

Сопротивление $4H$ -SiC барьеров Шоттки при высоких плотностях прямого тока

© П.А. Иванов[†], Т.П. Самсонова, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, О.И. Коньков, А.С. Потапов

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

(Получена 17 декабря 2014 г. Принята к печати 25 декабря 2014 г.)

Экспериментально определено сопротивление шоттки-контактов на основе $4H$ -SiC при высоких плотностях прямого тока. Измеренное сопротивление существенно больше сопротивления, которое предсказывается классическими механизмами транспорта электронов через шоттки-контакт. Выдвигается и частично обосновывается предположение о решающем вкладе туннельно-прозрачного промежуточного окисного слоя между металлом и полупроводником в сопротивление барьерного контакта.

1. Введение

Высоковольтные диоды Шоттки (ДШ) на основе $4H$ -SiC находят в последнее время все более широкое применение в силовых преобразовательных устройствах различного функционального назначения. Карбидкремниевые ДШ обладают лучшими электрическими характеристиками по сравнению с кремниевыми быстровосстанавливающимися диодами (по времени обратного восстановления) и кремниевыми и арсенид-галлиевыми ДШ (по максимальному блокируемому напряжению в обратном направлении).

К настоящему времени для $4H$ -SiC решены проблемы по формированию качественных барьеров Шоттки (БШ). При низких плотностях тока вольт-амперные характеристики (ВАХ) барьеров описываются по диодной теории термоэмиссии с коэффициентом идеальности, близким к единице [1–4]. Одним из важнейших параметров силового диода является его сопротивление в открытом состоянии. При увеличении прямого смещения нелинейное сопротивление барьера Шоттки уменьшается, однако при рабочей плотности тока сопротивление барьерного контакта может в принципе составлять значительную долю полного сопротивления диода в открытом состоянии. Цель данной работы состояла в том, чтобы экспериментально определить вклад барьерного контакта в сопротивление $4H$ -SiC ДШ при рабочих плотностях прямого тока и сопоставить экспериментальные результаты с теми, которые предсказывают классические механизмы транспорта электронов через барьерный шоттки-контакт.

2. Экспериментальные образцы и методика измерений

Диоды Шоттки (рис. 1) изготавливались на основе коммерческих эпитаксиальных $4H$ -SiC n - n^+ -структур: концентрация доноров в n -слое $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, толщина n -слоя $d_{\text{epi}} = 5 \text{ мкм}$. Технология изготовления диодных

чипов состояла в следующем. Вначале поверхность эпитаксиального слоя пассивировалась слоем собственного окисла SiO_2 , который выращивался в потоке сухого кислорода при температуре 1150°C в течение 9 ч. Затем формировался никелевый омический контакт к шлифованной с обратной стороны подложке: слой никеля толщиной около 100 нм осаждался путем ионного распыления Ni-мишени с последующим отжигом в вакууме при температуре 950°C в течение 15 мин. Шоттки-контакты диаметром 290 мкм (площадь $S_b = 6.6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) формировались электронно-лучевым напылением титана (100 нм) и алюминия (100 нм) с последующим отжигом в вакууме при температуре 500°C в течение 10 мин. (Перед осаждением металлов в слое термического окисла вскрывались окна.) После отжига дополнительно наносился слой алюминия толщиной 3 мкм с помощью магнетронного распыления. Пластина с матрицей диодных структур разрезалась на отдельные чипы площадью $S_{\text{sub}} = 1 \text{ мм}^2$. Кроме чипов диодов Шоттки, были изготовлены также тестовые чипы с двумя омическими контактами к подложке без эпитаксиального слоя (образцы К-1 и К-2, рис. 2). Образцы К-1 с разной тол-

