

О температурной зависимости проводимости электростатически разупорядоченных квазидвумерных полупроводниковых систем в области перколяционного перехода диэлектрик–металл

© А.Б. Давыдов[¶], Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин*, А.С. Веденеев*

РНЦ „Курчатовский институт“, Институт молекулярной физики,
123182 Москва, Россия

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 14 января 2002 г. Принята к печати 26 марта 2002 г.)

На примере кремниевых транзисторных структур типа металл–нитрид–окисел–полупроводник с инверсионным n -каналом и предельно высокой ($\geq 10^{13}$ см⁻²) концентрацией встроенных зарядов (источников электростатического флуктуационного потенциала) обсуждаются экспериментальные зависимости проводимости мезоскопических квазидвумерных электронных систем от температуры (4.2–300 К) в условиях перколяционного перехода диэлектрик–металл. В рамках формализма Ландауэра–Буттикера анализируются перевальные области флуктуационного потенциала, которые, представляя собой *точечные квантовые контакты* между ямами хаотического потенциального рельефа, определяют как характер электронного переноса, так и условия перехода диэлектрик–металл. Показано соответствие результатов анализа температурных и полевых (от потенциала затвора) зависимостей проводимости. Восстановлена форма эффективного потенциального барьера для туннельного транспорта электронов через перевальные области.

Интерес к электронным свойствам квази-двумерных (2D) электронных систем типа металл–изолятор–полупроводник, например к зависимостям проводимости G от потенциала полевого электрода (затвора) V_g и температуры, связан с изучением фундаментальных закономерностей перехода диэлектрик–металл, обусловленных, в частности, проявлением *естественной* разупорядоченности объектов исследований (см. [1]). Современные низкоразмерные объекты на основе легированных полупроводниковых структур преимущественно разупорядочены из-за высокого содержания встроенных зарядов (ионизированных примесей с концентрацией 10^{12} – 10^{13} см⁻²), индуцирующих хаотический потенциальный рельеф плоскости квази-2D электронов — так называемый флуктуационный потенциал (ФП) [2]. При этом электронный перенос определяется переходами носителей заряда между ямами потенциального рельефа, в которых локализованы электроны, путем туннелирования или активационного переброса через перевальные (седловые) области ФП. Механизм таких переходов определяет как полевые (от V_g), так и температурные зависимости G .

Особый интерес в данной связи представляют *мезоскопические* объекты, в частности такие, длина которых (в направлении тока) L мала по сравнению с радиусом корреляции перколяционного кластера L_c , а ширина $W > L_c$. Перколяционный кластер в этих условиях распадается на изолированные пути протекания, причем проводимость по самому низкоомному пути оказывается доминирующей. Соответственно проводимость образца в целом определяется наиболее высокоомным участком такого пути, что открывает возможность изучения ме-

ханизма электронного переноса через одиночную перевальную область ФП.

Данная ситуация, типичная для современных полевых транзисторов с субмикронной длиной затвора (см. [3,4]), была экспериментально реализована нами, в частности, на примере модельных объектов — Si-MHOП (металл–нитрид–окисел–полупроводник) транзисторных структур ($L = 5$, $W = 50$ мкм [3,4]). Используя предложенный в [5] метод определения величины радиуса корреляции перколяционного кластера, мы установили, что для данных структур величина $L_c \geq 10$ мкм и тем самым удовлетворяет условию $L \leq L_c < W$ [4]. При достаточно высокой ($\geq 10^{12}$ см⁻²) концентрации встроенных зарядов (на электронных ловушках в области границы SiO₂–Si₂N₄) была обнаружена область квази-плато на зависимостях $G(V_g)$ при характерных значениях $G \approx e^2/h$, наблюдаемая в температурном интервале 4.2–300 К (рис. 1). Наблюдаемая особенность свидетельствует о том, что перевальные области ФП по сути представляют собой *точечные квантовые контакты* между ямами хаотического потенциального рельефа [1]. Анализ данных областей был проведен в [3] в рамках модели параболического седлового потенциала [6]. В частности, определены энергетические параметры, характеризующие кривизну потенциала в направлении движения электронов ($\hbar\omega_x$) и в поперечном направлении ($\hbar\omega_y \approx 100$ мэВ). Обнаружено, что параметр $\hbar\omega_x$ при уменьшении энергии Ферми уменьшается от ≈ 100 до ≤ 10 мэВ. Это означает, что реальная форма перевальных областей ФП отличается от параболической при значениях энергии Ферми, соответствующих слабой инверсии, когда уровень Ферми находится в хвосте плотности состояний. Предполагается, что характер электронного переноса в области перехода диэлектрик–металл в широком диапазоне изменения температу-

[¶] E-mail: davydov@imp.kiae.ru
Fax: 8 (0945) 1941994

ры (4.2–300 К) полностью определяется особенностями формы перевальных областей ФП, характерного для структур с двумя масштабами флуктуаций.

