

Влияние облучения электронами высокой энергии на характеристики ударных токов высоковольтных интегрированных 4H-SiC *p-n*-диодов Шоттки

© А.А. Лебедев¹, В.В. Козловский², П.А. Иванов¹, М.Е. Левинштейн¹, А.В. Зубов³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

³ Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Shura.Lebe@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 16 мая 2019 г.

В окончательной редакции 24 мая 2019 г.

Принята к публикации 24 мая 2019 г.

Исследовано влияние облучения высоковольтных (рабочее напряжение 1700 В) интегрированных 4H-SiC *p-n*-диодов Шоттки электронами высокой энергии (0.9 МэВ) на характеристики ударных токов в микросекундном диапазоне длительности импульсов прямого тока. С ростом дозы Φ порог инжекции дырок монотонно повышается, а уровень модуляции базы неосновными носителями (дырками) монотонно понижается. При $\Phi = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ инжекция дырок не наблюдается вплоть до значений прямого напряжения $\sim 30 \text{ В}$ и плотности прямого тока $j \approx 9000 \text{ А/см}^2$.

Ключевые слова: карбид кремния, диоды Шоттки, электронное облучение, ударные токи.

DOI: 10.21883/FTP.2019.10.48306.9160

1. Введение

Мощные высоковольтные карбид-кремниевые диоды Шоттки в последние годы стали важными элементами высокотемпературной, высоковольтной и радиационно устойчивой электроники. Они нашли применение в автомобильной и авиационной электронике, коммутаторах солнечных преобразователей большой площади, преобразователях в устройствах питания компьютеров, системах коррекции коэффициентов мощности и т.д. Основными преимуществами диодов Шоттки (ДШ) являются высокая скорость переключения и очень малые потери энергии при переключении. Блокирующее напряжение SiC ДШ может достигать нескольких киловольт [1,2].

Основным недостатком „классических“ ДШ по сравнению с выпрямительными *p-n*- и *p-i-n*-диодами является большой ток утечки при обратном напряжении и отсутствие модуляции сопротивления базы при протекании экстремально больших ударных токов. Поэтому в настоящее время высоковольтные мощные SiC ДШ всегда создаются как структуры, в которых области с контактом металл-полупроводник, образующие барьеры Шоттки, чередуются с областями *p-n*-переходов (интегрированные *p-n*-диоды Шоттки, Merged *p-i-n*-Schottky (MPS), Junction Barrier Schottky (JBS) [3,4]). Области *p-n*-переходов расположены так близко друг к другу, что при приложении обратного напряжения объемные заряды соседних переходов смыкаются. В результате ток утечки определяется обратным током *p-n*-переходов, на много порядков

меньшим, чем ток обратно смещенных барьеров металл-полупроводник.

В номинальных рабочих режимах прямой ток через прибор определяется практически только током через участки ДШ. Однако при пропускании прямых токов, существенно превышающих номинальное значение, реализуется инжекция неосновных носителей из *p*-областей *p-n*-переходов, сопротивление базы оказывается промодулированным, и падение напряжение на приборе существенно уменьшается по отношению к случаю „классического“ ДШ, обеспечивая возможность выдерживать значительные токи перегрузки (ударные токи) [3,5–7]. Режимы токовой перегрузки нередко возникают при работе мощных схем вследствие короткого замыкания или сверхмощных электромагнитных разрядов.

При создании JBS диодов должен быть обеспечен компромисс между величиной обратного тока, относительными площадями, занятыми ДШ и *p-n*-переходами, способностью выдерживать значительные ударные токи и ограничением инжекции при относительно небольших прямых смещениях [8]. В работе [8] были исследованы характеристики SiC JBS диодов в режиме ударных токов в температурном диапазоне 297–460 К.

