

Туннельная аномалия при нулевом смещении в двумерной электронной системе с беспорядком

И. Н. Котельников, С. Е. Дижур, Е. Н. Морозова, Э. В. Девятов⁺, В. Т. Долгополов⁺

Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 2012 г.

В туннельной структуре Al/ δ -GaAs с концентрацией 2D-электронов в δ -слое $3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ исследована зависимость аномалии туннельной проводимости при нулевом смещении от температуры T . Показано, что соответствующий этой аномалии провал $\Delta\rho(\varepsilon, T)$ в туннельной плотности состояний ρ вблизи ферми-уровня E_F двумерной электронной системы логарифмически зависит от энергии ε в диапазоне $2.7kT < |\varepsilon| < \hbar/\tau$, где ε отсчитана от E_F , а τ – время релаксации импульса 2D-электронов. Глубина провала $\Delta\rho(0, T)/\rho$ также пропорциональна $\ln(kT/\varepsilon_0)$ в диапазоне $T = (0.1-20)$ К. При температурах ниже 0.1 К обнаружено насыщение зависимости $\Delta\rho(0, T)/\rho$.

Эффекты межэлектронного взаимодействия наиболее существенны в чистых двумерных электронных системах (ДЭС) при низкой плотности электронов [1, 2]. Однако следы такого взаимодействия проявляются и в ДЭС высокой плотности с беспорядком, где оно приводит, в частности, к подавлению плотности состояний на ферми-уровне [3]. Этот эффект вызывает появление аномалии при нулевом смещении типа провала в туннельной проводимости, что позволяет исследовать квантовые поправки к плотности состояний ДЭС в туннельных экспериментах. Такие квантовые поправки $\Delta\rho(\varepsilon, kT)$ к одностатичной плотности состояний в неупорядоченных металлических системах существенны на энергетических расстояниях $|\varepsilon| < \hbar/\tau$ от поверхности Ферми. Согласно теории [3] для двумерных систем $\Delta\rho(\varepsilon, kT) \sim \ln(\max\{\varepsilon, kT\}\tau/\hbar)$, когда длины локализации ($\xi = l \exp(k_F l)$) и сбоя фазы (L_ϕ) превышают длину корреляции $L_\varepsilon = (D\hbar/\varepsilon)^{1/2}$ для электронов с разностью энергий ε (или kT). Здесь τ – время релаксации импульса, $l = v_F \tau$, k_F и v_F – фермиевские квазиимпульс и скорость, D – коэффициент диффузии.

Измерения туннельной плотности состояний (ТПС), подтверждающие результаты [3], были выполнены на металлических пленках (см., например [4–6]). Однако специфическая зависимость $\Delta\rho(\varepsilon, kT)$ наблюдалась в узких интервалах – в пределах одного порядка по ε и T .

В полупроводниковых 2D-структурах систематических измерений зависимости ТПС от T не проводилось. Обычно в них исследовались квантовые поправки к проводимости ДЭС (см., например, [7, 8]). При этом, в наиболее популярных для таких экспе-

риментов структурах AlGaAs/GaAs использовались образцы с низкой концентрацией и высокой подвижностью в ДЭС с тем, чтобы усилить межэлектронное взаимодействие и уменьшить влияние беспорядка. Высокая подвижность $\mu \sim 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ дает величину $\hbar/\tau \sim 0.02 \text{ мэВ}$ (или 0.2 К), что существенно ограничивает сверху область температур, в которой можно наблюдать эффект Аронова–Альтшулера в ТПС. Напротив, в структурах на основе GaAs с δ -легированием обычно реализуется ДЭС высокой плотности ($E_F \sim 100 \text{ мэВ}$) с сильным беспорядком ($\mu \simeq 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$). В δ -легированных слоях верхняя граница $kT \sim \hbar/\tau \simeq 20 \text{ мэВ}$ существенно отодвигается, однако на квантовые поправки могут влиять межподзонные переходы [9], а при низких температурах система может оказаться локализованной даже при относительно высокой плотности [10]. Посредством измерений температурной зависимости проводимости в глубоких δ -слоях GaAs [11] удалось наблюдать переход к локализации уже при $T \leq 2.6 \text{ К}$. В туннельных структурах Al/ δ -GaAs с приповерхностным δ -легированным слоем следы такого перехода проявлялись уже при 4.2 К как значительное усиление провала $\Delta\rho/\rho$ (до -0.3) в ТПС на уровне Ферми [12].

