

Проводимость электростатически разупорядоченных квазидвумерных полупроводниковых систем в области перколяционного перехода диэлектрик–металл

© Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин*, А.С. Веденеев*, А.Б. Давыдов[¶], Е.З. Мейлихов, Н.К. Чумаков

РНЦ "Курчатовский институт", Институт молекулярной физики,
123182 Москва, Россия

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

(Получена 10 июля 2000 г. Принята к печати 2 октября 2000 г.)

Рассмотрены закономерности перколяционного перехода в квазидвумерных (2D) электронных системах (структура металл–нитрид–оксид–полупроводник с инверсионным n -каналом) с сильным электростатическим флуктуационным потенциалом и длиной затвора, меньшей радиуса корреляции перколяционного кластера, когда проводимость структур контролируется одиночными перевальными областями флуктуационного потенциала. В рамках формализма Landauer–Buttiker проанализированы экспериментальные зависимости проводимости от потенциала полевого электрода и температуры. Экспериментально определены энергетические параметры седловых областей флуктуационного потенциала и эффективная плотность электронных состояний ($N_{ss} \propto m/\pi\hbar^2$) вблизи уровня перколяции. Продемонстрировано согласие результатов экспериментов и предложенной статистической модели формирования седловых областей флуктуационного потенциала в квази-2D системах. Показано, что по мере приближения к порогу перколяции, седла превращаются в желоба, вытянутые в направлении пути протекания.

Квазидвумерные (квази-2D) электронные системы типа металл–изолятор–полупроводник [1], широко используемые как на практике (в качестве полевых транзисторов [2,3]), так и при изучении фундаментальных закономерностей перехода диэлектрик–металл [4], являются по своей природе разупорядоченными объектами [5]. При современном уровне развития технологии эффекты разупорядоченности обусловлены обычно не неоднородностью структур, а присутствием встроенных зарядов, которые располагаются на примесях в легированных слоях или на ловушках (дефектах) в области подзатворного диэлектрика. В зависимости от экспериментальных условий, определяемых температурой и потенциалом полевого электрода (затвора), эти эффекты проявляются по-разному и в различной мере.

Статистический ансамбль встроенных зарядов индуцирует в области квази-2D электронного канала хаотический потенциальный рельеф — флуктуационный потенциал (ФП) [6]. В ситуации, когда амплитуда флуктуаций превышает характерную энергию квази-2D электронов, это обуславливает специфические особенности электронного переноса [7]. В современных полевых транзисторах концентрация примесей составляет $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. При подобной концентрации хаотически расположенных встроенных зарядов амплитуда ФП достигает величин $\sim 100 \text{ мэВ}$ [6], и именно ФП начинает определять электронный перенос в полупроводниковых объектах, актуальных для микроэлектроники. С этим также связан и фундаментальный интерес к рассмотрению влияния ФП на проводимость квази-2D систем вблизи перколяционного перехода диэлектрик–металл.

Вызванное ФП пространственное перераспределение квази-2D электронов сопровождается их локализацией в "ямах" хаотического потенциального рельефа [6]. А также приводит к кардинальному изменению характера электронного переноса: проводимость в этих условиях становится перколяционной [7] и осуществляется переходами электронов между потенциальными ямами, разделенными перевалами ФП. Данные перевалы (седловые области), играющие роль баллистических квантовых контактов между ямами [8], определяют свойства квази-2D объектов даже при относительно высоких температурах. С другой стороны, представления о плавном характере флуктуаций [6] приводят к выводу о том, что характерный пространственный масштаб перколяционного кластера (его корреляционный радиус [7]) является макроскопическим.

Перспективными объектами для изучения эффектов разупорядочения в квази-2D системах являются кремниевые структуры металл–нитрид–оксид–полупроводник (МНОП) [2], в которых ФП преимущественно определяется зарядовым состоянием ловушек в области границы раздела $\text{SiO}_2\text{—Si}_3\text{N}_4$ [9]. Концентрация заряженных ловушек n_t может изменяться (в пределах $n_t = 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$) за счет контролируемой инжекции электронов из кремния при повышенном (до $\sim 30 \text{ В}$) напряжении полевого электрода (см. [2]). Это обеспечивает возможность исследования электронного транспорта в широком диапазоне изменения амплитуды ФП.

В недавних работах [9–11] было показано, что при уменьшении потенциала затвора V_g проводимость G Si-МНОП структур с инверсионным n -каналом приобретает перколяционный характер. Этот процесс сопровождается исчезновением эффекта Холла при значениях электропроводности канала ниже пороговой величины

