

## Численное моделирование субнаносекундного лавинного переключения кремниевых $n^+ - n - n^+$ -структур

© Н.И. Подольская, П.Б. Родин

Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: natalia@scc.ioffe.ru

(Получена 17 октября 2018 г. Принята к печати 25 октября 2018 г.)

Приведены результаты численного моделирования недавно открытого явления — субнаносекундного лавинного переключения кремниевых  $n^+ - n - n^+$ -структур, инициированного быстро нарастающим высоковольтным импульсом. Показано, что электрическое поле в  $n^+ - n - n^+$ -структуре на этапе роста напряжения практически однородно вдоль направления тока и достигает эффективного порога ударной ионизации  $\sim 200$  кВ/см на всей толщине структуры. Сравнение результатов численного моделирования и экспериментов указывает на однородность распределения поля и в поперечном к току направлении. Таким образом, сверхбыстрый лавинный пробой происходит квазиоднородно во всем объеме структуры. Время переключения составляет  $\sim 150$  пс. Проведено сравнение результатов расчетов для разных моделей ударной ионизации. Даны оценки параметров инициирующего импульса напряжения, необходимого для переключения кремниевых  $n^+ - n - n^+$ -структур.

DOI: 10.21883/FTP.2019.03.47294.8984

### 1. Введение

Известно, что быстро нарастающий высоковольтный импульс, приложенный к диодной  $p^+ - n - n^+$ -структуре, приводит к лавинному переключению в проводящее состояние за время около 100 пс [1]. Это явление обнаружено и исследовано в кремниевых и арсенидгаллиевых диодах [1–4] и получило название задержанного лавинного пробоя обратных смещенных  $p - n$ -переходов [1]. Такое переключение называют также сверхбыстрым, поскольку время переключения на порядок меньше времени, за котороедвигающийся с насыщенной дрейфовой скоростью носитель может пролететь через базу структуры. Время нарастания инициирующего задержанный пробой импульса составляет единицы наносекунды, а время переключения диода — доли наносекунды, т.е. диод способен обострять мощные высоковольтные импульсы. Основанные на задержанном ударно-ионизационном пробое приборы — кремниевые обострительные диоды и динисторы — с успехом применяются в импульсной полупроводниковой электронике большой мощности [5–7].

Недавно было экспериментально установлено [8–10], что сверхбыстрое лавинное переключение, инициированное быстро нарастающим высоковольтным импульсом, также возможно и в полупроводниковых  $n^+ - n - n^+$ -структурах. В таких структурах отсутствует переход, и соответственно они не обладают способностью блокировать стационарное напряжение. Тем не менее при скорости нарастания инициирующего импульса более 10 кВ/нс напряжение на кремниевой  $n^+ - n - n^+$ -структуре общей толщиной 100–200 мкм перед переключением достигает 2–3 кВ [8–10]. Такое напряжение отвечает средней напряженности электрического поля, близкой к эффективному порогу ударной

ионизации в кремнии и составляющей 200 кВ/см. Измеренное характерное время переключения структуры составляет 150 пс [8–10]. Помимо кремниевых структур, успешное переключение в проводящее состояние экспериментально наблюдалось также для структур на основе ZnSe, которые представляли собой объемные образцы с омическими контактами большой площади [8]. Эксперименты [8–10] показывают, что инициированное быстро нарастающим импульсом лавинное переключение представляет собой универсальный метод создания относительно больших (порядка кубического миллиметра) объемов неравновесной электронно-дырочной плазмы в полупроводниках. Этот метод применим в широкозонных прямозонных полупроводниках и потому представляет потенциальный интерес для оптических приложений.

Экспериментальное наблюдение физических процессов, протекающих при переключении кремниевых структур в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя, чрезвычайно затруднено. Это обусловлено малой ( $\sim 100$  пс) длительностью переходного процесса и низкой эффективностью оптической рекомбинации в непрямозонном кремнии, не позволяющей определить динамику распространения неравновесной электронно-дырочной плазмы в приборе на данном временном масштабе. Как следствие, численное моделирование оказывается особенно важным для понимания физики переключения этого класса быстродействующих импульсных приборов. В настоящей работе проведено моделирование сверхбыстрого лавинного переключения кремниевых  $n^+ - n - n^+$ -структур с помощью программного обеспечения TCAD Silvaco [11]. Показано, что численное моделирование в диффузионно-дрейфовом приближении позволяет получить количественное согласие с экспериментом и описать физическую картину сверхбыст-

