

## Туннельный ток во встречных диодах Шоттки, образованных контактами между вырожденным GaN *n*-типа и металлом

© И.О. Майборода, Ю.В. Грищенко, И.С. Езубченко, И.С. Соколов, И.А. Черных,  
А.А. Андреев, М.Л. Занавескин

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

E-mail: mrlbr@mail.ru

(Получена 4 июля 2017 г. Принята к печати 9 августа 2017 г.)

Проведено исследование нелинейного поведения зависимости тока от напряжения в симметричных контактах между металлом и вырожденным GaN *n*-типа, образующих встречные диоды Шоттки при концентрациях свободных носителей в GaN от  $1.5 \cdot 10^{19}$  до  $2.0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Показано, что при концентрации электронов  $2.0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  проводимость между металлом (хромом) и GaN осуществляется путем туннелирования электронов, а удельное сопротивление контакта Cr–GaN при этом составляет  $0.05 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$ . Разработан метод определения параметров потенциальных барьеров по вольт-амперным характеристикам симметричных встречных контактов. Учтено влияние сильной неоднородности распределения плотности тока и напряжения по площади контактов при малом удельном сопротивлении контактов. Для контактов Cr–*n*<sup>+</sup>-GaN получено значение высоты потенциального барьера, равное  $0.47 \pm 0.04 \text{ эВ}$ .

DOI: 10.21883/FTP.2018.06.45928.8568

### 1. Введение

Транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе широкозонных нитридных полупроводников GaN, AlN и AlGaN (GaN HEMT) являются важными компонентами современной микроэлектроники [1]. Одним из перспективных подходов формирования омических контактов для GaN HEMT с низким сопротивлением является формирование так называемых дорасширяемых (или невплавных) контактов, создаваемых на основе GaN с высоким содержанием легирующей примеси *n*-типа (*n*<sup>+</sup>-GaN) [2,3]. Высокая концентрация электронов в *n*<sup>+</sup>-GaN обеспечивает низкое удельное сопротивление интерфейса металл–полупроводник (М–ПП), что позволяет добиться удельного сопротивления интерфейса ниже  $10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  и сопротивления контактов менее  $0.1 \text{ Ом}$  на миллиметр ширины контакта [4].

Сопротивление контакта во многом определяется механизмом переноса электронов через интерфейс металл–полупроводник. В контактах к нитриду галлия на границе металл-GaN обычно возникает обедненный слой, который выступает в качестве потенциального барьера для электронов (барьер Шоттки). В зависимости от высоты и ширины барьера транспорт заряда через контакт может осуществляться за счет термоэлектронной, термополевой или полевой (туннелирование) эмиссии электронов [5,6]. При концентрациях свободных электронов более  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  глубина обедненного слоя (т.е. толщина потенциального барьера) на границе М–ПП становится достаточно малой, чтобы транспорт электронов осуществлялся за счет туннелирования. При туннельном механизме прохождения электронов через барьер Шоттки в контакте М–ПП сопротивление интерфейса достаточно мало, чтобы использовать такой контакт в качестве омического. Все перечисленные механизмы проводимости являются нелинейными.

Изучение нелинейного поведения контактов является мощным инструментом для получения информации о характеристиках перехода М–ПП, знание которой необходимо для управления сопротивлением контактов. Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) переходов М–ПП обычно используется асимметричная схема из двух различных контактов: контакта, содержащего исследуемый переход М–ПП, и омического контакта с полупроводником. Второй контакт в этой схеме должен иметь малое сопротивление по сравнению с исследуемым переходом. Асимметрия сопротивлений необходима для того, чтобы влиянием омического контакта на ВАХ исследуемого перехода можно было пренебречь. Асимметричные схемы успешно применяются для изучения переходов с относительно высоким удельным сопротивлением (обычно более  $10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ), в которых проводимость возникает благодаря термополевой и термоэлектронной эмиссии [5,7–9].

Для исследования интерфейсов М–ПП с низким удельным сопротивлением стандартные методы изучения нелинейности оказываются неприменимы. Это связано с двумя причинами. Первая — исследуемый переход сам по себе имеет малое сопротивление, из-за чего изготовить омический контакт, сопротивление которого пренебрежимо мало по сравнению с исследуемым переходом, в большинстве случаев оказывается технологически невозможным. Вторая причина состоит в том, что из-за неравномерного растекания тока различные участки контакта находятся под разным напряжением, и через них соответственно протекает ток с различной плотностью. Это не позволяет получить из экспериментальной ВАХ непосредственную зависимость плотности тока от напряжения. Ввиду перечисленных проблем точное аналитическое описание ВАХ систем планарных контактов с малым сопротивлением оказывается слож-

ной нелинейной задачей, что является причиной отсутствия методов анализа нелинейного поведения подобных контактов.

