

# Температурная зависимость скорости удаления носителей в 4H-SiC

© С.Ю. Давыдов<sup>1</sup>, К.С. Давыдовская<sup>1</sup>, В.В. Козловский<sup>2</sup>, А.А. Лебедев<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 16 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 1 августа 2024 г.

Принята к публикации 30 октября 2024 г.

Рассмотрена температурная зависимость скорости удаления носителей в политипе 4H-SiC при его облучении электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ. Обнаружено, что эта зависимость носит экспоненциальный характер с энергиями активации 49–76 мэВ. Показано, что данные величины близки к энергиям акустических фононов в SiC. Высказано предположение, что акустические фононы могут стимулировать процесс отжига радиационных дефектов.

**Ключевые слова:** SiC, облучение электронами и протонами, аннигиляция структурных дефектов, акустические фононы.

DOI: 10.61011/FTP.2024.09.59306.6289A

## 1. Введение

Известно, что приборы на основе широкозонных полупроводников, таких как политипы карбида кремния, обладают большим диапазоном рабочих температур [1]. Поэтому исследование радиационной стойкости подобных приборов в случае работы при повышенных температурах представляет большой практический интерес [2,3]. В работах [4,5] было показано, что радиационная стойкость 4H-SiC значительно возрастает, если облучение осуществлялось при температурах 500–800 К. В качестве характеристики радиационной стойкости материала наиболее часто используется скорость удаления носителей, введенная еще в середине 70-х годов [6], определяемая как

$$V_d = (N_0 - N)/D, \quad (1)$$

где  $N_0$  — концентрация электронов в зоне проводимости карбида кремния  $n$ -типа до облучения (или дырок в валентной зоне карбида кремния  $p$ -типа),  $N < N_0$  — концентрация носителей после облучения,  $D$  — доза облучения. Ранее было установлено, что при холодном облучении 4H-SiC зависимость  $N(D)$  является линейной [7] и параметр не зависит от дозы облучения.

## 2. Образцы и эксперимент

Для исследования были использованы промышленные 4H-SiC интегральные диоды Шоттки (JBS — Junction Barrier Schottky, „контакт Шоттки– $p$ – $n$ -переход“)  $n$ -типа проводимости с блокирующим напряжением 1700 В производства компании CREE. Концентрация нескомпенсированной донорной примеси в исходных приборах до облучения составляла

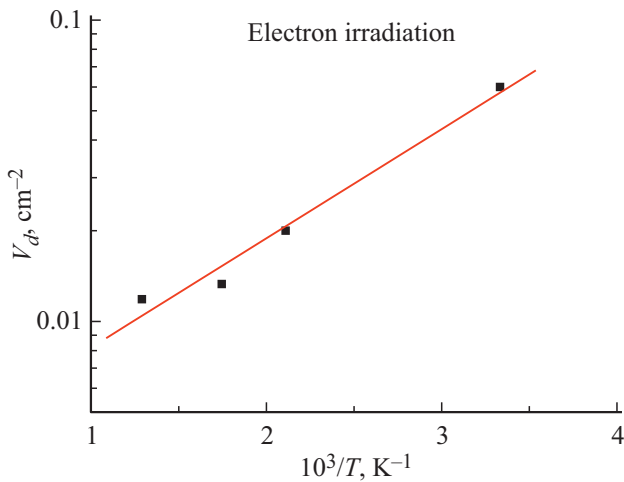
$\sim 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Облучение проводилось электронами (энергия 0.9 МэВ, дозы до  $1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , температуры облучения 300–800 К) и протонами (энергия 15 МэВ, дозы до  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , температуры облучения 300–700 К). Значения определялись путем измерений величин и методом вольт-фарадных характеристик. Точность измерения концентраций составляла  $\pm 10\%$ . На основе полученных экспериментальных данных были рассчитаны значения скорости удаления носителей для каждой из температур облучения по формуле (1). В случае облучения двумя разными дозами при одной температуре вычислялось среднее значение. Полученные результаты представлены на рис. 1 и 2. Из рисунков следует, что обе зависимости носят активационный характер: значение энергии активации  $E_{\text{act}}$  при облучении электронами составляет  $\sim 49$  мэВ, а при облучении протонами — 76 мэВ. Таким образом, имеем

