

07

## Субнаносекундное ударно-ионизационное переключение кремниевых структур без $p-n$ -переходов

© Н.И. Подольская<sup>1,2</sup>, П.Б. Родин<sup>1,¶</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург<sup>2</sup> СПбО МСЦ РАН, Санкт-Петербург

¶ E-mail: rodin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 15 декабря 2016 г.

Показано, что быстронарастающий высоковольтный импульс напряжения, приложенный к кремниевой  $n^+-n-n^+$ -структуре, приводит к субнаносекундному лавинному пробое, генерации во всем объеме структуры электронно-дырочной плазмы и переключению структуры в проводящее состояние за время около 100 ps. Предсказанный эффект внешне сходен с задержанным лавинным пробоем обратносмещенных диодных  $p^+-n-n^+$ -структур, но реализуется в структуре без  $p-n$ -переходов.

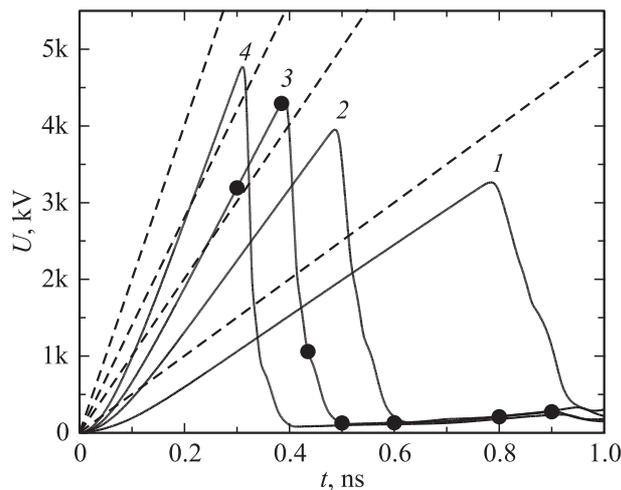
DOI: 10.21883/PJTF.2017.11.44697.16608

Известно, что импульс напряжения с большой ( $> 1$  kV/ns) скоростью нарастания, приложенный к высоковольтной диодной структуре в обратном направлении, приводит к задержанному ударно-ионизационному пробое [1–3]. Ключевыми особенностями этого физического эффекта являются: во-первых, пробой при напряжении, примерно вдвое превышающем напряжение стационарного пробоя, во-вторых, переход структуры в проводящее состояние за время менее 100 ps, на порядок меньше времени дрейфа носителей с насыщенной скоростью  $v_s \approx 10^7$  cm/s через базу диода ( $\sim 1$  ns для характерной толщины базы  $\sim 100$   $\mu$ m); в-третьих, детерминированный характер, выражающийся, в частности, в малом ( $< 10$  ps) джиттере [1–3]. Задержанный ударно-ионизационный пробой представляет собой самый быстрый неоптический метод генерации больших объемов электронно-дырочной плазмы в полупроводниках. В настоящее время основные применения этого эффекта находятся в области импульсной электроники [2,4,5], но к числу перспективных потенциальных применений относятся ударно-

ионизационные лазеры [6]. Оптические применения требуют перехода от кремния к прямозонным материалам, среди которых перспективными представляются ZnSe и CdS [6]. Для обоих этих материалов в настоящее время отсутствует технология изготовления  $p-n$ -перехода, что делает актуальным вопрос о принципиальной возможности применения ударной ионизации для контролируемой генерации электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых структурах без  $p-n$ -переходов, в том числе в объемных полупроводниковых образцах с планарными омическими контактами. Исследование характера динамического лавинного пробоя таких образцов при большой скорости роста приложенного напряжения представляет также и общий интерес физики полупроводников.

