

Аномалия в плотности состояний и туннельная проводимость контактов Au/*p*-GaAs_{0.94}Sb_{0.06} вблизи перехода металл–диэлектрик

© Т.Ю. Аллен*, Х.Г. Нажмудинов, Т.А. Полянская

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

* University of Tennessee,
TN 37403 Chattanooga, USA

(Получена 1 июля 1998 г. Принята к печати 1 июля 1998 г.)

Исследована аномалия туннельного тока при напряжении смещения $V \rightarrow 0$ на контактах Au/*p*-GaAs_{0.94}Sb_{0.06}. Эпитаксиальные слои твердого раствора *p*-GaAs_{0.94}Sb_{0.06} были легированы германием и имели проводимость, близкую к переходу металл–диэлектрик. Наблюдалась корневая зависимость дифференциальной проводимости $G(V) = (dV/dI)^{-1}$ при малых значениях $V > kT$, предсказанная теорией Альтшулера–Аронова для квантовых поправок к плотности состояний на уровне Ферми в разупорядоченном проводнике. Обнаружено удовлетворительное согласие экспериментальных данных с теорией при концентрации дырок в слоях (*p*), больших критической концентрации перехода металл–диэлектрик p_c , но при $p < p_c$ относительная величина аномалии резко уменьшается. Это подтверждает особенность условия $k_F l \geq 1$ (вместо $k_F l \gg 1$) для применимости теории аномалии в плотности состояний, возникающей из-за электрон-электронных взаимодействий, в трехмерном электронном газе.

Введение

Исследование туннельной проводимости контакта с металлом является прямым измерением плотности состояний электронного газа в материале, находящемся в барьерном контакте с металлом. Аномалии туннельного тока при напряжении смещения $V \rightarrow 0$ для разного типа барьерных структур давно и в большом количестве работ наблюдались экспериментально [1]. Однако этот эффект — во всех полноте экспериментальных фактов — долгое время не находил достаточно убедительного теоретического объяснения (см., например, гл. 27 в сб. [1]). Разработка теории жидкости Ферми для разупорядоченной системы носителей тока [2–4] позволила по-новому взглянуть на многие известные раньше экспериментальные данные по низкотемпературным явлениям в разупорядоченных проводниках, в том числе и на эффект аномалии туннельного тока при $V \rightarrow 0$. Было показано, что в таких системах волновые функции электронов, близких по энергии, сильно коррелированы в пространстве [5]. Диффузия флуктуаций электронной плотности в поле дефектов решетки приводит к существенному усилению электрон-электронного (*ee*) взаимодействия.¹ В результате возникает сингулярность $\delta\nu$ в одночастичной плотности состояний на уровне Ферми $\nu_F = \frac{m_e^* k_F}{\pi \hbar^2}$, k_F — волновой вектор носителя заряда с энергией Ферми. Поправка к плотности состояний при $T \rightarrow 0$ имеет вид (например, см. [3] с. 29):

$$\delta\nu = \frac{\lambda_\nu |\varepsilon|^{1/2}}{4\sqrt{2}\pi^2 (\hbar D)^{3/2}}. \quad (1)$$

Здесь λ_ν — константа, определяемая характером *ee*-взаимодействия [3,4], $\varepsilon \ll \hbar/\tau$ — энергия квазича-

¹ Та же причина — неоднородность в распределении плотности заряда, но в системе локализованных электронов, приводит к образованию кулоновской щели [6].

стицы, отсчитываемая от уровня Ферми ε_F , τ — время релаксации импульса;

$$D = \frac{\sigma}{e^2(dp/d\varepsilon_F)} \quad (2)$$

— коэффициент диффузии; σ — удельная проводимость; p — концентрация носителей заряда, $dp/d\varepsilon_F = \nu_F$.

Отметим важное для наших исследований обстоятельство, что для трехмерного проводника теория аномалии в плотности состояний справедлива даже при

$$\hbar/\tau \leq \varepsilon_F \quad (3)$$

(см. [3] с. 31), в то время как обычное условие применимости теорий квантовых поправок

$$k_F l = 2\varepsilon_F \tau / \hbar \gg 1. \quad (3a)$$

Условие (3) позволяет провести анализ данных, полученных вблизи перехода металл–диэлектрик с металлической стороны. При учете взаимодействия в диффузионном канале *ee*-взаимодействий константа λ_ν состоит из 2 слагаемых:

$$\lambda_\nu = \lambda_\nu^{(j=0)} + \frac{3}{2} \lambda_\nu^{(j=1)}, \quad (4)$$

причем первое из них всегда равно

$$\lambda_\nu^{(j=0)} = 2$$

и описывает взаимодействие квазичастиц с суммарным спином $j = 0$. Второе слагаемое

$$\lambda_\nu^{(j=1)} = -4 \left(\sqrt{1 + \frac{F}{2}} - 1 \right) \quad (5)$$

соответствует взаимодействию квазичастиц с суммарным спином $j = 1$. Здесь F — амплитуда *ee*-взаимодействия

и может изменяться в зависимости от зонной структуры, наличия парамагнитных примесей, взаимодействия с фононами и т. д. В трехмерном случае эту величину можно определить через соотношение $y = 2k_F R_S$ как [3]

$$F = \frac{\ln(1 + y^2)}{y^2}, \quad (6)$$

где R_S — радиус экранирования:

$$R_S = \frac{\chi}{4\pi e^2 (dp/d\varepsilon_F)}, \quad (7)$$

χ — диэлектрическая проницаемость.