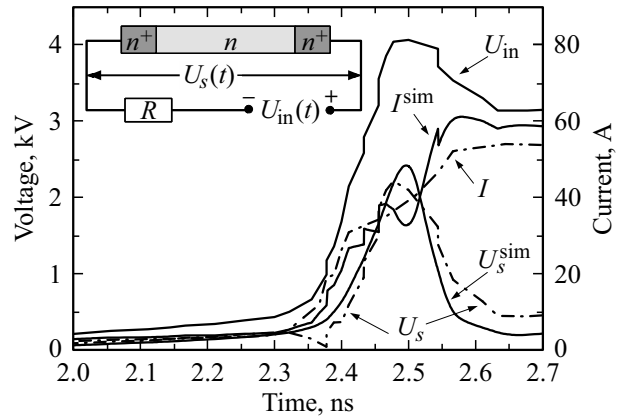
рого переключения. Проведено сравнение результатов для различных аппроксимаций коэффициентов ударной ионизации. Определены необходимые для сверхбыстрого переключения скорость нарастания и амплитуда инициирующего импульса напряжения.

## 2. Модель

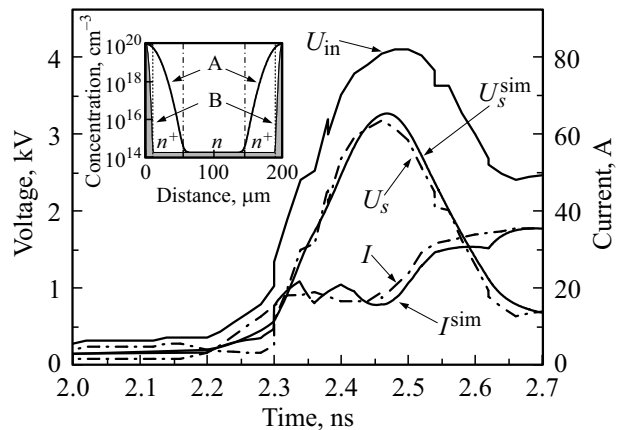
Времени переключения 100 пс отвечает электромагнитная длина  $\sim 3$  см, меньшая характерного размера измерительной схемы. В силу этого регистрация переходных процессов требует применения согласованных высокочастотных измерительных трактов. В экспериментах [8–10] применялся специально сконструированный резистивный ответвитель (см. [12]), обеспечивающий возможность одновременной и независимой регистрации напряжения на исследуемой структуре и тока через нее с высоким временным разрешением (не хуже 50 пс). Простейшая реальная схема, обеспечивающая измерение только тока, протекающего через структуру, предполагает включение исследуемой структуры в разрыв центральной жилы  $50 \Omega$  согласованного коаксиального тракта. При моделировании использовалась электрическая схема с сосредоточенными элементами, показанная на вставке к рис. 1. Здесь  $U_{in}(t)$  — запускающий импульс внешнего генератора,  $U_s(t)$  — напряжение на структуре,  $I(t)$  — ток через структуру и нагрузку  $R$ . Для модельной электрической схемы, показанной на вставке к рис. 1, в отличие от реальной схемы с коаксиальными трактами выполняется уравнение Кирхгофа  $U_{in}(t) = U_s(t) + R \cdot I(t)$ . Поэтому при сравнении результатов наших расчетов с экспериментальными данными в качестве  $U_{in}(t)$  было выбрано измеренное в эксперименте напряжение на структуре вместе с нагрузкой. При вычислении критических значений скорости роста и амплитуды запускающего импульса для  $U_{in}(t)$  принята кусочно-линейная зависимость, составленная из линейно нарастающей части, переходящей в горизонтальную полку.

Выбранные при моделировании профили легирования (см. вставку на рис. 2) отвечают структурам, экспериментально исследованным в работах [8–10]. Общая толщина структуры составляет  $W \sim 200$  мкм, площадь  $S \sim 1.0$  мм<sup>2</sup>, концентрация легирующей примеси в  $n$ -слое  $N_d = 1.7 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Следуя экспериментальным работам [8–10], мы обозначаем структуры с узким ( $\sim 100$  мкм)  $n$ -слоем как тип А, а структуры с широким ( $\sim 180$  мкм)  $n$ -слоем — как тип В. Точность определения толщин слоев исследуемых структур не лучше 10 мкм [8]. Поэтому при численном моделировании толщины слоев рассматривались как подгоночные параметры, варьируемые в этих пределах для достижения наилучшего согласия с экспериментальными данными.