$$V_d(T) \propto \exp(E_{\text{act}}/k_B T). \quad (2)$$

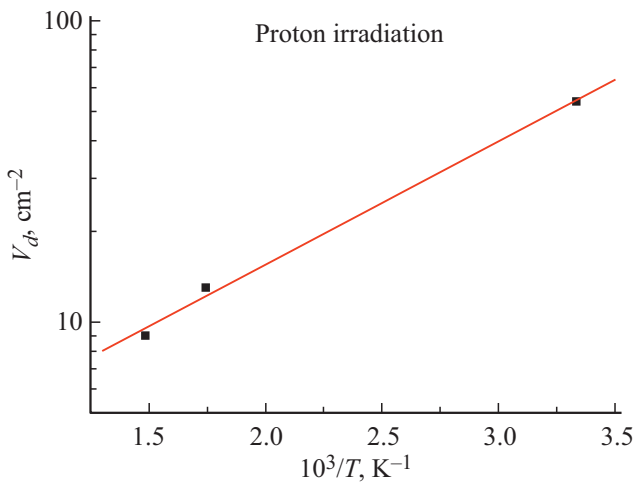
## 3. Результаты и обсуждение

Основной вопрос теории состоит в объяснении низких значений  $E_{\text{act}}$ , на порядок меньших, чем барьеры для миграции дефектов в 4H-SiC [8]. Отметим, что найденные значения  $E_{\text{act}}$  практически совпадают с энергиями акустических фононов политипов SiC:  $\omega_{\text{TA}}(\Gamma) = 32–33$ ,  $47–51$ ,  $46–54$  и  $\omega_{\text{LA}}(X) = 76$ ,  $77$ ,  $77$  мэВ соответственно для политипов 3C, 4H, 6H [9].

Далее, согласно данным работы [10], безызлучательный захват электрона проводимости глубоким уровнем ловушки в запрещенной зоне, отвечающий потере энергии, сопровождается выделением вблизи дефекта колебательной энергии того же порядка. Во-первых, покажем



**Рис. 1.** Зависимость скорости удаления носителей от температуры облучения электронами с энергией 0.9 МэВ.



**Рис. 2.** Зависимость скорости удаления носителей от температуры облучения протонами с энергией 15 МэВ.

на простом примере, что возникающие при этом локальные колебания стимулируют диффузию атомов дефекта (что приводит к возможности его аннигиляции). Пусть вероятность диффузионного скачка атома в отсутствие колебаний решетки равна  $f_0 \sim \exp(-U/k_B T)$ , где  $U$  — величина диффузионного барьера [11]. Предположим, для простоты, что в полупериод сжатия области вблизи дефекта диффузионный барьер повышается на величину  $u$ , а в следующий полупериод растяжения понижается на ту же величину. Тогда для периода колебаний вероятность диффузионного скачка равна  $f/f_0 \sim \cosh(u/k_B T)$ . Следовательно, с ростом температуры количество дефектов уменьшается и  $N \rightarrow N_0$ . Строгое рассмотрение дает

$$f/f_0 = I_0(u/k_B T) > 1,$$

где  $I_0(\alpha) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\alpha/2)^{2k}}{(k!)^2}$  — модифицированная функция Бесселя, имеющая при  $\alpha \gg 1$  асимптотику  $I_0 \sim \exp(\alpha)/\sqrt{2\pi\alpha}$  [12]. Отметим, что с экспоненци-

альной точностью отношение  $f/f_0$  равно отношению соответствующих коэффициентов диффузии  $D/D_0$  [9].

Оценим теперь значение  $u$ , положив, в соответствии с моделью диффузии [13],  $u \sim |\partial E_b/\partial a|\Delta a$ , где  $E_b$  и  $a$  — энергия и длина связи Si–C,  $\Delta a$  — амплитуда акустического фонона. Воспользовавшись результатами работы [14], получим  $u \sim |E_b|(\delta a/a)$ , где мы пренебрегли слабой полярностью связи Si–C. Последнее соотношение можно переписать в виде  $u/U \sim \delta a/a$ . Для оценки значения отношения  $\delta a/a$  воспользуемся формулой Линдемана:

$$\delta a/a = \sqrt{9\hbar^2 T/Mk_B \Theta r_s^3},$$

где  $M$  — приведенная масса „молекулы“ SiC,  $r_s$  — радиус элементарной ячейки,  $\Theta$  — температура Дебая, которую можно переписать в виде  $\delta a/a = \sqrt{T/T_m}$ , где  $T_m$  — температура плавления [15]. Так как  $(\delta a/a)_{\max} \approx 0.20-0.25$  [15] и  $T_m \sim 3100$  К [9], при  $T = 500$  К получаем  $u/U \sim 0.1$ . Так как  $U \sim 1$  эВ [8,16,17], получаем  $u \sim 100$  мэВ, что по порядку величины соответствует экспериментальным значениям энергии активации. Альтернативный вариант объяснения наблюдаемых зависимостей связан с увеличением сечения  $\sigma \propto \exp(-w/k_B T)$  многофононного захвата электрона (дырки) локальным уровнем с ростом температуры [10]: где  $w$  — характерная энергия решетки. Предполагая  $V_d \propto \sigma^{-1}$  и  $w = E_{\text{act}}$ , получаем выражение (2). В рамках этого механизма в работе [18] для GaAs и GaP было получено значение  $E_{\text{act}} = 0-0.56$  эВ. Таким образом, оба предлагаемых варианта объяснений связаны с локальными акустическими фононами, возникающими в кристалле при его облучении при повышенных температурах. В подтверждение предлагаемой здесь „фононной версии“ наблюдаемого эффекта можно привести работы по GaAs, GaP [18] и Si [19], где для объяснения малых энергий активации также привлекались акустические фононы.