Интересно проверить, работает ли теория Аронова–Альтшулера при столь значительных изменениях в ТПС и достаточной близости к порогу локализации. В настоящей работе сообщается о первых измерениях ТПС на уровне Ферми в полупроводниковой структуре с ДЭС высокой плотности и низкой подвижностью ($k_F l < 10$). Мы хотели проследить поведение ТПС в диапазоне температур 0.03–30 К в широких пределах смещений (3–4 порядка).

В наших экспериментах использовались структуры Al/ δ -GaAs, изготовленные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [13]. Расстояние от δ -легированного слоя до границы Al/GaAs составляло около 20 нм. Алюминий наносился в камере МЛЭ после окончания роста GaAs. Измерения выполнялись на образцах двух типов в геометрии холловского мостика с размерами двумерного канала $0.5 \times 1.5 \text{ мкм}^2$. В образцах типа “e” алюминиевый затвор длиной 1.3 мм перекрывал почти весь канал, а потенциометрические контакты к δ -слою располагались под затвором. Образцы типа “d” имели два затвора в виде поперечных каналов полосок шириной по 10 мкм (геометрию образцов см. в [14]).

При $T = 4.2 \text{ К}$ удельное сопротивление $2D$ -канала под затвором составляло $3.5 \text{ кОм}/\square$. При этом магнитотранспортные измерения дали значение холловской концентрации $n_H = 3.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Измерения туннельных характеристик проводились как на постоянном, так и на переменном токе (частоты модуляции $f = 11$ и 19 Гц) методом синхронного детектирования [13]. Значение амплитуды A_m переменного напряжения модуляции на переходе не превышало 20 мкВ при самой низкой температуре $T = 30 \text{ мК}$. Туннельные сопротивления переходов на образцах “e” и “d” были почти одинаковыми и составляли примерно $40 \text{ кОм} \cdot \text{мм}^2$.

На рис. 1 приведена измеренная при $T = 4.2 \text{ К}$ зависимость туннельной дифференциальной проводимости $\sigma = dI/dU$ от напряжения смещения U на туннельном переходе Al/ δ -GaAs для образца “d” (кривая 1). Как известно, при туннелировании между трехмерным электродом и ДЭС $\sigma \sim D_{\text{tun}}(U)\rho_{2D}(U)$ [15], где $D_{\text{tun}}(U)$ – туннельная прозрачность барьера, $\rho_{2D}(U)$ – $2D$ -плотность состояний в ДЭС. Следовательно, на зависимости $\sigma(U)$ можно наблюдать ступеньки, соответствующие пересечению уровнем Ферми металла $2D$ -подзон в полупроводниковом электроде структуры. Положения этих ступенек соответствуют провалам на туннельном спектре – логарифмической производной туннельной проводимости $d \ln \sigma / dU$ (кривая 2 на рис. 1). Толстыми стрелками на рисунке отмечены положения двух заполненных уровней в δ -слое ($U > 0$). Ступеньки на зависимости $\sigma(U)$, соответствующие пустым $2D$ -подзонам δ -слоя, отчетливо видны при отрицательных смещениях. Параметры проводимости по δ -слою для двух заполненных подзон определялись из магнитотранспортных данных в перпендикулярном δ -слою магнитном поле B и туннельных измерений энергий Ферми (ферми-уровень ДЭС отвечает $U = 0$) E_{0F} и E_{1F} в заполненных подзонах по туннельному спектру. Со-