Сингулярность в плотности состояний (1) приводит к аномалии в туннельной проводимости $G(V) = dI/dV$ (в области малых напряжений смещения V) относительно той величины, которая определяется обычной плотностью состояний ν_F . В результате величина $\Delta G(V) = G(V) - G(0)$ равна

$$\frac{\Delta G(V)}{G(0)} = \frac{1}{4kT} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{\delta\nu(\varepsilon, T)}{\nu_0} \left(\frac{1}{\cosh^2 \frac{\varepsilon - eV}{2kT}} + \frac{1}{\cosh^2 \frac{\varepsilon + eV}{2kT}} \right),$$

т. е. изменяется пропорционально $(eV/kT)^2$ при $|eV| \ll kT$, а при $|eV| \gg kT$ принимает вид [5]

$$\frac{\Delta G(V)}{G(0)} = \frac{\delta\nu(|\varepsilon \cong eV|)}{\nu_F} = \frac{\lambda_\nu |eV|^{1/2}}{4\sqrt{2}\pi^2 (\hbar D)^{3/2} \nu_F}. \quad (8)$$

Теория туннельной аномалии [5] проверялась на контактах металлов с пленками гранулированного Al [7] и Ga [8]; с пленками In₂O₃, как трехмерными, так и квазидвумерными [9], с пленками твердых растворов Ga_{1-x}Au_x [10], Nb_xSi_{1-x} [11]. Работы [7,11] сделаны в области перехода металл–диэлектрик. Во всех случаях в соответствии с выражением (8) наблюдалась корневая зависимость туннельной проводимости ΔG от напряжения смещения V , а коэффициент пропорциональности

$$\alpha = \frac{\Delta G(V)}{G(0)|V|^{1/2}} \propto \lambda_\nu \sqrt{\rho^3 \nu_F} \quad (9)$$

зависел от сопротивления пленки как ρ^η . Следует отметить, что в металлах величина ν_F практически не изменяется при введении примесей или дефектов, наличие которых влияет только на величину τ , т. е. ρ , но не на концентрацию носителей заряда. В этом случае должно быть $\eta = 3/2$, однако в экспериментальных исследованиях, где определялась зависимость $\alpha(\rho)$ [7,11], получено значение $\eta \cong 1$.

Сильно легированные полупроводники при $\varepsilon_F \gg kT$ имеют проводимые металлического типа и следует ожидать, что эффект туннельной аномалии для барьера Шоттки на сильно легированном полупроводнике имеет ту же природу. Есть ряд экспериментальных работ по исследованию туннельной дифференциальной проводимости барьеров Шоттки, выполненных (до появления теории квантовых поправок) на достаточно

близком аналоге нашего материала — GaAs p -типа (см., например, [12–16]). Так авторы работы [12], проводя измерения на GaAs, легированном Zn и Cd (в качестве электрода использовался Pb), обнаружили, что величина туннельной аномалии быстро возрастает с увеличением удельного сопротивления p -GaAs, а ее полуширина имеет минимум в области перехода металл–диэлектрик (по положению этого минимума они оценили критическую концентрацию дырок в точке перехода $p_c \cong 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В работах [13,16] авторы анализировали дифференциальную проводимость барьеров Шоттки Au/ p -GaAs с целью определения ”хвостов плотности состояний” в соответствии с теорией [6].

В работе [17] мы сообщили о результатах исследования дифференциального сопротивления структур Au/ p -GaAs_{1-x}Sb_x, изготовленных на проводящих подложках p -GaAs. Мы наблюдали корневую зависимость туннельной проводимости от напряжения в области $V \rightarrow 0$, но не имели возможности измерить удельное сопротивление слоя, на котором изготовлен барьер Шоттки, чтобы проанализировать зависимость $\alpha(\rho)$ (8). Поэтому мы предприняли еще одну попытку проверить теорию [5] на барьерах Шоттки Au/ p -GaAs_{0.94}Sb_{0.06}, поставив эксперимент таким образом, чтобы знать величину удельного сопротивления слоя GaAs_{0.94}Sb_{0.06}(Ge).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В отличие от исследований, представленных в [17] для контактов Au/ p -GaAs_{1-x}Sb_x ($0.02 < x < 0.125$), в данной работе слои GaAs_{0.94}Sb_{0.06} выращивались в 2-х вариантах одновременно (в одном технологическом опыте: для измерения удельного сопротивления ρ — на подложках из полуизолирующего GaAs, а для измерений туннельной проводимости — на подложках p -GaAs с концентрацией дырок $(0.5-1) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Способы изготовления эпитаксиальных слоев GaAs_{1-x}Sb_x, легированных Ge (от 0.5 до 2 ат%), подробно описаны в работе [17], а способ создания барьеров Шоттки — в работе [18]. В данной работе, как и в [17], использовались контакты Au/GaAs_{0.94}Sb_{0.06} диаметром $\varnothing = 0.25 \text{ мм}$. По оценкам, сделанным на наших структурах [19], толщина слоя естественного окисла, разделяющего пленку Au и слой твердого раствора, не превышала 30 Å. Результаты исследования высоты барьера φ_b в структурах Au/GaAs_{1-x}Sb_x ($0.02 < x < 0.125$) для слоев как n -, так и p -типа проводимости (по спектральной зависимости фотоответа) приведены в работе [20], а результаты изучения электрофизических свойств и низкотемпературных гальваномагнитных эффектов в p -GaAs_{0.94}Sb_{0.06} — в работах [21–23].

Исследование нулевых аномалий в туннельной проводимости проводилось при гелиевой температуре. При повышении температуры изменялась форма кривой дифференциального сопротивления, аномалия становилась менее выраженной, а при $T \geq 60 \text{ К}$ исчезала совсем [18].