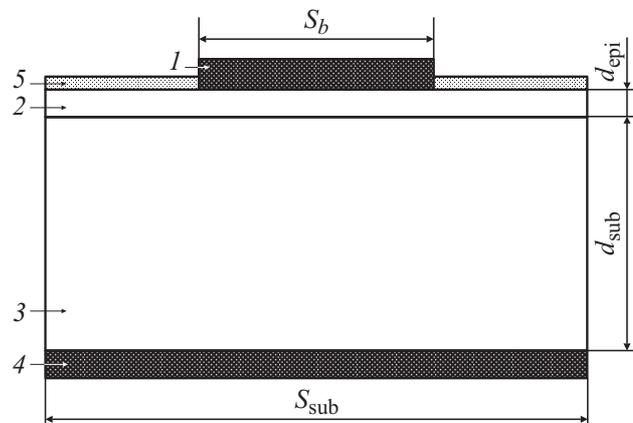


Рис. 1. Структура изготовленных $4H$ -SiC ДШ: 1 — металл барьерного контакта, 2 — эпитаксиальный n -слой, 3 — $4H$ -SiC подложка n^+ -типа, 4 — металл омического контакта к подложке, 5 — термический окисел SiO_2 .

[†] E-mail: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

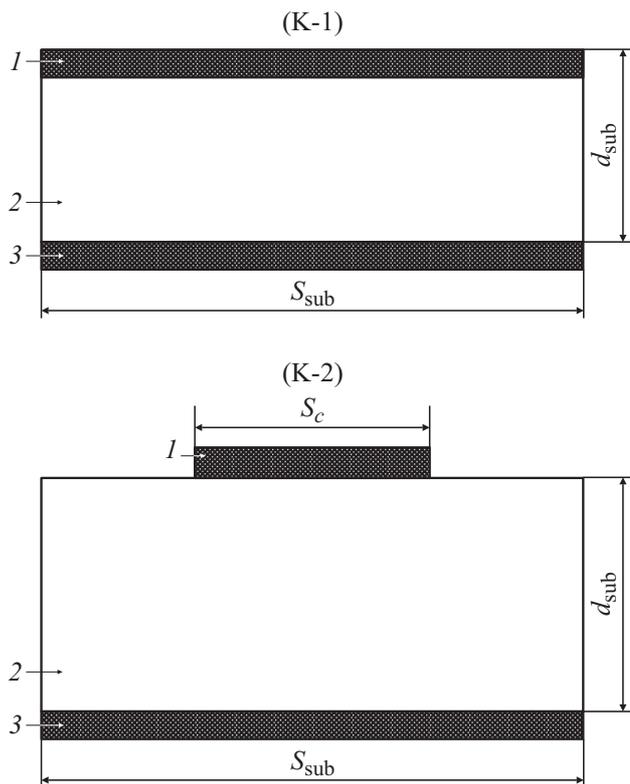


Рис. 2. Структура образцов с омическими контактами: 1 — металл верхнего омического контакта, 2 — 4H-SiC подложка n⁺-типа, 3 — металл омического контакта к подложке.

шиной подложки (d_{sub}) использовались для измерений удельного переходного сопротивления никелевых контактов (r_c). Образцы К-2 по геометрическим параметрам аналогичны чипам ДШ. Они использовались для измерения сопротивления растекания тока в подложке (R_{sub}). Чипы были napаяны на специальные кристаллодержатели, к анодным контактам приваривались проволочные выводы.

При малых токах прямые ВАХ изготовленных 4H-SiC ДШ измерялись на постоянном токе в диапазоне 10^{-9} – 10^{-2} А. При больших токах изотермические прямые ВАХ ДШ и тестовых образцов измерялись на импульсах до тока 1 А (длительность импульсов 0.5 мкс, частота повторения 1 Гц).

3. Экспериментальные результаты

На рис. 3 точками показаны экспериментальные прямые ВАХ двух 4H-SiC ДШ (в полулогарифмическом масштабе), измеренные на постоянном токе при комнатной температуре. Как видно, в широком диапазоне плотностей тока (в пределах 6–7 порядков величины) зависимость тока от напряжения экспоненциальная. Измеренные ВАХ были аппроксимированы экспонентами, которыми обычно описывают ВАХ в рамках теории

термоэлектронной эмиссии [5]:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right), \quad (1)$$

где $A^* = 120 \text{ А/см}^2 \text{ К}^2$ — эффективная константа Ричардсона (величина A^* , определенная авторами разных работ для 4H-SiC, варьируется в пределах 70 – $146 \text{ А/см}^2 \text{ К}^2$ [1,2]), Φ_b — высота барьера, n — коэффициент идеальности, V — приложенное напряжение, T — абсолютная температура, k — константа Больцмана. В изготовленных 4H-SiC ДШ $n = 1.07$, а $\Phi_b = 1.18 \text{ эВ}$. Обычно считается, что для качественных БШ коэффициент идеальности должен быть меньше 1.1. Таким образом, при низких плотностях тока изготовленные 4H-SiC БШ показали характеристики, близкие к „идеальным“.