В настоящей статье на примере Si-МНОП структур анализируются экспериментальные зависимости проводимости G от температуры T . Рассматриваются условия, в которых транспорт электронов лимитирован перевальными областями ФП [3,4], рассматриваются условия, когда основную роль в переносе электронов через эти области играет туннелирование [1,6]. Анализируется форма эффективного потенциального барьера, контролирующего проводимость структур в условиях перехода диэлектрик–металл.

Как и в [3], исследовались транзисторные Si-МНОП структуры с инверсионным n -каналом на слабо легированном (100) p -Si ($L = 5$ мкм, $W = 50$ мкм; толщины слоев подзатворного изолятора: $\text{SiO}_2 \approx 3$ нм, $\text{Si}_3\text{N}_4 \approx 35$ нм). Эти объекты перспективны для моделирования электростатически разупорядоченных квази-2D систем благодаря возможности контролируемого задания концентрации источников ФП — n_t за счет полевой инжекции электронов из полупроводника на ловушки в области границы SiO_2 – Si_3N_4 . В условиях экспериментов задание зарядового состояния ловушек осуществлялось при комнатной температуре и напряжении затвора 30 В (сила тока в цепи затвор–исток, сток ограничивалась величиной ≤ 3 нА), существенно превышающем верхнюю границу диапазона изменения V_g при измерениях G . Объекты исследований сохраняли заданное зарядовое состояние ловушек в течение экспериментов — более 10 час при пониженных температурах.

На рис. 1 показаны типичные зависимости статической проводимости G от V_g при фиксированных значениях n_t в диапазоне 10^9 – 10^{13} см^{-2} ($G = I_d/V_d$, где I_d — сила тока, $V_d \leq 10$ мВ — напряжение исток–сток). В „незаряженном“ состоянии (кривая 1, $n_t \leq 10^{10}$ см^{-2}) эффект поля демонстрирует классический [7] механизм образования инверсионного канала: при малых V_g проводимость G изменяется с V_g по экспоненциальному закону, типичному для области слабой инверсии, переходящему в линейный с увеличением V_g (область сильной инверсии). Повышение концентрации встроенного заряда (кривые 2, 3) сопровождается появлением области квази-плато на зависимости $G(V_g)$ при характерном значении $G \approx e^2/h$. Данная особенность наблюдается в широком диапазоне изменения температуры (4.2–300 К) и концентрации встроенного заряда $\approx 10^{11}$ – 10^{13} см^{-2} . При этом увеличение n_t и (или) понижение температуры сопровождаются более отчетливым проявлением области квази-плато с асимптотическим значением $G = 2e^2/h$.

Как отмечалось выше (см. [3–5]), радиус корреляции перколяционного кластера L_c в рассматриваемых нами структурах достигает в области слабой инверсии величин ≥ 10 мкм [3], превышающих длину затворной области объектов исследований, $L = 5$ мкм. Это означает, что структуры являются мезоскопическими (в терминах

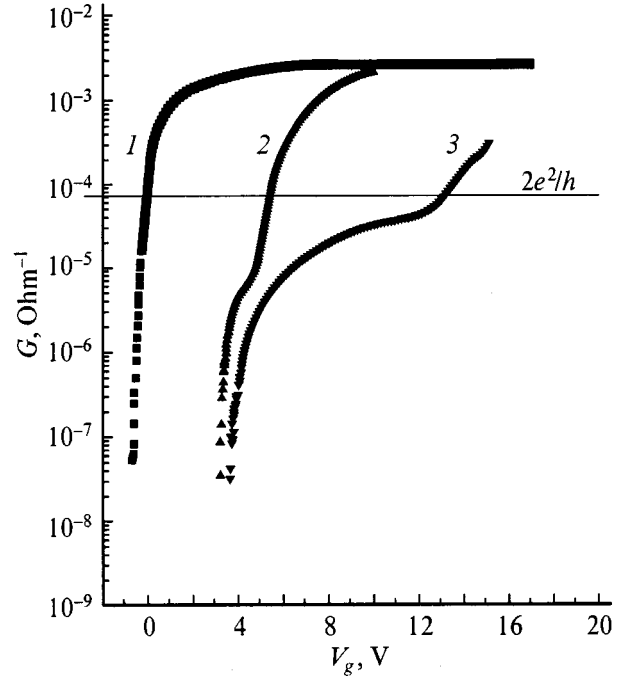


Рис. 1. Проводимость Si-МНОП структур G в зависимости от потенциала затвора V_g при концентрации встроенного заряда: 1 — $n_t \leq 10^{10}$, 2 — $5 \cdot 10^{12}$, 3 — $1.3 \cdot 10^{13}$ см^{-2} .