[¶] E-mail: davydov@imp.kial.ru

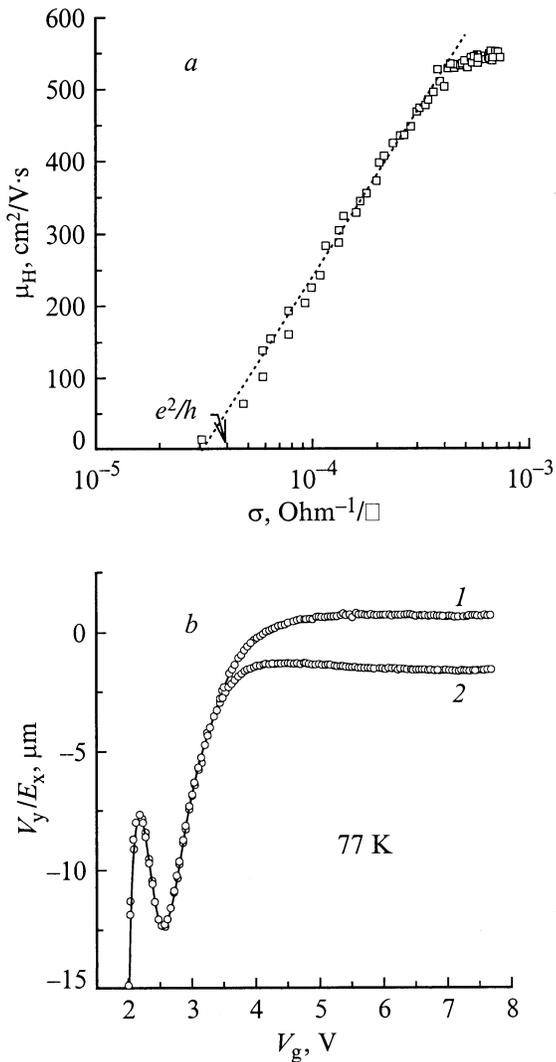


Рис. 1. *a* — холловская подвижность как функция электропроводности канала при 77 К; *b* — зависимость V_y/E_x от V_g при различной полярности магнитного поля (E_x — продольное электрическое поле, V_y — напряжение между холловскими зондами). Расхождение кривых 1 и 2 при $V_g \geq 3.5$ В обусловлено эффектом Холла (в магнитном поле 1 Тл) при $\sigma(V_g) \geq e^2/h$. Возрастание напряжения асимметрии холловских зондов при $V_g \leq 3.5$ В свидетельствует о переходе к перколяционному режиму проводимости с характерным масштабом радиуса корреляции кластера $L_c \sim V_y/E_x$ [10,11].

$\sim e^2/h$ (рис. 1, *a*). Наблюдавшиеся при малых V_g флуктуации напряжения между холловскими зондами V_y (рис. 1, *b*) позволяют по методу, предложенному в [10], оценить характерный размер ячеек перколяционного кластера или, иными словами, его радиус корреляции L_c , который, как оказалось, достигает ~ 10 мкм. Природа данных флуктуаций связана с электрическим несоответствием друг другу холловских зондов (даже при абсолютном соответствии их геометрического положения), которое имеет место в силу случайного характера перколяционного кластера и приводит к появлению напряжения

несоответствия порядка $V_y \sim L_c E_x$, где E_x — продольное электрическое поле. Напряжение несоответствия зависит от конкретной реализации перколяционного кластера и изменяется вместе с ней при изменении V_g , приводя к флуктуациям V_y . Данный эффект описан в работах [10,11] и является одним из проявлений эффектов некогерентной мезоскопии [12,13] — мезоскопических эффектов, возникающих в условиях, когда характерный геометрический масштаб, на котором проводятся измерения, сравнивается с L_c . Здесь мы обращаемся к этому эффекту лишь с целью оценки радиуса корреляции.

Столь большая оценка для величины радиуса корреляции (~ 10 мкм) дает возможность получения Si-МНОП структур с длиной затвора $L \leq L_c$ и, соответственно, наблюдения в них мезоскопических особенностей. Если при этом ширина затвора $W \gg L$, то, как известно (см. [12,13]), проводимость объектов — поле-

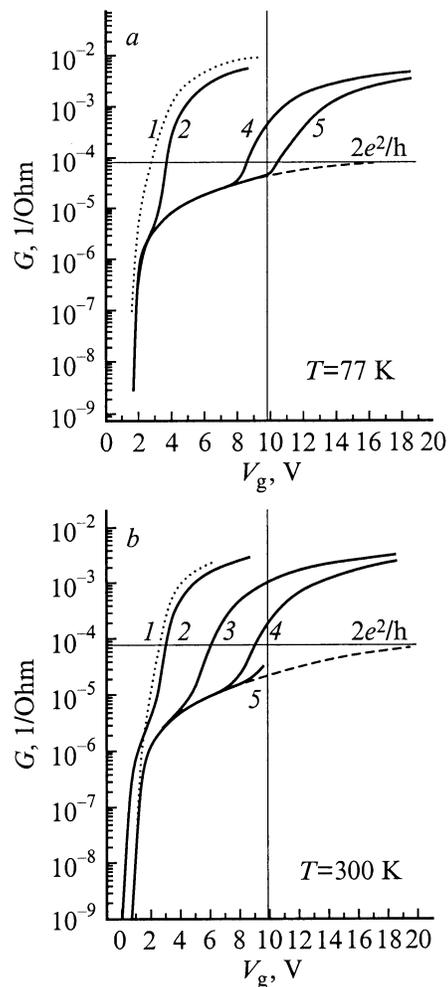


Рис. 2. Кривые эффекта поля для транзисторных МНОП структур с "длинным" (пунктирные линии) и "коротким" каналом (сплошные линии) при $T = 77$ (*a*) и 300 К (*b*) и различных значениях $n_i \approx 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (1, 2), $4.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (3), $5.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (4) и $6.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (5). Проводимость "длинного" транзистора приведена с поправкой на геометрию "короткого" транзистора.

вых транзисторов — определяют одиночные, аномально низкоомные пути протекания, шунтирующие промежуток исток–сток. Сопротивление этих низкоомных путей протекания в свою очередь определяется их наиболее высокоомными участками, в нашем случае — одиночными (в масштабе всего образца) перевальными областями ФП [11], электронный транспорт через которые может носить квантовый баллистический характер. При этом в проводимости системы наблюдаются особенности, характерные для квантовых квази-1D объектов. Иными словами, эффекты некогерентной мезоскопии ($L < L_c$) приводят к самовыборке единственной квантово-размерной области, определяющей квантовый характер кондактанса всего образца. Подобные мезоскопические особенности проводимости макроскопических образцов, такие как возникновение на кривых зависимости $G(V_g)$ области квазиplateau при характерных значениях $G \sim 2e^2/h$, были экспериментально обнаружены при температурах 77–300 К в различных транзисторных структурах с коротким ($L < L_c$) каналом [9]: Si-MHOП ($L = 5$, $W = 50$ мкм) (рис. 2), GaAs-MESFET (Metal-Semiconductor Field Effect Transistor) ($L = 0.8$, $W = 200$ мкм), GaAs-AlGaAs-HEMT (High Electron Mobility Transistor) с тонким (3 нм) спейсером ($L = 0.6$, $W = 60$ мкм) и др.

