

Эффект выпрямления в квантовом контакте

В. А. Сабликов¹⁾, В. И. Борисов, А. И. Чмилъ

Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 4 ноября 2004 г.

После переработки 22 декабря 2004 г.

Наблюдалось выпрямление тока в квазиодномерном баллистическом квантовом канале. Эффект объясняется асимметрией потенциального профиля в канале. При изменении высоты потенциального барьера в канале выпрямленный ток имеет резкие максимумы, положение которых связано со ступенями квантования кондактанса. Предложена модель выпрямления.

PACS: 73.23.Ad, 73.40.Ei, 73.63.Nm

Квантовые структуры с асимметричной проводимостью (“ratchets”) вызывают в последнее время большой интерес. Одно из основных свойств таких систем состоит в выпрямлении переменного тока. [1] Величина и знак выпрямленного тока (или напряжения), а также его зависимость от уровня химического потенциала определяются как исходной асимметрией структуры, так и нарушением симметрии в неравновесных условиях. Выпрямление изучается на многотерминальных баллистических структурах, создаваемых на основе полупроводниковых гетероструктур [2–6], на массивах асимметричных рассеивателей электронов [7, 8], на вихрях в сверхпроводниках [9, 10]. Механизм выпрямления в баллистических полупроводниковых структурах остается до настоящего времени неясным, несмотря на кажущуюся простоту основной идеи, согласно которой выпрямление связано с асимметрией рассеяния электронов [2]. В экспериментах наблюдаются разные зависимости эффекта от потенциалов электродов и даже разный знак выпрямленного напряжения. В связи с этими трудностями дискутируется роль электрон-электронного взаимодействия на уровне самосогласованного поля избыточного заряда, образующегося в таких структурах в условиях нелинейного транспорта [11–13]. Однако электронная структура многотерминальных мезоскопических систем в настоящее время мало изучена, и этот важный эффект учитывается на уровне достаточно грубых оценок.

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что эффект выпрямления возникает и в гораздо более простой структуре, содержащей всего один квантовый контакт. Многотерминальные структуры содержат несколько таких контактов, которые могут вносить значительный вклад в наблюдаемый эффект.

В принципе, выпрямление возможно при прохождении электронов через несимметричный потенциальный барьер. Такой барьер может быть реализован в достаточно коротком квазиодномерном квантовом проводе, соединяющем электронные резервуары. Потенциальный рельеф в проводе не является плоским вследствие образующегося в нем заряда [14, 15] или, тривиально, вследствие заряда находящихся вблизи случайных примесей. В любом случае имеется максимум потенциального рельефа, расположенный, вообще говоря, несимметрично относительно резервуаров. Мы изготовили такие структуры и измерили постоянную составляющую тока, возникающую при приложении низкочастотного переменного напряжения. Оказалось, что выпрямленный ток имеется даже при малом напряжении, причем величина тока имеет резкие максимумы при определенных значениях потенциала затворов, управляющих плотностью электронов. Ниже приведены детали эксперимента и предложен механизм этого эффекта.

Структуры с квантовым каналом изготавливались на основе селективно легированных гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом с концентрацией $\sim 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью электронов $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при 10 К. Методами электронной литографии и ионного травления низкоэнергетическим пучком ионов Ar^+ с последующим удалением нарушенного слоя были изготовлены транзисторные структуры с квазиодномерным каналом и боковыми затворами, расположенными в плоскости двумерного электронного газа. Электронно-микроскопическое изображение структуры показано на рис.1. Длина канала ($\sim 0.7 \text{ мкм}$) в несколько раз меньше длины свободного пробега электронов, которая оценивается как 2 мкм . Геометрическая ширина канала, полученного после травления, составляет около 0.3 мкм . В нормальном состоянии канал