Динамика носителей и электрического поля в структуре была получена решением диффузионно-дрейфовых

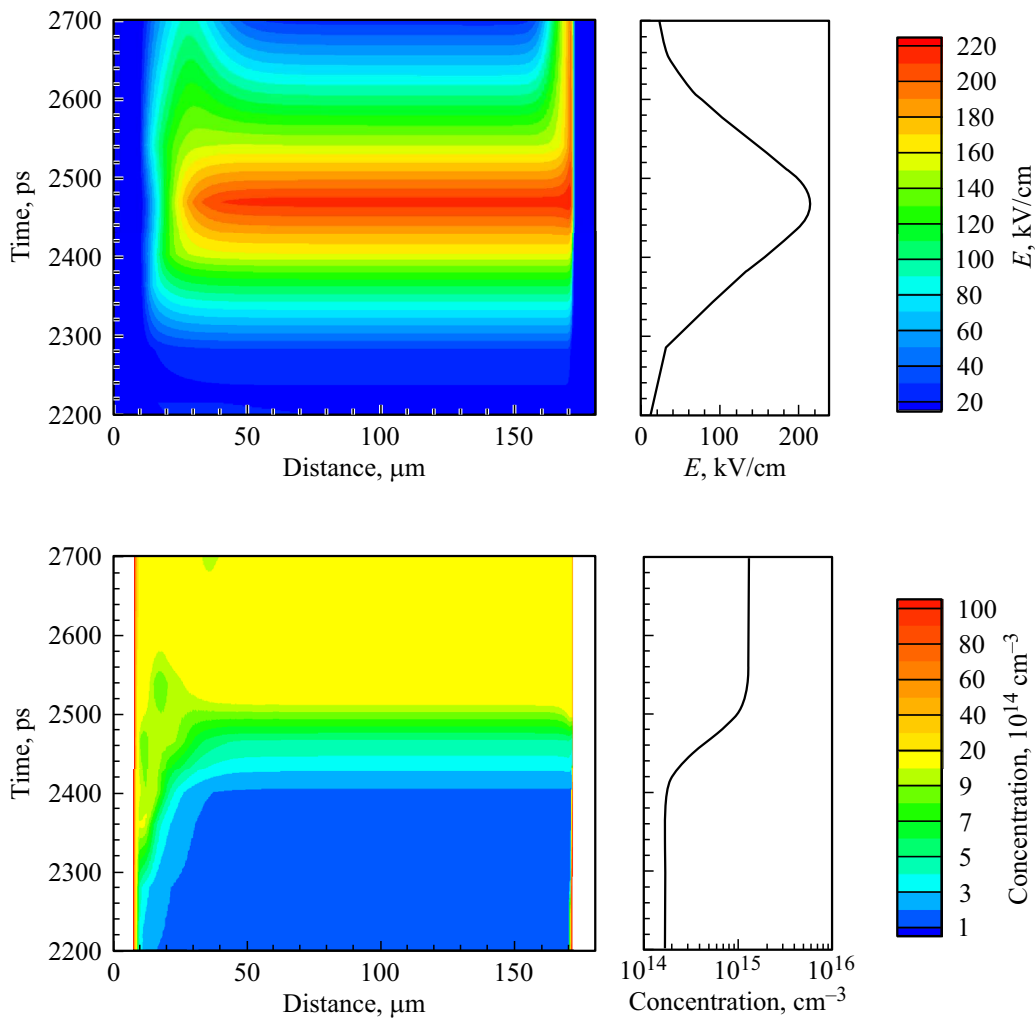


**Рис. 1.** Субнаносекундное переключение кремниевой  $n^+ - n - n^+$ -структуры типа А с толщинами  $n^+$ -слоев 55 мкм и  $n$ -слоя 90 мкм. Зависимости от времени напряжения на структуре  $U_s^{\text{sim}}(t)$  и тока  $I^{\text{sim}}(t)$ , полученные численным моделированием, приведены вместе с измеренными экспериментально [8] зависимостями  $U_s(t)$  и  $I(t)$ , а также экспериментально измеренной зависимостью напряжения на структуре вместе с нагрузкой  $U_{in}(t)$ . На вставке — модельная электрическая цепь.