некогерентной мезоскопии [8]) объектами, т.е. перколяционный кластер в этих условиях вырождается в систему параллельных изолированных путей протекания и основной вклад в проводимость всей структуры дает самый низкоомный из них. Проводимость последнего в свою очередь определяется наиболее высокоомным участком пути. Иными словами, несмотря на микронные размеры образца, проводимость в области слабой инверсии лимитируется одиночной перевальной областью ФП [3,4]. При этом квантовый (в единицах e^2/h) характер поведения G означает, что данная область представляет собой точечный квантовый контакт (см. [1]), а по сути [9] — область, имеющую ландауэрову проводимость

$$G(\varepsilon_f, T) = \frac{2e}{h} \int d\varepsilon \left(-\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right) \mathfrak{T}(\varepsilon), \quad (1)$$

где ε_f — энергия Ферми, F — функция распределения Ферми–Дирака, $\mathfrak{T}(\varepsilon)$ — туннельная прозрачность области (см. далее). Следуя [6], т.е. в приближении перевальной области ФП параболическим седловым потенциалом

$$U(x, y) = U_s - \frac{m\omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m\omega_y^2 y^2}{2}, \quad (2)$$

зависимость фактора \mathfrak{T} от ε_f в условиях $\{kT \leq \hbar\omega_y/2; \varepsilon_f \leq U_s + \hbar\omega_y/2\}$ имеет вид

$$\mathfrak{T}(\varepsilon_f) = \left[1 + \exp \left(-2\pi \frac{\varepsilon_f - U_s - \hbar\omega_y/2}{\hbar\omega_x} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где U_s — потенциал седловой точки (совпадающий с классическим уровнем протекания), m — эффективная

масса носителей (электронов), ω_x и ω_y — параметры, характеризующие кривизну седлового потенциала в направлении электронного переноса (x) и в поперечном направлении (y).

На этой основе в [3] из анализа экспериментальных кривых эффекта поля $G(V_g)$ в области низких (гелиевых) температур при $G \approx e^2/h$ были получены оценки параметров кривизны седлового потенциала: $\hbar\omega_y \approx \hbar\omega_x \approx 100$ мэВ, а также обнаружено изменение параметра $\hbar\omega_x$ с V_g (в области $G < e^2/h$), указывающее на отличие реальной формы седлового потенциала от параболической [6].

Рассмотрим характер зависимости проводимости рассматриваемых структур от температуры T . При $\epsilon_f \ll U_s$ проводимость седловой области, а следовательно, и всей структуры, G изменяется с температурой по активационному закону (вследствие термического возбуждения электронов на классический уровень протекания U_s), что подтверждается результатами экспериментов (см. [5,7]). В настоящей статье мы рассматриваем иной диапазон энергий, а именно — отвечающий условиям перехода диэлектрик–металл, где $\epsilon_f - U_s > 0$. В рамках рассмотрения проводимости седлового потенциала Бюттикером [6] или Каменевым и Кохном [9] в этих условиях ($0 \leq \epsilon_f - U_s \ll \hbar\omega_y/2$, $G \ll e^2/h$) при $T = 0$ проводимость G имеет конечное значение G_0 , определяемое туннельной прозрачностью $\mathfrak{T}(3)$. Соответственно, как следует из (1), (3), повышение температуры в области $kT \leq \hbar\omega_x/2\pi$ приводит к возрастанию G по степенному (в отличие от моттовского [7,10]) закону:

$$G \approx G_0 \left[1 + \frac{2}{3} \pi^4 \left(\frac{kT}{\hbar\omega_x} \right)^2 \right], \quad (4)$$

что есть следствие разложения (1) в степенной ряд по малому параметру $kT/\hbar\omega_x$ с учетом зависимости \mathfrak{T} от энергии Ферми (2).

Дальнейшее повышение температуры ($\hbar\omega_y \geq kT \geq \hbar\omega_x/2\pi$) должно сопровождаться переходом к квазиактивационной зависимости $G(T)$ с энергией активации, близкой к величине $(\hbar\omega_y/2 - \epsilon_f)$, и предэкспоненциальным фактором порядка e^2/h [11], что в отличие от представлений о минимальной металлической проводимости [7,10] суть проявление ландауэрового [9] характера проводимости перевальных областей ФП [см. (1)].

Эти качественные соображения иллюстрируют изотермические зависимости G от V_g , измеренные при фиксированной концентрации встроенного заряда $n_i \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2), а также (см. далее, рис. 3) температурные зависимости G .