На рис. 4 точками показаны импульсные прямые ВАХ двух 4H-SiC ДШ (в линейном масштабе), измеренные

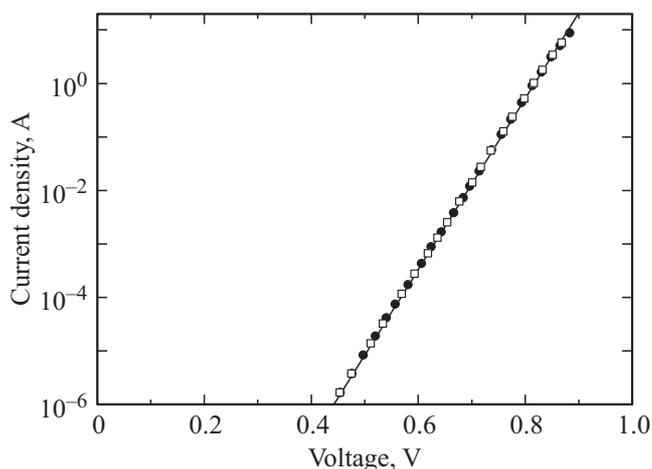


Рис. 3. Прямые ВАХ двух 4H-SiC ДШ (в полулогарифмическом масштабе). Точки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация экспоненциальной зависимостью по формуле (1).

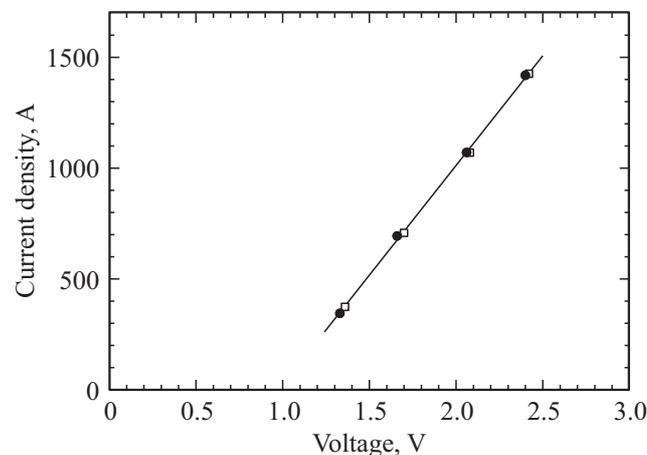


Рис. 4. Прямые ВАХ двух 4H-SiC ДШ (в линейном масштабе).

Составляющие сопротивления R_{on}

$R_{on}, \text{Ом}$	$R_c, \text{Ом}$	$R_{sub}, \text{Ом}$	$R_{epi}, \text{Ом}$	$R_b, \text{Ом}$	$r_b, \text{Ом} \cdot \text{см}^2$
1.51	0.08	0.41	0.63	0.39	$3.9 \cdot 10^{-4}$

при плотностях тока в диапазоне 500–1500 А/см². Как видно, в открытом состоянии зависимость тока от напряжения линейная. (Дифференциальное сопротивление диода $R_{on} = 1.5 \text{ Ом}$.)

Сопротивление R_{on} складывается из сопротивления омического контакта с подложке (R_c), сопротивления растекания тока в подложке (R_{sub}), сопротивления блокирующей n -базы (R_{epi}) и сопротивления барьерного контакта (R_b). Для экспериментального определения сопротивлений r_c , R_{sub} проводились импульсные измерения ВАХ тестовых образцов К-1 и К-2. По результатам измерений сопротивления трех тестовых образцов К-1 разной толщины удельное контактное сопротивление оказалось равным $r_c = 8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Определив величину переходного контактного сопротивления и измерив сопротивление тестовых образцов К-2, можно легко получить сопротивление растекания тока в подложке (R_{sub}). Далее, рассчитав омическое сопротивление блокирующей n -области (R_{epi}), можно определить сопротивление R_b . Результаты определения всех перечисленных выше составляющих полного сопротивления сведены в таблицу. Как видно, наибольший вклад в полное сопротивление R_{on} вносит сопротивление блокирующей n -области. Наименьший вклад вносит сопротивление омического контакта к подложке. В то же время сопротивление барьерного контакта и сопротивление подложки оказываются сравнимыми по величине с сопротивлением блокирующей n -области.