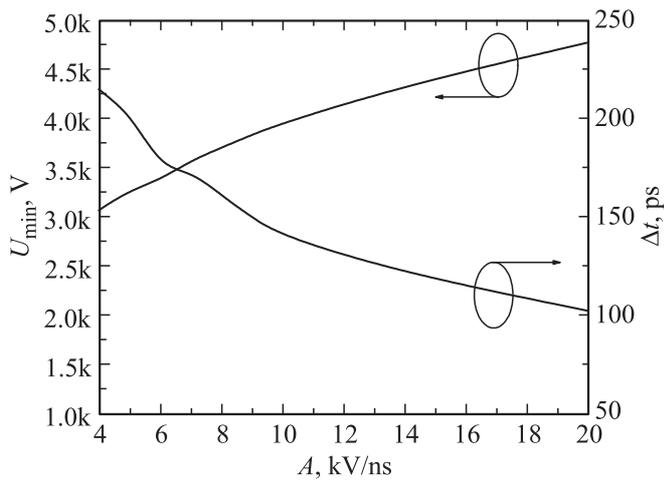
В настоящем сообщении на примере кремниевой  $n^+-n-n^+$ -структуры с помощью численного моделирования исследованы физические процессы, происходящие при быстром росте приложенного напряжения  $V(t)$ . Показано, что при достаточной скорости роста  $dV/dt$  и амплитуде импульса напряжения в структуре без  $p-n$ -переходов происходит сверхбыстрый (за время около 100–200 ps) лавинный переход в проводящее состояние, имеющий определенное сходство с задержанным лавинным пробоем диодной структуры.

Рассматривается Si  $n^+-n-n^+$ -структура, включенная последовательно с нагрузкой  $R = 50\Omega$ . Площадь структуры  $S = 0.01\text{ cm}^2$ , толщина  $n$ -области структуры  $W = 100\text{ }\mu\text{m}$ , легирование  $n$ -области  $N_d = 1.7 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$  соответствует кремнию с удельным сопротивлением  $30\text{ }\Omega \cdot \text{cm}$ . Примыкающие к омическим контактам  $n^+$ -слои имеют гауссов профиль легирования с максимальной концентрацией доноров  $10^{20}\text{ cm}^{-3}$  и ширину  $7\text{ }\mu\text{m}$ . Параметры  $n^+-n^+$ -структуры выбраны близкими к параметрам диодной  $p^+-n-n^+$ -структуры, исследованной в недавних экспериментах [7], которая имела такую же площадь, толщину и уровень легирования  $n$ -базы. Приложенный к структуре импульс напряжения  $V(t)$  аппроксимирован кусочно-линейной зависимостью  $V(t) = At$  при  $t < V_m/A$ ,  $V(t) = V_m$  при  $t > V_m/A$ , где  $A$  — скорость роста напряжения. Динамика электронов и дырок в структуре моделировалась в одномерном приближении в рамках диффузионно-дрейфовой модели путем решения уравнения Пуассона и уравнений непрерывности, которые решались совместно с уравнением Кирхгофа для внешней цепи.



**Рис. 1.** Напряжение на  $n^+ - n - n^+$ -структуре  $U(t)$  (сплошные линии), приложенное напряжение  $V(t)$  (штриховые линии). Кривые 1, 2, 3, 4 отвечают скорости роста приложенного напряжения  $A = 5, 10, 14, 20$  kV/ns соответственно. Напряжение  $V(t)$  нарастает до величины  $U_m = 7$  kV, а затем остается постоянным. На кривой 3 точками выделены моменты времени  $t = 300, 385, 435, 500, 600, 800, 900$  ps, для которых на рис. 3 показаны распределения поля и носителей внутри структуры.