В данной работе решались две задачи: первая — разработка простого и удобного для практического использования метода анализа нелинейного поведения ВАХ планарных контактов металл–полупроводник с низким удельным сопротивлением; вторая — экспериментальное исследование туннельных контактов между металлом и вырожденным GaN *n*-типа. Статья организована следующим образом. В разд. 2 даны основные определения и выражения, необходимые для описания неравномерного растекания тока в планарных контактах. В разд. 3 приведены детали эксперимента по изготовлению и измерению характеристик контактов хром (Cr)–*n*<sup>+</sup>-GaN при концентрациях свободных носителей в GaN от  $1.5 \cdot 10^{19}$  до  $2.0 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и показано, что при концентрации электронов  $2.0 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> проводимость осуществляется за счет полевой эмиссии. В разд. 4 вводится модель туннельного контакта между металлом и вырожденным полупроводником. В разд. 5 приведен вывод аналитического выражения для описания ВАХ системы из двух нелинейных контактов, соединенных последовательно навстречу друг другу. В разд. 6 полученное выражение использовано для определения высоты и ширины потенциального барьера на границе Cr–GaN в экспериментальных образцах. Статья завершается кратким заключением, обобщающим основные результаты работы.

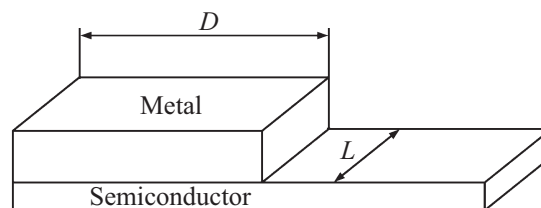
## 2. Неравномерное растекание тока в планарных контактах

Рассмотрим планарный контакт между металлом и полупроводниковой пленкой, толщина которой мала по сравнению с размерами контактной площадки (рис. 1), а слоевое сопротивление полупроводника, напротив, много больше слоевого сопротивления металла. Полное падение напряжения на контакте  $U_c$ , измеряемое экспериментально, будет равно разности между потенциалом на поверхности металла и потенциалом в полупроводнике у переднего края контакта. Сопротивлением контакта  $R_c$  называется значение производной напряжения  $U_c$  по току при  $U_c$ , равном нулю [7], т. е.

$$R_c = \left[ \frac{dU_c}{dI} \right]_{U_c=0}.$$

Таким образом, при линейной зависимости тока от напряжения, сопротивление соответствует обратному углу наклона ВАХ, при нелинейном характере зависимости сопротивление определяется по углу наклона касательной к ВАХ при напряжении и токе, равных нулю.

Неравномерное растекание тока приводит к тому, что напряжение на интерфейсе М–ПП меняется с увеличением расстояния  $x$  от края контакта по закону



**Рис. 1.** Схематическое изображение планарного контакта металл–полупроводник:  $L$  — ширина контакта,  $D$  — длина контакта.

$U(x) = U_c \cosh[(D-x)/\sqrt{\sigma - R_s}] / \sinh(D/\sqrt{\sigma/R_s})$  [7], где  $\sigma$  — сопротивление единицы площади интерфейса металл–полупроводник,  $R_s$  — слоевое сопротивление полупроводника,  $D$  — длина контакта, а  $D_0 = \sqrt{\sigma - R_s}$  — эффективная длина контакта (transfer length [7]), которая равна расстоянию от границы, на котором плотность тока падает в  $e$  раз. При малых  $\sigma$  и  $R_s$  длина контакта  $D \gg D_0$ , что позволяет считать контакт полубесконечным и использовать выражение

$$U(x) = U_c \exp(-x/D_0). \quad (1)$$

При этом сопротивление всего контакта равно  $R_c = \sqrt{R_s \sigma} / L$ , где  $L$  — ширина контакта, следовательно,