4. Обсуждение результатов

В „идеальных“ барьерах Шоттки прохождение прямого тока определяется двумя последовательными процессами: диффузионно-дрейфовым транспортом электронов через область пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника к границе раздела металл–полупроводник и надбарьерной эмиссией электронов из полупроводника в металл. Результирующая величина тока через контакт определяется преимущественно тем процессом, который оказывает большее сопротивление потоку электронов. В режиме малых прямых смещений эффективная скорость диффузии электронов велика и поток электронов ограничивается надбарьерной эмиссией, так что ВАХ описывается диодной теорией (см., например, [5]). По мере увеличения прямого смещения эффективная скорость диффузии электронов падает и поток электронов начинает ограничиваться диффузионно-дрейфовым механизмом. Соответствующая этому механизму транспорта упрощенная энергетическая диаграмма барьерного контакта показана на рис. 5. Согласно диффузионной

теории Шоттки (см., например, [6]), плотность тока (J) в ОПЗ задается градиентом квазиуровня Ферми (E_F) для электронов:

$$J = qn\mu \frac{dE_F(x)}{dx}, \quad (2)$$

где q — элементарный заряд, $n = n(x)$ — концентрация электронов в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, μ — низкополевая подвижность электронов. Концентрация электронов определяется бoльцмановским распределением носителей по энергиям:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{V_T}\right), \quad (3)$$

где N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника, V_T — тепловая энергия, $E_C = E_C(x)$ — энергия, соответствующая дну зоны проводимости в полупроводнике (все энергии отсчитываются от энергии Ферми в металле). После соответствующих подстановок и преобразований (опускаются для краткости) выражение (2) для плотности тока легко привести к следующему виду:

$$J = \frac{qN_C\mu V_T}{W} \frac{1}{\int_0^1 \left(\frac{E_C - qV_s}{qV_T}\right) dy}; \quad y = \frac{x}{W}, \quad (4)$$

$$E_C = \Phi_b + qV_b(y^2 - 2y), \quad (5)$$

$$V_b = \frac{qNW^2}{2\epsilon_s}; \quad qV_b = \Phi_b - V_n - V_s, \quad (6)$$

$$V_n = V_T \ln\left(\frac{N_C}{N}\right), \quad (7)$$

где W — ширина области пространственного заряда в полупроводнике, qV_b — приповерхностный изгиб зон в

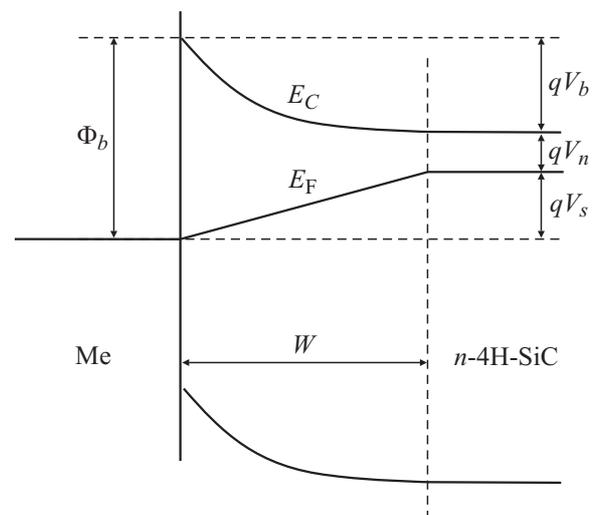


Рис. 5. Упрощенная энергетическая диаграмма прямо смещенного БШ.

