

# Дифференциальное сопротивление туннельных контактов Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> в области нулевой аномалии.

## I. Контакты к n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>

© Т.А. Полянская, Т.Ю. Аллен<sup>1</sup>, Х.Г. Нажмуудинов, С.Г. Ястребов, И.Г. Савельев

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

(Получена 9 декабря 1997 г. Принята к печати 23 декабря 1997 г.)

Исследованы вольт-амперные характеристики и дифференциальное сопротивление  $R(V) = dV/dI$  туннельных контактов Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. Барьеры Шоттки изготавливались на эпитаксиальных слоях n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>, специально не легированных, в области составов твердого раствора  $0.01 < x < 0.125$ . Показано, что зависимости  $R(V)$  в диапазонах концентрации электронов  $2 \cdot 10^{18} \leq n \leq 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и температуры  $4.2 \leq T \leq 295 \text{ К}$  хорошо описываются теорией туннелирования, использующей самосогласованный расчет потенциала в области барьера Шоттки. Наблюдалась корневая зависимость проводимости  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  от напряжения смещения  $V$  в области нулевой аномалии в соответствии с теорией Альтшулера и Аронова для квантовых поправок к плотности состояний на уровне Ферми, связанных с особенностями электрон-электронного взаимодействия в разупорядоченных металлах.

### 1. Введение

Мы предприняли исследование дифференциального сопротивления  $R(V) = dV/dI$  барьерных структур Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>, сформированных на эпитаксиальных слоях твердого раствора с вырожденным электронным или дырочным газом, с целью выяснить, можно ли для барьеров Шоттки наблюдать с помощью туннельной спектроскопии аномалию в плотности состояний на уровне Ферми  $E_F$

$$\delta\nu \propto \sqrt{|E - E_F|}, \quad (1)$$

предсказанную Альтшулером и Ароновым для слабо разупорядоченных металлов в работах [1–3]. Здесь  $E$  — энергия электрона. Аномалия  $\delta\nu$  (1) обусловлена особенностью электрон-электронного взаимодействия, возникающей в процессе диффузионного движения электронов в слабо разупорядоченном поле примесей и других дефектов решетки. В результате в туннельной проводимости контакта  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  при  $V \rightarrow 0$ , но  $|eV| \gg kT$  ( $V$  — напряжение смещения), появляется дополнительная составляющая  $\Delta G(V)$  (так называемая нулевая аномалия) типа

$$\frac{\Delta G(V)}{G(0)} = \gamma \sqrt{|V|}, \quad (2)$$

где  $G(0) \equiv G(V = 0)$ ,  $\gamma$  — коэффициент, зависящий от удельного сопротивления  $\rho$  и константы электрон-электронного взаимодействия  $\lambda_\nu$  (для плотности состояний):

$$\gamma \propto \lambda_\nu / \rho^{3/2}.$$

Для выделения аномального вклада в проводимость необходимо знать ход "фоновой" зависимости диффе-

ренциального сопротивления  $R_N(V)$ , определяемого нормальной плотностью состояний, которая для сферической изоэнергетической поверхности имеет вид

$$\nu_0(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $m^*$  — эффективная масса, энергия электрона  $E$  отсчитывается от дна зоны проводимости  $E_c$ . Поэтому первой задачей наших исследований была проверка соответствия экспериментальных и теоретических зависимостей  $R_N(V)$  в тех областях температуры и напряжения  $V$ , где аномалия туннельной проводимости не проявляется. В связи с этой задачей возникает вопрос об адекватности теоретического описания туннелирования в барьерах Шоттки экспериментально наблюдаемым зависимостям  $R_N(V)$  для реальных поверхностно-барьерных структур.