$$\sigma = (LR_c)^2 / R_s. \quad (2)$$

Получается, что при уменьшении сопротивления интерфейса М–ПП уменьшается эффективная длина контакта  $D_0$ . Для качественных омических контактов  $D_0$  составляет порядка единиц микрон, и условие  $D \gg D_0$  выполняется практически всегда. Таким образом, в низкоомных контактах величина напряжения на интерфейсе М–ПП существенно меняется по площади контакта, и полный ток через контакт должен вычисляться как интеграл плотности тока по площади всего интерфейса:

$$I(U_c) = L \int_0^{\infty} j[U(U_c, x)] dx. \quad (3)$$

## 3. Эксперимент

Для экспериментального исследования нелинейного поведения ВАХ контактов М–ПП была изготовлена серия образцов пленок GaN с различной концентрацией кремния. Легированные кремнием слои GaN толщиной 200 нм были выращены методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии [3] на темплейтах GaN на сафире при температуре 850°C. Концентрация носителей заряда  $n_0$  в пленках GaN:Si определялась четырехзондовым методом Ван-дер-Пау. На полученных пленках были сформированы тестовые структуры типа „длинная линия“ TLM (transmission line method) с зазорами 5, 10,

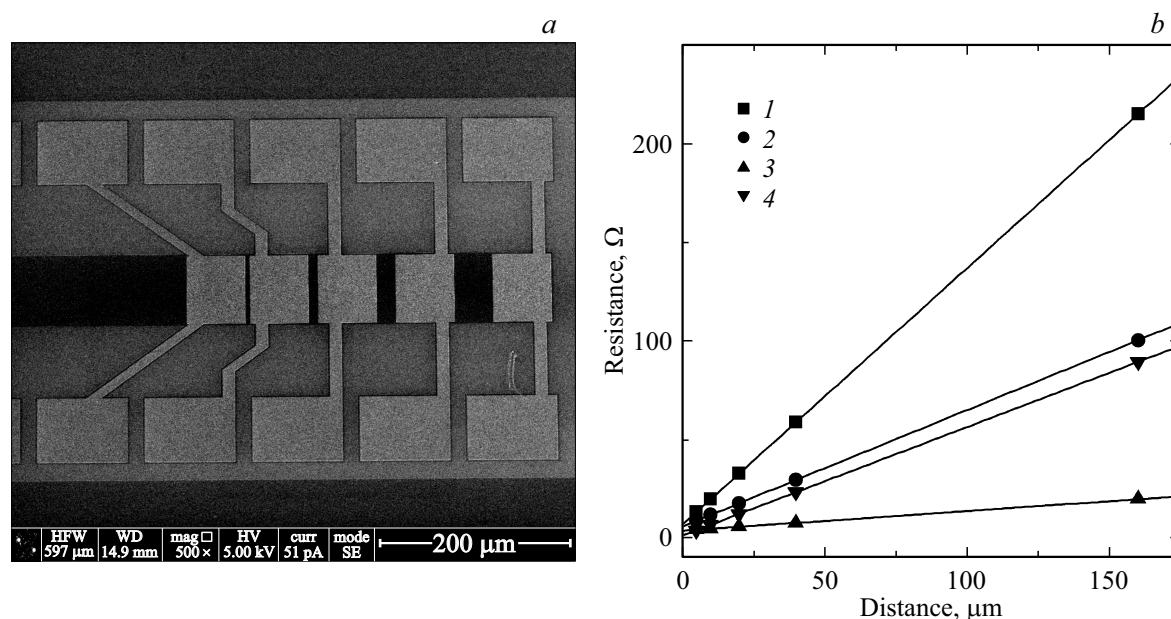


Рис. 2. *a* — изображение TLM-модуля с зазорами 5, 10, 20, 40 и 160 мкм, снятое с помощью сканирующего электронного микроскопа; *b* — зависимость сопротивлений от расстояния между контактными площадками модулей TLM на образцах 1–4.

20, 40 и 160 мкм, шириной 100 мкм (рис. 2, *a*). Металлические контактные площадки создавались путем обратной фотолитографии и последующим электронно-лучевым напылением металлов Cr (0.03 мкм)/Au (0.2 мкм) поверх GaN:Si. Ширина и длина контактных площадок составляли 100 и 50 мкм соответственно. Измерения токов и напряжений в тестовых модулях осуществлялись с помощью источника-измерителя KEITHLEY 2636B и зондовой установки Cascade Microtech PM5 четырехзондовым методом. Зависимости сопротивления модулей в TLM-схемах от расстояния между контактными площадками для образцов GaN:Si с разной концентрацией кремния приведены на рис. 2, *b*. Рассчитанные по результатам TLM-измерений значения удельного сопротивления омических контактов ( $\rho$ ) и слоевого сопротивления  $n^+$ -GaN ( $R_s$ ), а также значения удельного сопротивления интерфейса М–ПП ( $\sigma$ ) и эффективной длины контакта ( $D_0$ ), рассчитанные с помощью формул из предыдущего раздела, приведены в таблице.

