002 Yekaterinburg, Russia

**Abstract** Voltage drop process in power Si diode switched to a conducting state by an impact-ionization wave, which is excited by overvoltage pulse with a subnanosecond rise time, has been investigated. In experiments, a reverse voltage pulse was applied to a diode with a diameter of 6 mm without preliminary reverse bias, which provided the average rate of voltage rise across the diode  $dU/dt$  in the range of 1–10 kV/ns. Numerical simulations showed that calculated and experimentally observed voltage waveforms are in good quantitative agreement in the case when an active area of the structure  $S_a$ , through which a switching current flows, increases with  $dU/dt$  value increasing. It was shown that at  $dU/dt < 2$  kV/ns the active area tends to zero, and at  $dU/dt > 10$  kV/ns it approaches the total area of the structure. Comparison with the results of similar studies shows that the increase in the active area of the structure with the increase in the  $dU/dt$  value does not depend on the material of the structure (silicon and gallium arsenide), the number of layers in the semiconductor structure (diodes and thyristors), and also on the value of the initial bias voltage.