**Рис. 2.** Субнаносекундное переключение кремниевой  $n^+ - n - n^+$ -структуры типа В с толщинами  $n^+$ -слоев 10 мкм и  $n$ -слоя 160 мкм. Зависимости от времени напряжения на структуре  $U_s^{\text{sim}}(t)$  и тока  $I^{\text{sim}}(t)$ , полученные численным моделированием, приведены вместе с измеренными экспериментально [8] зависимостями  $U_s(t)$  и  $I(t)$ , а также экспериментально измеренной зависимостью напряжения на структуре вместе с нагрузкой  $U_{in}(t)$ . На вставке — профили легирования структур типа А и В.

транспортных уравнений совместно с уравнением Пуассона и уравнением Кирхгофа для показанной на вставке к рис. 1 электрической цепи. Температура считалась комнатной, моделирование проводилось в одномерном приближении. Чтобы установить применимость различных аппроксимаций коэффициентов ударной ионизации, при описании быстрых ударно-ионизационных процессов в импульсных лавинных приборах расчеты были



**Рис. 3.** Пространственно-временная динамика электрического поля и концентрации электронов в *n*-слое кремниевой  $n^+ - n - n^+$ -структуры типа В с толщинами  $n^+$ -слоя 10 мкм и *n*-слоя 160 мкм при субнаносекундном лавинном переключении (см. рис. 2). Катод расположен слева. Кривые справа показывают временную динамику поля и концентрации в середине *n*-слоя. Цветная версия рисунка — в электронной версии статьи.

проведены как для имплементированных в программный пакет TCAD Silvaco [11], так и для других известных из литературы моделей ударной ионизации.

### 3. Результаты моделирования

На рис. 1 и 2 показаны зависимости напряжения на структуре и тока в цепи от времени для  $n^+ - n - n^+$ -структур типа А и типа В (соответствующие профили легирования показаны на вставке к рис. 2), полученные численным моделированием. Применялась аппроксимация [13–15] для коэффициентов ударной ионизации, имплементированная в TCAD Silvaco [11]. Представленные кривые соответствуют толщинам  $n^+$ -слоев 55 мкм и толщине *n*-слоя 90 мкм для структуры типа А. Для структуры типа В эти толщины составляли 10 и 160 мкм соответственно. Отметим, что такой выбор толщин слоев позволяет хорошо описать динамику напряжения

на структуре при всех экспериментально исследованных режимах переключения [8].

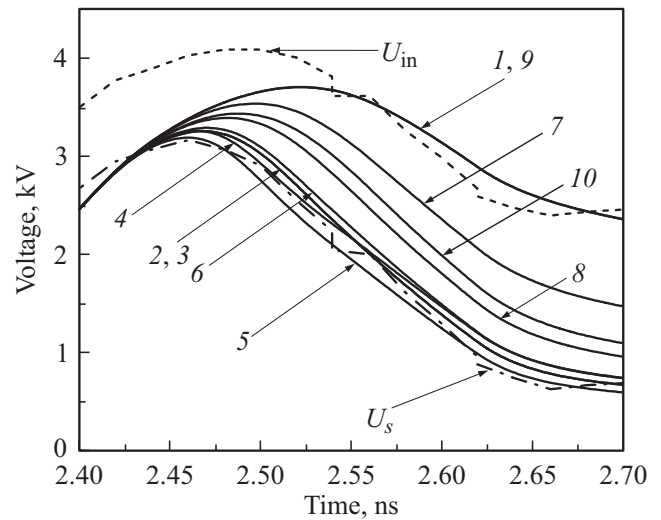
Время переключения структур обоих типов составляет около  $\sim 150$  пс, что близко ко времени нарастания приложенного импульса напряжения. Время нарастания тока ( $\sim 300$  пс) превосходит время нарастания приложенного импульса, что принципиально отличает их от диодных структур с *p-n*-переходом. Вместе с тем остаточное напряжение  $\sim 500$  В и соответственно амплитуда тока практически такие же, как у кремниевых диодных структур [3,4,12]. Это указывает на сравнимые концентрации неравновесных носителей, созданных ударной ионизацией. Хорошее согласие одномерного численного моделирования с экспериментом указывает на однородность процесса лавинного переключения по площади прибора.