В настоящей статье на примере транзисторных Si-MHOП структур с предельно высокой концентрацией встроенных зарядов (ограниченной пробивными полями подзатворного изолятора [2]) приводятся результаты исследований мезоскопических (в терминах [12]: $L \leq L_c \ll W$) квази-2D систем в условиях перколяционного перехода диэлектрик–металл. Как и в [9,11], структуры имели инверсионный n -канал длиной 5 и шириной 50 мкм и толщины слоев подзатворного изолятора: SiO₂ — 2.5 нм и Si₃N₄ — 35 нм. В целях анализа электронного транспорта в разупорядоченных системах, рассматриваемого вблизи порога перколяции, исследовался кондактанс структур G в зависимости от потенциала затвора V_g при температурах T из интервала 4.2–300 К. Детали экспериментов изложены в [9,14].

Зависимости G от потенциала затвора V_g , представленные на рис. 3, иллюстрируют формирование инверсионного канала в условиях сильного разупорядочения при концентрации встроенных зарядов (источников ФП) $n_i \approx 1.6 \cdot 10^{13}$ см⁻². При малых значениях потенциала затвора $V_g < 5$ В наблюдается экспоненциальный рост G с V_g и T , что типично для подобных систем в условиях, когда уровень Ферми ε_f расположен ниже уровня протекания [1,5]. В области $5 < V_g < 10$ В зависимость $G(V_g)$ ослабевает, наблюдается квазиplateau. Следует отметить практическое отсутствие зависимости G от T в области квазиplateau при низких температурах ($T \leq 20$ К), что указывает на туннельный механизм электронного переноса. При увеличении V_g выше значения 10 В, соответствующего пересечению изотерм $G \sim e^2/h$, наблюдаются зависимости $G(V_g, T)$, характерные для электронных квази-2D систем в условиях электронного экранирования флуктуаций [1].

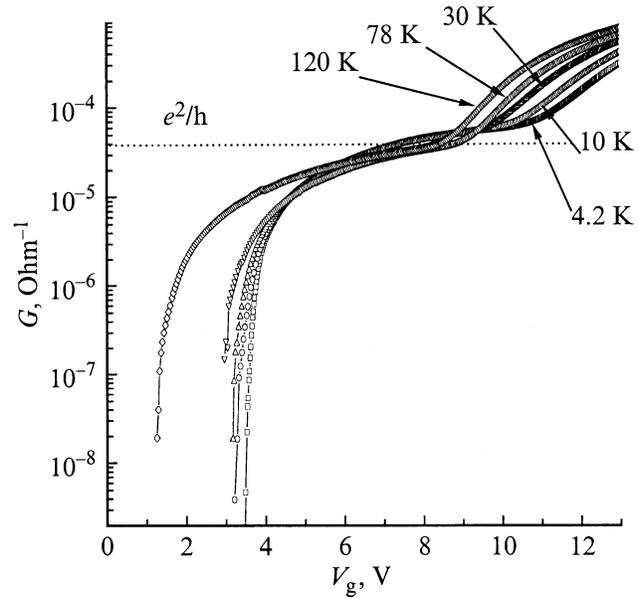


Рис. 3. Экспериментальные кривые эффекта поля для короткоканальной МНОП структуры в температурном интервале 4.2–120 К.

Оставаясь в рамках сценария перколяционного перехода [7] с участием перевальных областей ФП [8], проанализируем для рассматриваемых нами мезоскопических объектов основные закономерности поведения G от V_g и T , учитывая, в отличие от [8], конечную туннельную прозрачность перевальных областей при энергии Ферми ниже уровня седловой точки. Будем, как и ранее [9,11], полагать, что проводимость объектов ($L \leq L_c \ll W$) контролируется самым высокоомным участком наиболее низкоомного пути протекания, т.е. в нашем случае — одиночной перевальной областью ФП. Следуя [15], потенциальную энергию электрона в окрестности этой области, которую будем рассматривать в рамках модели параболического седлового потенциала, представим как

$$V(x, y) = V_s - \frac{m\omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m\omega_y^2 y^2}{2}. \quad (1)$$

Здесь V_s — потенциал седловой точки (совпадающий с классическим уровнем протекания), m — эффективная масса носителей заряда (электронов), ω_x и ω_y — параметры, характеризующие кривизну потенциала в направлении движения электронов (x) и поперечном направлении (y).