Известно, что теория, развитая в работах [4–7] для плотности состояний (3), удовлетворительно описывает экспериментальные вольт-амперные характеристики и зависимости  $R_N(V)$  для диодов Шоттки в области термодоминантной эмиссии. Однако в монографии [8] отмечено (см. разд. 3.2.2), что это согласие теории и эксперимента удивительно, если принять во внимание, что пространственный заряд, связанный с примесями в полупроводнике, является скорее макро-, чем микронеоднородным в пределах ширины области пространственного заряда. Это должно приводить к существенным флуктуациям как в форме барьера [6], так и в вероятности туннелирования. И действительно, согласие теории [4–7] и экспериментальных данных резко ухудшается при исследовании диодов, изготовленных на более "грязных" полупроводниках, например, содержащих компенсирующие примеси. Пример тому — известная проблема избыточных темновых токов при низких (порядка азотной) температурах в барьерных структурах, изготовленных на основе эпитаксиальных слоев твердых растворов A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>.

<sup>1</sup> В настоящее время: University of Tennessee at Chattanooga, TN 37403 Chattanooga, USA.

Характеристика структур Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> и параметры, определенные по изменениям  $dV/dI$ 

Номер образца	Содержание Sb, $x$	Толщина пленки $d$ , мкм	Содержание Te, ат%	Высота барьера $\varphi_{b0}$ , эВ			Концентрация $N_d - N_a$ , $10^{18}$ см <sup>-3</sup>
				4.2 К	77.4 К	295 К	
1n	0.01	34	1.5	0.64	0.63	0.68	3.0 ± 1.5
2n	0.02	11	1	0.74	0.74	0.73	3.4 ± 0.3
3n	0.02	11	1	0.912	0.905	0.89	3.9 ± 0.4
4n	0.04	17	0.5	0.86	0.82	0.80	4.5 ± 1.5
5n	0.04	17	0.5	0.74	0.73	0.73	2.7 ± 0.1
6n	0.04	17	0.5	0.80	0.80	0.80	2.6 ± 0.2
7n	0.04	43	1.5	1.05	1.04	1.03	6.6 ± 0.3
8n	0.04	43	1.5	1.04	1.01	1.05	6.0 ± 1.5
9n	0.06	16	0.2	0.80	0.80	0.80	2.0 ± 0.4
10n	0.06	16	0.2	0.81	0.80	0.77	1.9 ± 0.6

Этот вопрос существенно прояснился после создания флуктуационной теории барьера [9] и как следствие — появления области исследований, называемой некогерентной мезоскопикой. Применительно к барьерам Шоттки была развита теория термополевой эмиссии [10], которую мы проверили на структурах Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> с концентрацией электронов  $n = N_d - N_a \cong 10^{16} \div 10^{17}$  см<sup>-3</sup> [11]. Оказалось, что теория [10] позволяет объяснить экспериментальные данные как в качественном (ход зависимости тока от напряжения и температуры), так и в количественном плане. В частности, низкотемпературные "избыточные" токи в структурах Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> объясняются присутствием компенсирующих уровней остаточной примеси с концентрацией<sup>2</sup>  $N_t = N_d + N_a = (3.0 \pm 0.4) \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Мы не могли использовать теорию [10] для расчета туннельного сопротивления  $R_N(V)$ , так как авторами [9,10] не рассматривалась интересующая нас область напряжения смещения  $V$ , близкая к 0. Однако мы полагаем, что влияние флуктуаций длины туннелирования на вольт-амперные характеристики существенно уменьшается с увеличением концентрации электронов  $n = N_d - N_a$  в GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> на 1.5–2 порядка по сравнению с концентрацией электронов в образцах, исследованных в работе [11], при той же концентрации остаточной примеси  $N_t = N_d + N_a$ . В результате мы рассчитывали фоновую зависимость  $R_N(V) = dV/dI$  с плотностью состояний (3) на основе обычной теории полевой и термополевой эмиссии. Вычисление зависимости  $R_N(V)/R_N(0)$  проводилось по модели [14]. В этой работе было показано (на примере туннельной проводимости структур Au/n-GaAs), что можно достичь хорошего согласия между теорией и экспериментом, если при вычислении прозрачности барьера использовать самосогласованное решение уравнения Пуассона для электростатического потенциала электрона на границе металл–полупроводник.