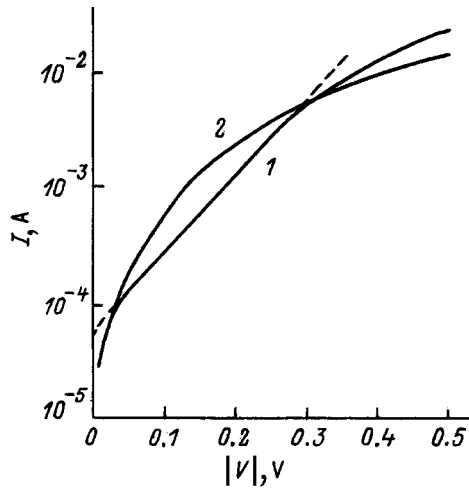


Рис. 1. Типичная вольт-амперная характеристика туннельного контакта Au/*p*-GaAs_{1-x}Sb_x при $T = 4.2$ К. Приложенное напряжение: 1 — $V > 0$, 2 — $V < 0$. Штриховой прямой обозначен участок зависимости $I/I_0 = \exp(eV/E_{00})$.

Для измерения туннельных аномалий мы использовали образцы с концентрацией дырок $(2-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т.е. близкие к переходу металл-диэлектрик. При концентрациях, меньших $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, сопротивление туннельного контакта было столь велико, что мы не имели возможности измерить его дифференциальное сопротивление.

На рис. 1 показана вольт-амперная характеристика (ВАХ), типичная для исследованных контактов при $T = 4.2$ К. Видно, что при значениях напряжения, меньших 0.15 В происходит инверсия ВАХ (обратные токи становятся больше прямых) в соответствии с теорией Вильсона [24]. Прямая ветвь ВАХ при больших напряжениях смещения подчиняется зависимости, характерной для туннельного тока [25],

$$I/I_0 \sim \exp(eV/E_{00}), \quad (10)$$

где

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left[\frac{e^2(N_A - N_D)}{\chi m_{lh}^*} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$\chi = 13$ — диэлектрическая проницаемость GaAs_{0.94}Sb_{0.06} (способ оценки величины χ приведен в работе [23]), $m_{lh}^* = 0.082m_0$ — масса легких дырок, так как туннелирование происходит из этой зоны. Наклон штриховой прямой на рис. 1 дает значение $E_{00} \cong 41$ мэВ. Расчет же по формуле (7) — $E_{00} \cong 40.2$ мэВ при

$$N_A - N_D \cong p_r(T = 295 \text{ К}) = 1/eR_H = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

где R_H — коэффициент Холла в магнитном поле $H \rightarrow 0$ при $T = 295$ К.

На рис. 2 для того же образца приведена зависимость дифференциального сопротивления от приложенного напряжения смещения $R(V) = dV/dI = 1/G(V)$ при $T = 4.2$ К. Отчетливо видны как пик в зависимости $R(V)$ при $V \rightarrow 0$ (нулевая аномалия), так и максимум $R(V)$ при напряжении смещения $V = V_{\max} \cong 23$ мэВ.

Авторы [25] показали, что характерные черты зависимостей $R(V)$ для того или иного полупроводника, в частности величина eV_{\max} (в сравнении с ε_F) и "ширина" кривой $R(V)$, т.е. резкость проявления максимума $R(V_{\max})$, определяется параметрами ε_F/E_{00} и φ_b/E_g . Достаточно резкий пик в области $R(V_{\max})$ при напряжении $V_{\max} = \varepsilon_F$ может проявиться, если для конкретного материала справедливы соотношения $\varphi_b/E_g \geq 1/2$ и $\varepsilon_F/E_{00} < 1$. При соотношениях $\varphi_b/E_g \geq 1/2$, но $\varepsilon_F/E_{00} \gg 1$ должен наблюдаться "размытый" максимум дифференциального сопротивления. Оценим эти параметры для наших структур. Ширина запрещенной зоны E_g для GaAs_{1-x}Sb_x при $T \leq 77$ К изменяется от 1.52 до 1.3 эВ в диапазоне составов $0 \leq x < 0.13$, а при $x = 0.06$ $E_g \cong 1.4$ эВ. Высота барьера φ_{bp} для наших структур на материале *p*-типа составляет (0.82 ± 0.06) эВ при $T = 77$ К [20]. В результате величина $\varphi_{bp}/E_g \cong 0.6$, а отношение

$$\frac{\varepsilon_F}{E_{00}} = 1.96 \cdot 10^{-4} \sqrt{\chi \left(\frac{m_{lh}^* m_0}{(m_v^*)^2} \right) (n[\text{см}^{-3}])^{1/3}} \quad (13)$$

изменяется в пределах от 0.4 до 0.6 при изменении концентрации дырок $10^{18} < p < 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В соотношении (13) принято значение массы по плотности состояний $m_v^* = 0.473m_0$ и массы легких дырок $m_{lh}^* = 0.082m_0$. Для GaAs_{1-x}Sb_x *n*-типа проводимости отношение $\varphi_{bn}/E_g \cong 0.7$ ($\varphi_{bn} \cong 1$ эВ при 4.2 К [20]), а величина ε_F/E_{00} в 2.5 раза больше для тех же концентраций носителей заряда.

В соответствии с этими оценками мы наблюдали широкую (размытую) полосу зависимости $R(V)$ с максимумом при $V_{\max} = \varepsilon_F$ (со слабым всплеском в $R(V)$

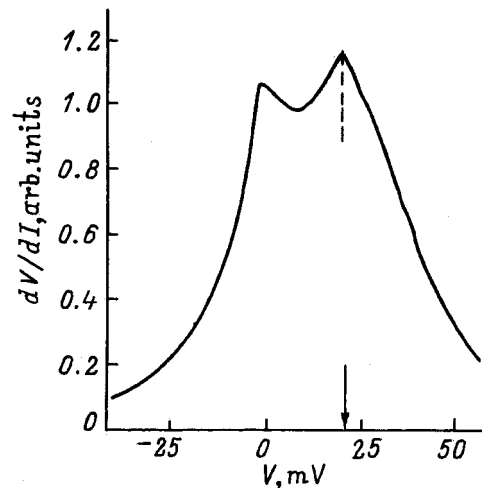


Рис. 2. Зависимость дифференциального сопротивления $R(V) = dV/dI$ от напряжения смещения V при $T = 4.2$ К для того же контакта, что и на рис. 1. Стрелкой обозначено напряжение V_{\max} , соответствующее максимуму дифференциального сопротивления на прямой ветви вольт-амперной характеристики.