#### 4. Заключение

В работе показано, что скорость удаления носителей при облучении SiC при повышенных температурах носит активационный характер. Значение энергии активации составляет 49 мэВ (при облучении электронами) и 76 мэВ (при облучении протонами), что близко к энергии акустического фонона в SiC. Известно, что концентрация таких фононов в кристалле растет с увеличением температуры. Высказано предположение, что локальные акустические фононы увеличивают вероятность рекомбинации образовавшихся после облучения первичных радиационных дефектов. Это приводит к появлению активационной зависимости  $V_d = F(T)$ .

Разница в величинах энергий активации при облучении электронами и протонами может быть связана с различным характером дефектообразования при двух

этих видах облучения [2]. В случае электронного облучения образуются только равномерно распределенные френкелевские пары (вакансия + междоузлия), а при протонном облучении возможно образование локальных областей с высокой концентрацией дефектов. В рамках предложенных в работе моделей различие  $E_{\text{act}}$  можно формально связать с увеличением в 2 раза деформации решетки  $\delta a$  при протонном облучении по сравнению с электронным облучением.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00003.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] А.А. Лебедев, П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Е.Н. Мохов, С.С. Нагалюк, А.Н. Анисимов, П.Г. Баранов. УФН, **189**, 803 (2019).
- [2] Е.В. Калинина. ФТП, **41**, 769 (2007).
- [3] A. Lebedev, V.V. Kozlovski, K.S. Davydovskaya, M.E. Levinshstein. Materials, **14**, 4976 (2021).
- [4] В.В. Козловский, А.Э. Васильев, К.С. Давыдовская, А.А. Лебедев. Поверхность, № 2, 1 (2019).
- [5] А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М.Е. Левинштейн, Д.А. Малевский, Г.А. Оганесян, А.М. Стрельчук, К.С. Давыдовская. ФТП, **56**, 441 (2022).
- [6] D.V.Lang. *Review of Radiation — Induced Defects in III–V Compounds*. In: *Radiation Effects in Semiconductors* (London, Institute of Physics, 1977) p. 70.
- [7] V.V. Kozlovski, A.A. Lebedev, E.V. Bogdanova. J. Appl. Phys., **117**, 155702 (2015).
- [8] J. Coutinho. Crystals, **11**, 167 (2021).
- [9] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur (eds). *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe* (John Wiley & Sons, Inc., N. Y., 2001).
- [10] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводника*. (Изд-во „ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН“, СПб., 1997).
- [11] М. Ланно, Ж. Бургуэн. *Точечные дефекты в полупроводниках* (М., Мир, 1984).
- [12] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М., Наука, 1971).
- [13] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **41**, 11 (1999).
- [14] С.Ю. Давыдов, О.В. Посредник. ФТТ, **57**, 819 (2015).
- [15] Дж. Займан. *Принципы теории твердого тела* (М., Мир, 1974).
- [16] M. Bockstedte, A. Mattausch, O. Pankratov. Phys. Rev. B, **68**, 205201 (2003).
- [17] M. Bockstedte, A. Mattausch, O. Pankratov. Phys. Rev. B, **69**, 235202 (2004).
- [18] C.N. Henry, D.V. Lang. Phys. Rev. B, **15**, 989 (1977).
- [19] J.B. Wallace, L.B.V. Aji, A.A. Martin, S.J. Shin, L. Shao. Sci. Rep., **7**, 39754 (2017).

Редактор А.Н. Смирнов

## Temperature dependence of the carrier removal rate in 4H-SiC

S.Yu. Davydov<sup>1</sup>, K.S. Davydovskaya<sup>1</sup>, V.V. Kozlovsky<sup>2</sup>, A.A. Lebedev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> A.F. Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The temperature dependence of the carrier removal rate in 4H-SiC upon irradiation with electrons with energy of 0.9 MeV and protons with energy of (15 MeV) is considered. It was found that this dependence is exponential in nature with activation energies of 49–76 meV. It is shown that these values are close to the energies of acoustic phonons in SiC. It has been suggested that acoustic phonons can stimulate the annealing of radiation defects.