<sup>2</sup> Эта величина концентрации остаточной примеси  $N_t$  в наших слоях твердого раствора согласуется с полученными ранее оценками по результатам исследования подвижности [12] и вольт-амперных характеристик  $p$ – $n$ -переходов на основе GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> [13].

## 2. Методика эксперимента

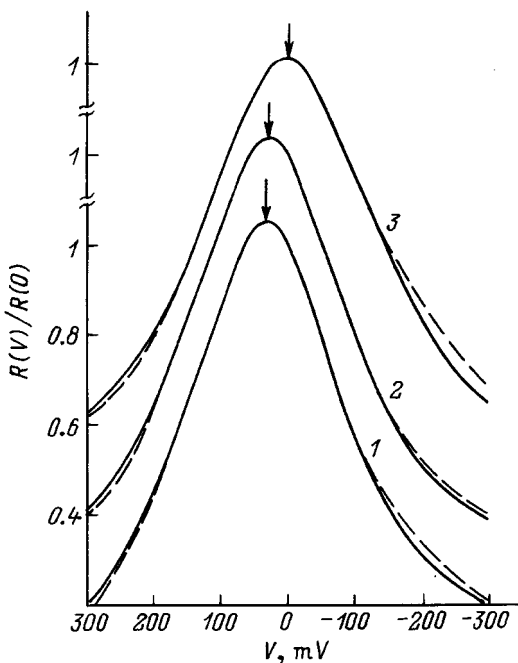
Эпитаксиальные слои твердого раствора GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> выращивались методом жидкофазной эпитаксии в атмосфере очищенного водорода. Температура роста варьировалась в пределах 750 ÷ 850 °С при скорости охлаждения от 0.3 до 2 град/мин. Толщина слоев составляла от 10 до 45 мкм. В качестве компонентов раствора–расплава использовались: Ga (99.9997%), нелегированный  $n$ -GaAs марки АГН-1 с концентрацией электронов  $n \cong 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (источник As) и нелегированный  $p$ -GaSb с концентрацией дырок  $p \cong 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (источник Sb). Содержание Sb варьировалось в пределах от  $x = 0.015$  до  $x = 0.125$ . В качестве подложек использовался  $n$ -GaAs, легированный Te, с концентрацией электронов  $n \cong 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и ориентацией (111)А. Нелегированные эпитаксиальные слои GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> обладали  $n$ -типом проводимости с концентрацией электронов  $n = N_d - N_a = 10^{16} \div 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Эти значения определяются чистотой исходных компонентов раствора–расплава, степенью очистки водорода и особенностями технологического процесса. С целью получения слоев с более широким диапазоном концентраций электронов несколько серий эпитаксиальных слоев легировались Te.

Барьеры Шоттки изготавливались вакуумным напылением Au. Перед этим поверхность GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> очищалась концентрированной HCl в течение 30 с для удаления естественного окисла с поверхности пленки. При остаточном давлении  $10^{-6}$  Тор пластины постепенно нагревались до 200 °С (для отжига поверхности эпитаксиального слоя), затем охлаждались до 120 °С и при этой температуре производилось напыление Au. После этого производился отжиг структур при температуре 200 ÷ 250 °С в течение 3 ÷ 4 мин (для "закрепления" пленки Au) и затем — формирование методом фотолитографии структур Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs диаметром от 0.2 до 1 мм. Прижимной контакт из капельки In, соединенной с пленкой Au, и защищенной лаковым покрытием, обеспечивал возможность измерений в диапазоне температур  $4.2 < T < 450$  К.