Прозрачность $t(\varepsilon_f)$ седловой области при нулевой температуре определяется суммой вкладов квази-1D каналов $t_n(\varepsilon_f)$, отвечающих энергии $V_s + \hbar\omega_y(n + 1/2)$; $n = 0, 1, 2, \dots$

$$t_n(\varepsilon_f) = \left(1 + \exp \left(-2\pi \frac{\varepsilon_f - \hbar\omega_y(n + 1/2) - V_s}{\hbar\omega_x} \right) \right)^{-1}, \quad (2)$$

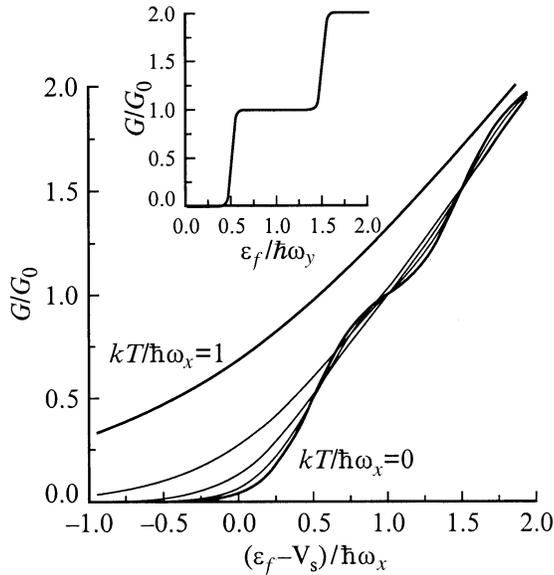


Рис. 4. Зависимость проводимости G параболической седловой области ($\omega_y = \omega_x$), нормированной на квант проводимости $G_0 = 2e^2/h$ от энергии Ферми ε_f , рассчитанная для температур: $kT/\hbar\omega_x = 0, 0.01, 0.02, 0.04, 0.1, 0.2, 0.4, 1$. На вставке — зависимость $G(\varepsilon_f)$ для случая $\hbar\omega_y \gg \hbar\omega_x \gg kT$.

а результирующая зависимость проводимости от энергии Ферми соответственно имеет вид

$$G(\varepsilon_f) = \frac{2e^2}{h} t(\varepsilon_f) = \frac{2e^2}{h} \sum t_n(\varepsilon_f). \quad (3)$$

Ограничиваясь первым слагаемым суммы ($n = 0$, что справедливо при $\hbar\omega_x/2\pi \ll \hbar\omega_y$, например при $\hbar\omega_x \sim \hbar\omega_y$, и $\varepsilon_f - V_s \leq \hbar\omega_y/2$), имеем

$$G(\varepsilon_f) = \frac{2e^2}{h} t_0 = \frac{2e^2}{h} \left(1 + \exp \left(-2\pi \frac{\varepsilon_f - \hbar\omega_y/2 - V_s}{\hbar\omega_x} \right) \right)^{-1}. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) описывают электронный транспорт в перевальных областях ФП, в частности экспоненциальную зависимость $G(\varepsilon_f)$ при $\varepsilon_f - V_s < 0$. Видно, что при $\hbar\omega_x, \hbar\omega_y \gg kT$ проводимость (3), (4), определяющая кондактанс структуры в целом, приобретает квантовый квази-1D характер. При этом в ситуации $\varepsilon_f - V_s > 0$ и $\hbar\omega_x \ll \hbar\omega_y$ функция $G(\varepsilon_f)$ имеет характерный ступенчатый вид со значениями в областях плато, кратным $2e^2/h$. Напротив, в условиях $\hbar\omega_x \approx \hbar\omega_y$, что, как ожидается, справедливо для перевальных областей рассматриваемого ФП (см. далее), зависимость $G(\varepsilon_f)$ имеет лишь точки перегиба при значениях G , кратных величине e^2/h — максимумы и минимумы производной $\partial G/\partial \varepsilon_f$ (рис. 4 и 5).

Проводимость седловых областей при конечных температурах будем рассматривать в рамках формализ-

ма [16], следуя которому

$$G(\varepsilon_f) = \frac{2e^2}{h} \int d\varepsilon (-\partial F/\partial \varepsilon) t(\varepsilon). \quad (5)$$

Здесь F — функция распределения Ферми–Дирака.

Зависимости $G(\varepsilon_f)$, рассчитанные при конечных температурах для симметричного параболического седлового потенциала ($\hbar\omega_x = \hbar\omega_y$), представлены на рис. 4. Обращает на себя внимание наличие температурно-независимых точек при кондактансе, равном $G_0(1/2+n)$, $n = 0, 1, \dots$. Зависимость $\partial G/\partial \varepsilon_f(G)$ имеет максимумы в этих точках. Видно, что при $kT \ll \hbar\omega_x/2\pi$ проводимость практически перестает изменяться с температурой.

На рис. 5, *a* и *b* приведены рассчитанные в этих же условиях производные $\partial G/\partial \varepsilon_f$ в зависимости от G и температурная зависимость обратной величины максимума этих производных в точке $G = e^2/h$. Расчеты показывают, что при $0 \leq kT/\hbar\omega_x \leq 1$ функция $(\partial G/\partial \varepsilon_f)^{-1}$ от T в этой точке имеет линейный вид и аппроксимируется выражением

$$\frac{\partial G}{\partial \varepsilon_f} \approx \frac{e^2/h}{\hbar\omega_x/\pi + kT}. \quad (6)$$

Иными словами, продолжение зависимости $\partial G/\partial \varepsilon_f$ от kT до пересечения с осью абсцисс отсекает на этой