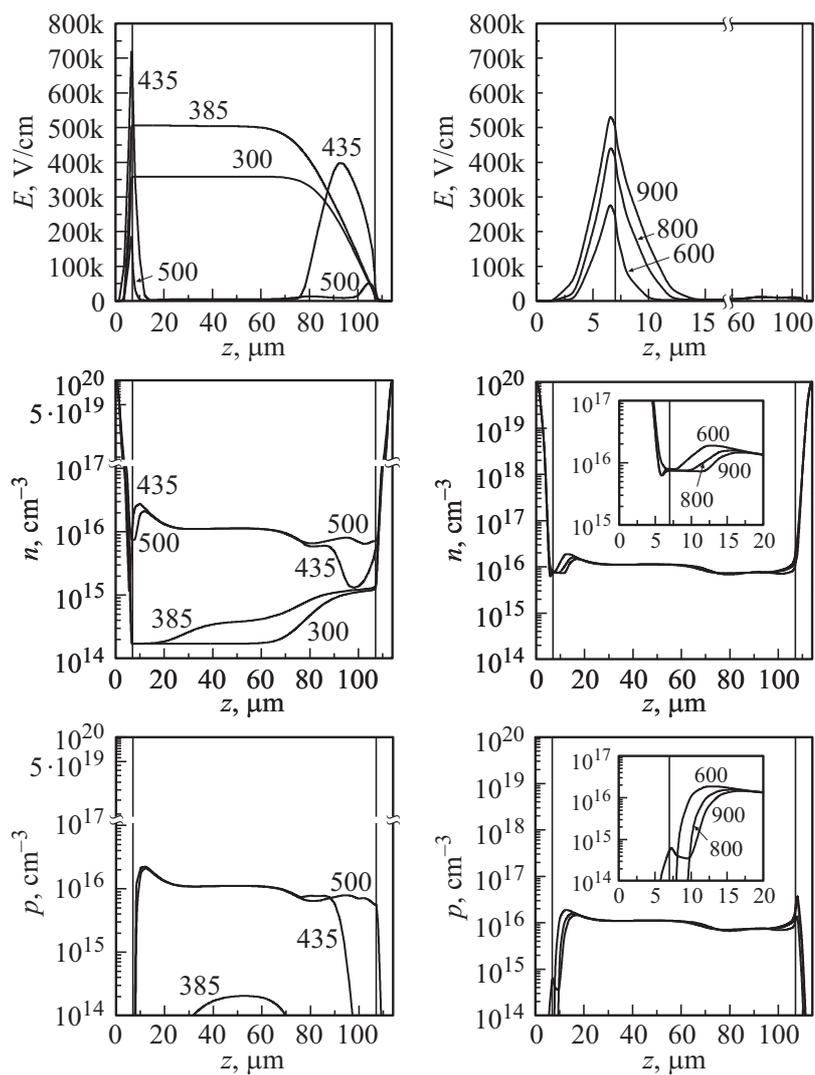
На рис. 1 показаны напряжение  $U(t)$  на  $n^+ - n - n^+$ -структуре и приложенное напряжение  $V(t)$  при разных скоростях нарастания напряжения  $A$  и амплитуде импульса  $U_m = 7$  kV. На начальном этапе, длительность которого уменьшается с ростом  $A$ , напряжение на структуре  $U(t)$  нарастает с такой же скоростью, как и приложенное напряжение  $V(t)$  (рис. 1), а протекающий через нагрузку ток  $I(t) = U_R(t)/R$  является током смещения в  $n^+ - n - n^+$ -структуре. Величина этого тока увеличивается от 10 до 30 А при увеличении  $A$  от 5 до 20 kV/ns. Затем начинается лавинный пробой, и структура переходит в проводящее состояние. При увеличении  $A$  от 5 до 20 kV/ns время переключения уменьшается с 200 до 100 ps (рис. 2). Таким образом, лавинное переключение сопровождается эффектом обострения: формируемый в нагрузке импульс  $U_R(t)$  имеет примерно в несколько раз большую скорость нарастания, чем



**Рис. 2.** Зависимости минимальной необходимой для переключения амплитуды  $U_{\min}$  импульса  $V(t)$  и времени переключения  $\Delta t$  от скорости роста приложенного напряжения  $A$ .

приложенный импульс. Остаточное напряжение  $U_{res}$  составляет сотни вольт и растет с уменьшением  $A$ . В силу соотношения  $U_{res} \ll U_m$  ток после переключения с хорошей точностью определяется как  $I = U_m/R \approx 140$  А.