Радиационная стойкость полупроводниковых приборов по отношению к различным типам облучения часто является параметром, определяющим возможность применения прибора в космической и авиационной электронике и в электронных системах ядерных реакторов. Исследованию влияния различных типов излучения, включая γ -излучение, облучение протонами, ионами

высоких энергий и электронами, на свойства 4H-SiC и приборов на его основе посвящено довольно много работ. Влияние облучения электронами на параметры 4H-SiC диодов Шоттки при работе в номинальных режимах исследовалось в работах [9–11].

В настоящей работе впервые исследовано влияние облучения электронами высокой энергии (0.9 МэВ) на параметры 4H-SiC JBS при комнатной температуре в режиме ударных токов микросекундной длительности.

2. Условия эксперимента

Образцы 4H-SiC JBS диодов изготавливались на основе коммерческих структур CPW3-1700S010 с рабочим напряжением 1700 В и номинальной величиной прямого тока 10 А [12]. На анодном контакте с помощью слоя фоторезиста формировались структуры диаметром $d = 250\text{--}330\text{ мкм}$, после чего металлизация с остальной площади контакта стравливалась. Через полученные таким способом JBS диоды с рабочей площадью $(4.9\text{--}8.5) \cdot 10^{-4}\text{ см}^2$ пропускались одиночные импульсы прямого тока с фронтом нарастания $\sim 80\text{ нс}$ длительностью $t_p = 4\text{ мкс}$. Последовательно с исследуемыми диодами включалось высокочастотное сопротивление $R_L = 50\text{ Ом}$. Во всех исследованных режимах такое включение обеспечивало режим генератора тока.

Образцы облучались электронами с энергией 0.9 МэВ в импульсном режиме при длительности импульсов 330 мкс с частотой следования импульсов 500 Гц. Плотность тока пучка электронов составляла 12.5 мкА/см^2 . Дозы облучения Φ лежали в диапазоне $2 \cdot 10^{15} < \Phi \leq 1.5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$. Термообработка после облучения не проводилась. При толщине базы диодов $W = 18\text{ мкм}$ и пробеге электронов с энергией 0.9 МэВ в SiC $\sim 1000\text{ мкм}$ созданные облучением дефекты генерируются равномерно во всем объеме образца.

3. Результаты и обсуждение

Номинальная плотность постоянного тока при 25°C для исследуемых структур $j_n \approx 150\text{ А/см}^2$, максимальная плотность периодически повторяющегося импульсного прямого тока длительностью $t = 10\text{ мс}$, $j_{\text{тр}} \approx 600\text{ А/см}^2$ и максимальная плотность одиночного импульса прямого тока $j_{\text{сп}} \approx 800\text{ А/см}^2$ [12]. В экспериментах с фронтом нарастания импульса $\sim 80\text{ нс}$ и длительностью $t_p = 4\text{ мкс}$ никакой инжекции дырок из прямосмещенных p -областей структуры не наблюдалось ни при каких значениях дозы Φ вплоть до значений плотности тока $j \approx 3500\text{ А/см}^2$. В качестве примера на рис. 1 показаны осциллограммы напряжения на диоде (нижняя кривая) и суммарного напряжения на диоде и нагрузочном сопротивлении $R_L = 50\text{ Ом}$ (верхняя кривая) при плотности тока $j \approx 3500\text{ А/см}^2$ и дозе $\Phi = 0.5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$.