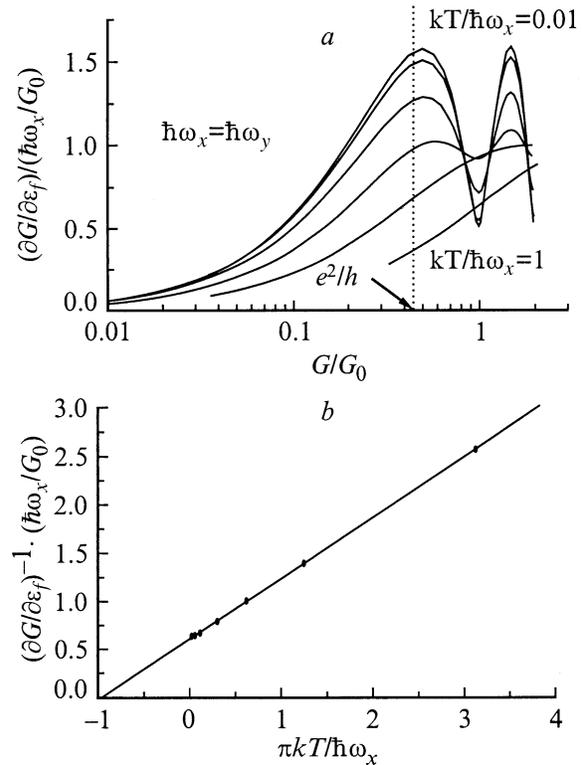


Рис. 5. Производная проводимости $\partial G/\partial \varepsilon_f$ седловой области ($\omega_y = \omega_x$) как функция G при различных температурах из области $kT/\hbar\omega_x = 0-1$ (*a*) и температурная зависимость $(\partial G/\partial \varepsilon_f)^{-1}$ в точке максимума производных при значении $G = e^2/h$ (*b*). $G_0 = 2e^2/h$.

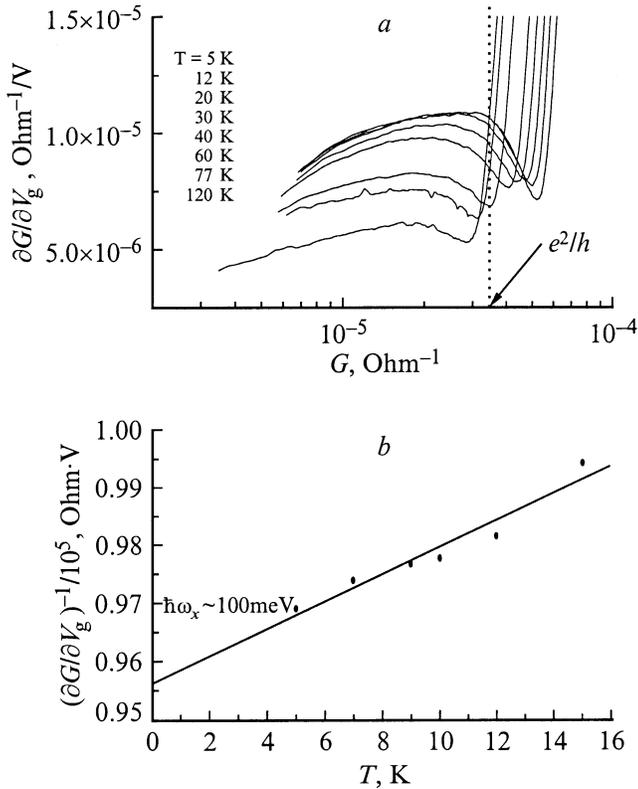


Рис. 6. Температурные характеристики производной $\partial G/\partial V_g$, полученные по данным, представленным на рис. 3.

оси отрезок длиной $\hbar\omega_x/\pi$, что позволяет оценить величину $\hbar\omega_x$.

Выражения (5), (6) предсказывают характер поведения экспериментальных кривых $G(V_g)$, в частности наличие экстремума производной $\partial G/\partial V_g$ при значениях $G \approx e^2/h$ (рис. 6, а). Действительно, приращение концентрации квази-2D электронов на поверхности полупроводника ∂n_s обусловлено, с одной стороны, приращением потенциала полевого электрода ∂V_g , а с другой — связано с изменением энергии Ферми $\partial \varepsilon_f$:

$$\partial n_s = C \partial V_g / e = N_{ss} \partial \varepsilon_f, \quad (7a)$$

где C — электрическая емкость подзатворного изолятора, а N_{ss} — эффективная плотность электронных состояний на границе раздела полупроводник–изолятор. Следовательно, в соответствии с (6) и (7a) производная экспериментальных кривых эффекта поля $\partial G/\partial V_g$ от G ,

$$\frac{\partial G}{\partial V_g} = \frac{\partial G}{\partial \varepsilon_f} \frac{C}{e N_{ss}}, \quad (7b)$$

должна иметь экстремум в области $G \sim e^2/h$, по температурной зависимости которого можно оценивать величину $\hbar\omega_x$ (рис. 6, б). При этом учитывается, что значению $G = e^2/h$ соответствует фиксированное (независящее от температуры при $kT \ll \hbar\omega_x/2\pi$) положение

уровня Ферми, определяемое условием $\varepsilon_f - V_s = \hbar\omega_y/2$ (это следует из (4) и видно из кривых, представленных на рис. 4).

Производные $(\partial G/\partial V_g)$ экспериментальных кривых $G(V_g)$ приведены в зависимости от G на рис. 6, а. Как и ожидалось (ср. рис. 5, а и 6, а), функция $\partial G/\partial V_g$ имеет экстремум в области $G \approx e^2/h$ (как будет показано далее, смещение экстремума в сторону значений G , меньших e^2/h , в частности, обусловлено энергетической зависимостью плотности флуктуационных состояний, а точнее возрастанием N_{ss} с ε_f [6], т.е. с G). При этом в соответствии с (6) и (7b) температурная зависимость $(\partial G/\partial V_g)^{-1}$ при значении $G = e^2/h$ (рис. 6, б) имеет в области низких температур линейный вид. Экстраполируя зависимость $(\partial G/\partial V_g)^{-1}$ от температуры к нулевому значению аргумента, получаем оценку $\hbar\omega_x \approx 100$ мэВ.