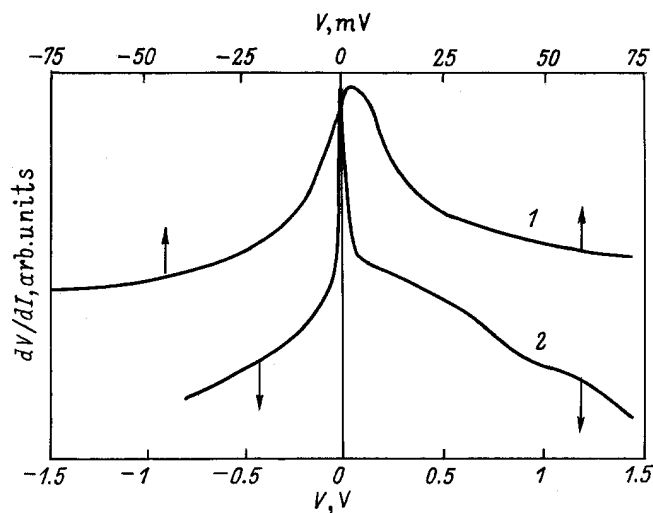


Рис. 3. Зависимости дифференциального сопротивления $R(V)$ от направления смещения V при $T = 4.2$ К для структуры 1 (см. таблицу). Значения V для кривой 1 — на верхней шкале, для кривой 2 — на нижней.

при $V \rightarrow 0$) — для контактов на твердом растворе n -типа проводимости [18]. Для контактов же p -типа GaAs_{1-x}Sb_x хорошо проявляется пик в области $V = V_{\max}$, и величина V_{\max} , действительно, близка к значениям ε_F при $p \geq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при этом $V_{\max} \sim p^{2/3}$. То же самое отмечалось и в работе [16] для контактов Au/p-GaAs при $p > 10^{19} \text{ см}^{-3}$. По мере уменьшения концентрации дырок и приближении к переходу металл-диэлектрик пик в зависимости $R(V)$ при $V \rightarrow 0$ становится все более резким, и величина нулевой аномалии становится сравнимой с максимумом $R(V_{\max})$ или больше его, так что значение V_{\max} невозможно определить (см. рис. 3–5 и работу [17]).

На рис. 3–5 приведены зависимости $R(V)$ для ряда образцов, параметры которых приведены в таблице, и на рис. 6 — относительная величина аномалии по отноше-

Основные характеристики эпитаксиальных слоев твердого раствора GaAs_{0.94}Sb_{0.06}, легированного Ge

Образец	Содержание Ge, ат%	Толщина слоя, мкм	$T = 4.2$ К	$T = 295$ К
			ρ , $10^{-2} \Omega \cdot \text{см}$	$p = 1/eR_H$, 10^{18} см^{-3}
1	0.5	18	14	2.3
2	0.5	19	7.6	2.6
5	0.65	20	6.5	2.8
3	0.7	20	4.7	3.4
4	0.75	26	6.8	2.7
6	0.85	24	4.4	3.7
7	1.0	14	3.6	4.2
8	2.0	16	2.6	5.0

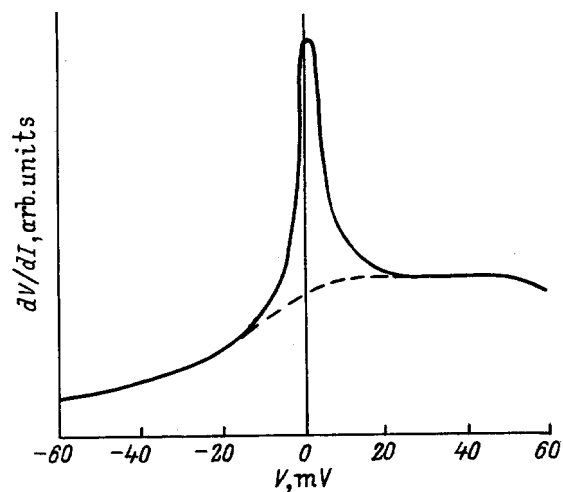


Рис. 4. Зависимость дифференциального сопротивления $R(V)$ от напряжения смещения V при $T = 4.2$ К для структуры 3 (см. таблицу). Штриховая кривая соответствует зависимости $R_N(V)$, определяемой "нормальной" плотностью состояний.

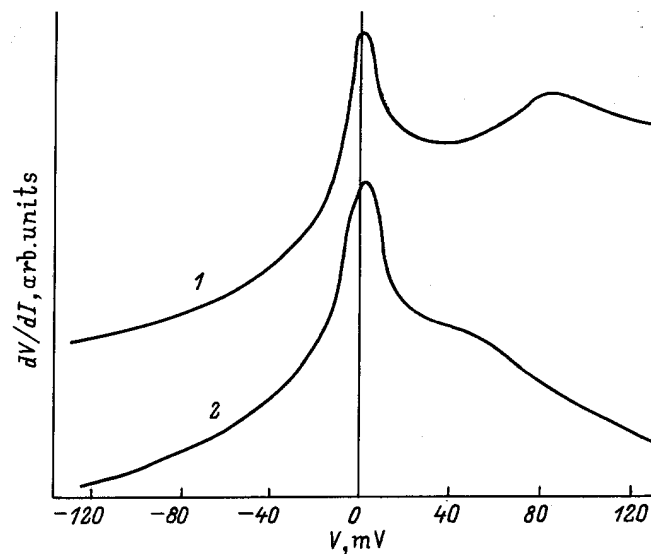


Рис. 5. Зависимости дифференциального сопротивления $R(V)$ от напряжения смещения V при $T = 4.2$ К для структур 8 (кривая 1) и 7 (кривая 2). Номера образцов такие же как в таблице.