Пространственно-временная динамика электрического поля и концентрация электронов в  $n$ -области показана на рис. 3 на примере  $n^+ - n - n^+$ -структуры типа В с толщинами  $n^+$ -слоев 10 мкм и  $n$ -слоя 160 мкм. Концентрация дырок после переключения совпадает с концентрацией электронов. Видно, что электрическое поле возрастает квазиоднородно во всей  $n$ -области. Объемный заряд, обеспечивающий рост электрического поля, создается инжекцией электронов в  $n$ -область из левого  $n^+$ -слоя (толщина этого слоя отрицательного заряда  $\sim 10$  мкм) и экстракцией из правого  $n^+$ -слоя структуры (толщина этого слоя положительного заряда несколько микрометров). Пространственная разделенность этих двух разноименно заряженных узких слоев и обеспечивает однородность электрического поля в структуре. К моменту начала пробоя напряженность достигает 200 кВ/см. Пробой развивается квазиоднородно в направлении тока, заполняя структуру неравновесной электронно-дырочной плазмой с концентрацией  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

#### 4. Влияние аппроксимаций коэффициентов ударной ионизации на результаты численного моделирования

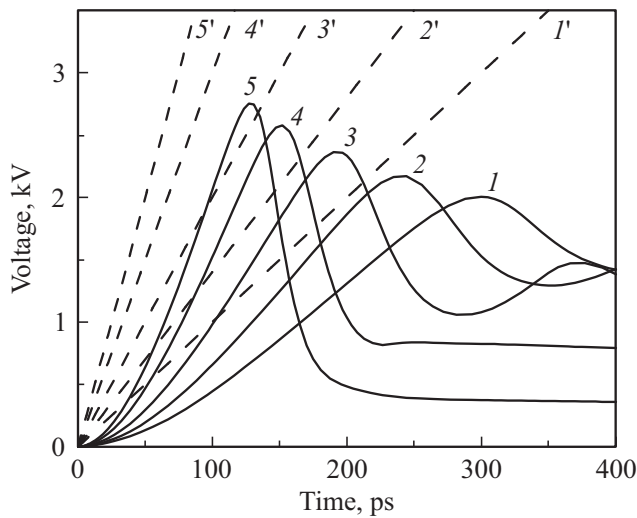
При динамическом лавинном пробое ударно-ионизационное размножение носителей происходит в условиях субнаносекундного роста напряженности электрического поля от нуля до 200 кВ/см. Таким образом, для количественно верного теоретического описания этого процесса необходима зависимость коэффициентов ударной ионизации, адекватная в широком диапазоне напряженностей электрического поля. В литературе имеются различные аппроксимации [13–23], большая часть из которых имплементирована в программное обеспечение TCAD Silvaco [13–22].

На рис. 4 приведены напряжения на кремниевой  $n^+ - n - n^+$  структуре с профилем легирования типа В для различных аппроксимаций, полученные численным моделированием. Видно, что моделирование с применением аппроксимаций [13–15] (кривая 2), [16] (кривая 3), [17] (кривая 4), [18,19] (кривая 5), [23] (кривая 6) приводят к близким результатам. Аппроксимации [20] (кривая 7) и [21] (кривая 8) завышают напряжение динамического пробоя структуры. Причиной этого являются меньшие, чем для аппроксимаций [13–19,23], значения коэффициентов ударной ионизации для электронов в электрических полях напряженностью менее 300 кВ/см. Особняком стоят результаты, полученные для аппроксимации [22] в том виде, как она имплементирована в TCAD Silvaco (кривая 9 на рис. 4). Видно, что кривая 9 практически совпадает с кривой 1, отвечающей результатам моделирования, полученным без учета ударной ионизации. Анализ результатов показал, что это связано не с самой аппроксимацией [22], а с ее