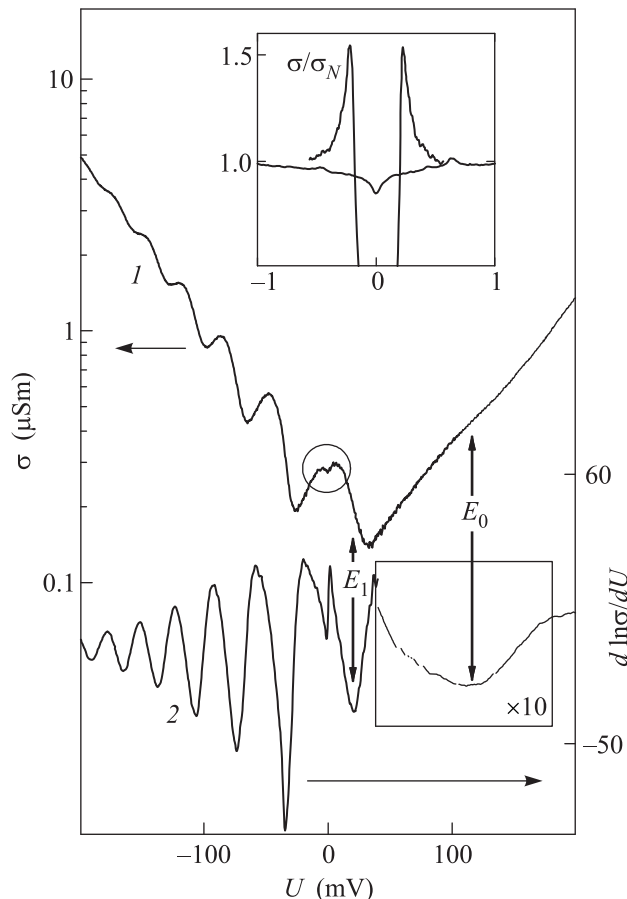


Рис. 1. Туннельная проводимость структуры при 4.2 К для образца “d” (1). Толстыми стрелками отмечены ступеньки, соответствующие заполненным $2D$ -подзонам, полученные из логарифмической производной проводимости (2). На вставке (образец “e”) – при $T = 0.03 \text{ К}$ сверхпроводящая щель в Al-электроде ($B = 0$) и аномалия при нулевом смещении ($B = 0.16 \text{ Тл}$, сверхпроводящая щель подавлена), характеризующая плотность состояний на уровне Ферми ДЭС

ответствующие значениям $E_{0F}(U = 0) = 110 \text{ мэВ}$ и $E_{1F}(0) = 19 \text{ мэВ}$ (после приведения к $U = 0$) концентрации n_i электронов в подзонах вычислялись по формуле $n_i = mE_{iF}(0)/(\pi\hbar^2)$. Они оказались равны $n_0 = 3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_1 = 5.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Используя холловские данные для образца “e”, приведенные выше, и значения n_i , можно оценить подвижности μ_i в заполненных подзонах ДЭС под затвором: $\mu_0 = 400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $\mu_1 = 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Кружком на рис. 1 отмечена аномалия при нулевом смещении (АНС) – провал в туннельной проводимости вблизи $U = 0$. В этой области смещений $\sigma(U) \sim \rho(\epsilon = eU)$, где $\rho(\epsilon)$ соответствует туннельной плотности состояний вблизи уровня Ферми ДЭС. При уменьшении температуры ниже 1.1 К в области малых смещений на зависимости $\sigma(U)$ прояв-

лялась сверхпроводящая щель в алюминиевом электроде структуры. Она показана на вставке к рис. 1 для $T = 30$ мК. Это демонстрирует высокое качество изготовленного туннельного перехода Al/ δ -GaAs и возможность измерения ТПС на уровне Ферми в электродах. На вставке также приведена АНС, измеренная на том же образце при температуре 30 мК в перпендикулярном плоскости δ -слоя магнитном поле $B = 0.16$ Тл, когда сверхпроводящая щель подавлена.