¹⁾e-mail: sablikov@gmail.com

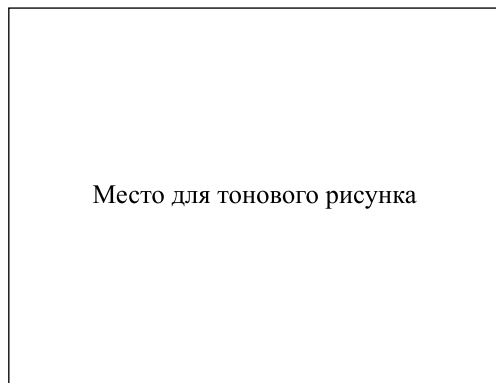


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение структуры с квантовым каналом и боковыми затворами. Светлые линии – края областей, заполненных электронным газом

обычно заперт, по-видимому, вследствие наличия заряда, адсорбированного на поверхностях. При приложении к затворам положительного потенциала канал открывается. При этом на графиках зависимости проводимости G от затворного напряжения V_g наблюдаются характерные плато квантования, рис.2а. Проводимость измерялась при помощи малого переменного напряжения (амплитуда 50–150 мкВ, частота 130 Гц), которое прикладывалось без постоянного смещения. Помимо этого, измерялась постоянная компонента тока \bar{j} . Как видно из рис.2б, постоянный ток имеет резкие максимумы при таких значениях V_g , которые соответствуют значениям проводимости G , близким к полуцелому числу квантов $2e^2/h$.

Эффект выпрямления может быть объяснен следующим образом. Будем считать, что потенциальный рельеф в квантовом канале неоднороден и имеется максимум потенциала, расположенный несимметрично относительно электронных резервуаров (рис.3). К резервуарам приложено переменное напряжение $V(t) = V \sin(\omega t)$. Потенциал левого резервуара считаем фиксированным, а потенциал правого осциллирует с амплитудой V . Также изменяется и уровень электрохимического потенциала μ_R в нем, а высота барьера изменяется с меньшей амплитудой βeV , где β – стандартный феноменологический параметр [16, 17], принимающий значение от 0 до 1 и показывающий, какая часть приложенного напряжения падает между истоком и максимумом потенциального рельефа. Если равновесный уровень химического потенциала μ находится вблизи максимума возмущенного потенциального рельефа u_m в полосе $\pm eV \cdot \max[\beta, (1 - \beta)]$, то имеется асимметрия в прохождении электронов слева направо и справа налево. При этом если $\beta \neq 1/2$, то электроны одного из ре-

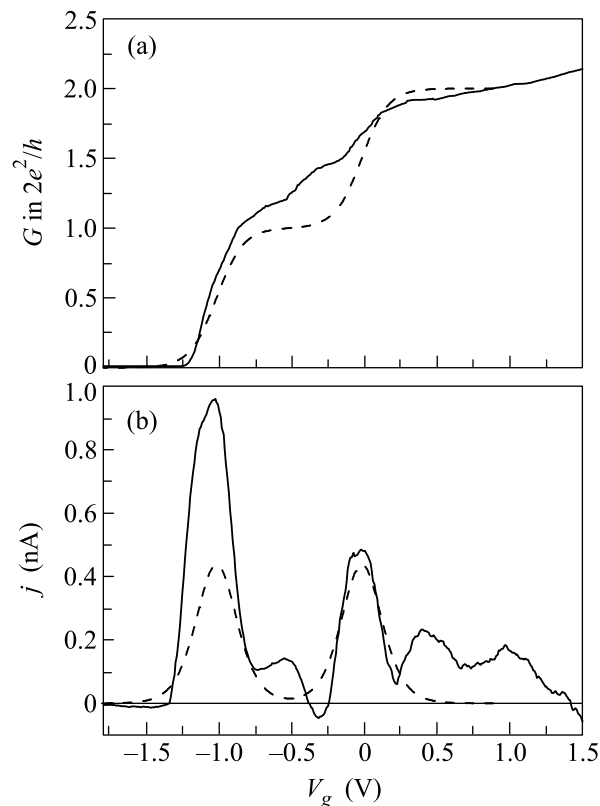


Рис.2. Проводимость (а) и выпрямленный ток (б) в зависимости от напряжения на затворах при температуре 4.2 К. Сплошные линии – эксперимент, штриховые – расчет согласно модели с учетом двух подзон при использовании следующих параметров: $\beta = 0.8$, $\Delta = 0.05$ мэВ, $V = 0.3$ мВ, межподзонная энергия 4 мэВ