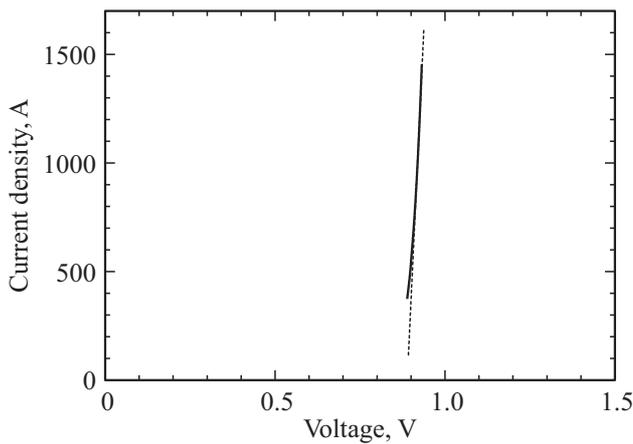


Рис. 6. Зависимость плотности тока от падения напряжения на БШ, рассчитанная по диффузионной теории Шоттки.

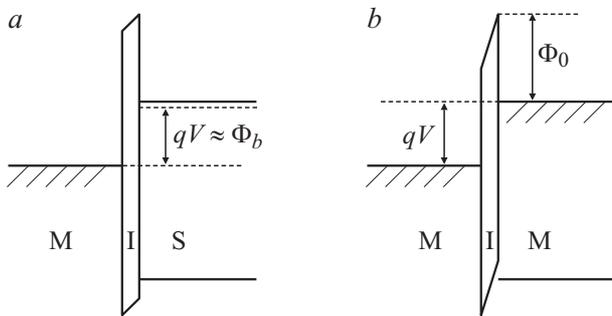


Рис. 7. *a* — зонная диаграмма шоттки-контакта при плоских зонах в полупроводнике; *b* — зонная диаграмма МДМ-структуры, к которой приложено напряжение, равное по величине напряжению спрямления зон в полупроводниковой структуре.

полупроводнике, N — концентрация доноров в полупроводнике, V_s — напряжение, приложенное к барьеру, Φ_b — высота барьера, qV_n — разность между энергией дна зоны проводимости в нейтральной части полупроводника и энергией Ферми, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

На рис. 6 показана рассчитанная по формулам (4)–(7) зависимость $J(V_s)$. При расчетах применялось численное интегрирование. Принятые для расчетов параметры следующие: $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $V_T = 25.5 \text{ мВ}$, $N_C = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\Phi_b = 1.18 \text{ эВ}$. Как видно, в диапазоне плотностей тока $500\text{--}1500 \text{ А/см}^2$ рассчитанная ВАХ довольно близка к линейной. Величина дифференциального сопротивления БШ в указанном диапазоне плотностей тока ($2.9 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$) оказалась на порядок меньше экспериментальной ($3.9 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$).

Мы полагаем, что наиболее реальная причина расхождения эксперимента и теории — это наличие тонкого промежуточного диэлектрического слоя между металлом и полупроводником. Дело в том, что при формировании напыленных барьерных контактов между металлом и полупроводником неизбежно образуется тонкая

окисная пленка. Такие контакты по существу не являются идеальными, хотя для большинства применений их характеристики достаточно близки к идеальным. Наличие промежуточного диэлектрического слоя приводит к тому, что часть приложенного к барьеру напряжения падает на диэлектрическом слое. Это приводит к двум следствиям.

1. При низких плотностях тока форма ВАХ отклоняется от идеальной и это может быть описано введением коэффициента идеальности n . Величину n можно приближенно оценить по формуле [6]

$$n = 1 + \frac{\epsilon_s \delta}{W_0 \epsilon \delta}, \tag{8}$$

где δ и ϵ_δ — толщина и диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя соответственно, W_0 — толщина ОПЗ при нулевом смещении. Рассчитанная из формулы (8) толщина промежуточного слоя δ составляет около 2 нм ($\epsilon_s/\epsilon_\delta \sim 10$), что вполне реально для напыленных контактов.