В дальнейшем измерения $\sigma(U)$ при $T < 1.2$ К выполнялись в поле $B = 0.16$ Тл с тем, чтобы подавить сверхпроводящую щель в алюминиевом электроде, а при $T > 4$ К – без магнитного поля. Как видно из рис. 2, кривая $\sigma(U)$ в области малых смещений не-

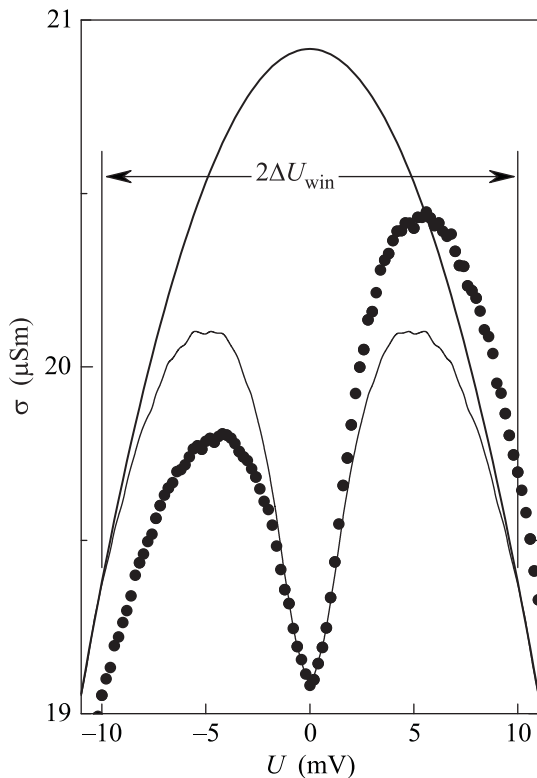


Рис. 2. Измеренная при $T = 4.2$ К туннельная проводимость $\sigma(U)$ (точки) структуры в области АНС и результаты ее обработки: симметризованная проводимость $\sigma_{\text{sym}}(U)$ (тонкая линия) и фоновая проводимость $\sigma_{\text{bkg}}(U)$ (толстая линия). Стрелками показана ширина окна ΔU_{win} , в котором определялась фоновая проводимость (см. текст)

симметрична относительно $U = 0$. Это связано как с зависимостью прозрачности туннельного барьера от напряжения на переходе, так и с близостью к $U = 0$ ступенек $2D$ -плотности состояний для уровней E_1 и E_2 . Поскольку особенность в плотности состояний на уровне Ферми должна быть симметричной относительно $U = 0$, для анализа поведения АНС в $\sigma(U)$

(рис. 2) в зависимости от температуры и напряжения смещения использовалась симметризованная проводимость $\sigma_{\text{sym}}(U) = [\sigma(U) + \sigma(-U)]/2$.

Поведение $\sigma_{\text{sym}}(U)$ в области малых смещений ($U < 10$ мВ) для четырех температур показано на рис. 3. Видно, что глубина провала в туннельной про-