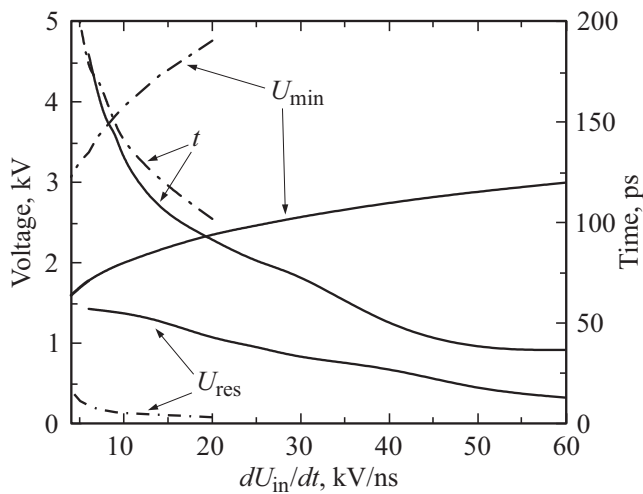


**Рис. 4.** Зависимости напряжения на структуре типа В с толщинами  $n^+$ -слоя 10 мкм и  $n$ -слоя 160 мкм, полученные численным моделированием для различных аппроксимаций коэффициентов ударной ионизации. Референтная кривая 1 соответствует результатам моделирования без учета ударной ионизации. Кривые 2–8 отвечают аппроксимациям [13–15] (кривая 2), [16] (кривая 3), [17] (кривая 4), [18,19] (кривая 5), [23] (кривая 6), [20] (кривая 7), [21] (кривая 8) соответственно. Кривая 9 соответствует результатам, полученным с аппроксимацией [22] в той форме, как она была имплементирована разработчиками программного обеспечения в TCAD Silvaco [11]. Кривая 10 была получена путем программной реализации модели [22], выполненной авторами данной работы и подключенной для использования при моделировании в TCAD Silvaco вместо исходной версии реализации этой модели. Кривые  $U_s$  и  $U_{in}$  демонстрируют экспериментально измеренные [8] зависимости от времени напряжения на структуре и на структуре вместе с нагрузкой соответственно.

имплементацией разработчиками программного обеспечения в TCAD Silvaco [11]. Кривая 10 на рис. 4 получена путем программной реализации модели [22], выполненной авторами данной работы и подключенной в TCAD Silvaco вместо исходной версии реализации этой модели. Сравнение кривых 9 и 10 показывает, что в случае кривой 9 интенсивность ударной ионизации явно недооценена. Вследствие этого численное моделирование предсказывает развитие пробоя при существенно больших значениях электрического поля, чем это наблюдается в эксперименте. Отметим, что тем не менее кривая 10 демонстрирует некоторую недооценку коэффициентов ударной ионизации, вычисленных в рамках модели [22]. Применение аппроксимации [22] в той форме, как она была исходно имплементирована разработчиками программного обеспечения TCAD Silvaco, в работе [24] привело к количественно неверным предсказаниям для напряжения динамического пробоя и величины остаточного напряжения в  $n^+ - n - n^+$ -структурах.



**Рис. 5.** Напряжение (сплошные линии 1–5) на  $n^+ - n - n^+$ -структуре, включенной последовательно с 50-Ω нагрузкой с толщинами  $n^+$ -слоев по 7 мкм и  $n$ -слоя 100 мкм, а также площадью поперечного сечения 1 мм<sup>2</sup> для линейно нарастающих импульсов приложенного напряжения  $U_{in}$  со скоростями нарастания 10, 14, 20, 30 и 40 кВ/нс (показаны штриховыми линиями 1'–5' соответственно).



**Рис. 6.** Зависимости минимально необходимой для сверхбыстрого лавинного переключения амплитуды инициирующего импульса  $U_{min}$ , времени переключения структуры в проводящее состояние  $t$  и остаточного напряжения  $U_{res}$  от значений скорости нарастания  $dU_{in}/dt$  линейно нарастающих импульсов приложенного напряжения  $U_{in}$  (сплошные линии). Зависимости получены для  $n^+ - n - n^+$ -структуры с толщинами  $n^+$ -слоев по 7 мкм и  $n$ -слоя 100 мкм, а также площадью поперечного сечения 1 мм<sup>2</sup>. Сплошные линии соответствуют результатам, полученным численным моделированием с аппроксимацией [13-15]. Штрихпунктирными линиями показаны результаты из работы [24], полученные численным моделированием с аппроксимацией [22] для коэффициентов ударной ионизации в той форме, как она была имплементирована разработчиками программного обеспечения в TCAD Silvaco [11].