На рис. 2 отчетливо видны три области, различающиеся характером температурной зависимости проводимости и обозначаемые пересечением изотерм $G(V_g)$ при значениях $V_g \approx 8$ и 12 В.

В первой из них (область слабой инверсии, $V_g \leq 8$ В) проводимость G резко падает с понижением T изначально по активационному закону в интервале 300–40 К, а затем зависимость G от T становится более слабой

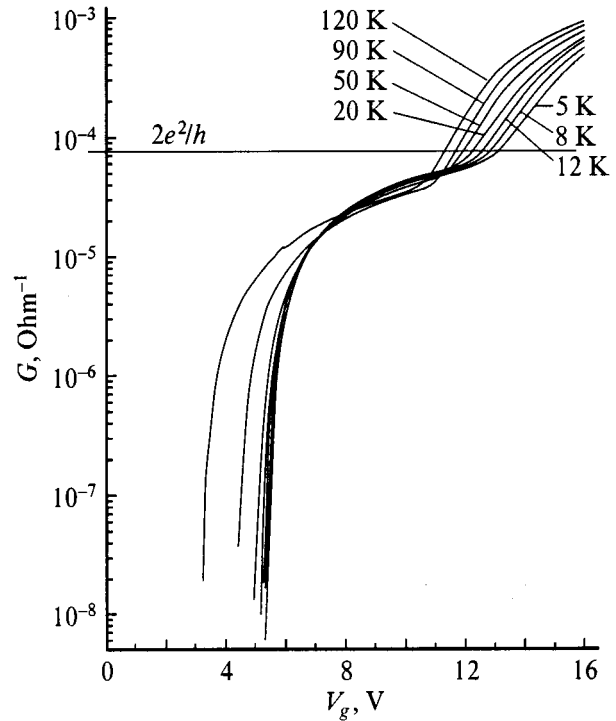


Рис. 2. Зависимость G от V_g для Si-МНОП структур при $n_i \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и различных температурах.

(см. рис. 3, а). Такое поведение $G(T)$, в принципе характерное для разупорядоченных 2D систем, обычно связывают (см. [7]) с переходом к моттовскому закону прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Учитывая реальные свойства коррелятора ФП [13], определяющего наличие как мелкомасштабных (≈ 30 нм), так и плавных, крупномасштабных компонент флуктуаций потенциала, мы будем рассматривать иной механизм низкотемпературной зависимости G . Предполагается, что мелкомасштабные компоненты преимущественно ответственны за формирование перевальных областей ФП, определяющих характер электронного транспорта, тогда как крупномасштабные обуславливают пространственное разделение этих областей, превышающее длину свободного пробега электронов. Соответственно мы рассматриваем ландауэров [6,9] механизм электронного переноса в перевальных областях ФП как лимитирующий проводимость объекта в данной области.

Во второй области (ограниченной сверху пересечением изотерм $G(V_g)$ при характерном значении $G \approx e^2/h$) G слабо уменьшается с T . Наличие этой области, проявляющейся в экспериментах (см., например, [7]), мы связываем (см. далее) с двумя обстоятельствами: температурной зависимостью энергии Ферми в объеме полупроводника при фиксированном V_g , а также со спецификой туннельного транспорта электронов, определяемой локальным профилем распределения потенциала в перевальных областях ФП.

Дальнейшее повышение V_g , сопровождающееся резким ослаблением ФП (вследствие нелинейного элек-