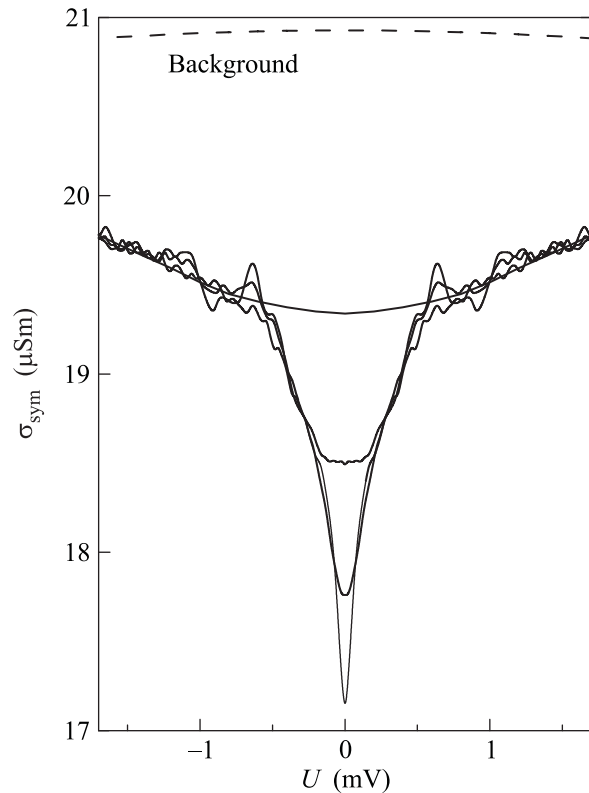


Рис. 3. Зависимости проводимостей σ_{sym} от U при температурах 0.03, 0.3, 1.2 и 4.2 К (толщина линий увеличивается с ростом температуры)

водимости вблизи $U = 0$ возрастает более чем в 3 раза с уменьшением температуры. Чтобы отчетливее проявились изменения в $\sigma_{\text{sym}}(U)$ с температурой, была выделена фоновая составляющая туннельной проводимости $\sigma_{\text{bkg}}(U)$. Для этого мы воспользовались развитой в [16] процедурой аппроксимации туннельной проводимости с помощью кубических сплайнов. Часть точек кривой $\sigma_{\text{sym}}(U)$ в области "окна" $|U| < \Delta U_{\text{win}} \simeq 15$ мэВ $\simeq \hbar/2\tau$, содержащая АНС, учитывалась с существенно меньшим весом, чем остальные точки ($|U| > \Delta U_{\text{win}}$) из области аппроксимации. Полученные кривые $\sigma_{\text{bkg}}(U)$ (пример такой зависимости для $T = 4.2$ К приведен на рис. 2) слабо зависели от температуры при $T < 20$ К. Это позволило выделить АНС $\Delta\sigma_{\text{sym}}(U, T) = \sigma_{\text{sym}}(U, T) - \sigma_{\text{bkg}}(U)$ из фоновой туннельной проводимости. В результате можно получить величину $\Delta\sigma_{\text{sym}}(U, T)/\sigma_{\text{bkg}}(U) \simeq \Delta\rho(U, T)/\rho$ для каждой температуры. Из рис. 4

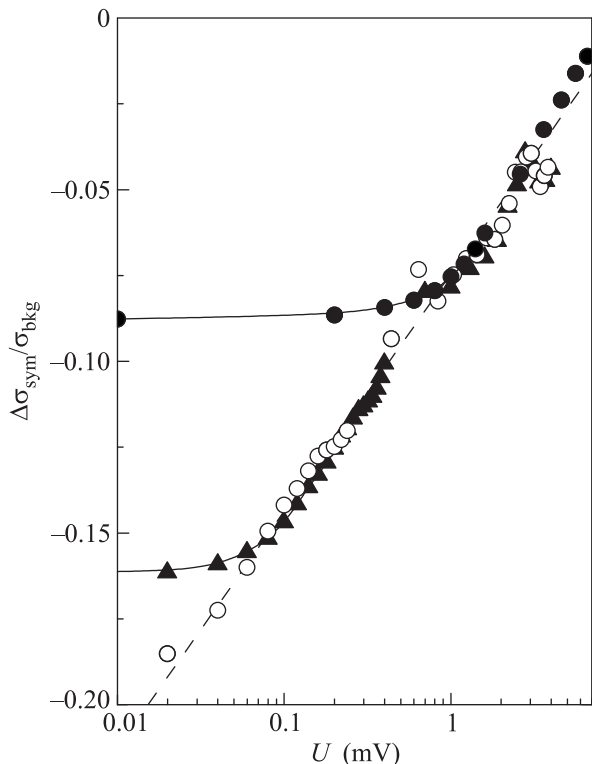


Рис. 4. Поведение $\Delta\sigma/\sigma_{\text{bkg}} \propto \Delta\rho/\rho$ в зависимости от смещения в области АНС для 4.2 К (заполненные кружки), 0.3 К (треугольники) и 0.03 К (пустые кружки). Штриховая линия – функция вида $\alpha \ln(eU/\varepsilon_0)$ для $\alpha = 0.03$ и $\varepsilon_0 = 12$ мэВ