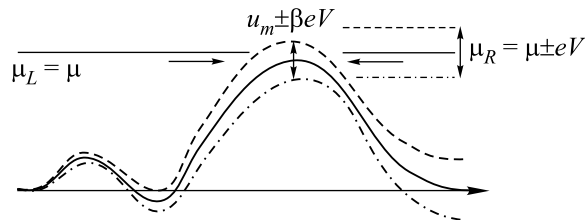


Рис.3. Потенциальный рельеф в квантовом канале при нулевом (сплошная линия), отрицательном (пунктир) и положительном (штрихпунктир) смещении правого резервуара. При отрицательном смещении электроны левого резервуара запираются барьером, а электроны из правого резервуара проходят над барьером

зервуаров (на рис.3 – левого) запираются барьером в течение большего времени, чем электроны другого резервуара. Именно в этом случае и происходит выпрямление.

Величина β определяется как геометрической асимметрией структуры [16] (самое узкое место квантовой перетяжки находится ближе к одному из

резервуаров), так и зарядом, образующимся в квантовом канале при наличии постоянного смещения. Благодаря этому заряду, максимум потенциального рельефа сильно смещается к одному из резервуаров даже в симметричной структуре [14, 18].

Найдем величину выпрямленного тока в рамках стандартного подхода Ландауера-Бюттикера, не учитывая эффектов межэлектронного взаимодействия. Этот подход качественно правильно описывает квантование кондактанса [19, 20], хотя и не отражает деталей структуры ступеней квантования кондактанса типа $0.7(2e^2/h)$, связанных с межэлектронным взаимодействием. Расчет на основе подхода Ландауера-Бюттикера полезно провести, чтобы продемонстрировать эффект выпрямления и установить вид зависимости тока от уровня химического потенциала, температуры и формы барьера. Отклонение от этих зависимостей в эксперименте могло бы служить инструментом изучения формы потенциального рельефа в структуре и эффектов межэлектронного взаимодействия.

Ток через барьер определяется парциальными токами из левого и правого резервуаров:

$$j(t) = \frac{2e}{h} \sum_n \int_0^\infty d\varepsilon f(\varepsilon) \left\{ T_n[\varepsilon - u_n^{(m)} + \beta eV(t)] - T_n[\varepsilon - u_n^{(m)} - (1 - \beta)eV(t)] \right\}, \quad (1)$$

где ε – энергия электронов, которая отсчитывается для электронов, бегущих вправо, от дна зоны проводимости в левом резервуаре, а для левобегущих электронов – в правом; $f(\varepsilon)$ – фермиевская функция распределения; $T_n(\varepsilon - u)$ – коэффициент прохождения электронов через барьер в n -й подзоне. T_n рассматривается как функция от энергии, отсчитанной от максимума потенциала в соответствующей подзоне. При параболической аппроксимации формы барьера $u(x) \sim [u_n^{(m)} - m\omega_x^2(x - x_m)^2/2]$ коэффициент прохождения равен

$$T_n(\varepsilon - u) = [1 + \exp\{-(\varepsilon - u)/\Delta\}]^{-1},$$

где $\Delta = \hbar\omega_x/2\pi$.

Далее для простоты будем рассматривать ток по одной подзоне. Выпрямленный ток

$$\bar{j} = \int_0^{2\pi} \frac{d(\omega t)}{2\pi} j(t)$$

представляется в виде

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{2e^2V^2}{\pi h} \int_0^\infty d\varepsilon \left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) \int_0^1 d\xi q(\xi) \times \\ & \times \left\{ \beta^2 [T'_n(\varepsilon - u_n^{(m)} + \beta V\xi) + T'_n(\varepsilon - u_n^{(m)} - \beta V\xi)] - \right. \\ & - (1 - \beta)^2 [T'_n(\varepsilon - u_n^{(m)} + (1 - \beta)V\xi) + \\ & \left. + T'_n(\varepsilon - u_n^{(m)} - (1 - \beta)V\xi)] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где $q(\xi) = \sqrt{1 - \xi^2} - \xi \arccos(\xi)$ и $T'_n(\varepsilon) = dT_n/d\varepsilon$.