На рис. 3 показаны пространственные распределения электрического поля  $E(z, t)$  и концентраций электронов  $n(z, t)$  и дырок  $p(z, t)$  для  $A = 14$  кВ/нс в различные моменты времени. Начальная концентрация электронов определяется легированием  $n$ -базы, начальная концентрация равновесных дырок незначительна. Рост электрического поля в структуре на начальном этапе обусловлен формированием двух слоев объемного заряда. Узкий (толщина несколько микрон) слой положительного заряда формируется в левом сильно легированном  $n^+$ -слое вследствие экстракции основных носителей (рис. 3). Слой отрицательного заряда в правой части  $n$ -базы формируется инжекцией электронов в базу из правого  $n^+$ -слоя. Формирование этого слоя хорошо иллюстрирует профиль  $n(z, t)$ , отвечающий моменту времени  $t = 300$  пс, для которого лавинное размножение носителей еще несущественно (рис. 3).



**Рис. 3.** Пространственные распределения электрического поля и концентраций электронов и дырок в различные моменты времени при  $A = 14 \text{ kV/ns}$ . Указаны моменты времени в пикосекундах, к которым относится каждая кривая.

Отрицательно заряженный слой имеет толщину порядка  $\sim 10 \mu\text{m}$ . Эта толщина увеличивается при уменьшении  $A$  вместе с увеличением времени задержки переключения. Пространственная неоднородность электрического поля в правой части  $n$ -базы связана именно с пространственным зарядом электронов в этом слое. Существенная ударная ионизация электронами начинается при напряженности электрического поля более  $200 \text{ kV/cm}$  и наглядно проявляется в росте концентрации дырок ( $t = 385 \text{ ps}$ ). К моменту начала быстрого процесса переключения напряженность поля достигает  $\sim 500 \text{ kV/cm}$  ( $t = 385 \text{ ps}$ ). Последующий процесс лавинного переключения развивается практически однородно во всей  $n$ -области. В течение времени  $\sim 100 \text{ ps}$  концентрации электронов и дырок сравниваются, достигнув величины  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , а напряженность электрического поля в большей части структуры уменьшается до величины менее  $10 \text{ kV/cm}$  ( $t = 500 \text{ ps}$ ). Таким образом, можно говорить о генерации проводящей электронно-дырочной плазмы. Узкая ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) область сильного поля сохраняется у  $n^+ - n$ -границы и после переключения ( $t = 500 - 900 \text{ ps}$ ), однако ударная ионизация в этой области уже не оказывает влияния на проводимость структуры.

Расчеты показывают, что на этапе роста напряжения пространственная неоднородность поля  $E(z)$  увеличивается с уменьшением  $A$ . Это обусловлено тем, что с уменьшением  $A$  задержка переключения увеличивается, в силу чего инжектированные из правого  $n^+$ -слоя электроны глубже проникают в  $n$ -слой и сильнее искажают распределение поля. Таким образом, при уменьшении  $A$  трапециевидный „предпробойный“ профиль  $E(z)$  (см., например, рис. 2,  $t = 385 \text{ ps}$ ) постепенно трансформируется в почти треугольный. В свою очередь, это приводит к уменьшению напряжения переключения и менее эффективной ионизации. Как следствие, при уменьшении  $A$  концентрация неравновесных электронов и дырок после переключения снижается (до  $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  при  $A = 5 \text{ kV/ns}$ ), а напряженность электрического поля увеличивается. Отметим, что плотность тока  $j = U_m / (RS) = 14 \text{ kA/cm}^2$ , однозначно заданная параметрами импульса, величиной нагрузки и площадью поперечного сечения, требует для переноса в структуре концентрации неравновесных носителей в структуре не менее  $n = p = j / qv_s = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . При уменьшении неравновесной концентрации ниже этой величины метастабильное проводящее состояние после переключения невозможно. Минимальное значение скорости роста напряжения  $A$ , необходимое для успешного переключения структуры,

определяется именно описанными выше эффектами и для выбранных параметров структуры составляет  $A = 4-5 \text{ kV/ns}$ . Эта величина в несколько раз больше, чем для сопоставимой  $p^+-n-n^+$ -диодной структуры.