нию к "фоновому" значению $R_N(V \rightarrow 0)^2$

$$A(V) = \frac{R(V) - R_N(V)}{R_N(0)}.$$

Фоновая (по отношению к аномалии) зависимость $R_N(V)$ связана с "нормальной" плотностью состояний ν_F и определялась "на глаз" (см. штриховую линию на рис. 4).

² В работе [18] была допущена опечатка в записи знаменателя в выражении для экспериментального определения величины $A(V)$ (см. формулу (4) в [18]). Здесь приведено правильное выражение.

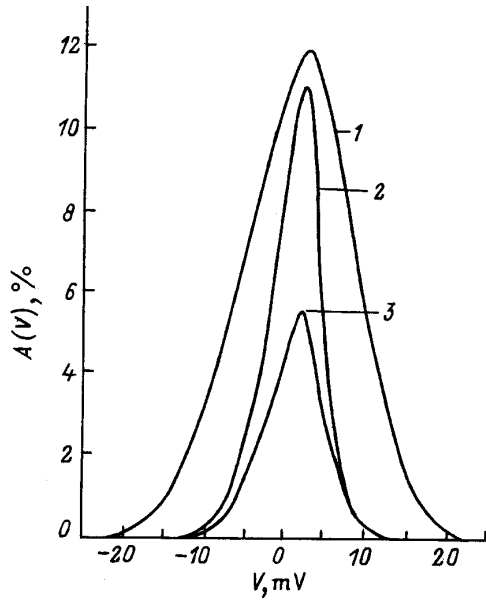


Рис. 6. Относительная амплитуда нулевой аномалии, выделенная из зависимости $R_N(V)$, определяемой нормальной плотностью состояний, для контактов, изготовленных на слоях $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ с содержанием Ge, ат%: 1 — 0.2, 2 — 1, 3 — 2.

В виду малой ширины нулевой аномалии в исследованных образцах, такое определение $R_N(V)$ не должно вносить большой погрешности. На рис. 6 видны особенности в аномалии $A(V)$, отмеченные ранее в работе [18], — это возрастание величины A при уменьшении концентрации акцепторов и "асимметрия" зависимости $A(V)$, заключающаяся в сдвиге положения максимума $A(V)$ от значения $V = 0$ в сторону прямых смещений на малую величину δV . Значения $R_0 \equiv R(V = 0)$ и $R_M \equiv R(\delta V)$ в зависимости от величины удельного сопротивления ρ при $T = 4.2\text{ K}$ показаны на рис. 7. Если не принимать во внимание большой разброс экспериментальных данных, то распределение $R_0 = f(\rho)$ можно описать степенным законом

$$R_0 \propto \rho_0^m, \quad (14)$$

где $m = 1.4 \pm 0.4$ (см. линию на рис. 7).

На рис. 8 представлены зависимости дифференциальной проводимости $G(V) = dI/dV$ от $\sqrt{|V|}$ в области малых напряжений при обратном смещении для нескольких образцов. Имеются два участка с различными наклонами γ_1 и γ_2 , определяемыми как

$$\gamma = \alpha G(0) = \frac{\Delta G(V)}{|V|^{1/2}}.$$

Напряжение, соответствующее изменению наклона, определялось по точке пересечения прямых и лежит в интервале от 7 до 19 мВ. Зависимости коэффициентов γ_1 и γ_2 от величины удельного сопротивления ρ эпитаксиальных слоев показаны на рис. 9. В пределах погрешности эксперимента

$$\gamma_1, \gamma_2 \propto \rho^{-5/2}.$$

Сравним теперь наши экспериментальные результаты с теорией [5]. На рис. 10 представлены значения

$$\gamma_1 R_0 = \frac{\Delta G(V)}{G(0)|V|^{1/2}}$$

в зависимости от удельного сопротивления эпитаксиального слоя (величины γ_1 и $R_0 = 1/G(0)$ показаны

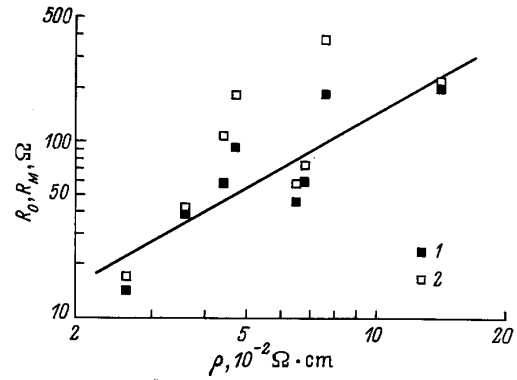


Рис. 7. Дифференциальное сопротивление $R(V) = (dI/dV)^{-1}$ при напряжениях $V = 0$ и $V = \delta V$ в зависимости от удельного сопротивления слоя $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ при $T = 4.2\text{ K}$: 1 — $R_0 = R(V = 0)$, 2 — $R_M = R(V = \delta V)$.