видно, что в области АНС наблюдается зависимость $\Delta\sigma_{\text{sym}}(U, T)/\sigma_{\text{bkg}} \sim \ln(eU/\varepsilon_0)$ и такое поведение продолжается в область все меньших смещений с понижением температуры.

Для более точной характеристики области смещений, в которой начинается отклонение от логарифмической зависимости, можно использовать расстояние W (на шкале U) между экстремумами $d\sigma_{\text{sym}}/dU$. Зависимость $W(T)$ представлена на рис. 5а. Видно, что W оказывается линейной функцией температуры T в области от 20 до 0.1 К. При этом измеренные значения W хорошо согласуются с разрешением туннельной спектроскопии $5.4kT$ [15] (см. рис. 5а). По-видимому, при измерении туннельной плотности состояний именно это разрешение, а не kT , определяет форму АНС в области $|eU| < 3kT$. На рис. 5 заметно отклонение от линейной зависимости при $T \lesssim 0.1$ К. Значение $W(T = 0.03 \text{ К}) \simeq 100$ мкВ не зависело от амплитуды модуляции A_m на туннельном переходе при $A_m \leq 20$ мкВ. Это показывает, что наблюдаемое насыщение зависимости $W(T)$ не связано с ухудшением разрешения за счет модуляционной методики туннельных измерений. Рис. 5б демон-

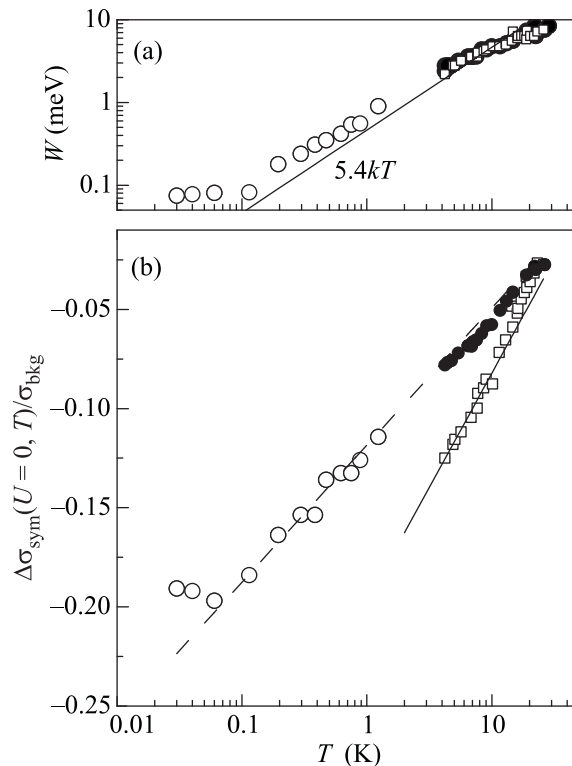


Рис. 5. (а) – Ширина $W(T)$ области вблизи нулевого смещения, где $\Delta\sigma(U)/\sigma_{\text{bkg}}$ отклоняется от зависимости $\alpha \ln(eU/\varepsilon_0)$. Кружки – образец “e”, квадраты – образец “b” с меньшей концентрацией 2D-электронов. Сплошная линия показывает разрешение туннельной спектроскопии ($5.4kT$). (б) – Зависимость глубины провала $\Delta\sigma(U = 0, T)/\sigma_{\text{bkg}}$ в ТПС на уровне Ферми ($U = 0$) от температуры. Штриховая линия – функция вида $\alpha \ln(2.7kT/\varepsilon_0)$ для $\alpha = 0.03$ и $\varepsilon_0 = 12$ мэВ, сплошная – для $\alpha = 0.06$