ВАХ измерялись на контактах TLM-модуля с зазором 10 мкм. Падение напряжения  $V$  на контактах Cr–GaN:Si вычислялось по формуле  $V = (V_{\text{total}} - IR_s S/L)$ , где  $I$  —

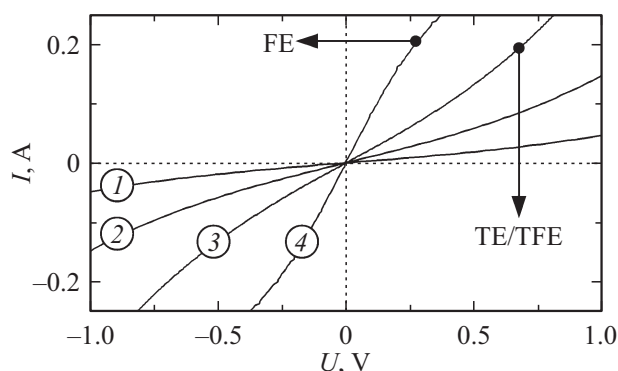


Рис. 3. ВАХ тестовых модулей с зазорами 10 мкм на образцах 1–4.

ток,  $V_{\text{total}}$  — полное падение напряжения на измерительном модуле,  $S$  — длина зазора между контактами,  $L$  — ширина контакта. Полученные зависимости  $I(V)$  приведены на рис. 3.

Как видно на рис. 3 и из таблицы, проводимость контактов растет с увеличением концентрации носителей в  $n^+$ -GaN. При малых токах ВАХ полученных контактов близки к линейным. При напряжениях более 0.2 В все ВАХ имеют явно нелинейный характер. На образцах 1–3 производная тока по напряжению растет с увеличением напряжения, что характерно для контактов, в которых проводимость реализуется за счет термоэмиссии и термополевой эмиссии [7–10].

Для полевой эмиссии, напротив, характерно уменьшение дифференциального сопротивления с увеличением напряжения, поскольку толщина барьера на границе

Рассчитанные параметры исследованных структур

№ образца	$n_0$ , $10^{19} \text{ см}^{-3}$	$R_s$ , Ом	$\sigma$ , Ом·мм	$\sigma$ , $10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$	$D_0$ , мкм
1	1.5	130	0.32	8.1	2.5
2	4.6	59	0.28	13.0	4.7
3	12	10	0.17	28.9	17
4	20	55	0.05	0.45	0.9

металл–полупроводник зависит от величины приложенного напряжения и направления тока (здесь и далее все выражения приведены в системе СГС):

$$s = \sqrt{\frac{\varepsilon(U + \varphi/e)}{2\pi en_0}}, \quad (4)$$

где  $s$  — толщина барьера,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала,  $U$  — падение напряжения на барьере,  $e$  — заряд электрона,  $\varphi$  — высота потенциального барьера,  $n_0$  — концентрация свободных носителей в полупроводнике. Измерительные модули представляют собой два диода Шоттки, включенные навстречу друг другу. Как следует из выражения (4), при приложении внешнего напряжения толщина барьера на одном из контактов увеличивается, что приводит к увеличению его сопротивления и к увеличению сопротивления всей цепи.

Таким образом, увеличение дифференциального сопротивления на образце 4 с концентрацией носителей  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  показывает, что проводимость контактов на нем осуществляется за счет полевой эмиссии. О том же говорит и численная оценка с помощью выражения (4), при  $\varphi$  менее 1 эВ и  $n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  значение толщины  $s_0$  будет составлять не более 1.9 нм, в то время как для первого образца  $s_0 \approx 8$  нм, что исключает туннелирование.