### 5. Результаты моделирования: критические параметры запускающего импульса

Для сверхбыстрого лавинного переключения  $n^+ - n - n^+$ -структуры требуются существенно большая амплитуда и скорость нарастания приложенного импульса, чем для диодной  $p^+ - n - n^+$ -структуры со схожими геометрией и легированием базы. На рис. 5 показаны результаты моделирования для линейно нарастающего импульса  $U_{in}(t)$  и модели ударной ионизации, описанной в работах [13–15]. Численное моделирование проводилось для  $n^+ - n - n^+$ -структуры с такими же параметрами, что и в работе [24]: толщины  $n^+$ -слоев — 7 мкм,  $n$ -слоя — 100 мкм, площадь поперечного сечения  $\sim 1$  мм<sup>2</sup>. Видно, что успешное переключение достигается только при  $dU/dt > 20$  кВ/нс, в то время как диодные структуры успешно переключаются уже при  $dU/dt > 2$  кВ/нс [1–4].

Вследствие задержки развития ударной ионизации напряжение динамического пробоя растет с увеличением скорости нарастания  $dU_{in}/dt$ . Это обстоятельство накладывает ограничение на минимальную амплитуду приложенного импульса. На рис. 6 приведены зависимости необходимой для сверхбыстрого лавинного переключения амплитуды импульса, остаточного напряжения и времени переключения от скорости роста приложенного напряжения.

### 6. Заключение

Субнаносекундное лавинное переключение кремниевых  $n^+ - n - n^+$ -структур под действием быстронарастающего импульса высокого напряжения допускает количественно точное описание в рамках одномерной диффузионно-дрейфовой модели, что указывает на высокую степень однородности переключения по площади. Численное моделирование показывает также практически однородное развитие процессов ударной ионизации в направлении тока. Таким образом, можно говорить о квазиоднородном заполнении структуры неравновесной электронно-дырочной плазмой, созданной ударной ионизацией. В этом сверхбыстрый лавинный пробой  $n^+ - n - n^+$ -структур качественно отличается от исследованных в работе [25] образцов с точечным контактом-острием, в которых высоковольтный быстронарастающий импульс напряжения инициирует распространение нитевидных стримеров.

Однородность лавинного пробоя структуры вдоль направления тока обеспечивается квазиоднородным ростом напряженности электрического поля, который в свою очередь обусловлен тем, что в условиях быстрого подъема напряжения слои пространственного заряда создаются только на крае  $n$ -базы (отрицательный слой, созданный инжекцией в  $n$ -базу) и в  $n^+$ -области (положительный слой, созданный экстракцией электронов из  $n^+$ -слоя). В соответствии с законом Гаусса

электрическое поле между этими слоями однородно и быстро достигает пробойного. В совокупности с большой концентрацией равновесных электронов в необедненной  $n$ -базе, играющих роль затравочных носителей, это создает все предпосылки для однородного переключения. Данная картина сверхбыстрого переключения  $n^+ - n - n^+$ -структур была качественно предсказана нами уже в работе [24] до экспериментального обнаружения эффекта [8–10], хотя сделанные в [24] предсказания оказались количественно неверными из-за существенной недооценки коэффициентов ударной ионизации аппроксимации [22] в той форме, как она была исходно имплементирована разработчиками программного обеспечения TCAD Silvaco [11].

Результаты моделирования существенно зависят от выбора модели ударной ионизации. В близком согласии друг с другом и экспериментом оказываются результаты численного моделирования, полученные с аппроксимациями [13–19,23]. Аппроксимации [20–22] недооценивают интенсивность ударной ионизации, что приводит к завышенному значению напряжения динамического пробоя.

Авторы признательны В.И. Брылевскому, И.В. Грехову и И.А. Смирновой за многочисленные полезные обсуждения и помощь. Работы выполнены при поддержке Российского научного фонда, проект № 14-29-00094.