Наиболее простой результат получается в случае нулевой температуры и предельно плавного барьера ($T = \Delta = 0$), когда функция распределения и туннельная прозрачность являются ступенчатыми функциями энергии. Уравнение (2) при этом дает

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{2e^2V}{\pi h} \times \\ & \times \left\{ \beta [q(\xi_1)\theta(\xi_1)\theta(1 - \xi_1) + q(-\xi_1)\theta(-\xi_1)\theta(1 + \xi_1)] - \right. \\ & \left. (1 - \beta) [q(\xi_2)\theta(\xi_2)\theta(1 - \xi_2) + q(-\xi_2)\theta(-\xi_2)\theta(1 + \xi_2)] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\xi_1 = (\mu - u_n^{(m)})/\beta V$, $\xi_2 = (\mu - u_n^{(m)})/(1 - \beta)V$. Зависимость выпрямленного тока от химического потенциала в этом случае представлена на рис.4а. Ток $\bar{j}(\mu)$ не равен нулю в полосе $|\mu - u_n^{(m)}| \leq eV \times \max[\beta, (1 - \beta)]$. Максимальное значение тока $\bar{j} = (2e^2V/h)(2\beta - 1)/\pi$ достигается при $\mu = u_n^{(m)}$. Форма пика тока описывается функцией $q(\xi)$.

При конечной температуре и $\Delta \neq 0$ пик функции $\bar{j}(\mu)$ размывается по ширине до величины порядка $\max[T, \Delta]$ и уменьшается в максимуме. Наибольшее значение \bar{j} по-прежнему достигается при $\mu = u_n^{(m)}$. Результаты расчета выпрямленного тока, проведенные с помощью уравнения (2) для разных температур, приведены на рис.4б.

Если $\Delta \ll T$, то зависимость максимального тока от амплитуды напряжения и температуры описывается следующими выражениями:

$$\bar{j}_m \simeq \frac{2e^2(2\beta - 1)V}{\pi h} \begin{cases} \frac{eV}{T} - \frac{\beta^2 + (1 - \beta)^2}{32} \left(\frac{eV}{T}\right)^3 + \dots, & \frac{eV}{T} \ll 1; \\ 1 - \frac{\pi^2}{6\beta(1 - \beta)} \left(\frac{T}{eV}\right)^2 + \dots, & \frac{T}{eV} \ll 1. \end{cases}$$

Таким образом, при малом напряжении ($eV \ll T$) выпрямленный ток пропорционален квадрату напряжения, а при $eV \gg T$ эффект выпрямления становится линейным по V . При этом максимальное значение тока того же порядка величины, что и переменный ток. Увеличение температуры приводит к уменьшению выпрямленного тока, асимптотически $\sim T^{-1}$.