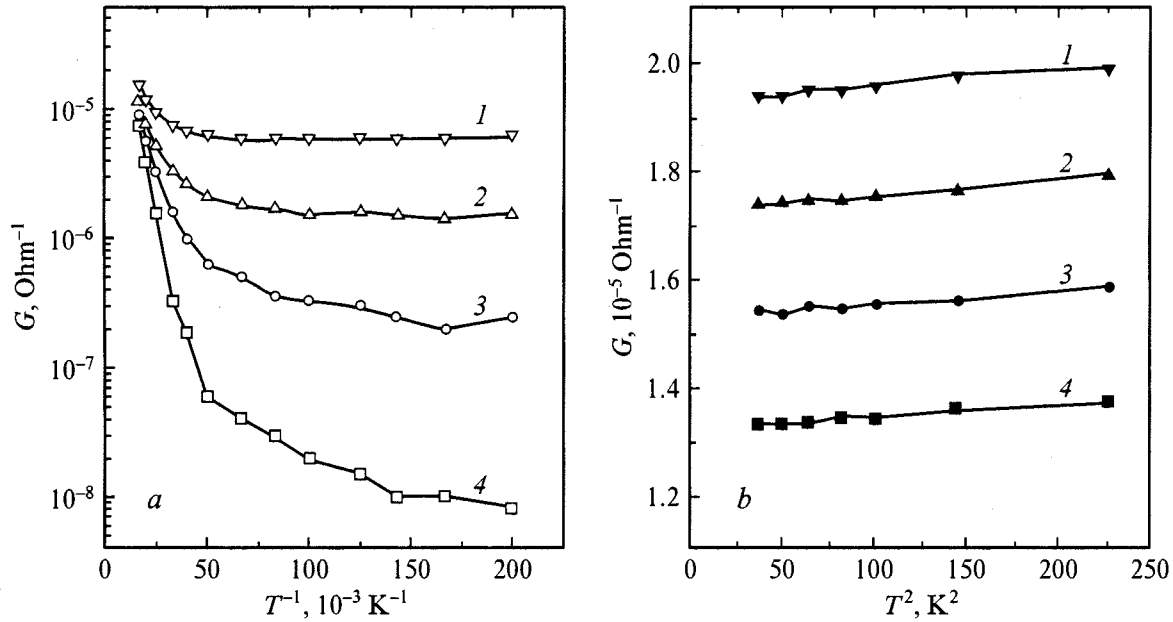


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости G при фиксированных значениях потенциала затвора $V_g - V_{g0}(T) = \text{const}$ в аррениусовых (а) и G от T^2 (б) координатах ($n_i \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Потенциал затвора, V_g , В: а) 1 — 6.3, 2 — 5.8, 3 — 5.5, 4 — 5.3; б) 1 — 7.6, 2 — 7.4, 3 — 7.2, 4 — 7.0.

тронного экранирования флуктуаций потенциала от ≈ 200 мЭВ в области слабой инверсии [2]), обуславливает переход от исходно-перколяционной квази-1D среды к слабо разупорядоченной 2D электронной системе, о чем, в частности, свидетельствует пороговый характер эффекта Холла с характерной величиной порога проводимости $\approx e^2/h$ [4]. Поведение G в области сильной инверсии в целом соответствует классическим представлением [7].

Переходя к детальному анализу температурной зависимости проводимости в областях слабой и промежуточной ($G \leq e^2/h$) инверсии, будем рассматривать диапазон достаточно малых значений V_g , ограниченный сверху условием $U_s - \varepsilon_f > 0$. В рамках рассматриваемого нами формализма, при фиксированной температуре выражения (1), (3) характеризуют G как функцию энергии Ферми ε_f , но не потенциала затвора V_g . При этом ε_f связана с V_g соотношением

$$C(V_g - V_{g0}) = e \int_{\varepsilon_{f0}}^{\varepsilon_f} N_{ss} d\varepsilon, \quad (5)$$

где C — емкость подзатворного изолятора, N_{ss} — эффективная плотность электронных состояний на границе Si-SiO₂, V_{g0} — значение V_g при некотором фиксированном значении $\varepsilon_f = \varepsilon_{f0}$, которое соответствует температурно-независимой точке на кривых $G(\varepsilon_f)$ в работе [6], что должно иметь место при значении $G = e^2/h$.

Поясним теперь необходимость введения величин ε_{f0} и V_{g0} . Обычно анализ экспериментальных кривых $G(T)$

при $\varepsilon_f = \text{const}$ проводят в условиях $V_g = \text{const}$ (см. [7]), подразумевая тем самым, что при $\varepsilon_f = \varepsilon_{f0}$ величина V_{g0} не зависит от T . Между тем эта зависимость существует, например, вследствие изменения с температурой положения уровня Ферми в объеме полупроводника, а также среднего потенциала его поверхности из-за перераспределения электронов в области пространственного заряда [12]. Иными словами, для построения графиков $G(T)$ для $\varepsilon_f = \text{const}$ необходимо знать при каждом значении температуры соответствие величины V_{g0} и ε_{f0} , которое в рассматриваемом случае может быть установлено следующим образом. В рамках формализма [1,6] при $\varepsilon_f = U_s + \hbar\omega_y/2$ проводимость G независимо от температуры имеет постоянное значение e^2/h [выражения (1)–(3)]. Мы рассматриваем это обстоятельство как удобный критерий определения величины ε_{f0} , позволяющий восстановить зависимость $V_{g0}(T)$. Действительно, если положить $\varepsilon_{f0} = U_s + \hbar\omega_y/2$, то значения $V_{g0}(T)$ будут определяться значениями $V_g(T)$, соответствующими величине $G = e^2/h$ экспериментальных кривых эффекта поля (рис. 2). На этом основании мы анализируем зависимость $G(T)$ при фиксированных значениях $V_g - V_{g0}$, что адекватно условию $\varepsilon_f = \text{const}$.