2. Необходимо учитывать то обстоятельство, что электроны должны туннелировать через барьер, образованный диэлектрическим слоем. Это равносильно введению дополнительного последовательного (туннельного) сопротивления в эквивалентную схему БШ. Точный расчет туннельной „прозрачности“ диэлектрической прослойки затруднен по той причине, что в условиях неконтролируемого формирования окисной пленки невозможно судить о параметрах барьера для туннелирования. Тем не менее очень грубую оценку сопротивлению диэлектрической прослойки в БШ можно дать, проводя некоторую аналогию с туннельной МДМ-структурой. На рис. 7, *a* и *b* показаны для сравнения зонная диаграмма шоттки-контакта при плоских зонах в полупроводнике и зонная диаграмма МДМ-структуры, к которой приложено напряжение, равное по величине напряжению спрямления зон в полупроводниковой структуре. Теоретические расчеты туннельного сопротивления МДМ-структур проводились в ряде работ. Величина сопротивления сильно зависит от толщины диэлектрика (δ) и от высоты барьера на границе металл–диэлектрик (Φ_0). При этом туннельное сопротивление быстро уменьшается с увеличением падения напряжения на диэлектрике. Расчеты туннельного сопротивления МДМ-структуры, проведенные в работе [7] для $\delta = 2 \text{ нм}$ и $\Phi_0 = 1 \text{ эВ}$, показали, что при $\delta = 2 \text{ нм}$, $\Phi_0 = 1 \text{ эВ}$ и $V \approx 1 \text{ В}$ сопротивление составляет по порядку величины $10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Эта величина согласуется с измеренным нами сопротивлением $3.9 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

5. Заключение

В заключение отметим, что изготовленные в работе 4H-SiC барьеры Шоттки при низких плотностях тока показали характеристики, которые принято считать

практически „идеальными“. Однако при высоких плотностях тока дифференциальное сопротивление барьеров оказалось существенно больше сопротивления, которое предсказывается классической диффузионно-дрейфовой теорией. Причиной такой ситуации является, скорее всего, наличие окисной прослойки между металлом и полупроводником. Ранее наличием промежуточного слоя нами уже объяснялось возрастание тока утечки в 4H-SiC ДШ при больших обратных напряжениях [4] (рост обратного тока обусловлен понижением высоты барьера при увеличении обратного напряжения). Следует отметить, что вопрос о сопротивлении 4H-SiC БШ при больших плотностях тока до настоящего времени практически не обсуждался по той причине, что в силовых диодах, рассчитанных на обратное напряжение более 1000 В, доминирующий вклад в полное сопротивление вносит, как правило, сопротивление блокирующей обратное напряжение эпитаксиальной *n*-области. Но в диодах с относительно тонкой и высоко легированной *n*-базой „неидеальность“ границы раздела металл–полупроводник может негативно сказываться как на утечках диодов в обратном направлении, так и на сопротивлении диодов при высоких плотностях прямого тока.

Работа поддержана ОЭММПУ РАН (программа „Физико-технические проблемы в полупроводниковой электронике больших мощностей“, раздел „Исследование физических процессов генерации, рекомбинации и экстракции электронно-дырочной плазмы в полупроводниках и разработка новых приборов силовой электроники“).

Список литературы

- [1] D. Stephani, R. Schorner, D. Peters, P. Friedrichs. *Sci. Forum*, **527–529**, 1147 (2006).
- [2] A. Itoh, T. Kimoto, H. Matsunami. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **16**, 280 (1995).
- [3] S.-K. Lee, C.-M. Zetterling, M. Ostling. *J. Appl. Phys.*, **87**, 8039 (2000).
- [4] П.А. Иванов, И.В. Грехов, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова, Т.В. Семенов. *ФТП*, **45**, 1427 (2011).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [6] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [7] J.G. Simmons. *J. Appl. Phys.*, **34**, 1793 (1963).

Редактор Т.А. Полянская

Electrical resistance of a 4H-SiC based Schottky barrier at high forward current densities

*P.A. Ivanov, T.P. Samsonova, N.D. Il'inskaya,
O.Yu. Serebrennikova, O.I. Kon'kov, A.S. Potapov*

loffe physicotchnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Electrical resistance of 4H-SiC based Schottky barriers has been experimentally determined at high forward current densities. The measured resistance has been found to be essentially greater than that to be predicted by classical mechanisms of electron transport in Schottky contacts. An assumption is discussed about that the intermediate insulating layer between metal and semiconductor contributes to the resistance of Schottky barriers fabricated.