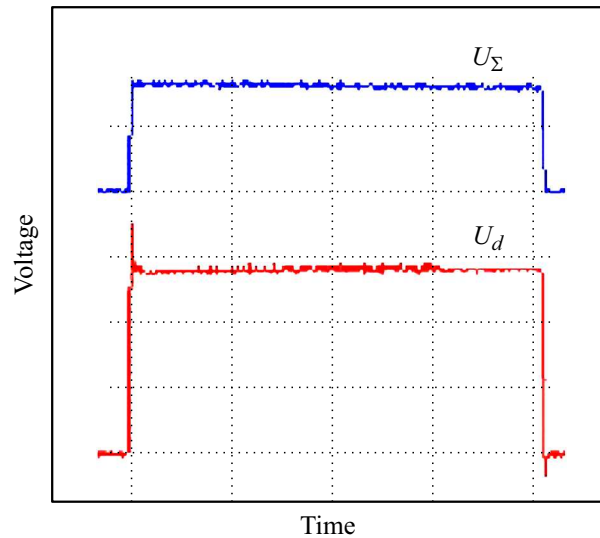


Рис. 1. Осциллограммы при плотности тока $j \approx 3500\text{ А/см}^2$ и дозе $\Phi = 0.5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$. Нижняя кривая — напряжение на диоде (U_d); верхняя кривая — суммарное напряжение на диоде и нагрузочном сопротивлении $R_L = 50\text{ Ом}$ (U_Σ). Горизонтальная шкала — 1 мкс/дел; вертикальная шкала для верхней кривой — 100 В/дел; для нижней кривой — 5 В/дел.

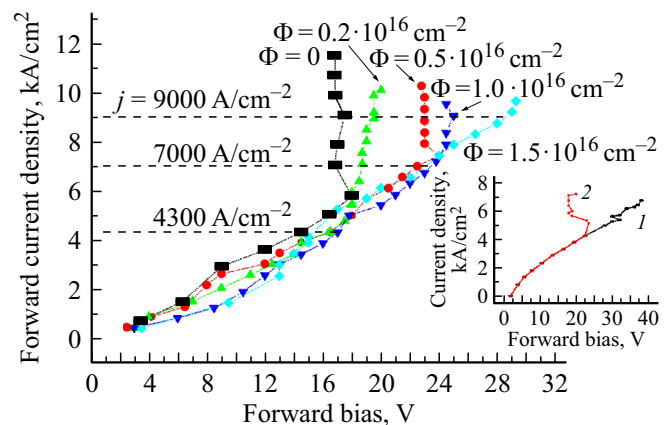


Рис. 2. Зависимости прямого тока через образец от напряжения, измеренные через 4 мкс после начала прямого импульсного смещения при различных значениях дозы Φ . Пунктирными прямыми отмечены характерные значения плотности тока (см. рис. 3). На вставке показана зависимость тока от напряжения, измеренная через 120 нс (кривая 1) и через 3 мкс (кривая 2) после начала импульса [8].

Из рис. 1 видно, что временная зависимость напряжения на диоде с высокой точностью повторяет заданную нагрузочным сопротивлением зависимость тока через диод от времени. Такая ситуация свидетельствует об отсутствии какой-либо инжекции [8].

На вставке к рис. 2 показаны результаты, полученные в работе [8] для необлученных диодов ($\Phi = 0$) при комнатной температуре. Кривая 1 на вставке показывает зависимость прямого тока через диод от приложенного напряжения, измеренную через 120 нс после начала импульса [8].

Как видно из кривой 1 на вставке к рис. 2, никаких явлений, связанных с инжекцией дырок не наблюдалось даже при смещениях $U \geq 30$ В [8]. В настоящей работе на зависимостях тока от напряжения, измеренных через 200 нс после начала импульса, также не наблюдалось никаких особенностей, связанных с инжекцией дырок во всем диапазоне доз облучения $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \leq \Phi \leq 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ вплоть до напряжений на образце ~ 30 В. Как ясно из кривой 2 на вставке к рис. 2, в действительности инжекция начинается при заметно меньших напряжениях. Однако требуется время порядка нескольких микросекунд, чтобы инжектированные дырки могли промодулировать сопротивление базы и обусловить резкий рост тока.

Как видно из рис. 2, в том случае, когда зависимости тока от напряжения измеряются через 4 мкс после начала импульса, облучение оказывает существенное влияние на вид зависимости $I(U)$. С ростом дозы Φ напряжение, при котором ток начинает резко возрастать с увеличением напряжения за счет модуляции базы дырками, монотонно увеличивается.