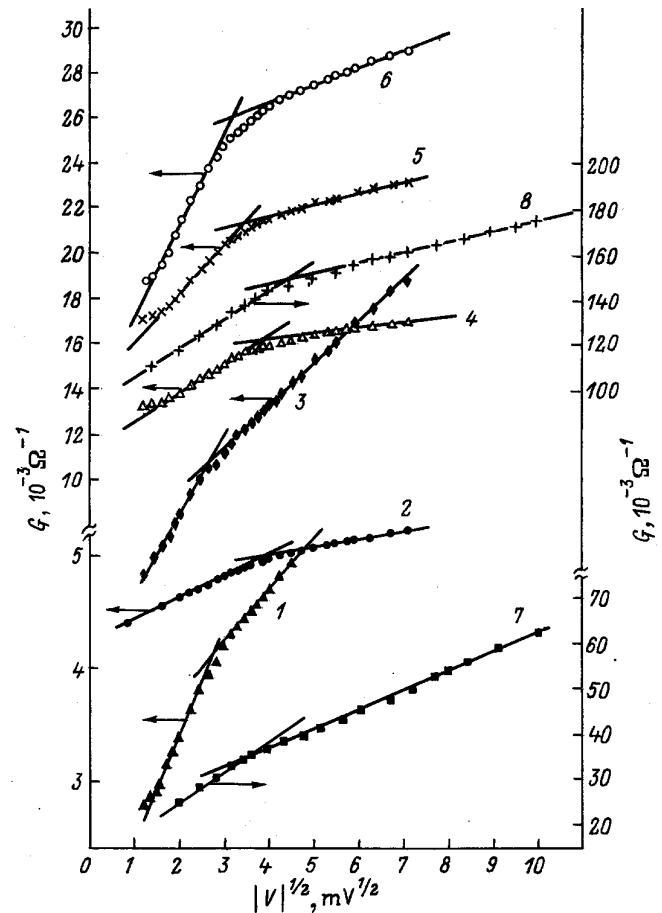


Рис. 8. Дифференциальная проводимость $G = dI/dV$ при обратном напряжении смещения в зависимости от $\sqrt{|V|}$ при $T = 4.2\text{ K}$. Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

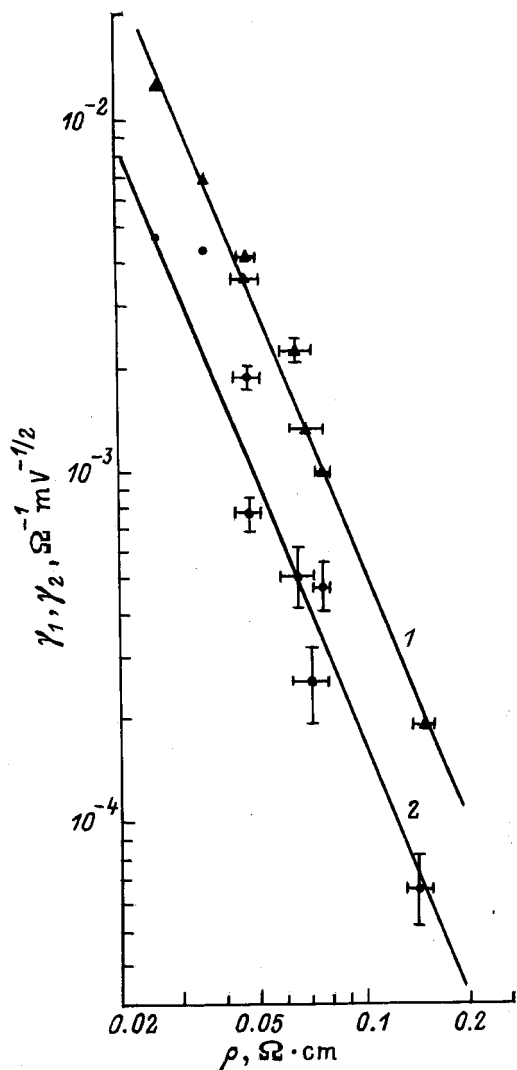


Рис. 9. Коэффициенты γ_1 (1) и γ_2 (2) (наклоны линейных участков зависимостей $G(\sqrt{V})$ на рис. 7) в зависимости от удельного сопротивления слоя p-GaAs_{0.94}Sb_{0.06} при $T = 4.2$ К.

на рис. 8 и 7 соответственно), а также значения

$$\alpha_D = \frac{\lambda_\nu}{8} \sqrt{\frac{2m_0 k_F}{\hbar^2}} \left(\frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \rho \right)^{3/2},$$

рассчитанные на основе транспортных характеристик эпитаксиальных слоев (рис. 11), а константа ee -взаимодействий в диффузионном канале λ_ν — на основе соотношений (4)–(7). Из рис. 10 видно, что теоретические коэффициенты α_D близки к экспериментальным значениям $\gamma_1 R_0$ только для образцов с малым удельным сопротивлением. Зависимость $\alpha_D = f(\rho)$ описывается степенной функцией с показателем $\eta = 1.43 \pm 0.01$ (линия на рис. 10, а). Величина η отличается от теоретического значения $3/2$ за счет того, что λ_ν и ν_F зависят от концентрации дырок. Те же данные приведены на рис. 10, б в зависимости от концентрации $N_A - N_D \cong p_r$. Видно, что экспериментальные ($\gamma_1 R_0$) и теоретические

(α_D) значения коэффициентов начинают резко расходиться, когда $N_A - N_D$ становится меньше критической концентрации для перехода металл–диэлектрик, оцененной в работе [23], т. е. при $p_r < p_c \cong 3.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Необходимо отметить удовлетворительное согласие экспериментальных значений $\gamma_1 R_0$ и их теоретических эквивалентов α_D в рассматриваемой области концентрации дырок, так как параметр $k_F l$ для исследованных слоев на металлической стороне перехода