На рис. 3 представлены графики $G(T)$, построенные для области слабой инверсии при фиксированных значениях $V_g - V_{g0}(T)$, т.е. при условии $\varepsilon_f - (U_s + \hbar\omega_y/2) = \text{const}$. В соответствии с представленным рассуждением [см. (1)–(3)], при достаточно высоких температурах ($kT \gg \hbar\omega_x/2\pi$, [3]) G изменяется с T по активационному закону и имеет предэкспоненциальный фактор, близкий к величине e^2/h (рис. 3, а). С пониже-

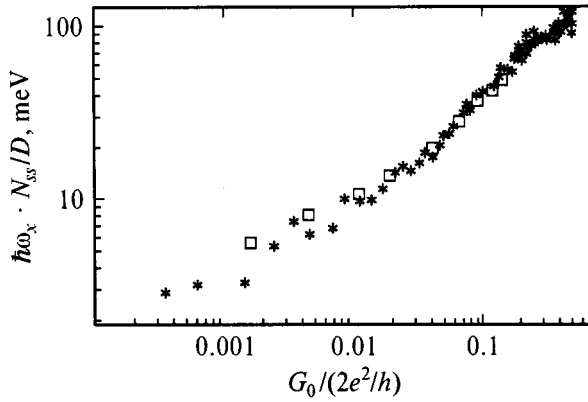


Рис. 4. Зависимость от G_0 параметров $\varepsilon_x = \hbar\omega_x$ и $\varepsilon_x(N_{ss}/D)$ [3].

нием температуры ($kT \leq \hbar\omega_x/2\pi$) зависимость $G(T)$ ослабевает при переходе в область гелиевых температур (рис. 3, *a*). Как отмечалось выше, в отличие от классических представлений [7,10] мы связываем такое поведение проводимости с ландауэровым механизмом электронного переноса, на что указывает (рис. 3, *b*) степенной (4) характер зависимости G от T в области низких ($kT \ll \hbar\omega_x/2\pi$) температур.

Оценки параметра $\hbar\omega_x$ для $\varepsilon_f = \text{const}$ из диапазона $0 < \varepsilon_f - U_s < \hbar\omega_y/2$, полученные на этих основаниях с использованием (4) по зависимостям G от T для области низких температур (рис. 3, *b*), представлены на рис. 4 квадратами. Звездами на рис. 4 для сравнения приведены результаты анализа (см. [4]) изотермических кривых эффекта поля (рис. 2) для области температур 4.2–15 К, — параметра $\hbar\omega_x \cdot N_{ss}/D$ ($D = 2m_0/\pi\hbar^2$ — плотность состояний в нижней подзоне для 2D электронного канала на границе Si–SiO₂, как было показано [3], в условиях экспериментов $N_{ss}/D \approx 1$, т.е. $\hbar\omega_x \cdot N_{ss}/D \approx \hbar\omega_x$).

Количественное совпадение результатов анализа независимых экспериментов (разверток G по V_g и T — рис. 2 и 3, *b*) в широком диапазоне изменения проводимости (или ε_f) свидетельствует о корректности оценок в рамках формализма Ландауэра–Буттекера (*Landauer–Buttiker*), а также о перспективах применения развиваемого подхода к изучению фундаментальных закономерностей перехода диэлектрик–металл в актуальных электростатически разупорядоченных квази-2D электронных системах.

Рассмотрим теперь профиль перевалов ФП, лимитирующих электронный транспорт в режимах промежуточной и слабой инверсии. Обращаясь к рис. 4, отметим, что в диапазоне $G \approx G_0 \leq e^2/h$ (т.е. при $\varepsilon_f - U_s \leq \hbar\omega_y/2$) параметр $\hbar\omega_x$ имеет постоянное (≈ 100 мэВ) значение, согласующееся в рамках модели *параболического седлового потенциала* [6] с результатами настоящего эксперимента, а также экспериментов и численного расчета, представленных в [3]. Между тем спад $\hbar\omega_x$, наблюдаемый при уменьшении G , означает

отклонение распределения потенциала от параболического закона (2), усиливающееся с уменьшением ε_f в направлении $\varepsilon_f - U_s < \hbar\omega_y/2$. Мы связываем данное обстоятельство с природой генерации и электронного экранирования хаотического потенциального рельефа плоскости квази-2D электронов [2]. Это подразумевает преобладание мелкомасштабных (в нашем случае — порядка толщины слоя SiO₂ — 3 нм) компонент ФП при промежуточной и сильной инверсии, а также последующее проявление более плавных (порядка радиуса нелинейного экранирования $R_s \approx (n_t/\pi)^{1/2}/n_s$ [2]; n_s — концентрация квази-2D электронов), крупномасштабных компонент при переходе (с понижением ε_f , т.е. n_s) к области слабой инверсии.