## Список литературы

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев. Письма ЖТФ, **5**, 950 (1979).
- [2] Ж.И. Алферов, И.В. Грехов, В.М. Ефанов, А.Ф. Кардо-Сысоев, В.И. Корольков, М.Н. Степанова. Письма ЖТФ, **13**, 1089 (1987).
- [3] V.I. Brylevskiy, I.A. Smirnova, A.V. Rozhkov, P.N. Brunkov, P.B. Rodin, I.V. Grekhov. IEEE Trans. Plasma Sci., **44**, 1941 (2016).
- [4] V. Brylevskiy, I. Smirnova, A. Gutkin, P. Brunkov, P. Rodin, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **122**, 185701 (2017).
- [5] R.J. Focia, E. Schamiloghu, C.B. Fleddermann, F.J. Agee, J. Gaudet. IEEE Trans. Plasma Sci., **25**, 138 (1997).
- [6] A.F. Kardo-Sysoev. *Ultra-Wideband Radar Technology*, ed. by J.D. Taylor (London–N.Y.–Washington, CRC Press, Boca Raton, 2001).
- [7] I.V. Grekhov. IEEE Trans. Plasma Sci., **38**, 1118 (2010).
- [8] В.И. Брылевский, И.А. Смирнова, Н.И. Подольская, Ю.А. Жарова, П.Б. Родин, И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **44**, 66 (2018).
- [9] V. Brylevskiy, I. Smirnova, N. Podolska, Yu. Zharova, P. Rodin, I. Grekhov. *Proc. 2017 IEEE 21st Int. Conf. on Pulsed Power (PPC)*. (Brighton, UK, 2017) p. 1.
- [10] V. Brylevskiy, I. Smirnova, N. Podolska, Yu. Zharova, P. Rodin, I. Grekhov. IEEE Trans. on Plasma Sci., Special Issue on Pulsed Power Science and Technology, 2018, in print.
- [11] SILVACO ATLAS, User guide, <http://www.silvaco.com>
- [12] В.И. Брылевский, И.А. Смирнова, П.Б. Родин, И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **40**, 80 (2014).
- [13] S. Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices* (Wien–N.Y., Springer Verlag, 1984).
- [14] R. Van Overstraeten, H. De Man. Solid-State Electron., **13**, 583 (1970).
- [15] P. Mars. Int. J. Electron., **32**, 23 (1963).
- [16] A.G. Chynoweth. Phys. Rev., **109**, 1537 (1958).
- [17] C.R. Crowell, S.M. Sze. Appl. Phys. Lett., **9**, 242 (1966).
- [18] W.N. Grant. Solid-State Electron., **16**, 1189 (1973).
- [19] G.A. Baraff. Appl. Phys. Rev., **128**, 2507 (1962).
- [20] Y. Okuto, R. Crowell. Solid-State Electron., **18**, 161 (1975).
- [21] T. Lackner. Solid-State Electron., **34**, 33 (1991).
- [22] M. Valdinoci, D. Ventura, M.C. Vecchi, M. Rudan, G. Baccarani, F. Illien, A. Stricker, L. Zullino. *Proc. Int. Conf. Simulations of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD'99)* (Kyoto, Japan, 1999) p. 27.
- [23] S. Reggiani, E. Gnani, M. Rudan, G. Baccarani, Ch. Corvasce, D. Barlini, M. Ciappa, W. Fichtner, M. Denison, N. Jensen, G. Groos, M. Stecher. IEEE Trans. Electron Dev., **52**, 2290 (2005).
- [24] Н.И. Подольская, П.Б. Родин. Письма ЖТФ, **43**, 54 (2017).
- [25] Г.А. Месяц, А.С. Насыбов, В.Г. Шпак, С.А. Шунайлов, М.И. Яландин. ЖЭТФ, **133**, 1162 (2008).

Редактор Г.А. Оганесян

## Subnanosecond avalanche switching simulations of $n^+ - n - n^+$ -silicon structures

N.I. Podolska, P.B. Rodin

Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Numerical simulations of recently discovered effect of subnanosecond avalanche switching of Si  $n^+ - n - n^+$ -structures have been performed. The electric field in  $n^+ - n - n^+$ -structure is shown to remain quasi-uniform along the current flow direction during the voltage raise stage and it reaches the effective threshold of impact ionization of  $\sim 200$  kV/cm in the whole  $n$ -base. Comparing numerical results with experiments we argue that the field distribution is as well uniform in the transverse direction. Hence, the superfast avalanche transient develops quasi-uniformly in the whole  $n$ -base volume. The switching time is about  $\sim 150$  ps. We compare numerical results obtained for various impact ionization models and estimate parameters of the initial voltage pulse that are required for superfast avalanche switching of  $n^+ - n - n^+$ -structures.