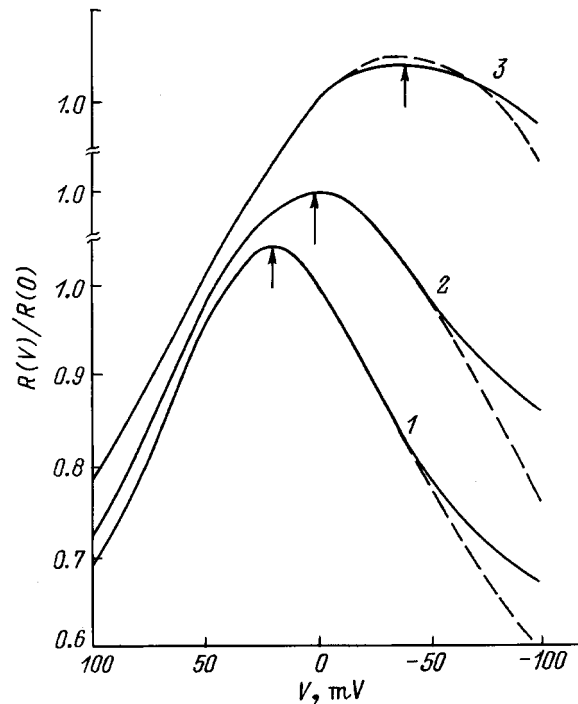
Измерение зависимости дифференциального сопротивления  $R(V) = dV/dI$  от напряжения смещения  $V$  производилось по мостовой схеме при частоте модулирующего сигнала 22 кГц. Регулировка напряжения смещения позволяла осуществить плавный переход через значение  $V = 0$ . Установка обеспечивала измерение сигналов с амплитудой напряжения  $2 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-4}$  В при модулирующем токе  $10^{-7}$  А, остававшимся постоянным с точностью не хуже 5% в процессе измерений. В зависимости от сопротивления образца амплитуда выходного сигнала генератора изменялась дискретно, но не превышала величины  $kT$ .

### 3. Результаты эксперимента

В работах [14,15] показано, что экспериментально легко идентифицируемые параметры кривой  $R_N(V)$  для контактов Au/*n*-GaAs — величина напряжения  $V_{\max}$  в области прямого смещения (помечена на рис. 1 и 2 стрелками), при котором наблюдается максимум сопротивления  $R_N(V) = R_N^{\max}(V_{\max})$ , и полуширина кривой  $R_N(V)$  — не определяются однозначно величиной  $E_F$  (т.е. концентрацией носителей тока  $n$  в полупроводнике с вырожденным электронным газом) и высотой барьера  $\varphi_{b0}(V = 0)$ . Эти параметры можно определить только как подгоночные при согласовании экспериментальных и теоретических зависимостей  $R_N(V)/R_N(0)$ . Проверку этого метода определения  $n$  и  $\varphi_{b0}$  мы провели на структурах Au/*n*-GaAs с концентрацией электронов в GaAs  $(1.5 \div 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , известной из холловских



**Рис. 1.** Зависимости  $R_N(V)/R_N(0)$  от приложенного напряжения  $V$  для структуры Au/*n*-GaAs<sub>0.96</sub>Sb<sub>0.04</sub> (образец 7*n* в таблице) при температурах  $T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 77.4, 3 — 295. Стрелками показаны значения  $V_{\max}$ .

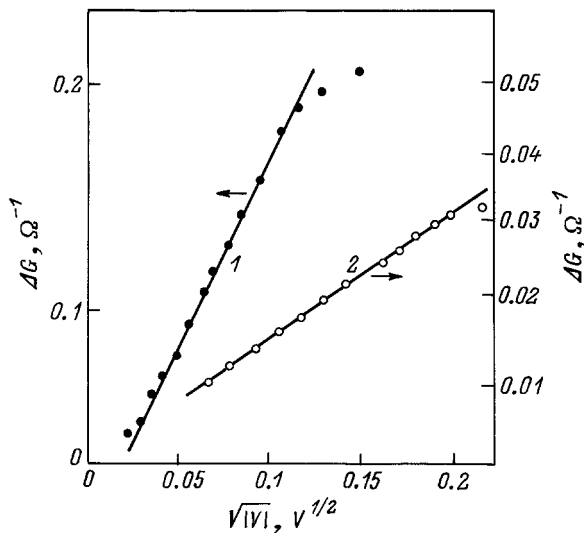


**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но для структуры Au/*n*-GaAs<sub>0.98</sub>Sb<sub>0.02</sub> (образец 2*n* в таблице).