Анализ динамики изменения тока со временем в процессе модуляции базы дырками показывает, что влияние облучения не сводится только к росту порога начала модуляции (рис. 3) Верхний ряд осциллограмм ($\Phi = 0$) демонстрирует зависимости, совпадающие с данными, полученными в работе [8]. При плотности тока 4300 А/см^2 (нижняя пунктирная кривая на рис. 2) наблюдается некоторое увеличение падения напряжения от времени, обусловленное разогревом структуры. Оценка перегрева диода ΔT может быть получена из предположения, что вся тепловая энергия $A = I \cdot U_d \cdot t_p$ выделяется в базе и распространяется за время импульса на характерную длину тепловой диффузии $L_T = \sqrt{\chi t_p}$. Здесь I — ток через диод, $\chi = K/\rho C$, где k — теплопроводность, ρ — плотность, C — теплоемкость $4H\text{-SiC}$:

$$\Delta T \approx \frac{A}{C(T)\rho[W + L_T(T)]\pi[d/2 + L_T(T)]^2}. \quad (1)$$

При комнатной температуре $\rho = 3.21 \text{ г/см}^3$, $C(300 \text{ К}) = 0.69 \text{ Дж/гК}$, $\chi(300 \text{ К}) = 1.7 \text{ см}^2/\text{с}$ [13]. Тогда при $t_p = 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ $L_T(300) \approx 26 \text{ мкм}$. Так как $L_T \ll d/2$, для оценки можно учесть распространение тепла только вглубь, по направлению к подложке. Это позволяет оценивать перегрев диодов разной площади при одинаковом токе I по упрощенной формуле:

$$\Delta T \approx \frac{jU_d t_p}{C(T)\rho[W + L_T(T)]}.$$

Тогда при $W \approx 18 \text{ мкм}$, $j = 4300 \text{ А/см}^2$, $U_d = 14.5 \text{ В}$ (рис. 2) перегрев составит $\Delta T \approx 25 \text{ К}$. Температурная зависимость подвижности электронов в $4H\text{-SiC}$ вблизи 300 К следует закону $\mu(T) = \mu(300) \left(\frac{300}{300 + \Delta T}\right)^{2.07}$ [13]. При $\Delta T \approx 25 \text{ К}$ уменьшение подвижности за счет роста температуры $\Delta\mu$ составляет $\sim 15\%$. Наблюдающийся при $\Phi = 0$ и $j = 4300 \text{ А/см}^2$ рост U_d к концу импульса

меньше и равен $\sim 5\%$. Это обстоятельство обусловлено тем, что донорный уровень азота в $4H\text{-SiC}$ с глубиной залегания $\sim 0.1 \text{ эВ}$ [14] при комнатной температуре ионизован не полностью. Рост концентрации электронов с возрастанием температуры частично компенсирует падение подвижности.

Как видно из рис. 2, плотности тока $j = 7000 \text{ А/см}^2$ и дозе $\Phi = 0$ соответствует участок достаточно эффективной инжекции дырок. Как показано в работе [8], при „промежуточных“ значениях плотности тока инжекция дырок начинается с некоторой задержкой по отношению к началу импульса. Как видно из среднего рисунка в верхнем ряду, при $j = 7000 \text{ А/см}^2$ напряжение на диоде начинает расти вследствие термического разогрева. Однако последующая инжекция дырок приводит к тому, что напряжение начинает со временем падать. Как отмечалось в работе [8], время „задержки“ инжекции флуктуирует от импульса к импульсу при заданной плотности тока (джиттер). С дальнейшим ростом плотности тока начало инжекции смещается к переднему фронту импульса. Заметим, что, несмотря на заметный разогрев, напряжение на диоде монотонно падает со временем, демонстрируя продолжающуюся модуляцию базы дырками.