Далее по экспериментальным данным мы анализируем профиль эффективного квази-1D потенциального барьера, характеризующего перенос электронов в перевальных областях ФП. Предполагается, что эта зависимость определяет транспортные свойства *точечных квантовых контактов* (см. [1]), т.е. фундаментальные закономерности перехода диэлектрик–металл в современных квази-2D электронных системах.

Как отмечалось выше, в режиме слабой инверсии температурная зависимость G (рис. 3) характеризует при $kT \ll \hbar\omega_x/2\pi$ *туннельный* механизм электронного переноса в перевальных областях ФП. Будем связывать этот механизм с прохождением электронов под эффективным потенциальным барьером $U(x)$, полагая, что в пределе $T = 0$ результирующая проводимость G_0 определяется прозрачностью (коэффициентом прохождения) барьера \mathfrak{T} , представляемым в квазиклассическом приближении интегралом

$$\mathfrak{T}(\varepsilon_f) \approx \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m[U(x) - \varepsilon_f]} dx\right] \quad (6)$$

по области $|x| \leq x_0$, где x_0 удовлетворяет условию $U(x_0) - \varepsilon_f = 0$. Соответственно в рамках рассматриваемого формализма [6,9] $G_0 \approx (2e^2/h)\mathfrak{T}$ ($\mathfrak{T} \ll 1$). Отметим также согласие настоящих и представленных в [3] экспериментов с моделью [6] в области $G \approx e^2/h$, свидетельствующее о том, что барьер вблизи максимума имеет параболическую форму

$$U(x) \approx U_s + \hbar\omega_y/2 - m\omega_x^2 x^2/2. \quad (7)$$

При этом расчет \mathfrak{T} по (6) с подстановкой (7) совпадает с результатом [6] (3) в области применимости квазиклассического приближения — при $G_0 \ll e^2/h$ в нашем случае.

Учитывая эти обстоятельства, при восстановлении профиля эффективного барьера $U(x)$ по экспериментальным зависимостям $G_0(V_g)$ в диапазоне $G_0 \leq e^2/h$ мы воспользовались интерполяционным выражением

$$G_0(\varepsilon_f) \approx (2e^2/h)/[1 + \mathfrak{T}[(\varepsilon_f)]^{-1}], \quad (8)$$

переходящим в (3) в области максимума параболического барьера (7), где $G_0 \rightarrow e^2/h$, а также спра-

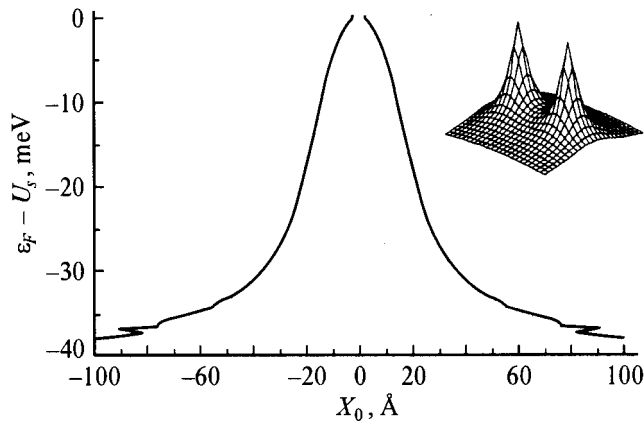


Рис. 5. Эффективный профиль потенциального барьера, определяющего туннельный транспорт электронов в седловых областях ФП.

ведливым в квазиклассическом пределе, т.е. при $G_0/(2e^2/h) \approx \mathfrak{T} \ll 1$.

Выражения (6) и (8) позволяют получить оценку ширины эффективного барьера $U(x)$, а именно значение $x = x_0$ на уровне $U(x) = \varepsilon_f$:

$$x_0(\varepsilon_f) \approx \pm \frac{1}{4} \ln \left(\frac{G_0}{2e^2/h - G_0} \right) \sqrt{\frac{\pi D}{U_s + \hbar\omega_y/2 - \varepsilon_f}}. \quad (9)$$

Величина ε_f в свою очередь связана с V_g соотношением $F(U_s + \hbar\omega_y/2 - \varepsilon_f) \approx C(V_{g0} - V_g)/e$, полученным из (5) с учетом $N_{ss} \approx D$ [3], что дает связь x_0 с измеряемыми величинами G_0 , V_g и V_{g0} . (В случае параболического барьера (7) оценка по (9) совпадает с точным значением $x_0 = \pm [2(U_s + \hbar\omega_y/2 - \varepsilon_f)/m\omega_x]^{1/2}$ в пределах 20%.