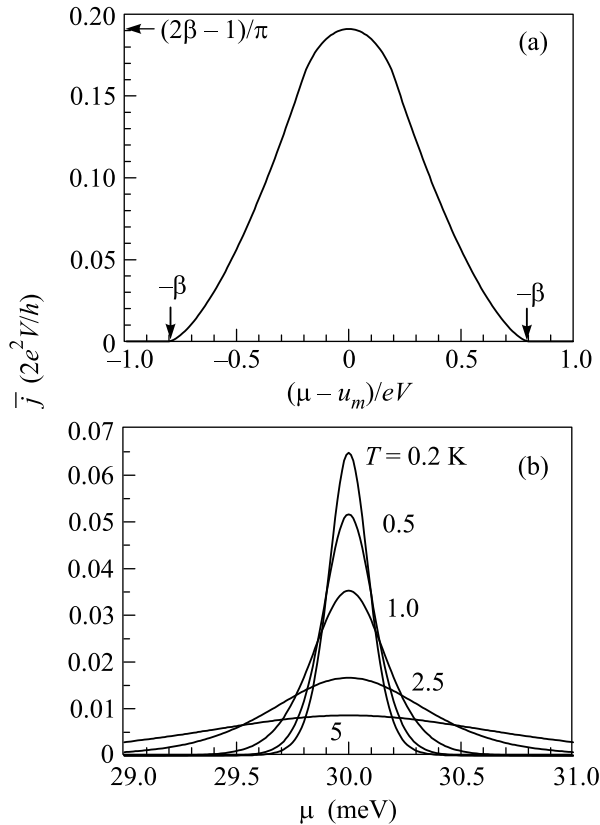


Рис.4. Выпрямленный ток как функция от μ . (а) Расчет для нулевой температуры и резкого края туннелирования, $\Delta = T = 0$, $\beta = 0.8$. (б) Расчет для температур от 0.2 до 5 К, при $V = 0.1$ мВ, $\Delta = 0.05$ мэВ, $u^{(m)} = 30$ мэВ, $\beta = 0.8$

Подобный спад тока происходит и при увеличении параметра туннелирования Δ в другом предельном случае, когда $\Delta \gg T$.

Направление тока зависит от положения максимума потенциального рельефа: электроны перекачиваются в тот резервуар, который расположен дальше от максимума потенциального рельефа. Ясно, что описанные пики выпрямленного тока как функции от μ должны возникать всякий раз, когда уровень химического потенциала близок к доньям подзон размерного квантования в поперечном направлении.

Механизм выпрямления тесно связан с нелинейной зависимостью тока от напряжения, которая становится особенно сильной, когда уровень химического потенциала близок к максимуму потенциального рельефа. В этом случае параметрами, определяющими нелинейность вольт-амперной характеристики, являются T и Δ . При малом напряжении, когда $eV \ll \max[T, \Delta]$, выражение для выпрямленного тока можно получить непосредственно из уравнения (1) путем разложения по напряжению:

$$j \simeq V \frac{2e^2}{h} \int d\varepsilon f(\varepsilon) T'(\varepsilon - u) + \frac{(eV)^2}{2} \frac{2e}{h} (2\beta - 1) \int d\varepsilon f(\varepsilon) T''(\varepsilon - u) + \dots$$

Усредняя по времени и учитывая, что максимум потенциального рельефа u зависит от напряжения на затворе V_g , получаем следующее соотношение между \bar{j} и проводимостью G :

$$\bar{j} \simeq eV^2 \frac{2\beta - 1}{2} \frac{\frac{dG}{dV_g}}{\frac{du}{dV_g}}. \quad (4)$$

Отсюда хорошо видно, что при изменении напряжения на затворе выпрямленный ток \bar{j} достигает наибольшего значения при таких V_g , которые соответствуют наиболее быстрому росту кондактанса с V_g . В режиме, описываемом уравнением (4), эффект выпрямления квадратичен по напряжению V .

Если приложенное напряжение V не мало по сравнению с $\max[T, \Delta]$, то разложение по V невозможно, и выпрямленный ток описывается приведенными выше более общими формулами (2), (3). При этом \bar{j} изменяется с напряжением V линейно.

Эти закономерности выпрямления тока согласуются с экспериментом. Экспериментально наблюдается последовательность пиков тока при изменении напряжения на затворе. Положение пиков коррелирует с изменением кондактанса. В точках максимумов проводимости близка к полуцелым значениям в единицах $2e^2/h$, что, как известно, соответствует пересечениям уровня химического потенциала с доньями подзон [21]. С ростом температуры высота пиков тока быстро падает. На рис.2 приведены результаты расчета кондактанса и выпрямленного тока, которые, как видно, неплохо согласуются с экспериментом. Подробного количественного сопоставления теории и эксперимента провести не удалось, так как имеющиеся образцы не обладали достаточно высоким качеством: не велика подвижность электронов и их плотность в 2D электронном газе. Вследствие этого возникают мезоскопические флуктуации, искажающие картину квантования кондактанса тем сильнее, чем длиннее квантовый провод. Критическая длина канала, при которой нарушается квантование, для структур с параметрами, близкими к нашим, оценивается [22] как ~ 0.5 мкм. Использование в настоящей работе канала длиной ~ 0.7 мкм связано с тем, что в достаточно длинном канале легче реализовать (случайным образом) асимметричный барьер.