Рассмотрим теперь факторы, определяющие вид экспериментальных кривых $\partial G/\partial V_g$ от G и их отличие от расчетных $\partial G/\partial \varepsilon_f$. Эти факторы суть эффективная плотность электронных (флуктуационных) состояний N_{ss} на границе раздела полупроводник–изолятор в области перколяционного перехода (недоступной для исследований классическими методами спектроскопии — равновесными вольтѣмкостными и релаксационными, типа DLTS [17]) и параметр $\hbar\omega_x$, который может изменяться с ε_f из-за отличия реальной формы седлового потенциала от параболической.

В области низких температур ($kT \ll \hbar\omega_x/2\pi$) производная $\partial G/\partial \varepsilon_f$, согласно (4), может быть представлена в виде

$$\frac{\partial G}{\partial \varepsilon_f} = \frac{G[1 - G/(2e^2/h)]}{\hbar\omega_x/2\pi}, \quad (8)$$

позволяющем получить зависимость $\partial G/\partial \varepsilon_f$ от G , если известно поведение параметра $\hbar\omega_x$ от ε_f (или V_g). Используя выражение (7b), можно сравнить зависимость $\partial G/\partial \varepsilon_f$, полученную на основе (8), с экспериментальной $\partial G/\partial V_g$. Также можно установить связь параметров N_{ss} и $\hbar\omega_x$ с величинами G и V_g , измеряемыми в эксперименте:

$$N_{ss} \hbar\omega_x = -\frac{2\pi C}{e} \left(\frac{\partial \ln((2e^2/h)/G - 1)}{\partial V_g} \right)^{-1}. \quad (9)$$

На рис. 7 приведена зависимость от G левой части выражения (9), представляющего собой произведение $\hbar\omega_x N_{ss}$, нормированное на плотность состояний в двумерном канале $D = 2m/\pi\hbar^2$. Представленные кривые получены при температурах 4.2 и 10 К из области температур, в которой, как отмечалось выше (рис. 3), G практически не изменяется с T при значениях V_g , соответствующих положению уровня Ферми выше классического уровня протекания, грубо говоря, $\varepsilon_f > V_s$. Данное условие отвечает области квазиплота на представленных зависимостях $G(V_g)$, и именно этот интервал изменения V_g является предметом нашего интереса в данной работе. На рис. 7 хорошо виден этот ограниченный снизу

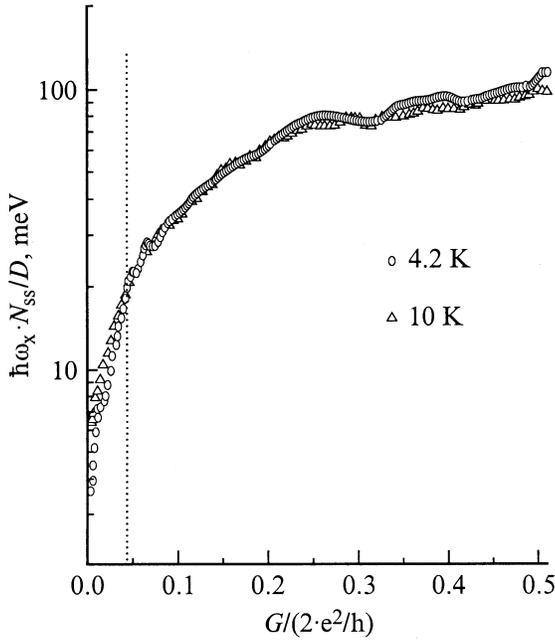


Рис. 7. Зависимость параметра $\hbar\omega_x N_{ss}/D$ от G в области низких температур 4.2–10 К.

интервал V_g , в котором экспериментальные данные не зависят от температуры, и ясно, что он соответствует значениям $G \geq 0.05(2e^2/h)$. Последнее согласуется с оценками, полученными на основе соотношения (4). Анализ температурной зависимости $G(V_g)$ при меньших значениях G является предметом отдельной работы и будет проведен в дальнейшем.

Из данных, представленных на рис. 7, видно, что при сильном изгибе зон (энергия Ферми заметно превышает уровень протекания: $\varepsilon_f - V_s \sim \hbar\omega_y/2$; $G \sim e^2/h$) анализируемая функция $\hbar\omega_x N_{ss}/D$ постоянна, а ее значение хорошо совпадает с оценкой величины $\hbar\omega_x \approx 100$ мэВ, найденной экспериментально по температурной зависимости производной $\partial G/\partial V_g$ (рис. 6, b). Это означает, что при энергии Ферми $\varepsilon_f - V_s \approx \hbar\omega_y/2$ эффективная плотность электронных состояний N_{ss} мало отличается от величины $D = 2m/\pi\hbar^2$. Напротив, при уменьшении G (т.е. энергии Ферми ε_f) с V_g функция $\hbar\omega_x N_{ss}/D$ резко падает, что может быть связано как с уменьшением N_{ss} , так и параметра $\hbar\omega_x$. Известно [6,18], что плотность флуктуационных состояний экспоненциально падает к середине запрещенной зоны полупроводника от величины $\sim D$, отвечающей условию $\varepsilon \gg V_s$. Также известно [18], что на уровне протекания ($\varepsilon_f = V_s$) плотность состояний в 2D системах уменьшается (по сравнению со случаем $\varepsilon_f - V_s \geq \hbar\omega_y/2$) в ~ 2 раза, т.е. составляет $\sim D/2$. Согласно (4), этому условию соответствует проводимость $G = (2e^2/h) \exp(-\pi\omega_y/\omega_x) \approx (2e^2/h) \exp(-\pi)$ при $\hbar\omega_y \approx \hbar\omega_x$. Между тем, как видно из результатов эксперимента (рис. 7), в диапазоне изменения $G = \{(2e^2/h) \exp(-\pi) \div e^2/h\}$ функция $\hbar\omega_x N_{ss}$ падает

гораздо сильнее, почти на порядок, что свидетельствует о резком уменьшении параметра $\hbar\omega_x$ при уменьшении энергии Ферми в области $V_s \leq \varepsilon_f \leq V_s + \hbar\omega_y/2$.