измерений. Значения концентраций, определенные путем сопоставления теоретических и экспериментальных кривых  $R_N(V)/R_N(0)$ , с точностью не хуже 15% совпадают с результатами холловских измерений.

Эту же методику мы применили и для структур Au/*n*-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. На рис. 1,2 показаны результаты сопоставления экспериментальных (сплошные линии) и теоретических (штриховые) зависимостей  $R_N(V)/R_N(0)$  для образцов Au/GaAs<sub>0.96</sub>Sb<sub>0.04</sub> (рис. 1) и Au/*n*-GaAs<sub>0.98</sub>Sb<sub>0.02</sub> (рис. 2). Теоретические кривые рассчитывались по модели [14]. Добавочный вклад в дифференциальное сопротивление  $\Delta R(V)$  в области аномалии при  $V \rightarrow 0$  и  $T = 4.2$  К не превышал  $2 \div 3\%$  от значения  $R_N(0)$  и поэтому не заметен на соответствующих кривых, представленных на рис. 1,2. Влияние температуры на вид зависимостей  $R_N(V)$  хорошо иллюстрирует рис. 2. Видно, что с повышением температуры ширина кривой увеличивается, а положение  $V_{\max}$  сдвигается в сторону обратных напряжений смещения. Положение  $V_{\max} < 0$  при высоких температурах проявляется в структурах с относительно малой концентрацией электронов и объясняется увеличением вклада термополевой эмиссии с ростом температуры.

В таблице приведены значения концентрации  $n = N_d - N_a$  и высоты барьера  $\varphi_{b0}$ , определенные путем подгонки экспериментальных и теоретических кривых. Ранее для структур Au/*n*-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> с концентрацией в твердом растворе  $n = N_d - N_a = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$  по фотоэлектрическим измерениям [16] было получено значение высоты барьера  $\varphi_{b0}^{ph} = 0.88 \pm 0.03$  эВ при



**Рис. 3.** Зависимости проводимости  $\Delta G = G(V) - G(0)$  в области нулевой аномалии от  $\sqrt{|V|}$  при  $T = 4.2$  К для структур: 1 — Au/n-GaAs<sub>0.96</sub>Sb<sub>0.04</sub> (образец 4n), 2 — Au/n-GaAs<sub>0.98</sub>Sb<sub>0.02</sub> (образец 2n).

$T = 77$  К, не зависящее от состава твердого раствора в пределах  $0.03 < x < 0.125$ . Если сравнить с этими данными приведенные в таблице значения  $\varphi_{b0}$ , то видно, что они группируются вокруг приведенных выше величин  $\varphi_{b0}^{ph}$ , за исключением структур 7n, 8n.

В работе [15] показано, что для барьеров Шоттки на n-GaAs положение максимума зависимости  $R_N(V) = R_N^{\max}$  при прямом напряжении смещения  $V = V_{\max}$  всегда значительно меньше величины  $E_F$ . В нашем случае — для структур на твердом растворе n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> — значения  $V_{\max}$  при  $T = 4.2$  К 38 мэВ для образца 7n на рис. 1, и 22 мэВ для образца 2n на рис. 2 также существенно ниже значений  $E_F(T = 4.2 \text{ К}) \cong 190$  и 120 мэВ соответственно.

Переходя к основной цели наших исследований — проверке применимости модели Альтшулера, Аронова [1–3], объясняющей нулевую аномалию в туннельной проводимости слабо разупорядоченных проводников, к описанию такого же явления в барьерах Шоттки, следует отметить малую величину аномального вклада в туннельное сопротивление, наблюдаемого для наших структур Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>. На рис. 3 показано изменение проводимости  $\Delta G = G(V) - G(0)$  в области нулевой аномалии в зависимости от  $\sqrt{|V|}$  для 2-х образцов, для которых ее удалось выделить с достаточной точностью. Как видно из рисунка, зависимость  $\Delta G(V)$  в области аномалии подчиняется закономерности (2). На наш взгляд, это свидетельствует о том, что и в туннельной проводимости барьеров Шоттки проявляется квантовая поправка к плотности состояний Альтшулера–Аронова (1), несмотря на то что теория [1–3] была сформулирована для контактов со слабо разупорядоченными металлами.