Как показывает рис.2, параметры использованной модели нетрудно подобрать таким образом, чтобы

качественно правильно описать два основных резких максимума тока $\bar{j}(V_g)$, наблюдаемых экспериментально, однако имеется проблема в подгонке к эксперименту максимального значения тока. В эксперименте ток оказывается заметно выше, чем в теории (приведенные теоретические кривые завышены вдвое по амплитуде напряжения). Причем расхождение в величине первого максимума заметно больше, чем второго.

Отличие наблюдаемого тока от приведенных оценок могло бы быть связано с неучтенными эффектами электрон-электронного взаимодействия, которые, как известно, наиболее сильны перед первым плато квантования кондактанса квантовых проволок, когда электронная плотность мала. В настоящее время эти эффекты широко изучаются и их исследование с помощью эффекта выпрямления нам кажется наиболее интересным. В связи с этим требуется провести измерения на более совершенных структурах. Кроме того, эффект выпрямления тока дает информацию об асимметрии, присутствующей в структуре исходно или возникшей в сильно неравновесных условиях. Наличие выпрямленной компоненты тока и напряжения может оказаться существенным при анализе ступеней квантования проводимости в случае, когда сопротивление контактов имеет заметную величину.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 02-02-16953), программ РАН “Низко-размерные квантовые структуры” и “Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах”, программ Министерства образования и науки РФ, программы Интеграция (# ИО2908/1040). Авторы благодарны А.И. Торопову за представленные гетероструктуры с двумерным электронным газом. Измерения при низких температурах проводились в ИФТТ РАН.

1. P. Reimann, Phys. Rep. **361**, 57 (2002).
2. A. M. Song, A. Lorke, A. Kriele et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 3831, (1998).
3. A. M. Song, Phys. Rev. **B59**, 9806 (1999).
4. A. Löfgren, C. A. Marlow, I. Shorubalko et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 046803 (2004).
5. S. de Haan, A. Lorke, J. P. Kotthaus et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 056806 (2004).
6. M. G. Vavilov, L. Dicarlo, C. M. Marcus, condmat/0410042 (2004).
7. H. Linke, T. E. Humphrey, A. Löfgren et al., Science **286**, 2314 (1999).
8. A. Löfgren, I. Shorubalko, P. Omling et al., Phys. Rev. **B67**, 195309 (2003).
9. J. B. Majer, J. Peguiron, M. Grifoni et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 056802 (2003).
10. A. V. Ustinov, C. Coqui, A. Kemp et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 087001 (2004).
11. R. Fleischmann and T. Geisel, Phys. Rev. Lett. **89**, 016804 (2002).
12. M. Büttiker and D. Sánchez, Phys. Rev. Lett. **90**, 119701 (2003).
13. T. Geisel and R. Fleischmann, Phys. Rev. Lett. **90**, 119702 (2003).
14. V. A. Sablikov, S. V. Polyakov and M. Büttiker, Phys. Rev. **B61**, 13763 (2000).
15. V. A. Sablikov and B. S. Shchamkhalova, Physica **E17**, 189 (2003).
16. L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans et al., Phys. Rev. **B39**, 8040 (1989).
17. L. Martín-Moreno, J. T. Nicholls, N. K. Patel et al., J. Phys. **C4**, 1323 (1992).
18. B. S. Shchamkhalova and V. A. Sablikov, Physica **E**, to be published.
19. Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий et al., Письма в ЖЭТФ **48**, 218 (1988).
20. Л. И. Глазман, А. В. Хаецкий, Письма в ЖЭТФ **48**, 546 (1988).
21. M. Büttiker, Phys. Rev. **B41**, 7906 (1990).
22. J. A. Nixon, J. H. Davies, and H. U. Baranger, Phys. Rev. **B43**, 12638 (1991).