#### 4. Модель контакта между металлом и вырожденным полупроводником

При концентрации электронов более  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  GaN является вырожденным полупроводником, в котором уровень Ферми находится выше дна зоны проводимости. Это дает возможность описывать туннельный переход на границе металл–GaN как туннельный переход металл–металл. При малых напряжениях ВАХ такого перехода описывается следующим выражением [11]:

$$j(V) = \left( \frac{e}{2\pi\hbar s_0^2} \right) \left\{ (\varphi - eU/2) \exp[-A(\varphi - eU/2)^{1/2}] - (\varphi + eU/2) \exp[-A(\varphi + eU/2)^{1/2}] \right\}, \quad (5)$$

где  $A = 4\pi s(2m^*)^{1/2}/\hbar$ ,  $j$  — плотность тока,  $m^*$  — эффективная масса электрона в полупроводнике,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\varphi$  — средняя высота потенциального барьера относительно уровня Ферми,  $e$  — заряд электрона,  $s$  — толщина барьера,  $U$  — приложенная разность потенциалов.

Чтобы описать контакт М–ПП с помощью выражения (5), нужно учесть, что толщина потенциального барьера меняется с увеличением напряжения. С помощью выражения (3) толщина барьера может быть выражена через толщину барьера при нулевом смещении на интер-

фейсе:

$$s = s_0(1 + eU/\varphi)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $s_0$  — толщина барьера при нулевом смещении,  $U$  — разность потенциалов на интерфейсе. Подставляя (6) в (5), получаем выражение, описывающее зависимость плотности туннельного тока через интерфейс М–ПП от напряжения:

$$j(V) = \left( \frac{e\varphi}{2\pi\hbar s_0^2} \right) (1 + eU/\varphi)^{-1} \left\{ [1 - eU/(2\varphi)] \times \exp[-A_0\varphi^{1/2}(1 - eU/(2\varphi))^{1/2}(1 + eU/\varphi)^{1/2}] - [1 + eU/(2\varphi)] \exp[-A_0\varphi^{1/2}(1 + eU/(2\varphi))^{1/2}] \times (1 + eU/\varphi)^{1/2} \right\}, \quad (7)$$

где  $A_0 = 4\pi s_0(2m^*)^{1/2}/\hbar$ .

#### 5. Вольт-амперная характеристика системы симметричных встречных нелинейных контактов с низким сопротивлением

Построение точного аналитического описания системы из нелинейных контактов с низким сопротивлением является сложной математической задачей. Однако задача существенно упрощается, если вместо точного выражения для плотности тока использовать его разложение в ряд по степеням напряжения. Такой подход, в частности, используется для описания и анализа ВАХ туннельных контактов металл–металл [11].

Мы рассматриваем систему из двух одинаковых контактов М–ПП, включенных последовательно навстречу друг другу. Из этого следует, что такая система имеет симметричную вольт-амперную характеристику, т. е.

$$I(V) = -I(-V).$$

Таким образом,  $I(V)$  является нечетной функцией по  $V$ . Как известно, разложение нечетной функции содержит только нечетные степени аргумента. Таким образом, первый нелинейный член в разложении по степеням  $V$  будет иметь порядок  $V^3$ , причем разложение до кубического члена будет описывать зависимость тока от напряжения с точностью  $o(V^4)$  („о“ малое от  $V$  в четвертой степени). Учитывая слабую нелинейность туннельных контактов, наблюдаемую в эксперименте, такая точность является достаточной для практического использования. Отметим, что разложение до более высоких степеней позволяет получить описание ВАХ с любой требуемой точностью в рамках используемой аналитической модели.

### 5.1. Ток через один контакт

Для краткости введем безразмерную переменную  $u = eU/\varphi$  в выражение (7):

$$j(u) = k(1+u)^{-1} \left[ (1-u/2) \exp\left(-B\sqrt{(1-u/2)(1+u)}\right) - (1+u/2) \exp\left(-B\sqrt{(1+u/2)(1+u)}\right) \right], \quad (8)$$

$$k = \frac{e\varphi}{2\pi\hbar s_0^2}, \quad B = A_0\varphi^{1/2}.$$

Разложение (8) в степенной ряд до  $o(u^3)$  дает

$$j(u) = ke^{-B} [u(B/2 - 1) + u^2(3B - B^2)/4 - u^3(13B + 13B^2 - 13B^3/3)/64].$$

Поскольку  $B/2 \gg 1$ , мы можем пренебречь единицей в первом слагаемом и упростить последнее выражение до вида

$$j(u) = \frac{1}{2} kBe^{-B} \times \left[ u + \frac{u^2}{2} (3 - B) - \frac{u^3}{32} \left( 13B + 13B^2 - \frac{13}{3} B^3 \right) \right]. \quad (9)$$

Чтобы получить зависимость полного тока через контакт от напряжения  $U_c$  на нем, необходимо подставить закон зависимости напряжения от координаты (1) в (9) и провести интегрирование по  $x$  от нуля до бесконечности.