Для доз $\Phi = 0.2 \cdot 10^{16}$ и $0.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ наблюдающаяся динамика изменения напряжения на диоде со временем качественно совпадает с ситуацией при $\Phi = 0$. Это обстоятельство представляется естественным, если учесть, что скорость удаления электронов („removal rate“) из базы, η_e под влиянием облучения в исследуемых структурах составляет $\sim 0.2 \text{ см}^{-1}$ [11]. Таким образом, даже при дозе $\Phi = 0.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ уменьшение концентрации электронов в базе не превышает $\delta n = \eta\Phi \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и при исходной концентрации $n_0 \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ составляет $\sim 30\%$. Тем не менее наблюдается заметное увеличение порогового напряжения, при котором начинается резкое возрастание тока, т.е. инжекция дырок (рис. 2).

Осциллограммы для случая $\Phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ представлены в среднем ряду рис. 3. Как видно из рисунка, при плотности тока $j = 4300 \text{ А/см}^2$ возрастание напряжения U_d со временем не наблюдается (ср. со случаем $\Phi = 0$). При той же плотности тока падение напряжения на диоде U_d , а следовательно, и перегрев ΔT к концу импульса в случае $\Phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ больше, чем при $\Phi = 0$. Таким образом, ясно, что падение подвижности с ростом температуры T компенсируется каким-то другим механизмом, повышающим концентрацию электронов с увеличением T . Таким механизмом может являться тепловая генерация электронов с относительно неглубоких уровней, созданных электронным облучением [15,16].

Значению $j = 7000 \text{ А/см}^2$ и $\Phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, как можно было бы заключить из рис. 2, соответствует порог дырочной инжекции. Однако из соответствующей осциллограммы рис. 3 видно, что дырочная инжекция в действительности начинается в этом случае в самом начале импульса тока: напряжение на диоде U_d начинает