рирует зависимость от температуры величины относительного провала в туннельной проводимости при нулевом смещении $\Delta\sigma_{\text{sym}}(0, T)/\sigma_{\text{bkg}}$. Логарифмическая зависимость от T прослеживается от 20 до 0.1 К. Однако, так же как и в случае $W(T)$, при более низких температурах проявляется тенденция к насыщению и для кривой $\Delta\sigma_{\text{sym}}(0, T)/\sigma_{\text{bkg}}$. Согласно теории Аронова–Альтшулера квантовая поправка к плотности состояний на ферми-уровне в ДЭС за счет обменного взаимодействия электронов описывается выражением (см. формулу (3.34а) в [3])

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\hbar}{4\pi DmS} \ln \frac{4Sd}{a_B} \ln \frac{\max\{\varepsilon, kT\}\tau}{\hbar}.$$

Здесь d – расстояние между 2D-слоем и металлическим затвором, $2S/a_B$ – обратная длина экранирования в ДЭС, S – кратность вырождения, a_B – борковский радиус. Первый логарифм в приведенной формуле учитывает экранирование при наличии метал-

лического затвора вблизи ДЭС [17]. Поскольку зависимость поправки к плотности состояний от ε (или T) содержится только во втором логарифме, представим ее в виде $\Delta\rho/\rho = \alpha \ln(\varepsilon/\varepsilon_0)$. Аппроксимируя такой функцией экспериментальные зависимости ТПС на рис. 4 и 5b, получим одинаковые значения $\alpha \simeq 0.03$ и $\varepsilon_0 \simeq 12$ мэВ для обеих кривых. Здесь было учтено, что экспериментальная кривая $\Delta\rho(T)/\rho$ при $U = 0$, приведенная на рис. 5b, отвечает $\varepsilon = 2.7kT$. Это показывает, что в реальных измерениях именно разрешение туннельной спектроскопии, а не kT , как в [3], определяет температурную зависимость ТПС при $U = 0$.

Для количественного сравнения с теорией [3] прежде всего оценим характерные величины, от которых зависит применимость формулы для одночастичной плотности состояний в условиях межэлектронного взаимодействия. Как уже говорилось выше, для этого необходимо выполнение условия $L_\varepsilon/\xi \ll 1$. В нашем случае это условие выполняется при $T > 0.1$ К только для подзоны E_0 : $L_{kT}(T = 0.1 \text{ К}) \simeq 0.58 \text{ мкм}$ ($D \simeq 4.4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$), $\xi \simeq 1.9 \text{ мкм}$ ($k_F l \simeq 5.1$). Для E_1 величина отношения L_{kT}/ξ оказывается порядка 1 уже при $T = 4$ К. Оценивая величину α для подзоны E_0 и учитывая заполнение двух 2D-подзон ($S = 2$), получим $\alpha \simeq 0.044$, что близко к экспериментальной величине 0.03. Чтобы проверить, как меняется α с уменьшением коэффициента диффузии, мы провели измерения температурной зависимости АНС на образце “b” с меньшей концентрацией примесей в δ -слое и тем же расстоянием $d = 20$ нм между δ -слоем и туннельным затвором. Для этого образца концентрации в подзонах составляли $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_1 = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Результаты измерений зависимости $\Delta\rho(T)/\rho$ приведены на рис. 5b. Данные по ширине W совпали с кривой $W(T)$ для образца “e”. Полученные по этим данным значения α и ε_0 составили 0.06 и 12 мэВ соответственно. Оценки показали, что для этого образца отношение $L_\varepsilon/\xi < 1$ в подзоне E_0 и > 1 в E_1 для диапазона температур 4–20 К. Поэтому мы использовали величины $D \simeq 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ и $k_F l \simeq 3.2$, оцененные для подзоны E_0 . В результате мы получили $\alpha = 0.069$. Эта величина, так же как и в случае образца “e”, близка к результатам аппроксимации экспериментальной зависимости $\Delta\rho(T)/\rho$.