Учитывая, что  $\int_0^\infty \exp(-nx/D_0) dx = D_0/n$ , зависимость полного тока через контакт от приложенного к нему напряжения приобретает вид

$$I(u_c = eU_c/\varphi) = L \int_0^\infty j(U_c, x) dx = \frac{1}{2} LD_0 kBe^{-B} \times \left[ u_c + \frac{u_c^2}{4} (3 - B) - \frac{u_c^3}{96} \left( 13B + 13B^2 - \frac{13}{3} B^3 \right) \right]. \quad (10)$$

### 5.2. Ток во встречных контактах

Как было сказано выше, при подаче напряжения на туннельный контакт его дифференциальное сопротивление может возрасти или уменьшиться в зависимости от направления тока. В результате при протекании одинакового тока через встречные контакты падение напряжений на них оказываются различными: на контакте, включенном в прямом направлении, напряжение будет меньше, чем на контакте, включенном в обратном направлении. При этом измеряемой экспериментально величиной является только сумма этих напряжений  $V$ . Обозначим напряжения на первом и втором контактах как  $U_1(V)$  и  $U_2(V)$  соответственно, а их разность как

$U_1(V) - U_2(V) = 2W(V)$ . Тогда напряжения на каждом из контактов можно представить в виде

$$\begin{aligned} U_1(V) &= V/2 + W(V), \\ U_2(V) &= V/2 - W(V). \end{aligned} \quad (11)$$

Величины  $W(V)$ ,  $U_1(V)$  и  $U_2(V)$  являются функциями полного напряжения  $V$  и равны нулю при  $V = 0$ . Заметим, что первый и второй контакты эквивалентны, поэтому при инверсии тока через систему из двух таких контактов, включенных навстречу друг другу, модули напряжений на них поменяются местами и сменят знаки на противоположные:

$$U_1(V) = -U_2(-V). \quad (12)$$

С помощью этого соотношения легко показать, что  $W(V)$  является четной функцией. Подставив (11) в (12), получим

$$W(V) = W(-V). \quad (13)$$

Из того что  $W$  является четной функцией и равна нулю при  $V$ , равном нулю, следует, что ее можно представить в виде разложения только по четным степеням  $V$ , начиная со второй. Таким образом,  $W$  является величиной порядка  $o(V)$ . Это свойство позволяет легко выразить  $W$  через величину суммарного напряжения на двух контактах, ВАХ которых заданы в виде полиномов.

Пусть ток через первый контакт описывается кубическим полиномом от  $U_1$  вида

$$I_1(U_1) = C_1U_1 + C_2U_1^2 + C_3U_1^3. \quad (14a)$$

Так как второй контакт эквивалентен первому, включенному в обратном направлении, зависимость протекающего в нем тока от приложенного напряжения можно выразить через те же коэффициенты, что и для первого контакта:

$$I_2(U_2) = -I_1(-U_2) = C_1U_2 - C_2U_2^2 + C_3U_2^3. \quad (14b)$$

При последовательном включении через оба контакта протекают одинаковые токи. Приравняв правые части выражений (14a) и (14b), а также выразив напряжения на контактах через  $V$  и  $W$  согласно (11), получим

$$\begin{aligned} C_1[V/2 + W(V)] + C_2[V/2 + W(V)]^2 + C_3[V/2 + W(V)]^3 \\ = C_1[V/2 - W(V)] - C_2[V/2 - W(V)]^2 + C_3[V/2 - W(V)]^3. \end{aligned}$$

Раскрывая скобки и пренебрегая всеми членами порядка больше  $V^3$ , находим приближение для  $W$  в виде степенного ряда с точностью до  $o(V^3)$ :

$$W(V) = \frac{C_2}{C_1} \cdot \frac{V^2}{2}. \quad (15)$$

Подставляя (15) в выражение для тока через первый контакт (14a), мы получаем выражение для зависимости полного тока через эквивалентные встречные контакты от суммарного напряжения на них:

$$I(V) = C_1 \left\{ \frac{V}{2} + \left[ \frac{C_3}{C_1} - 2 \left( \frac{C_2}{C_1} \right)^2 \right] \left( \frac{V}{2} \right)^3 \right\}. \quad (16)$$