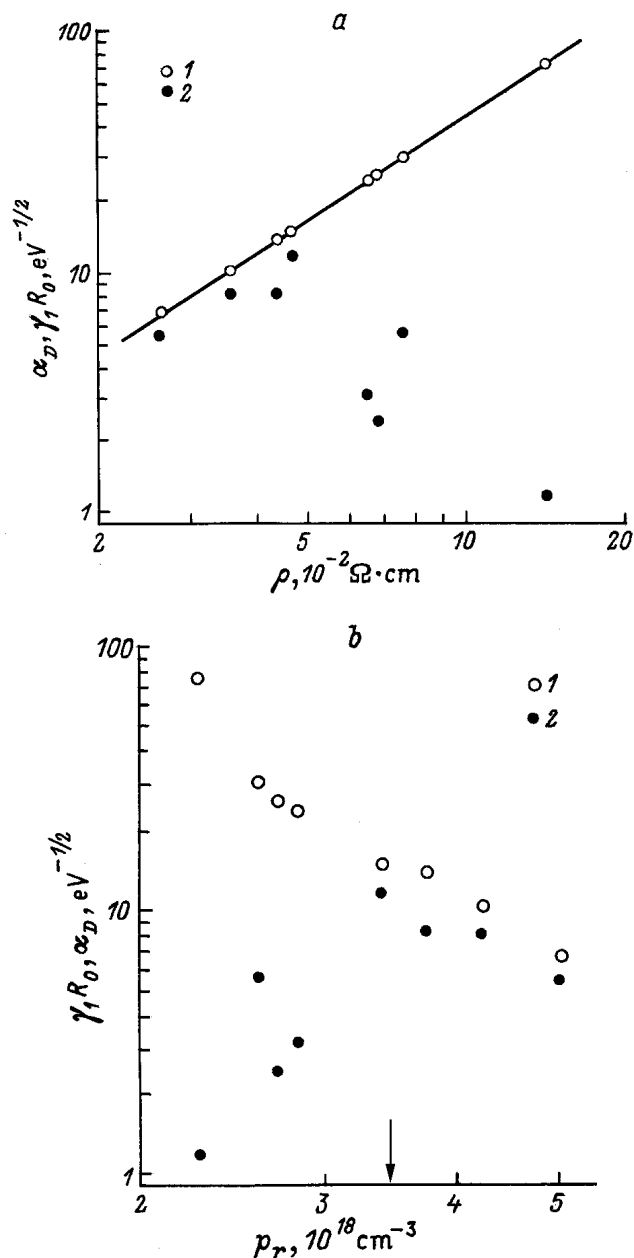


Рис. 10. Экспериментальные значения (1) $\gamma_1 R_0 = (\Delta G(V)/\Delta(eV)^{1/2})/G(0)$ при $T = 4.2$ К и расчетная величина α_D (2) в зависимости: а — от удельного сопротивления ρ при $T = 4.2$ К (прямая соответствует $\alpha_D \sim \rho^\eta$, где $\eta = 1.43 \pm 0.01$), б — от концентрации $p_r \cong N_A - N_D$, измеренной при $T = 295$ К. Стрелкой указана концентрация, соответствующая переходу металл–диэлектрик.

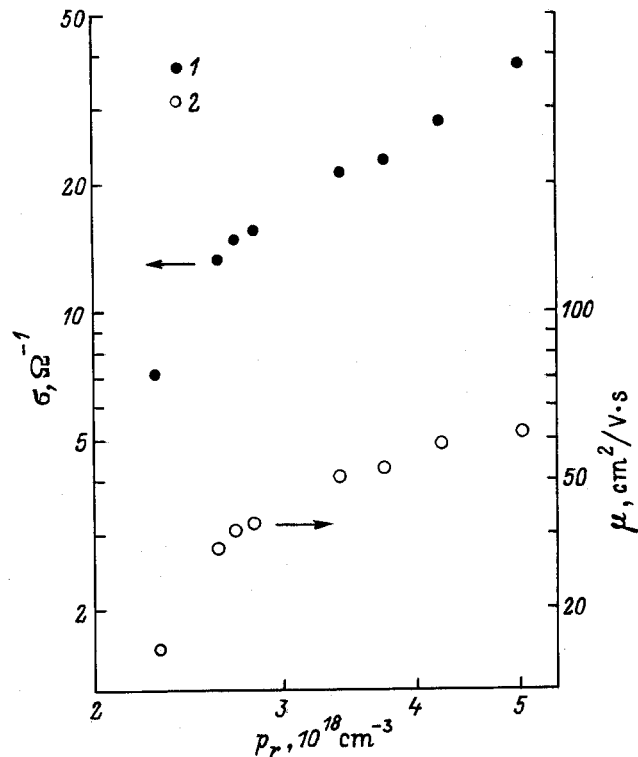


Рис. 11. Проводимость (σ) и холловская подвижность (μ) слоев $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ измеренные при $T = 4.2\text{ K}$, в зависимости от $p_r \cong N_A - N_D$.

($3.4 \cdot 10^{18} \leq p_r \leq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) изменяется от 0.6 до 1. Этот факт подтверждает справедливость особого условия (2), при котором применима теория аномалии плотности состояний в трехмерном проводнике [3].

Заключение

Мы обнаружили, что туннельная проводимость барьеров Шоттки $\text{Au}/p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ в области малых напряжений смещения (*zero-bias anomaly*) пропорциональна корню из напряжения и величина наклона линейного участка удовлетворительно согласуется с теорией квантовых поправок к плотности состояний [5], но только при концентрации дырок $p > p_c$, где $p_c \cong 3.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — критическая концентрация для перехода металл–диэлектрик в $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$.