Полученный результат, характеризующий поведение параметра $\hbar\omega_x$, имеет простой физический смысл. Если при повышенных V_g (соответствующих условию $\varepsilon_f \approx \hbar\omega_y/2 + V_s$) перевальная область ФП, определяющая проводимость системы, представляет собой одиночное седло с параметрами $\hbar\omega_y \approx \hbar\omega_x$, то вблизи уровня протекания ($\varepsilon_f \leq V_s$) профиль потенциального рельефа выглядит совсем по-иному: в этих условиях перевал формируется группой седловых областей, включенных последовательно. Такая перевальная область представляется уже не как симметричное седло, а как эффективный потенциальный желоб, вытянутый в направлении движения электронов, что проявляется в уменьшении параметра $\hbar\omega_x$ (от ~ 100 до ~ 20 мэВ) (рис. 7). Учитывая при этом, что в диапазоне V_g , соответствующих интервалу $(2e^2/h) \exp(-\pi) < G < e^2/h$, температурная зависимость G исчезает при $T \ll T_m = \hbar\omega_x/2\pi$, и, полагая $\hbar\omega_x = 20$ мэВ, получаем оценку $T_m \approx 30$ К, согласующуюся с результатами экспериментов.

Анализ экспериментальных кривых $G(V_g)$ позволяет также получить оценку параметра $\hbar\omega_y$. Воспользуемся для этого выражениями (4) и (7а), устанавливающими связь G и V_g с ε_f . Как уже отмечалось выше, значения энергии Ферми, определяемые условиями $\varepsilon_f - V_s = \hbar\omega_y/2$ и $\varepsilon_f - V_s = 0$, соответствуют значениям проводимости $G = e^2/h$ и $(2e^2/h) \exp(-\pi\omega_y/\omega_x) \approx (2e^2/h) \exp(-\pi)$ (при $\hbar\omega_y \approx \hbar\omega_x$). Поэтому при изменении G в указанных пределах энергия Ферми изменяется на величину $\delta\varepsilon_f = \hbar\omega_y/2$. Согласно (7а), данному изменению ε_f соответствует изменение потенциала затвора $\delta V_g = \delta\varepsilon_f e \langle N_{ss} \rangle / C$, где $\langle N_{ss} \rangle$ — плотность электронных состояний, усредненная в интервале энергий $0 \leq \varepsilon_f - V_s \leq \hbar\omega_y/2$. Отсюда $\hbar\omega_y \approx C \delta V_g / e \langle N_{ss} \rangle$. Учитывая [6,18], что в этом диапазоне энергий величина N_{ss} изменяется в пределах $D/2 \div D$, т.е. $D/2 \leq \langle N_{ss} \rangle \leq D$, получаем $2C \delta V_g / eD \leq \hbar\omega_y \leq 4C \delta V_g / eD$.

Расчеты, выполненные по данным рис. 3 для области низких температур ($T \leq 10$ К), дают оценку $70 \leq \hbar\omega_y \leq 140$ мэВ. Следовательно, как и предполагалось выше, при $\varepsilon_f - V_s \leq \hbar\omega_y/2$ асимметрия седловых областей ФП невелика: $\hbar\omega_y \approx \hbar\omega_x \approx 100$ мэВ.

Рассмотрим теперь соответствие величин $\hbar\omega_x$ и $\hbar\omega_y$, полученных при анализе экспериментов, простой статистической модели формирования седловых областей хаотического потенциального рельефа в квази-2D объектах. Исходя из свойств коррелятора ФП [6] пространственный масштаб локальных областей канала, характеризующихся однородным распределением потенциала внутри таких областей, определяется толщиной спейсера s — расстоянием, отделяющим квази-2D электронный канал от плоскости встроженных зарядов. В изучаемых Si-MHOП структурах величина s суть толщина слоя SiO_2 ($s \approx 2.5$ нм). При концентрации встроженных зарядов $n_t \approx 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ локальные области площадью πs^2 в

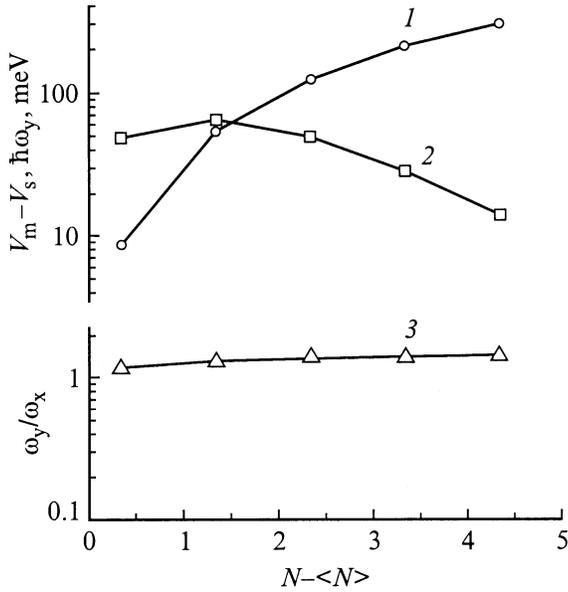


Рис. 8. Относительная высота "холмов" потенциального рельефа $V_m - V_s$ (мэВ, линия 1), параметр $\hbar\omega_y$ (мэВ, линия 2) и отношение ω_y/ω_x (линия 3) в зависимости от флуктуации $N - \langle N \rangle$ числа N встроенных зарядов на площади πs^2 . Параметры расчетов: толщина спейсера $s = 2.5$ нм, $n_d = 1.6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ ($\langle N \rangle \approx 3$); экранирующее воздействие полевого электрода не учитывалось.