### 5.3. Конечные выражения для вольт-амперных характеристик встречных туннельных контактов

Подстановка коэффициентов из уравнения (10) в выражение (16) дает окончательное выражение для зависимости тока через систему из двух одинаковых туннельных контактов М–ПП, включенных навстречу друг другу:

$$I(V) = LD_0 \frac{(2m^*\varphi)^{1/2} e^2}{h^2 s_0} \times \exp(-4\pi s_0 (2m^*\varphi)^{1/2} / h) [V/2 - \gamma(V/2)^3],$$

$$\gamma = \frac{23}{288} \frac{A_0^2 e^2}{\varphi} + \frac{9}{32} \frac{A_0^2 e^2}{\varphi^{3/2}} + \frac{41}{96} \frac{e^2}{\varphi^2}. \quad (17)$$

Для проведения расчетов выражение (17) удобно представить в практических единицах:

$$I = 14.055 \cdot LD_0 \frac{\sqrt{\varphi}}{s_0} \exp(-4.571 \sqrt{\varphi} \cdot s_0) [V/2 - \gamma(V/2)^3],$$

$$\gamma = 1.699 s^2 / \varphi - 1.286 s / \varphi^{3/2} + 0.427 / \varphi. \quad (18)$$

Выражение (18) дает величину полного тока, выраженного в амперах, в зависимости от напряжения на них, выраженного в вольтах. Размерности других величин: ширина и длина контакта  $L$  и  $D_0$  — мкм, высота барьера  $\varphi$  — эВ, толщина барьера  $s_0$  — нм. При расчете численных коэффициентов использовано значение эффективной массы, равное 0.2 массы свободного электрона. Стоит еще раз уточнить, что в качестве напряжения  $V$  в выражениях (17) и (18) используется суммарное напряжение на двух контактах, которое вычисляется путем вычитания сопротивления зазора между контактами измерительного модуля из полного напряжения на тестовом модуле  $V_{\text{total}}$ , т.е.  $V = (V_{\text{total}} - IR_s S / L)$ .

## 6. Анализ экспериментальных вольт-амперных характеристик туннельных контактов

Выражение (18) было использовано для аппроксимации ВАХ образца 4 в интервале напряжений  $U$  от 0 до 320 мВ путем минимизации среднеквадратического отклонения аппроксимирующей кривой от экспериментальных точек (рис. 4). Полученные значения высоты и ширины барьера составили  $0.47 \pm 0.01$  эВ и  $1.83 \pm 0.01$  нм.

Основную погрешность в оценку параметров потенциального барьера по аппроксимации (17) вносит то, что функция  $W(V)$  [см. выражения (11)] была приближена с точностью  $\Delta V \approx (V/\varphi)^4$ . Следовательно, относительная

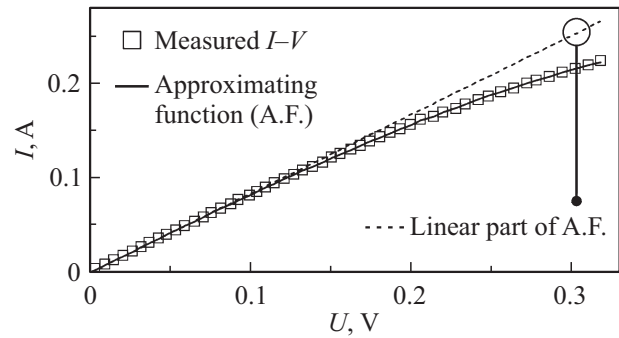


Рис. 4. Результаты аппроксимации ВАХ тестового модуля образца 4: пустые квадраты — экспериментальные точки, сплошная линия — аппроксимация, пунктирная линия — линейная часть аппроксимирующей функции.

погрешность определения  $\varphi$  может быть получена как интеграл

$$V_{\text{max}}^{-1} \int_0^{V_{\text{max}}} \frac{\Delta V}{V} dV = V_{\text{max}}^{-1} \int_0^{V_{\text{max}}} (V/\varphi)^3 dV = (V_{\text{max}}/\varphi)^4 / 4 \approx 0.05,$$

где  $V_{\text{max}}$  — размах напряжения на аппроксимируемом участке на кривой, составляющий 320 мВ.