На рис. 5 приведен восстановленный на этих основаниях профиль эффективного барьера $U(x)$ для туннельного транспорта электронов в перевальных областях ФП, определяемый взаимосвязью параметра x_0 (взятого в качестве аргумента) с приведенной энергией Ферми $\varepsilon_f - U_s$. В области максимума ($x_0 \leq 5$ нм) барьер действительно имеет параболическую форму (7), соответствующую представлениям [6], тогда как с понижением ε_f в сторону $\varepsilon_f < U_s - \hbar\omega_y/2$ барьер становится более плавным, что в частности проявляется как резкий спад величины $\hbar\omega_x$ в диапазоне $G_0 \ll e^2/h$ (рис. 4). Такое поведение $U(x)$ имеет простое качественное объяснение. Как было показано в [3], перевалы ФП образуются между *флуктуационными* пиками, возникающими в областях квази-2D канала, в которых локальная концентрация встроенных зарядов превышает среднюю величину n_t (соответствующее распределение потенциала $V(x, y)$ в окрестности перевала представлено на вставке к рис. 5). При этом профиль эффективного барьера $U(x)$ в целом отражает форму распределения потенциала седловой области $V(x, 0)$ в направлении движения электронов с поправкой на *непараболичность* потенциала $V(0, y)$ в поперечном направлении.

Таким образом, представленные результаты отчетливо демонстрируют *ландоуэров* [9] характер электронного переноса в перевальных областях ФП, лимитирующих транспортные свойства разупорядоченных квази-2D систем, в частности их проводимость в широком диапазоне изменения температуры и потенциала затвора. Как представляется, конкретная форма распределения потенциала в этих областях, определяющая характер зависимостей G от энергии Ферми (оказавшимися в нашем случае более резкими по отношению к [6], но более плавными по сравнению с [1]), кардинально влияет на закономерности перехода диэлектрик–металл в рассматриваемом классе объектов.

Авторы признательны В.А. Волкову, В.А. Сабликову и Р.А. Сурису за внимание к работе и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-17995, 99-02-16955, 01-02-06266), Межотраслевой программы „Физика твердотельных наноструктур“ (проекты № 99-1123, 97-1081) и Федерального фонда развития электронной техники.

Список литературы

- [1] Y. Meir. Phys. Rev. Lett., **83**, 3506 (199).
- [2] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. ЖЭТФ, **84**, 719 (1983).
- [3] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Н.К. Чумаков. ФТП, **35**, 448 (2001).
- [4] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, Е.З. Мейлихов, В.В. Рыльков. Письма в ЖЭТФ, **66**, 633 (1997).
- [5] Б.А. Аронзон, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков. ФТП, **31**, 648 (1997).
- [6] M. Buttiker. Phys. Rev. B, **41**, 906 (1990).
- [7] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [8] A.I. Yakimov, N.P. Stepina, A.V. Dvurechenskii. Phys. Low-Dim. Structur., **6**, 75 (1994).
- [9] A. Kamenev, W. Kohn. arXiv: cond-matt/0103488 (2001).
- [10] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [11] D.G. Polyakov, V.I. Shklovskii. Phys. Rev. Lett., **74**, 150 (1995).
- [12] А.В. Ржанов. *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М., Наука, 1971).

Редактор Л.В. Беляков

On the temperature dependence of the conductivity for disordered quasi-2D semiconductor systems in the vicinity of the percolation insulator–metal transition

A. Davydov, B. Aronzon, D. Bakaushin*, A. Vedeneev*

Russian Research Center „Kurchatov Insnitute“,
123182 Moscow, Russia,

* Institute of Radioengineering & Electronics,
141120 Fryazino, Russia

Abstract The temperature dependence of the conductivity of quasi-2D mesoscopic systems in the vicinity of percolation transition is discussed. The Si-based metal–nitride–oxide systems with experimentally controlled high concentration ($\geq 10^{13} \text{ sm}^{-2}$) of randomly distributed charges built-in at the oxide–nitride interface have been studied in a wide temperature range (4.2–300 K) and measurements of the electronic inversion channel conductivity have been performed. The transport properties of the structures are determined by saddle point constructions of the fluctuation potential, which can be treated as point contacts between low-resistive regions of the potential relief and which properties can be analyzed on the base of Landauer–Buttiker model results. Both the temperature and gate voltage dependencies of the structure conductance are in agreement with results of such an analysis and correspond to each other. The shape of the effective potential for the electron tunneling through saddle points were calculated on the base of experimental data.