#### 4. Заключение

Зависимость дифференциального сопротивления  $dV/dI$  в барьерах Шоттки Au/n-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> от напряжения смещения и от температуры в диапазоне  $4.2 < T < 295$  К удовлетворительно описывается теорией туннелирования, использующей самосогласованный расчет потенциала в области барьера Шоттки [14]. В области малых смещений до  $|V| = 10 \div 40$  мэВ наблюдается корневая зависимость проводимости  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  от напряжения смещения  $V$ . Это согласуется с теорией Альтшулера и Аронова для квантовых поправок к плотности состояний на уровне Ферми, связанных с особенностями многочастичного взаимодействия в разупорядоченном проводнике [1–3].

#### Список литературы

- [1] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. Sol. St. Commun., **30**, 115 (1979).
- [2] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов. Письма ЖЭТФ, **37**, 145 (1983).
- [3] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A.L. Efros and M. Pollak (Elsevier Science Publishers. B.V., 1985) Ch. 1.
- [4] F.A. Padovani, R. Stratton. Sol. St. Electron., **9**, 695 (1966).
- [5] C.R. Crowell, V.L. Rideout. Sol. St. Electron., **12**, 89 (1969).
- [6] C.Y. Chang, S.M. Sze. Sol. St. Electron., **13**, 727 (1970).
- [7] V.L. Rideout, C.R. Crowell. Sol. St. Electron., **13**, 993 (1970).
- [8] Э.Х. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио, 1982). [Пер. с англ.: Е.Н. Roderick. *Metal-semiconductor contacts* (Clarendon Press, Oxford, 1978)].
- [9] М.Э. Райх, И.М. Рузин. ЖЭТФ, **92**, 2257 (1987).
- [10] М.Э. Райх, И.М. Рузин. ФТП, **21**, 456 (1987).
- [11] Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмудинов. ФТП, **21**, 1737 (1987).
- [12] Ю.Ф. Бирюлин, В.Н. Каряев, И.Ю. Новикова, Т.А. Полянская, В.В. Чалдышев, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **15**, 2288 (1981).
- [13] А.Я. Вуль, С.В. Кидалов. ФТП, **20**, 451 (1986).
- [14] И.Н. Котельников, Д.К. Чешиков, Е.Г. Чиркова, А.Я. Шульман. ФТП, **21**, 1854 (1987).
- [15] R. Stratton, F.A. Padovani. Sol. St. Electron., **10**, 813 (1967).
- [16] Л.В. Шаронова, Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмудинов, В.Н. Каряев, Л.А. Зайцева. ФТП, **22**, 93 (1988).

Редактор Л.В. Шаронова

## Differential resistance of Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> tunneling contacts.

### I. Contacts to *n*-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>

T.A. Polyanskaya, T.Yu. Allen, Kh.G. Nazhmudinov,  
S.G. Yastrebov, I.G. Savel'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Current–voltage characteristics and differential resistance  $R(V) = dV/dI$  of tunneling contacts Au/GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> were studied. The Schottky barriers were formed on *n*-GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> epitaxy layers, which were not subject to doping specially, within ( $0.01 < x < 0.125$ ) range. It has been shown that  $R(V)$  dependencies over the ranges of electron densities [ $2 \cdot 10^{18} < n < 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ] and temperatures [ $4.2 < T < 295 \text{ K}$ ] are well described by the theory of tunneling, using a self-consistent calculation potential of Schottky barrier. In the field of the zero-bias anomaly the conductance  $G(V) = (dV/dI)^{-1}$  varies as a square root function of the bias voltage  $V$ . It agrees well with the Altshuler–Aronov theory for quantum corrections to the density of states at Fermi level in disordered metals. Corrections arise due to peculiarities of electron–electron interactions.

E-mail: pta@nano.ioffe.rssi.ru (T.A. Polyanskaya)  
tbilgild@cccasun.utc.edu (T.Yu. Allen)