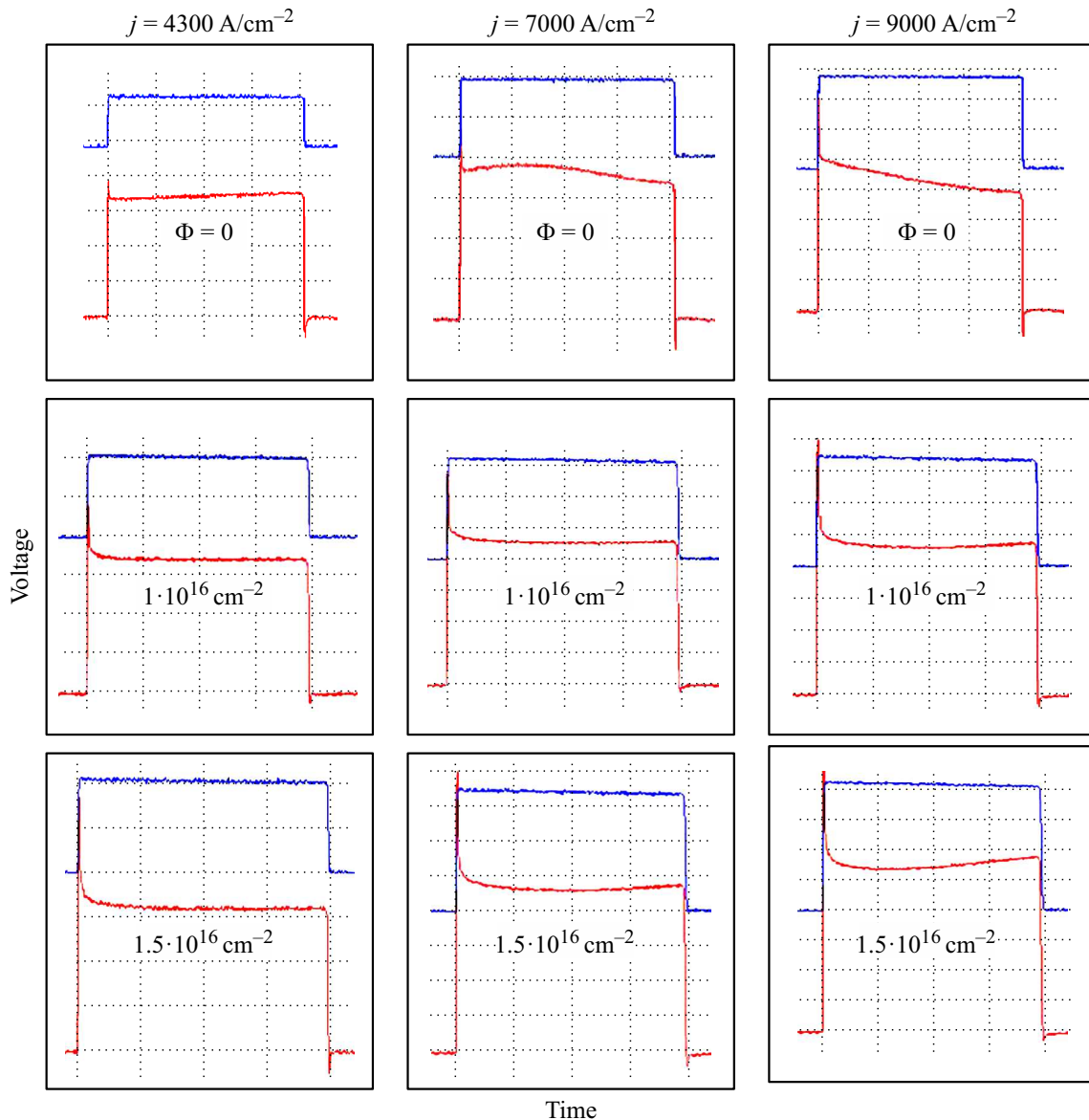


Рис. 3. Осциллограммы при трех характерных значениях плотности тока j (A/cm^2): 4300, 7000, 9000 и трех значениях дозы Φ (cm^{-2}): 0, $1 \cdot 10^{16}$, $1.5 \cdot 10^{16}$. Верхние кривые на осциллограммах — суммарное напряжение на диоде и нагрузочном сопротивлении $R_L = 50 \text{ Ом}$. Нижние кривые — напряжение на диоде U_d (ср. с рис. 1).

слегка падать со временем. Однако, качественное отличие от случая $\Phi = 0$, слабое падение U_d сменяется столь же слабым ростом напряжения. Качественно такая же, но более четко выраженная картина наблюдается при $\Phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ для случая $j = 9000 \text{ A}/\text{cm}^2$, когда, как следует из рис. 2, резкое возрастание тока с напряжением, т. е. дырочная инжекция, выражено вполне отчетливо.

Отмеченные тенденции выражены еще более отчетливо при $\Phi = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Хотя из рис. 2 можно заключить, что при этом значении Φ дырочная инжекция еще не начинается даже при $j = 9000 \text{ A}/\text{cm}^2$, осциллограммы показывают, что на самом деле инжекция дырок имеет место уже при $j = 7000 \text{ A}/\text{cm}^2$.

Заметим, что при $\Phi = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ остаточная концентрация свободных электронов составляет

$n = n_0 - \eta\Phi \approx 1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. При $\Phi = 2.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ концентрация электронов в базе формально будет „равняться нулю“, что на практике соответствует очень малой величине, определяемой генерацией электронов с уровня $Z_{1/2}$ с энергией активации $\sim 0.6 \text{ эВ}$ (см. [11] и ссылки в этой работе).

4. Заключение

Таким образом можно сделать вывод, что облучение высоковольтных интегрированных 4H-SiC p - n -диодов Шоттки электронами высокой (0.9 МэВ) энергии качественно влияет на характеристики ударных токов в микросекундном диапазоне длительности импульсов.