В первых работах по квантовым поправкам, например [26], утверждалось, что аномалия в плотности состояний, определяемая ee -взаимодействием, возрастает в разупорядоченных проводниках при приближении к переходу металл–диэлектрик, исчезая совсем на диэлектрической стороне перехода из-за образования кулоновской щели в плотности состояний. Именно такая ситуация иллюстрируется на рис. 10, *b*. Соображения, изложенные в [26], были подтверждены в работе [27], где рассчитана поправка $\delta\mu$ для трехмерного электронного газа без каких-либо предположений о слабой разупорядо-

ченности электронной подсистемы, т. е. без условия (3а). Отмечено лишь, что в системах с сильным беспорядком должна происходить перенормировка амплитуды ee -взаимодействия (6) и коэффициента диффузии (2).

Таким образом, нулевую аномалию в туннельной проводимости на барьерах Шоттки можно объяснить аномалией в плотности состояний Альтшулера–Аронова, вызываемой особенностями ee -взаимодействия, присущими разупорядоченному электронному газу. Анализ результатов эксперимента, проведенного на барьерах к слоям $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ с $k_{Fl} \cong 1$, подтверждает также специфичность граничного требования для применимости теории аномалии плотности в трехмерном электронном газе, которое не ставит условия слабого беспорядка $k_{Fl} \gg 1$.

Мы хотим выразить благодарность В.Н. Каряеву за изготовление образцов. Т.Ю. Аллен благодарна Ассоциации женщин университетов США (The American Association of University Women) и Фонду университета Чаттануги (The UC Foundation, Chattanooga, USA), а Т.А. Полянская — Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 98-02-18396) за поддержку.

Список литературы

- [1] *Туннельные явления в твердых телах* (М. Мир, 1973). [пер. с англ.: *Tunneling Phenomena in Solid*] (N. Y., Plenum, 1969).
- [2] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. *Physica*, **126B**, 314 (1984).
- [3] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron Interactions in Disordered Systems* (Elsevier Science Publishers, B.V., 1985) Ch. 1, p. 1.
- [4] P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan. *Reports Mod. Phys.*, **57**, 287 (1985).
- [5] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. *Sol. St. Commun.*, **30**, 115 (1979).
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [7] R.C. Dynes, J.P. Garno. *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 137 (1981).
- [8] R. Sood. *Phys. Rev. B*, **25**, 6064 (1982).
- [9] Y. Imry, Z. Ovadyahu. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 841 (1982).
- [10] W.L. McMillan, J. Mochal. *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 556 (1981).
- [11] G. Hertel, D.J. Bishop, E.G. Spencer, J.M. Rowell, R.C. Dynes. *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 743 (1971).
- [12] N.A. Mora, S. Bermon, J.J. Loferski. *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 664 (1971).
- [13] G. Mahan, J.W. Conley. *Appl. Phys. Lett.*, **11**, 29 (1967).
- [14] N.A. Mora, S. Bermon, F.N. Pollak. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 225 (1972).
- [15] N.A. Mora, J.J. Loferski, S. Bermon. *Proc. Int. Conf. on radiation, damage and defects in semiconductors*, Reading, Berks, England, 19–21 July 1972 (Inst. Phys., 1973) p. 103.
- [16] К.П. Абдурахманов, Ш. Мирахмедов, А. Ташабаев, С.С. Худайбердиев. *ФТП*, **10**, 658 (1976).
- [17] Т.Ю. Аллен, Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмуудинов, И.Г. Савельев. *ФТП*, **32**, 579 (1998).
- [18] Т.Ю. Аллен, Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмуудинов, С.Г. Ястребов, И.Г. Савельев. *ФТП*, **32**, 574 (1998).

- [19] В.Г. Каряев, Х.Г. Нажмудинов, М.В. Егорова, И.Г. Савельев. ФТП, **20**, 1634 (1986).
- [20] Л.В. Шаронова, Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмудинов, В.Н. Каряев, Л.А. Зайцева. ФТП, **22**, 93 (1988).
- [21] Т.Ю. Бильгильдеева, В.Н. Каряев, Т.А. Полянская. ФТП, **22**, 381 (1988).
- [22] T.Yu. Bilgildeeva, T.A. Polyanskaya. Phys. St. Sol. (b), **149**, 649 (1988).
- [23] Т.Ю. Аллен, Т.А. Полянская. ФТП, **31**, 587 (1997).
- [24] A.H. Wilson. Proc. Roy. Soc. A, **136**, 487 (1932).
- [25] J. Conley, G. Mahan. Phys. Rev., **161**, 681 (1967).
- [26] W.L. McMillan, J.M. Mochel. Phys. Rev. Lett., **46**, 556 (1981).
- [27] G. Vignale, W. Hanke. Phys. Rev. B, **36**, 2924 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

Anomaly in the density of states and the tunnel conductivity of Au/*p*-GaAs_{0.94}Sb_{0.06} contacts near to metal-insulation transition

T.Yu. Allen*, Kh.G. Nazhmudinov, T.A. Polyanskaya

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

Abstract Zero bias anomalies of tunnel current are investigated for contacts Au/*p*-GaAs_{0.94}Sb_{0.06}. Epitaxial layers of GaAs_{0.94}Sb_{0.06} solid solution were doped with germanium and had the conductivity near to that of the metal-insulator transition. The root dependence of differential conductivity $G(V) = (dV/dI)^{-1}$ on a voltage V in $eV > kT$ area was observed. For layers with hole density (p) higher the critical density of metal-insulator transition (p_c), it has been found that there is satisfactory agreement with Altshuler–Aronov theory of the quantum corrections to the density of states at the Fermi level for disordered conductors. However, for $p < p_c$ the relative magnitude of anomaly is decreasing sharply. This fact confirms the peculiarity of $k_F l \geq 1$ (instead of $k_F l \gg 1$) condition for application of the theory for the state density anomaly, which appears through the electron-electron interactions in a three dimensional electron gas.

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