Таким образом, полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией Аронова–Альтшулера, если предположить, что основной вклад в квантовую поправку к ТПС дает подзона E_0 , а ширину области ТПС вблизи $U = 0$ определяет разрешение туннельной спектроскопии. Предсказанная в

[3] логарифмическая зависимость ТПС от энергии и температуры прослежена в пределах трех порядков по этим параметрам. Обнаруженное насыщение зависимости $\Delta\rho(T)/\rho$ для $T < 0.1$ К может быть связано с межподзонными переходами в ДЭС δ -слоя. Влияние межподзонных переходов в δ -легированных структурах на квантовые поправки к проводимости ДЭС впервые было продемонстрировано в работе [9]. Там же было показано, что время τ_{ij} такого перехода между подзонами с различной четностью должно превышать 10^{-11} с. Опираясь на этот результат, нетрудно оценить, что характерная длина $L_{ij} = (D\tau_{ij})^{1/2}$ в нашем случае может составлять около 400 нм для $\tau_{ij} = 4 \cdot 10^{-11}$ с. С понижением температуры до 0.1 К длина корреляции $L_{kT}(T = 0.1 \text{ К})$ оказывается того же порядка (см. выше). Это может привести к насыщению зависимости $\Delta\rho(T)/\rho$.

Авторы благодарны Ю. В. Федорову и А. С. Бугаеву за изготовление образцов, а также К. Э. Нагаеву за полезные обсуждения и замечания. Работа поддержана грантами РФФИ и РАН.

1. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, УФН **198**, 1 (2008).
2. А. А. Пашкин, УФН **175**, 139 (2005).
3. B. I. Altshuler and A. G. Aronov, *Electron-electron Interaction in Disordered Conductors*, in *Electron-electron Interaction in Disordered Systems* (ed. by A. L. Efros and M. Pollak), North-Holland, 1985.
4. Y. Imry and Z. Ovadyashi, Phys. Rev. Lett. **49**, 841 (1982).
5. A. E. White, R. C. Dynes, and J. P. Garno, Phys. Rev. B **31**, 1174 (1985).
6. V. Yu. Butko, J. F. DiTusa, and P. W. Adams, Phys. Rev. Lett. **84**, 1543 (2000).
7. M. J. Uren, R. A. Davies, and M. Pepper, J. Phys. C: Solid St. Phys. **13**, L985 (1980).
8. F. W. Van Keuls, H. Mathur, H. W. Jiang, and A. J. Dahm, Phys. Rev. B **56**, 13263 (1997).
9. Г. М. Миньков, С. А. Негашев, О. Э. Рут и др., ФТП **32**, 1456 (1998).
10. T. Schmidt, S. G. Muller, K. H. Gulden et al., Phys. Rev. B **54**, 13980 (1996).
11. Yu. Khavin, M. Gershenzon, and A. Bogdanov, Phys. Rev. B **58**, 8009 (1998).
12. Е. М. Дижур, А. Н. Вороновский, А. В. Федоров и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 489 (2004).
13. И. Н. Котельников, В. А. Кокин, Ю. В. Федоров и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 564 (2000).
14. M. Feiginov, I. N. Kotel'nikov, and N. A. Mordovets, Phys. Rev. B **82**, 07531831 (2010).
15. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1985; Naukova Dumka, Kiev, 1990.
16. Е. М. Дижур, А. В. Федоров, ПТЭ **4**, 38 (2005).
17. Д. Ю. Зюзин, Письма в ЖЭТФ **33**, 377 (1981).