среднем содержат $\langle N \rangle = \pi s^2 n_t \approx 3$ встроенных зарядов. Отличие случайного числа N встроенных зарядов на этой площади от среднего числа $\langle N \rangle$ приводит к образованию потенциальных ям хаотического рельефа ($N \leq \langle N \rangle$), заполненных электронами, и пиков ($N \geq \langle N \rangle$), между которыми и возникают перевалы.

Использованное выше приближение параболического седлового потенциала [12], очевидно, реализуется лишь в ситуации, когда энергетический зазор между седловой точкой V_s и вершинами прилегающих к ней флуктуационных пиков, $V_m - V_s$, существенно превышает величину $\hbar\omega_y$. Амплитуда пиков $V_m \approx e^2(N - \langle N \rangle)/\kappa s$ возрастает по мере увеличения N (κ — диэлектрическая проницаемость области границы раздела Si-SiO $_2$ [6]), а среднее расстояние R между пиками увеличивается за счет уменьшения вероятности $P(N)$ сильных флуктуаций величины N : $R \approx 2s/P(N)^{1/2}$, что, естественно, сопровождается уменьшением величины $\hbar\omega_y$ [15]. Таким образом, можно ожидать, что условие $V_m - V_s \geq \hbar\omega_y$ начнет выполняться с некоторых значений $N \geq \langle N \rangle$ вследствие статистической природы самих флуктуаций.

Исходя из этих соображений и предполагая пуассоновское распределение вероятности флуктуаций N , для случая $\langle N \rangle \approx 3$ были рассчитаны: седловой потенциал между двумя областями размером s и зарядом $e(N - \langle N \rangle)$, отстоящими друг от друга на расстоянии $R(N)$, вторые производные потенциала по координатам x и y , определяющие параметры его кривизны в седловой точке ($\hbar\omega_x$ и $\hbar\omega_y$), а также энергетический зазор $V_m - V_s$.

Результаты расчетов, представленные на рис. 8, показывают, что условие $V_m - V_s \geq \hbar\omega_y$ выполняется при вполне разумных значениях N , отличающихся от среднего в пределах нормального отклонения $\langle N \rangle^{1/2}$. Они подтверждают и использованное выше приближение симметричного седлового потенциала $\hbar\omega_y \approx \hbar\omega_x$ (линия 3 на рис. 8). Также видно, что расчетные значения $\hbar\omega_x$ и $\hbar\omega_y$ (область пересечения кривых 1 и 2 на рис. 8) согласуются с экспериментальными оценками $\hbar\omega_x \approx \hbar\omega_y \approx 100$ мэВ. Этим обосновывается принципиальная возможность наблюдения квантовых эффектов в проводимости разупорядоченных полупроводниковых структур при достаточно высоких температурах, определяемых неравенствами $kT < \{\hbar\omega_x/2\pi; (V_m - V_s - \hbar\omega_y/2)\}$. В нашем случае (см. рис. 2 и 3) это — температуры ниже комнатной.

Отметим в заключение, что результаты экспериментов однозначно подтверждают туннельный характер проводимости коротких сильно неупорядоченных МНОП структур в области квазиплато. Экспериментально определенные энергетические параметры кривизны седловой области, определяющей контактанс, согласуются с результатами моделирования в статистической модели флуктуационного потенциала.

Авторы признательны В.А. Волкову, В.А. Гергелю, М.С. Кагану, В.А. Сабликову и Р.А. Сурису за обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 98-02-16747, 99-02-16955), Межотраслевой программы "Физика твердотельных наноструктур" (проекты № 99-1123, 97-1081) и Федерального фонда развития электронной техники (проект № 040/99ф).

Список литературы

- [1] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1. с. 377.
- [3] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991) с. 632.
- [4] В.М. Пудалов. *Письма ЖЭТФ*, **66**, 168 (1997).
- [5] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [6] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. *ЖЭТФ*, **84**, 719 (1983).
- [7] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [8] Y. Meir. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3506 (1999).
- [9] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков, В.В. Сизов. *ФТП*, **31**, 1460 (1997).
- [10] Б.А. Аронзон, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков. *ФТП*, **31**, 648 (1997).
- [11] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, Е.З. Мейлихов, В.В. Рыльков. *Письма ЖЭТФ*, **66**, 633 (1997).
- [12] A.I. Yakimov, N.P. Stepina, A.V. Dvurechenskii. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **6**, 75 (1994).
- [13] М.Э. Райх, И.М. Рузин. *Письма ЖЭТФ*, **43**, 437 (1986).

- [14] А.С. Веденеев, А.Г. Гайворонский, А.Г. Ждан. ПТЭ, № 2, 246 (1992).
- [15] M. Buttiker. Phys. Rev. B, **41**, 7906 (1990).
- [16] R. Landauer. Z. Phys., **68**, 217 (1987).
- [17] E.H. Nicollian, J.R. Brews. *MOS Physics and Technology* (N.Y. Willey, 1982).
- [18] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, А.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981) с. 383.

Редактор В.В. Чалдышев

**Conductivity
of electrostatically-disordered
quasi-two-dimensional semiconductor
systems in the range of the isolator–metal
percolation transition**

B.A. Aronson, D.A. Bakaushin*, A.S. Vedeneev*,
A.B. Davydov, E.Z. Meylikhov, N.K. Chumakov

Russian Research Center "The Kurchatov's Institute",
123182 Moscow, Russia

* Institute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia