

# Интерференция носителей тока в модулированных квантовых проволоках

© Н.Т. Баграев, В. Гельхофф\*, В.К. Иванов<sup>+</sup>, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых<sup>+</sup>

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

\* Берлинский технический университет,  
D-10623 Берлин, Германия

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
194251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 октября 1999 г. Принята к печати 26 октября 1999 г.)

Впервые исследуется квантованная проводимость в зависимости от энергии носителей тока в модулированных квантовых проволоках. Энергетическая зависимость коэффициента прохождения через модулированную квантовую проволоку рассчитывается в рамках использования  $\delta$ -потенциала для описания квантовой интерференции носителей тока на сверхрезких внутренних барьерах. Предсказывается возникновение токовых ступенек и осцилляций плато квантованной проводимости, которые должны проявляться как осцилляции контактанса квантовой проволоки при изменении продольного напряжения. Подобные осцилляции контактанса, индуцированные квантовой интерференцией баллистических дырок, впервые демонстрируются при регистрации плато квантованной проводимости в зависимости от напряжения, приложенного вдоль модулированной кремниевой квантовой проволоки.

## 1. Введение

Достигнутый в последние годы уровень развития нанотехнологии позволил использовать методики расщепленного затвора [1–3], зарастания краевого склона [4], а также металлические точечные контакты [5] и электростатическое упорядочение примесных диполей [6] для получения квантовых проволок, имеющих один или несколько одномерных (1D) каналов, длина которых меньше длины свободного пробега носителей тока. Перенос заряда в таких каналах не сопровождается джоулевыми потерями вследствие подавления процессов неупругого рассеяния. Поэтому электроны и дырки в условиях одномерного транспорта могут демонстрировать баллистические свойства [7,8].

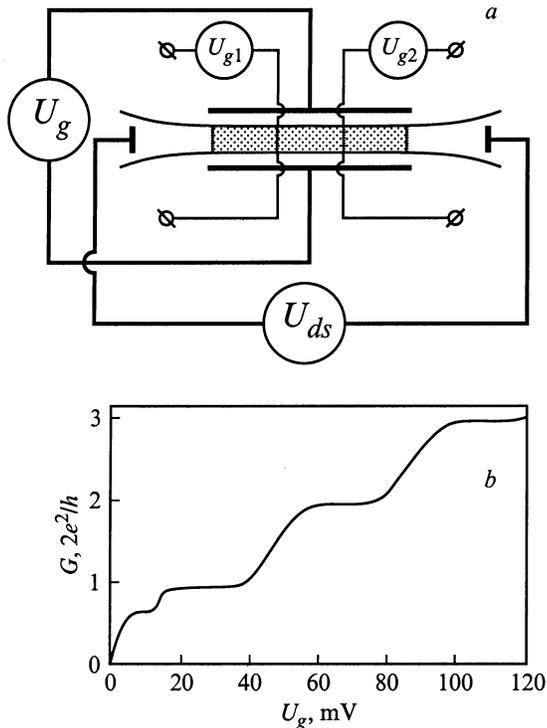
Одним из наиболее важных следствий получения одномерных баллистических каналов внутри гетероструктур GaAs–AlGaAs [2–5] и кремниевых сверхрешеток [6] стало обнаружение квантования проводимости в зависимости от напряжения на затворе, управляющего шириной квантовой проволоки (рис. 1, *a*), которое проявляется в виде серии плато одномерной проводимости, разделенных ступенями величиной  $g_s g_v e^2/h$ ; где  $g_s$  и  $g_v$  — спиновый и долинный факторы соответственно (рис. 1, *b*) [7,8]. Рост напряжения на затворе приводит к увеличению ширины квантовой проволоки, тем самым стимулируя заполнение большего числа подзон размерного квантования. При этом зависимость  $G(V_g)$  имеет ярко выраженный ступенчатый характер, поскольку контактанс квантовой проволоки изменяется скачком каждый раз, когда уровень Ферми совпадает с одной из подзон размерного

квантования [2–6]:

$$G_0 = g_s g_v \frac{e^2}{h} N, \quad (1)$$

где  $N$  — число заполненных подзон размерного квантования, которое соответствует номеру верхней заполненной одномерной подзоны квантовой проволоки.

Следует отметить, что наблюдаемая величина ступенек квантованной проводимости, как правило, несколько меньше, чем  $g_s g_v e^2/h$  (рис. 1, *b*), что может быть результатом влияния спиновой поляризации носителей в нулевом магнитном поле [9] или нарушения когерентности по причине как электрон-электронного взаимодействия, так и рассеяния на примесных центрах [4,10–13]. Кроме того, остаточные примеси, распределенные вдоль границ квантовой проволоки, являются основой при создании внутренних барьеров, которые модулируют характеристики одномерного транспорта. Мощность подобных барьеров регулируется путем изменения напряжения на затворе, управляющего шириной квантовой проволоки, и особенно — с помощью дополнительных "пальчиковых" затворов (рис. 1, *a*) [13], применяемых для получения квантовых точек между двумя соседними барьерами. Важным обстоятельством является то, что наличие модулирующих барьеров способствует возникновению периодических осцилляций в области плато квантованной проводимости в зависимости от напряжения на затворе [6,12–17]. Экспериментально наблюдались два типа таких осцилляций, индуцируемых прохождением одиночных носителей тока через модулированную квантовую проволоку. К первому типу относятся кулоновские осцилляции, возникающие вследствие перезарядки квантовых точек, образующихся между фиксированными



**Рис. 1.** *a* — Схема расщепленного затвора (при напряжении  $U_g$ ), используемая для получения модулированных квантовых проволок внутри квантовых ям. Напряжение  $U_{g1}$  и  $U_{g2}$  прикладывается к "пальчиковым" затворам, предназначенным для реализации квантовых точек [13,27]. *b* — Квантованная проводимость  $G(U_g)$ , обнаруженная при  $T = 77$  К для узкого одномерного канала ( $2 \times 2$  нм<sup>2</sup>) в самоупорядоченной кремниевой квантовой яме *p*-типа. Положение уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелых дырок:  $G = (2e^2/h)T(E)$ .

барьерами, параметры которых определяются зарядовыми корреляциями и условиями размерного квантования [12–14,17,18]. В этом случае перезарядка квантовых точек осуществляется путем варьирования величины потенциала, локализованного на барьерах, с помощью пальчиковых затворов (рис. 1, *a*) при задаваемой постоянной энергии туннелирующих одиночных носителей ( $U_{ds} = \text{const}$ ). Второй тип осцилляций в области плато квантованной проводимости возникает за счет интерференционных эффектов, индуцируемых упругим обратным рассеянием между модулирующими барьерами [15]. Причем наиболее ярко интерференция баллистических носителей должна проявляться в том случае, если варьирование напряжением на основном и (или) пальчиковых затворах сопровождается соответствующим изменением их кинетической энергии, что часто имеет место в приборах нанoeлектроники субмикронных размеров. Поэтому идентификация интерференционных эффектов на фоне кулоновских осцилляций является достаточно сложной задачей, которая в настоящей работе решается с помощью прецизионного линейного увеличения

кинетической энергии носителей тока, туннелирующих через модулированную квантовую проволоку, непосредственно в процессе регистрации плато квантованной проводимости.

Сначала мы проанализируем энергетическую зависимость коэффициента прохождения  $T(E)$  через модулированную квантовую проволоку, чтобы показать наличие осцилляций в квантованной проводимости

$$G = G_0 T(E), \quad (2)$$

которые возникают благодаря интерференции баллистических носителей. Затем мы представим экспериментальные результаты по наблюдению осцилляций плато квантованной проводимости в зависимости от напряжения исток–сток, приложенного вдоль электростатически модулированной квантовой проволоки, сформированной внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы. Поскольку напряжение исток–сток в значительной степени определяет энергию баллистических носителей, мы покажем, что наличие подобных осцилляций доказывает существование интерференции носителей тока в модулированных квантовых проволоках.

## 2. Энергетическая зависимость коэффициента прохождения через систему $\delta$ -образных барьеров в модулированной квантовой проволоке

Предположим, что модулированная проволока может быть описана как регулярная квантовая одномерная структура. Это означает, что гамильтониан такой системы в отсутствие приложенных внешних полей может быть представлен как совокупность конечного числа расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга потенциальных барьеров. При этом реальный профиль каждого барьера  $V(x)$  может быть приближенно заменен на  $\delta$ -образный. Потенциал единичного барьера в этом случае может быть представлен как  $\alpha\delta(x - R)$ , где  $R$  — точка локализации барьера, а постоянный коэффициент  $\alpha$  выбирается из условия

$$\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} V(x) dx, \quad (3)$$

которое выразит равенство мощностей реального и  $\delta$ -образного барьеров. Тогда гамильтониан квантовой проволоки может быть записан как

$$U(x) = \alpha \sum_{j=0}^{n-1} \delta(x - Lj), \quad (4)$$

где  $n$  — число барьеров,  $L$  — расстояние между ними. Данный потенциал используется в дальнейшем при расчете энергетической зависимости коэффициента прохождения  $T(E)$  с помощью метода матрицы перехода [19,20].

## 2.1. Зависимость $T(E)$ в отсутствие продольного электрического поля

В этом случае рассеивающий потенциал практически адекватен (4), и задача определения зависимости  $T(E)$  может быть решена аналитически.

В рамках представляемой модели целесообразно разделить ось  $Ox$ , совпадающую с направлением проволоки, на  $n+1$  областей:  $0, 1, \dots, n$  (см. вставку на рис. 2, *b*). В области  $j$  волновая функция частицы  $\psi_j(x)$  может быть записана как линейная комбинация из двух плоских волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$\psi_j(x) = A_j \exp(ikx) + B_j \exp(-ikx), \quad (5)$$

где  $k$  — волновое число частицы, связанное с ее импульсом:  $p = \hbar k$ . Поскольку на выходе проволоки отраженная волна отсутствует, полагаем  $B_n = 0$ . Если амплитуду падающей волны положить равной единице ( $A_0 = 1$ ), то для коэффициента прохождения имеем

$$T = \left| \frac{A_n}{A_0} \right|^2 = A_n^2 < 1. \quad (6)$$

Так как вблизи барьеров волновая функция частицы непрерывна, а ее производная терпит разрыв, условия сшивки функций  $\psi_j, \psi_{j+1}$  в точке  $x = Lj$  выражаются равенствами, следующими из определения  $\delta$ -потенциала:

$$\begin{aligned} (\psi_{j+1} - \psi_j)|_{x=Lj} &= 0, \\ (\psi'_{j+1} - \psi'_j)|_{x=Lj} &= \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \psi_j|_{x=Lj}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выразим  $A_{j+1}, B_{j+1}$  через  $A_j, B_j$ . Из граничных условий (7) имеем систему двух линейных алгебраических уравнений

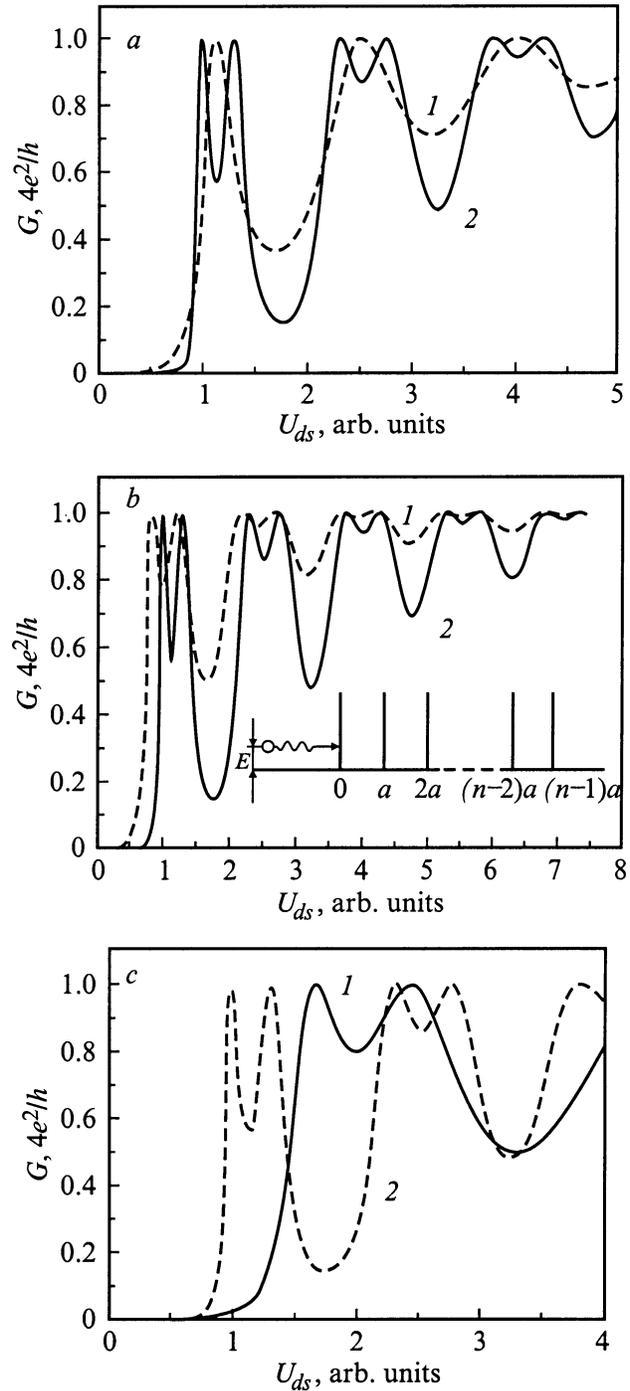
$$\begin{aligned} A_{j+1} \exp(ikLj) + B_{j+1} \exp(-ikLj) &= A_j \exp(ikLj) + B_j \exp(-ikLj), \\ ik[A_{j+1} \exp(ikLj) - B_{j+1} \exp(-ikLj)] &- ik[A_j \exp(ikLj) - B_j \exp(-ikLj)] \\ &= \frac{2m\alpha}{\hbar^2} [A_j \exp(ikLj) + B_j \exp(-ikLj)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Произведем замену переменных:

$$\begin{aligned} A'_{j+1} &= A_{j+1} \exp(ikLj), \\ B'_{j+1} &= B_{j+1} \exp(-ikLj), \\ A'_j &= A_j \exp(ikLj), \\ B'_j &= B_j \exp(-ikLj), \end{aligned} \quad (9)$$

тогда получим

$$\begin{aligned} A'_{j+1} + B'_{j+1} &= A'_j + B'_j, \\ A'_{j+1} - B'_{j+1} - A'_j + B'_j &= \frac{2m\alpha}{ik\hbar^2} (A'_j + B'_j). \end{aligned} \quad (10)$$



**Рис. 2.** Осцилляции кондуктанса  $G$  в пределах плато квантованной проводимости, возникающие вследствие квантовой интерференции носителей тока в зависимости от напряжения исток-сток  $U_{ds}$ , приложенного к модулированной квантовой проволоке. Зависимости рассчитаны: *a* — для различного числа барьеров  $n$  ( $1 - n = 2, 2 - n = 3$ ) при мощности барьера  $\alpha = 1$  и расстоянии между барьерами  $L = 1$ ; *b* — для разной мощности барьеров ( $1 - \alpha = 1, 2 - \alpha = 2$ ) при  $L = 2, n = 3$ ; *c* — при изменении расстояния  $L$  между барьерами ( $1 - L = 1, 2 - L = 2$ ) при  $\alpha = 1, n = 3$ . Значения параметров  $\alpha$  и  $L$  приведены в атомных единицах. На вставке к рис. *b* — одномерная система одиночных  $\delta$ -образных барьеров в отсутствие внешнего электрического поля.

Отсюда имеем

$$\begin{aligned} A'_{j+1} &= \left(1 - \frac{i m \alpha}{k \hbar^2}\right) A'_j - \frac{i m \alpha}{k \hbar^2} B'_j, \\ B'_{j+1} &= \frac{i m \alpha}{k \hbar^2} A'_j + \left(1 + \frac{i m \alpha}{k \hbar^2}\right) B'_j. \end{aligned} \quad (11)$$

Дальнейшее рассмотрение удобно вести в матричной форме, в рамках которой введем столбец новых комплексных амплитуд

$$\begin{aligned} \mathbf{X}'_{j+1} &= \begin{pmatrix} A'_{j+1} \\ B'_{j+1} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}'_j = \begin{pmatrix} A'_j \\ B'_j \end{pmatrix}, \\ \mathbf{X}_{j+1} &= \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_j = \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

Так как в области 0 амплитуда падающей волны положительна равной 1, а в области  $n$  отсутствует отраженная волна, то

$$\mathbf{X}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Далее, используя (9), имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{X}'_{j+1} &= \mathbf{C}_j \mathbf{X}_{j+1}, \\ \mathbf{X}'_j &= \mathbf{C}_j \mathbf{X}_j, \end{aligned} \quad (14)$$

где матрица  $\mathbf{C}_j$  определяется как

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_j &= \begin{pmatrix} \exp(ikLj) & 0 \\ 0 & \exp(-ikLj) \end{pmatrix}, \\ \mathbf{C}_j^{-1} &= \begin{pmatrix} \exp(-ikLj) & 0 \\ 0 & \exp(ikLj) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (15)$$

Соотношение между  $\mathbf{X}'_{j+1}$ ,  $\mathbf{X}'_j$  можно определить, воспользовавшись (11):

$$\mathbf{X}'_{j+1} = \mathbf{D} \mathbf{X}'_j,$$

где

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{i m \alpha}{k \hbar^2} & -\frac{i m \alpha}{k \hbar^2} \\ \frac{i m \alpha}{k \hbar^2} & 1 + \frac{i m \alpha}{k \hbar^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - i\beta & -i\beta \\ i\beta & 1 + i\beta \end{pmatrix} \quad (16)$$

и  $\beta = m\alpha/k\hbar^2$ . Отсюда

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_j \mathbf{X}_{j+1} &= \mathbf{D} \mathbf{C}_j \mathbf{X}_j, \\ \mathbf{X}_{j+1} &= \mathbf{C}_j^{-1} \mathbf{D} \mathbf{C}_j \mathbf{X}_j. \end{aligned} \quad (17)$$

Поскольку матрица  $\mathbf{C}_j$  может быть представлена в виде  $j$ -й степени матрицы  $\mathbf{C}$ , для равноотстоящих барьеров справедливы соотношения

$$\mathbf{C}_j = (\mathbf{C})^j, \quad \mathbf{C}_j^{-1} = (\mathbf{C}^{-1})^j, \quad (18)$$

используя которые, можно выразить  $\mathbf{X}_n$  через  $\mathbf{X}_0$ :

$$\mathbf{C}_{n-1} \mathbf{X}_n = (\mathbf{D} \mathbf{C})^{n-1} \mathbf{D} \mathbf{X}_0. \quad (19)$$

Если считать, что первый барьер расположен не в точке  $x = 0$ , а в точке  $x = L$ , то аналогично (19) получаем

$$\mathbf{C}_n \mathbf{X}_n = (\mathbf{D} \mathbf{C})^n \mathbf{X}_0. \quad (20)$$

Этим выражением мы и будем пользоваться в дальнейшем. Для вычисления  $(\mathbf{D} \mathbf{C})^n$  приводим матрицу  $\mathbf{D} \mathbf{C}$  к диагональному виду

$$\mathbf{D} \mathbf{C} = \mathbf{G} \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \mathbf{G}^{-1},$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  — собственные числа матрицы  $\mathbf{D} \mathbf{C}$ , а матрица перехода  $\mathbf{G}$  формируется из собственных векторов  $\mathbf{Y}_1$  и  $\mathbf{Y}_2$ :  $\mathbf{G} = \{\mathbf{Y}_1; \mathbf{Y}_2\}$ . Найдем собственные числа и собственные векторы:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} \mathbf{C} &= \begin{pmatrix} (1 - i\beta) \exp(ikL) & i\beta \exp(-ikL) \\ i\beta \exp(ikL) & (1 + i\beta) \exp(-ikL) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} a^* & b^* \\ b & a \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$a = (1 + i\beta) \exp(-ikL), \quad b = i\beta \exp(ikL). \quad (22)$$

Собственные числа определяются из уравнения

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} a^* - \lambda & b^* \\ b & a - \lambda \end{vmatrix} &= (a^* - \lambda)(a - \lambda) - bb^* \\ &= \lambda^2 - (a + a^*)\lambda + (aa^* - bb^*) = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Нетрудно показать, что

$$\lambda_1 = \cos kL + \beta \sin kL + \sqrt{[\cos kL + \beta \sin kL]^2 - 1},$$

$$\lambda_2 = \cos kL + \beta \sin kL - \sqrt{[\cos kL + \beta \sin kL]^2 - 1}. \quad (24)$$

Тогда, используя матрицу преобразования

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda_1 - a}{b} & \frac{\lambda_2 - a}{b} \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (25)$$

и обратную ей матрицу  $\mathbf{F} = \mathbf{G}^{-1}$ , принимая во внимание (17), имеем

$$\mathbf{F} \mathbf{C}_n \mathbf{X}_n = \text{diag} \{ \lambda_1^n, \lambda_2^n \} \mathbf{F} \mathbf{X}_0, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_n \mathbf{X}_n &= \begin{pmatrix} \exp(iknL) & 0 \\ 0 & \exp(-iknL) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \exp(iknL) \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F} \mathbf{X}_n &= \frac{1}{\det(\mathbf{G})} \begin{pmatrix} 1 & \frac{a - \lambda_2}{b} \\ -1 & \frac{\lambda_1 - a}{b} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\det(\mathbf{G})} \begin{pmatrix} A \\ -A \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\text{diag} \{ \lambda_1^n; \lambda_2^n \} \mathbf{F} \mathbf{X}_0 = \frac{1}{\det(\mathbf{G})} \begin{pmatrix} \lambda_1^n (1 - \frac{a-\lambda_2}{b} B) \\ \lambda_2^n (-1 + \frac{\lambda_1-a}{b} B) \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Полученные соотношения (13), (26) позволяют получить систему двух линейных уравнений для определения амплитуды прохождения  $A$  и амплитуды отражения  $B$ :

$$\begin{cases} \lambda_1^n (1 - \frac{a-\lambda_2}{b} B) = A \exp(iknL), \\ \lambda_2^n (1 - \frac{a-\lambda_1}{b} B) = A \exp(iknL). \end{cases} \quad (30)$$

Отсюда

$$B = \frac{b(\lambda_2^n - \lambda_1^n)}{\lambda_2^n(a - \lambda_1) - \lambda_1^n(a - \lambda_2)}. \quad (31)$$

Таким образом, характеристики коэффициента прохождения

$$T = 1 - BB^* \quad (32)$$

зависят в первую очередь от волнового числа  $k$  налетающих частиц.

В частном случае, при наличии одного барьера внутри квантовой проволоки, выражение (31) сводится к известной формуле:

$$\begin{aligned} A(k) &= \frac{ik\hbar^2}{ik\hbar^2 - m\alpha}, \\ B(k) &= \frac{m\alpha}{ik\hbar^2 - m\alpha} \exp(2ikx_0), \end{aligned} \quad (33)$$

где точка  $x_0$  указывает местоположение барьера. Следовательно

$$T(k) = AA^* = \frac{k^2\hbar^4}{m^2\alpha^2 + k^2\hbar^4}. \quad (34)$$

Видно, что коэффициент прохождения монотонно возрастает от нуля до единицы по мере увеличения кинетической энергии носителя тока.

При наличии нескольких барьеров зависимость  $T(k)$  является осциллирующей, причем амплитуда и частота затухающих осцилляций зависят от числа барьеров, их мощности и расстояния между ними (см. рис. 2, где представлены расчетные зависимости плато квантованной проводимости, полученные на основании (2) и (32)). Осциллирующий характер полученной зависимости объясняется интерференцией волн, испытавших многократное рассеяние в межбарьерной области. Более наглядно роль интерференции в формировании  $T(E)$ ,  $k \propto E$ , может быть проиллюстрирована на примере одномерной системы, состоящей из двух барьеров, причем не обязательно одинаковых и не обязательно  $\delta$ -образных.

Пусть  $t_1$  и  $t_2$  обозначают абсолютную величину амплитуды прохождения через первый и второй барьеры, а  $r_1, r_2$  — абсолютную величину амплитуды отражения. Обозначим через  $\varphi_{11}$  изменение фазы волны, прошедшей через первый барьер,  $\varphi_{22}$  — изменение фазы волны, прошедшей через второй барьер,  $\varphi_{12}$  — изменение фазы волны, распространяющейся справа налево при отражении от первого барьера,  $\varphi_{21}$  — изменение фазы волны, распространяющейся слева направо при отражении от

второго барьера. Тогда амплитуда прохождения через двухбарьерную систему равна

$$\begin{aligned} A &= t_1 t_2 \exp[i(\varphi_{11} + \varphi_{22})] \sum_{j=1}^{\infty} r_1 r_2 \exp[i(\varphi_{12} + \varphi_{21})] \\ &= \frac{t_1 t_2 \exp[i(\varphi_{11} + \varphi_{22})]}{1 - r_1 r_2 \exp[i(\varphi_{12} + \varphi_{21})]}. \end{aligned} \quad (35)$$

Наличие множителя  $\exp[i(\varphi_{12} + \varphi_{21})]$  приводит при определенных энергиях налетающей частицы к увеличению коэффициента прохождения через двухбарьерную систему по сравнению с однобарьерной. Причем различные комбинации многократного рассеяния формируют спектр значений энергии налетающей частицы, при которых значение коэффициента прохождения достигает единицы. Поэтому при рассмотрении системы из нескольких барьеров удобно ввести понятие квазиуровней — значений энергии, при которых частица, заключенная в межбарьерное пространство, испытывает многократное рассеяние, прежде чем покинуть его. При этом повышается время нахождения частицы между барьерами, т.е. возникает "квазисвязанное" состояние. Если энергия налетающей частицы находится в резонансе с энергией квазиуровня, то коэффициент прохождения достигает единичного значения. В окрестности резонанса амплитуда прохождения описывается формулой Брейта-Вигнера [21,22]:

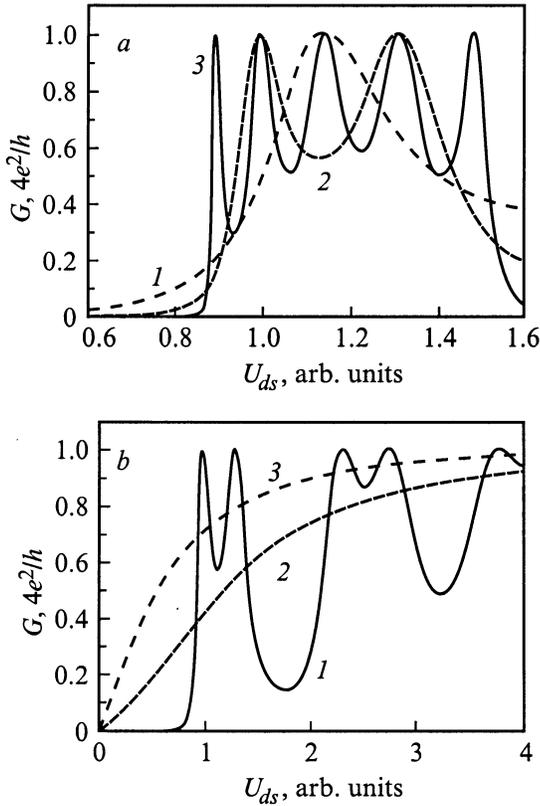
$$A = C \frac{i\Gamma/2}{\varepsilon - \varepsilon_n + i\Gamma/2}, \quad (36)$$

где  $\varepsilon$  — энергия частицы,  $\varepsilon_n$  — положение квазиуровня,  $\Gamma$  — ширина квазиуровня.

Видно, что учет интерференции радикально изменяет зависимость  $T(k)$ . При некоторых значениях  $k$  интерференция приводит к увеличению вероятности прохождения вплоть до единичного значения, при других же значениях приводит к ее существенному уменьшению. Отметим, что при малых значениях  $k$  интерференция приводит к подавлению коэффициента прохождения.

Анализируя расчетные зависимости, приведенные на рис. 2, можно отметить ряд закономерностей.<sup>1</sup> Для числа барьеров  $n$  больше единицы значения волнового числа, при которых отражение от барьерной системы отсутствует, распределяются по группам из  $n - 1$  штук. Квазиуровни внутри одной группы разделены неглубокими провалами. Провалы между группами имеют гораздо большую глубину. Глубина провалов внутри групп зависит от мощности барьера и межбарьерного расстояния. При увеличении значений этих параметров растет также глубина межгрупповых провалов. Энергия

<sup>1</sup> Расчет проводился в рамках модели  $\delta$ -образных барьеров в отсутствие падения напряжения внутри квантовой проволоки:  $G = (4e^2/h)T(E)$  и соответствует заполнению одномерных подзон в кремниевой ( $n$ -типа) проволоке вдоль направления (100) при  $g_s = 2$ ,  $g_v = 2$ , а также положению уровня Ферми при заполнении одномерных подзон легкой и тяжелых дырок в кремниевой проволоке  $p$ -типа.



**Рис. 3.** *a* — Форма одиночной осцилляции в области плато квантованной проводимости  $G$  в модулированной квантовой проволоке. Параметры расчета:  $\alpha = 1$ ,  $L = 2$ ; число барьеров: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 6. *b* — Расчетные зависимости в области плато квантованной проводимости  $G$  от величины напряжения исток–сток  $U_{ds}$ , приложенного к модулированной квантовой проволоке при наличии (1) и в отсутствие (2) квантовой интерференции носителей тока. Кривая 3 рассчитана для случая модулированной проволоки с одиночным барьером.

квазиуровня с некоторым фиксированным номером растет с увеличением мощности барьера и уменьшается при увеличении межбарьерного расстояния, причем от мощности зависит гораздо слабее, чем от межбарьерного расстояния. Нетрудно доказать, см. (31), что последовательность квазиуровней системы из любого четного числа барьеров содержит в себе подпоследовательность квазиуровней системы из 2 барьеров. На рис. 3, *a* отражено данное утверждение. Видно, что квазиуровни системы из 6 барьеров, т.е. система значений  $k$ , при которых значение коэффициента прохождения  $T$  достигает 1, содержит в себе все квазиуровни двух и трех барьеров, а также новые квазиуровни. Кроме того, соотношение (31) демонстрирует, что система квазиуровней для произвольного числа барьеров может быть естественным образом разбита на последовательность групп, каждая из которых содержит  $n-1$  квазиуровень, а также — что при увеличении расстояния между барьерами энергия квазиуровня с фиксированным номером  $p$  уменьшается.

Описанная модель, при которой перепад потенциала между барьерами отсутствует, может применяться, если внешнее электрическое поле служит для ускорения носителей до того, как они входят в межбарьерную область, после чего их динамика становится чисто баллистической. Волновой вектор  $k$  при этом пропорционален приложенному полю  $E$ :  $k \propto E \propto U_{ds}$ , где  $U_{ds}$  — напряжение исток–сток. Проводимость проволоки вычисляется как

$$\sigma(E) = \frac{J_{tr}}{E} = \frac{T(k)J_f}{E} \propto \frac{T(k)k}{E} \propto T[k(E)], \quad (37)$$

где  $J_f$  — падающий, а  $J_{tr}$  — прошедший поток носителей.

Следует отметить, что характер зависимости проводимости от величины продольного электрического поля, которая определяется напряжением исток–сток, аналогичен зависимости коэффициента прохождения от волнового вектора носителя. Таким образом, если учесть интерференцию туннелирующих носителей тока, то проводимость модулированной квантовой проволоки должна проявлять осциллирующий характер в зависимости от их кинетической энергии (рис. 3, *b*).

## 2.2. Энергетическая зависимость коэффициента прохождения $T(E)$ при наличии продольного электрического поля

Если учесть падение потенциала между барьерами, то модель должна быть усложнена. В этом случае, кроме потенциала (4), описывающего собственно проволоку, следует принять во внимание некоторый потенциал  $U_{ext}(x)$ , создаваемый внешними источниками, который, как можно предположить, зависит линейно от внешнего электрического поля, приложенного вдоль квантовой проволоки:

$$U_{ext} = -eEx. \quad (38)$$

При этом, однако, волновая функция описывалась бы суперпозицией не плоских волн, а функциями Эйри  $Ai(x)$ ,  $Bi(x)$ , что привело бы к существенным трудностям при анализе. Поэтому целесообразно рассмотреть упрощенную модель, в которой спад потенциала носит ступенчатый характер, вследствие чего для рассеивающего потенциала имеем (см. вставку на рис. 4, *b*)

$$U(x) = \sum_{j=0}^{n-1} \delta(x - L_j) + U_{ext}(x),$$

$$U_{ext}(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ -eEjL, & x \in [(j-1)a, ja], \\ -eEnL, & x > (n-1)a. \end{cases} \quad (39)$$

Волновое число падающего носителя тока пропорционально напряженности поля

$$k_0 \propto E, \quad (40)$$

где коэффициент пропорциональности является свободным параметром модели. По мере движения носителя

волновое число изменяется. В области  $j$  между  $j$ -м и  $j + 1$ -м барьерами оно равно

$$k_j = \sqrt{k_0^2 + 2meELj}. \quad (41)$$

Таким образом, волновая функция в этой области записывается как

$$\psi_j(x) = A_j \exp(ik_j x) + B_j \exp(-ik_j x). \quad (42)$$

Соответственно для условий сшивки на границе областей  $j$  и  $j + 1$  имеем

$$\begin{aligned} A_{j+1} \exp(ik_{j+1}Lj) + B_{j+1} \exp(-ik_{j+1}Lj) \\ = A_j \exp(ik_jLj) + B_j \exp(-ik_jLj), \\ ik_{j+1}(A_{j+1} \exp(ik_{j+1}Lj) - B_{j+1} \exp(-ik_{j+1}Lj)) \\ - ik_j[A_j \exp(ik_jLj) - B_j \exp(-ik_jLj)] \\ = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} [A_j \exp(ik_jLj) + B_j \exp(-ik_jLj)]. \end{aligned} \quad (43)$$

Далее, вводя аналогично (11) векторы

$$\mathbf{X}_{j+1} = \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \mathbf{X}_j = \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix},$$

получаем

$$\mathbf{X}_{j+1} = \mathbf{D}_j \mathbf{X}_j, \quad (44)$$

где

$$\mathbf{D}_j = \begin{pmatrix} M & N \\ Q & S \end{pmatrix}, \quad (45)$$

$$M = \left( -\frac{im\alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} + \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[i(k_j - k_{j+1})Lj],$$

$$N = \left( -\frac{im\alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} - \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[-i(k_j + k_{j+1})Lj],$$

$$Q = \left( \frac{im\alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} - \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[i(k_j + k_{j+1})Lj],$$

$$S = \left( \frac{im\alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} + \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[-i(k_j - k_{j+1})Lj].$$

Амплитуды прошедшей и отраженной волн определяются из системы двух линейных алгебраических уравнений, записываемых в матричной форме как

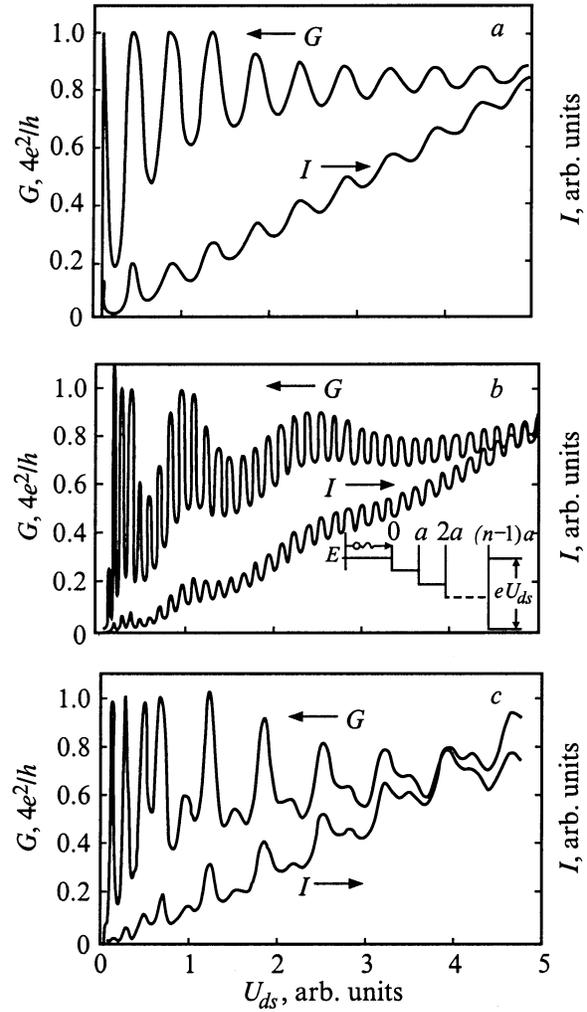
$$\mathbf{X}_n = \mathbf{D}_{n-1} \mathbf{X}_{n-1} = \mathbf{D}_{n-1} \mathbf{D}_{n-2} \dots \mathbf{D}_0 \mathbf{X}_0 = \mathfrak{R} \mathbf{X}_0,$$

$$\mathfrak{R} = \prod_{j=0}^{n-1} \mathbf{D}_j, \quad (46)$$

$$\mathbf{X}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix},$$

решение которой имеет вид

$$B = -\frac{\mathfrak{R}_{21}}{\mathfrak{R}_{22}}, \quad A = \mathfrak{R}_{11} - \frac{\mathfrak{R}_{12} \mathfrak{R}_{21}}{\mathfrak{R}_{22}}. \quad (47)$$



**Рис. 4.** Результаты численного расчета периодических осцилляций в областях токовых ступенек и плато квантованной проводимости. Параметры расчета (мощность одиночного барьера ( $\alpha$ ) и расстояние между барьерами ( $L$ ) представлены в атомных единицах,  $n$  — число барьеров):  $a$  —  $n = 2$ ,  $L = 20$ ,  $\alpha = 0.2$ ;  $b$  —  $n = 2$ ,  $L = 40$ ,  $\alpha = 0.4$ ;  $c$  —  $n = 3$ ,  $L = 15$ ,  $\alpha = 0.2$ . На вставке к рис.  $b$  — одномерная система одиночных  $\delta$ -образных барьеров при наличии внешнего электрического поля, см. (39).

В отличие от выше рассмотренного случая произведение матриц  $\mathfrak{R} = \mathbf{D}_{n-1} \mathbf{D}_{n-2} \dots \mathbf{D}_0$  не может быть вычислено аналитически для произвольного числа  $n$ . Возможен только численный анализ.

Коэффициент прохождения вычисляется как отношение плотностей прошедшего и падающего потоков частиц

$$T = \frac{J_{\text{tr}}}{J_f} = \frac{k_n}{k_0} |A|^2. \quad (48)$$

Результаты численного расчета вольт-амперных характеристик  $I(U_{ds})$  и проводимости  $G$  в зависимости от параметров модулированной проволоки приведены на рис. 4. Периодические осцилляции  $I$  и  $G$  возникают в результате

квантовой интерференции носителей тока на барьерах внутри модулированной квантовой проволоки. Видно, что при некоторых значениях параметров проволоки зависимость проводимости от напряжения имеет такой же характер, что и в модели, не учитывающей межбарьерное падение потенциала. При других же параметрах кривые качественно различаются. Такой пример приведен на рис. 4, с, который демонстрирует дополнительную модуляцию осцилляций плато квантованной проводимости колебаниями более высокой частоты. Интересно, что подобная модуляция проявляется также в зависимостях  $G(V_g)$ , полученных с помощью методики расщепленного затвора с целью идентификации кулоновских осцилляций плато квантованной проводимости [12,13].

Следует отметить, что интерференция баллистических носителей, подтверждаемая осцилляциями проводимости, мгновенно исчезает, как только барьеры внутри модулированной квантовой проволоки перестают быть резкими. Причиной этого является подавление обратного рассеяния баллистических носителей между барьерами, а также — усиление их рассеяния внутри одноэлектронных подзон. Аналогичные проблемы возникают также при регистрации кулоновских осцилляций в системе нескольких плато квантованной проводимости [13].

Таким образом, предложенная модель модулированной квантовой проволоки позволяет описать осцилляции плато квантованной проводимости в рамках квантовой интерференции носителей тока на сверхрезких внутренних барьерах, что впервые демонстрируется в настоящей работе на основании результатов исследований модулированных кремниевых квантовых проволок.

### 3. Квантованная проводимость в модулированных кремниевых квантовых проволоках. Экспериментальные результаты

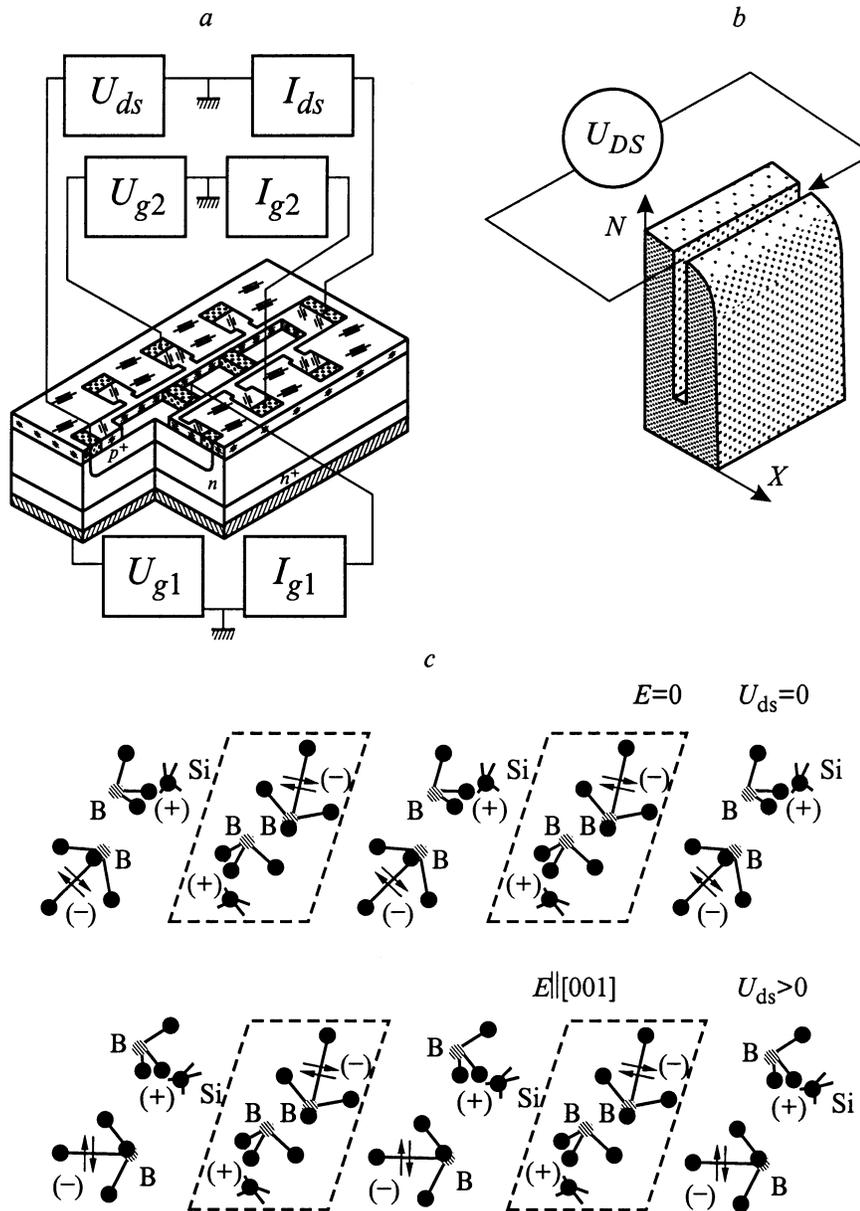
Квантовые проволоки такого типа образуются электростатически внутри сверхмелких  $p^+$ -диффузионных профилей на поверхности монокристаллического Si (100) [6,23,24]. Примесные профили такого типа были получены путем неравновесной диффузии бора с помощью прецизионного управления потоками собственных межузельных атомов и вакансий, генерируемых границей раздела Si-SiO<sub>2</sub>, которые стимулируют диффузию легирующей примеси по механизму *kick-out* и диссоциативному вакансионному механизму [6,24,25]. Варьируя параметры поверхностного слоя окисла путем изменения концентрации хлорсодержащего компонента в газовой фазе и температуры диффузии, удалось установить критерии паритета между этими двумя конкурирующими механизмами. Резкое замедление процессов диффузии в условиях паритета позволило получить сверхмелкие  $p^+$ -профили на поверхности Si (100)  $n$ -типа проводимости (с концентрацией фосфора  $N(P) = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ )

путем кратковременной диффузии бора из газовой фазы при температуре диффузии 900°C. Рабочая и обратная стороны подложки были предварительно термически окислены. Примесная диффузия проводилась в рабочую поверхность подложки через окно в маске окисла, выполненного с помощью фотолитографии в рамках холловской геометрии (рис. 5, а). Глубина сверхрезкого диффузионного профиля и концентрация бора в нем, измеренные по методике вторично-ионной масс-спектрографии, составили 7 нм и  $10^{21} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Полученные  $p^+$ -сверхмелкие диффузионные профили были исследованы методом циклотронного резонанса (ЦР) и измерения квантованной проводимости (КП). Угловые зависимости ЦР регистрировались при 3.8 К с помощью ЭПР спектрометра (X-band; 9.1–9.5 ГГц) [26]. Гашение и сдвиг линий ЦР продемонстрировали 180°-ую симметрию при повороте магнитного поля в плоскости {110}, перпендикулярной плоскости  $p^+ - n$ -перехода, что позволило идентифицировать наличие одиночной самоупорядоченной продольной квантовой ямы (ПрКЯ), локализованной между сильно легированными двумерными примесными барьерами внутри сверхмелкого диффузионного  $p^+$ -профиля (рис. 5, б).

Проведенные исследования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и термоэдс показали, что такие двумерные барьеры, содержащие сверхвысокую концентрацию бора, проявляют пирозлектрические свойства благодаря наличию реконструированных примесных диполей  $V^+ - V^-$ , обладающих тригональной симметрией (рис. 5, с) [6]. По мере электростатического упорядочения внутри пирозлектрических барьеров реконструированные диполи бора создают поперечные ограничения для движения носителей тока в плоскости ПрКЯ, формируя таким образом гладкие и модулированные квантовые проволоки (см. также [6]). Квантовая проволока такого типа возникает в условиях внешнего напряжения  $U_{DS} = U_g + U_{ds}$ , приложенного вдоль ПрКЯ (рис. 5, б), которое, с одной стороны, дает поперечное ограничение за счет упорядочения примесных диполей ( $U_g$ ), а с другой — осуществляет перенос одиночных носителей заряда ( $U_{ds}$ ). Такой объект мы использовали для исследования интерференционных эффектов в квантованной проводимости.

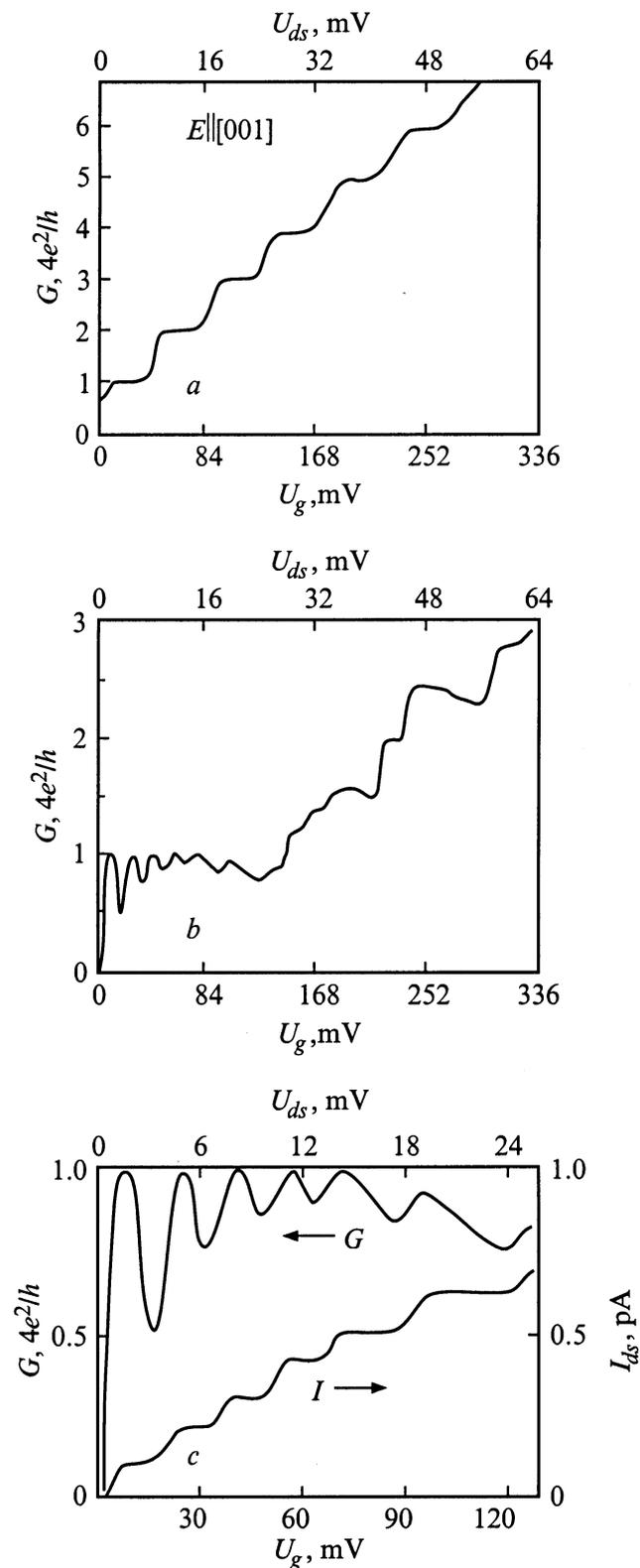
Ширина динамической квантовой проволоки, сформированной между двумя пирозлектрическими барьерами, должна увеличиваться по мере электростатического упорядочения примесных диполей, в то время как степень ее модуляции определяется числом нереконструированных диполей, которые можно рассматривать в качестве  $\delta$ -образных барьеров. Следует отметить, что число нереконструированных диполей может контролироваться путем варьирования концентрации хлорсодержащих соединений, которые являются ответственными за однородное распределение легирующей примеси внутри двумерных пирозлектрических барьеров.



**Рис. 5.** *a* — Планарная структура  $p^+ - n$ , выполненная в холмовской геометрии для изучения квантованной проводимости в зависимости от напряжения исток–сток. *b* — Трехмерное изображение сверхтонкого  $p^+$ -профиля, содержащего одиночную квантовую яму между сильно легированными сверхтонкими барьерами. *c* — Система реконструированных тригональных диполей  $B^+ - B^-$  внутри пироэлектрических сверхтонких барьеров, которые формируют при приложении внешнего электрического поля условия поперечного ограничения для переноса носителей тока в самоупорядоченной квантовой яме.

Квантованная проводимость, возникающая вследствие одномерного транспорта одиночных дырок, была обнаружена при 77 К в процессе изучения как гладких, так и модулированных квантовых проволок, сформированных внутри ПрКЯ в условиях приложенного напряжения  $U_{DS}$  (рис. 6). Сечение исследованных динамических квантовых проволок определяется шириной ПрКЯ и электростатически индуцированным поперечным ограничением, которые близки к расстоянию между диполями порядка 2 нм, задаваемому концентрацией бора внутри пироэлек-

трических барьеров. Эти параметры, наряду с концентрацией двумерных дырок,  $1.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , и эффективной длиной одномерного канала 5 мкм, много меньше длины неупругого обратного рассеяния, определяют вклад легких и тяжелых дырок в квантованную проводимость, который проявляется в величине ее ступенек (см. рис. 6 в сравнении с данными, приведенными на рис. 1, *b*). Кроме того, ширина и поперечное ограничение определяются из угловых зависимостей ЦР [26], а также из параметров кулоновских осцилляций, полученных с помощью



**Рис. 6.** Квантованная проводимость  $G$  в зависимости от напряжения  $U_g$  и  $U_{ds}$ , обнаруженная при  $T = 77$  К в гладкой (а) и модулированных (b, c) квантовых проволоках ( $2 \times 2$  нм<sup>2</sup>) внутри самоупорядоченных квантовых ям в Si  $p$ -типа. Положение уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон как тяжелой, так и легкой дырок.

использования методики расщепленного затвора при исследовании квантовой ямы между пироэлектрическими барьерами (рис. 5, а) [6].

Вопреки ожидаемой большой величине энергетического зазора между одномерными подзонами, вследствие малого сечения квантовой проволоки  $2 \times 2$  нм<sup>2</sup>, которое на много больше температурного уширения при использованной температуре 77 К, квантованная проводимость затухает с увеличением номера верхнего заполненного состояния (рис. 6, а). Наблюдаемое гашение квантованной проводимости, по-видимому, вызвано ее нелинейными шумовыми флуктуациями, когда значение  $eU_{ds}$  становится сравнимым с величиной энергетического зазора между одномерными подзонами [27]. Это предположение было проверено с помощью методики, применявшейся в [27] для изучения нелинейного поведения квантованной проводимости в зависимости от напряжения исток–сток. Обе компоненты  $U_{DS}$  ( $U_g$  и  $U_{ds}$ ), так же как и величина энергетического зазора между одномерными подзонами (96 мэВ), которая находится в хорошем соответствии с расчетными данными, базирующимися на значении сечения квантовой проволоки, были получены на основании данных гашения квантованной проводимости с увеличением  $U_{DS}$ . Следует отметить, что линейное изменение  $U_g$  и  $U_{ds}$  было зарегистрировано во всем исследованном диапазоне изменения  $U_{DS}$  вплоть до исчезновения квантовой лестницы в зависимости  $G(V_g)$  (рис. 6), что крайне важно для идентификации механизма формирования осциллирующей плато квантованной проводимости путем варьирования кинетической энергии носителей тока.

Вышесказанное позволяет идентифицировать осцилляции плато квантованной проводимости, обнаруженные при изучении модулированных квантовых проволок, как возникающие при изменении кинетической энергии баллистических дырок (рис. 6, b и c). По-видимому, это вызвано интерференционными эффектами вследствие упругого обратного рассеяния на  $\delta$ -образных барьерах, причем гашение наблюдаемых осцилляций в области плато проводимости с увеличением номера верхнего занятого состояния (рис. 6, b) обусловлено сверхчувствительностью интерференции баллистических дырок к ширине квантовой проволоки и резкости модулирующих барьеров. Следует отметить, что осциллирующий характер проводимости как функции  $U_{ds}$  в области плато, по-видимому, может выполнять роль экспериментального теста для того, чтобы выделить эффекты квантовой интерференции в модулированных квантовых проволоках на фоне кулоновских осцилляций, возникающих вследствие образования квантовых точек между  $\delta$ -образными барьерами. Подобная взаимосвязанность кулоновских осцилляций и интерференционных эффектов была обнаружена ранее в структурах с расщепленным затвором [15], что, возможно, явилось следствием малых девиаций  $U_{ds}$  в условиях варьирования напряжением на затворе  $U_g$ .

## 4. Заключение

Таким образом, предложенная модель проводимости модулированной квантовой проволоки, основанная на использовании  $\delta$ -потенциала для описания процессов упругого обратного рассеяния носителей тока на сверхрезких внутренних барьерах, позволила идентифицировать вклад квантовой интерференции в экспериментально наблюдаемые осцилляции в области плато квантованной проводимости.

Энергетическая зависимость коэффициента прохождения носителей тока через модулированную квантовую проволоку, рассчитанная в рамках предложенной модели, предсказывает возникновение ступенек тока на вольт-амперной характеристике и осцилляций в области плато квантованной проводимости, которые должны проявляться как осцилляции кондактанса квантовой проволоки при изменении продольного напряжения.

Подобные осцилляции кондактанса, индуцированные квантовой интерференцией баллистических дырок на  $\delta$ -потенциальных барьерах, были обнаружены в настоящей работе в процессе регистрации плато квантованной проводимости в зависимости от напряжения, приложенного вдоль модулированной кремниевой квантовой проволоки.

Данная работа выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 97-1040), Федеральной целевой программы "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники" (проект 02.04.301.89.5.2) и программы РФ "Интеграция" (проект 75 : 2.1).

## Список литературы

- [1] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed et al. Phys. Rev. Lett., **56**, 1198 (1987).
- [2] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury et al. J. Phys. C, **21**, L209 (1988).
- [3] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker et al. Phys. Rev. Lett., **60**, 848 (1988).
- [4] A. Yakoby, H.L. Stormer, Ned S. Wingreen et al. Phys. Rev. Lett., **77**, 4612 (1996).
- [5] J.I. Pascual, J. Mendez, J. Gomez-Herrero et al. Phys. Rev. Lett., **71**, 1852 (1993).
- [6] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff. Superlatt. Microstruct., **23**, 1333 (1998).
- [7] R. Landauer. IBM J. Res. Dev., **1**, 233 (1957).
- [8] M. Büttiker. Phys. Rev. Lett., **57**, 1761 (1986).
- [9] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons et al. Phys. Rev. Lett., **77**, 135 (1996).
- [10] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitsky. J. Phys. C, **15**, 7367 (1982).
- [11] S. Tarucha, T. Honda, T. Saku. Sol. St. Commun., **94**, 413 (1995).
- [12] U. Meirav, M.A. Kastner, S.J. Wind, et. al. Phys. Rev. Lett., **65**, 771 (1990).
- [13] C.-T. Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 3507 (1998).

- [14] D.V. Averin, A.N. Korotkov, K.K. Likharev. Phys. Rev. B, **44**, 6199 (1991).
- [15] T. Heinzel, S. Manus, D.A. Wharam et al. Europhys. Lett., **26**, 689 (1994).
- [16] T.J. Thornton. Rep. Prog. Phys., **58**, 311 (1995).
- [17] M.A. Kastner. Phys. Today, № 1, 24 (1993).
- [18] K. Likharev, T. Claeson. Sci. American, № 6, 50 (1992).
- [19] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [20] М.Р. Владимиров, А.В. Кавокин. ФТТ, **37**, 2163 (1995).
- [21] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu, H. Shtrikman. Phys. Rev. Lett., **74**, 4047 (1995).
- [22] R. Schuster, E. Bucks, M. Heiblum et al. Nature, **385**, 417 (1997).
- [23] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, V.K. Ivanov et al. Proc. of SPIE, **3687**, 112 (1998).
- [24] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin et al. Def. Dif. Forum, **143–147**, 1003 (1997).
- [25] U. Cösele, T.Y. Tan. Def. Dif. Forum, **59**, 1 (1988).
- [26] . Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Mater. Sci. Forum, **196–201**, 467 (1995).
- [27] L.P. Kouwenhoven, B.J. Weels, C.J.P.M. Harmans et al. Phys. Rev. B, **39**, 8040 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

## Interference of Ballistic Carriers in Modulated Quantum Wires

N.T. Bagraev, W. Gehlhoff\*, V.K. Ivanov<sup>+</sup>,  
L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh<sup>+</sup>

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
St. Petersburg, Russia

\* Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität Berlin,  
D-10623, Germany

<sup>+</sup> St. Petersburg State Technical University,  
195241 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We present the findings of the quantized conductance in a modulated quantum wire. The energy dependence of the transmission coefficient through a smooth and modulated quantum wire is analyzed to define the role of back scattering process in the formation of the conductance oscillations and the current staircase. We demonstrate oscillations of 1D conductance plateaus as a function of the drain-source voltage, which is an evidence in favour of the interference effect manifestation due to diversity of the energy of ballistic holes in the modulated quantum wire electrostatically created within the silicon self-assembly quantum well.