Минимальная амплитуда импульса, необходимого для переключения  $n^+-n-n^+$ -структуры, может быть оценена как величина напряжения  $V(t)$ , отвечающая моменту начала переключения. Эта величина составляет  $3-5 \text{ kV}$  и растет с увеличением  $A$  (рис. 2). Сопоставимая диодная  $p^+-n-n^+$ -структура имеет меньшее напряжение переключения  $\sim 2 \text{ kV}$  [7].

Перечислим принципиальные отличия описанного выше сверхбыстрого лавинного переключения  $n^+-n-n^+$ -структуры от известного эффекта задержанного ударно-ионизационного пробоя диодных  $p^+-n-n^+$ -структур. Во-первых, в диодной структуре процесс быстрого переключения начинается в полностью обедненной обратносмещенной структуре вследствие размножения малочисленных начальных носителей, источник которых однозначно не установлен [8]. Напротив, в  $n^+-n-n^+$ -структуре исходно имеется значительная концентрация основных носителей. Во-вторых, в обедненной  $p^+-n-n^+$ -структуре электрическое поле существенно неоднородно и принимает максимальное значение вблизи  $p-n$ -перехода. Это может обуславливать волновой характер пробоя, который начинается в области сильного поля и затем двигается через  $n$ -базу в виде волны ударной ионизации [2,3]. Напротив, в  $n^+-n-n^+$ -структуре распределение электрического поля на этапе подъема напряжения в высокой степени пространственно однородно, и лавинный пробой не имеет волнового характера. Наши расчеты показывают, что это не является препятствием для достижения субнаносекундных времен переключения. В-третьих, для сверхбыстрого лавинного переключения  $n^+-n-n^+$ -структуры требуются существенно большие амплитуда и скорость нарастания импульса напряжения, чем для сопоставимой диодной структуры.

Таким образом, на примере кремниевой структуры нами показана принципиальная возможность субнаносекундной ударно-ионизационной генерации больших ( $\sim 10^{-3} \text{ см}^3$ ) объемов электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых образцах без  $p-n$ -переходов с помощью быстро нарастающего киловольтного импульса напряжения. Переключение в проводящее состояние длится  $100-200 \text{ ps}$  и сопровождается эффектом обострения приложенного импульса.

Моделирование проведено с помощью программного обеспечения SILVACO [9], для коэффициентов ударной ионизации была выбрана модель [10]. Влияние аппроксимации для коэффициентов ударной ионизации на характеристики переключения станет предметом дальнейших исследований.

Авторы признательны В.И. Брылевскому, И.В. Грехову и И.А. Смирновой за многочисленные полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 950–953.
- [2] *Kardo-Sysoev A.F.* // New Power Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses, in Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. J.D. Taylor. Boca Raton, London, New York, Washington: CRS Press, 2001.
- [3] *Levinshtein M., Kostamovaara J., Vainshtein S.* // Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductor devices. London: World Scientific, 2005.
- [4] *Focia R.J., Schamiloghu E., Flederman C.B.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 138–144.
- [5] *Grekhov I.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. P. 1118–1123.
- [6] *Месяц Г.А., Насибов А.С., Шнак В.Г.* и др. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. В. 6. С. 1162–1168.
- [7] *Брылевский В.И., Смирнова И.А., Родин П.Б., Грехов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 8. С. 80–87.
- [8] *Rodin P., Rodina A., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. N 9. P. 094506.
- [9] <http://www.silvaco.com>
- [10] *Valdinoci M., Ventura D., Vecchi M.C.* et al. // Proceedings of the International Conference on Simulations of Semiconductor Processes and Devices SISPAD'99. Kyoto, Japan. Sept. 6-8. 1999. P. 27–30.