Таким образом, значения высоты и ширины потенциального барьера на границе Cr–GaN:Si составляют  $\varphi = 0.47 \pm 0.04$  эВ и  $s_0 = 1.83 \cdot 0.11$  нм. Полученное значение высоты барьера хорошо согласуется с результатами других работ, в которых характеристики барьеров исследовались с помощью модели термоэлектронной эмиссии [5,9], и соответствует разнице между работой выхода электронов для хрома ( $\approx 4.6$  эВ) и энергией сродства электронов в GaN ( $\approx 4.1$  эВ).

## 7. Заключение

В ходе исследования была разработана математическая модель для анализа нелинейных вольт-амперных характеристик планарных контактов металл-полупроводник с низким удельным сопротивлением. Также в ходе работы были изготовлены и изучены контакты Cr–GaN:Si при различных концентрациях кремния в GaN. Установлено, что при концентрации носителей  $2.0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  транспорт электронов между металлом и GaN осуществляется путем туннелирования. Получено приближенное аналитическое выражение для зависимости тока через встречные диоды Шоттки, образованные одинаковыми контактами металл-полупроводник, от приложенного к ним напряжения с учетом неравномерного растекания тока по площади контактов. Путем аппроксимации экспериментальной ВАХ симметричных туннельных контактов полученным аналитическим выражением определены параметры потенциального барьера на границе Cr–GaN. Полученное значение высоты

потенциального барьера составляет  $0.47 \pm 0.04$  эВ и согласуется с результатами других исследований.

## Список литературы

- [1] Ю. Федоров. Электроника НТБ, № 2 (2011).
- [2] Y. Yue, Z. Hu, J. Guo et al. IEEE Electron Dev. Lett., **33**, 988 (2012).
- [3] И.О. Майборода, А.А. Андреев, П.А. Перминов, Ю.В. Федоров, М.Л. Занавескин. Письма ЖТФ, **40** (11), 90 (2014).
- [4] F.A. Faria, J. Guo, P. Zhao, G. Lu, P.K. Kandaswamy, M. Wistey, H. Xing, D. Jena. Appl. Phys. Lett., **101**, 032109 (2012).
- [5] G. Greco, F. Iucolano, F. Roccaforte. Appl. Surf. Sci., **383**, 324 (2016).
- [6] В.Ф. Агекян, Е.В. Борисов, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев и др. ФТТ, **57**, 768 (2015).
- [7] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization* (3rd edn) (Wiley, 2006) с. 138.
- [8] F. Iucolano, F. Roccaforte, A. Alberti, C. Bongiorno, S. Di Franco, V. Raineri. J. Appl. Phys., **100**, 123706 (2006).
- [9] M.L. Lee, J.K. Sheu, S.W. Lin. Appl. Phys. Lett., **88**, 032103 (2006).
- [10] Peng Zhang, Y.Y. Lau, R.M. Gilgenbach. J. Phys. D: Appl. Phys., **48**, 475501 (2015).
- [11] J. Simmons. J. Appl. Phys., **34**, 238 (1963).
- [12] H.G. Unger. *Theorie der Leitungen* (Friedr. Vieweg & Sohn, 1967).

Редактор А.Н. Смирнов

## Tunneling current in opposite Schottky diodes formed by contacts between degenerate *n*-type GaN and metal

*I.O. Maiboroda, J.V. Grishchenko, I.S. Ezebchenko,  
I.S. Sokolov, I.A. Chernych, A.A. Andreev,  
M.L. Zhanavskina*

National Research Center „Kurchatov Institute“,  
123182 Moscow, Russia

**Abstract** Nonlinear behavior of current-voltage dependences in opposite Schottky diodes formed by symmetrical contacts between metal and *n*-type degenerate GaN was studied for electron concentrations in GaN from  $1.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  to  $2.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . When electron concentration in GaN was  $2.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , the conductivity between the metal (chromium) and GaN was shown to be due to tunneling of electrons, and resistivity of metal-semiconductor interface was  $0.05 \Omega \cdot \text{mm}$ . Method for characterization of potential barriers by the analysis of voltage-current curves of equivalent opposite contacts was developed. Nonhomogeneous distribution of current density over the contact area at low contact resistance was taken into account. Potential barrier height at chromium — *n*<sup>+</sup>-GaN interface was estimated to be  $0.47 \pm 0.04$  eV.