С ростом дозы Φ порог инжекции дырок монотонно повышается, а уровень модуляции базы неосновными носителями (дырками) монотонно понижается. Полученные результаты свидетельствуют о важности изучения влияния электронного облучения на параметры ударных токов в режиме повторяющихся и одиночных импульсов перегрузки „промышленной длительности“ 8–10 мс [12].

Финансирование работы

Работа частично подержана грантом Российского научного фонда, проект № 16-12-10106.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B.A. Hull, J.J. Sumakeris, M.J. O'Loughlin, Q. Chang, J. Richmond et al. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**, 1864 (2008).
- [2] J. Wang, Yu Du, S. Bhattacharya, A.Q. Huang. *IEEE Energy Conversion Congress and Exposition Conf.* (San Jose, CA, USA, 2009) с. 488. DOI: 10.1109/ECCE.2009.5315963
- [3] J. Baliga. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **8**, 407 (1987).
- [4] П.А. Иванов, И.В. Грехов, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова, Н.Д. Ильинская, О.И. Коньков, О.Ю. Серебренникова. *ФТП*, **44**, 653 (2010).
- [5] A. Perez-Tomas, P. Brosselard, J. Hassan, X. Jorda et al. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 125004 (2008).
- [6] C. Buttay, C. Raynaud, H. Morel, G. Civrac, M.-L. Locatelli, F. Morel. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **59**, 761 (2012).
- [7] J.D. Caldwell, R.E. Stahlbush, E.A. Imhoff, K.D. Hobart, M.J. Tadjer, Q. Zhang, A. Agarwal. *Appl. Phys.*, **106**, 044504 (2009).
- [8] J.W. Palmour, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, Q.J. Zhang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, 235103 (2015).
- [9] H. Kaneko, T. Kimoto. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 262106 (2011).
- [10] E. Omotoso, W.E. Meyer, F.D. Auret, A.T. Paradzah, M. Diale, S.M.M. Coelho, P.J. Janse van Rensburg. *Mater. Sci. Semicond. Processing*, **39**, 112 (2015).
- [11] V.V. Kozlovski, A.A. Lebedev, M.E. Levinshtein, S.L. Rummyantsev, J.W. Palmour. *Appl. Phys. Lett.*, **110**, 083503 (2017).
- [12] <http://www.cree.com/~media/Files/Cree/Power/Data%20Sheets/CPW31700S010B.pdf>
- [13] M.E. Levinshtein, S.L. Rummyantsev, M.S. Shur. Editors. *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe* (John Wiley & Sons, Inc., N.Y., 2001).
- [14] G. Pensl, F. Giobanu, T. Frank, M. Krieger, S. Reshanov, F. Schmid, M. Weidner. In: *SiC Materials and Devices*, M. Shur, S. Rummyantsev, M. Levinshtein (eds) (World Scientific, Singapore–New Jersey–London–Hong Kong, 2006).
- [15] A.A. Lebedev, A.I. Veinger, D.V. Davydov, V.V. Kozlovski, N.S. Savkina, A.M. Strel'chuk. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6265 (2000).
- [16] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3780 (2004).

Редактор А.Н. Смирнов

Impact of high energy electron irradiation on surge currents in 4H-SiC JBS Schottky diodes

A.A. Lebedev¹, V.V. Kozlovski², P.A. Ivanov¹, M.E. Levinshtein¹, A.V. Zubov³

¹ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

² Department of Experimental Physics, St. Petersburg State Polytechnic University,

195251 St. Petersburg, Russia

³ National Research University of Information Technologies, Mechanics, and Optics, 197101 St. Petersburg, Russia

Abstract The effect of high energy (0.9 MeV) electron irradiation on surge currents of high-voltage 4H-SiC JBS was investigated in the microsecond range of the forward current pulses duration. With irradiation dose Φ growth, the threshold of hole injection monotonically increases, and the base modulation level by minority carriers (holes) decreases. At $\Phi = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, the hole injection is not observed up to forward voltage values of $\sim 30 \text{ V}$ and forward current density $j \approx 9000 \text{ A/cm}^2$.