

Кондактанс коротких квантовых проволок с резкими границами

Д. А. Козлов¹⁾, З. Д. Квон, А. Е. Плотников, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев

Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 13 сентября 2007 г.

После переработки 15 октября 2007 г.

Экспериментально изучен кондактанс коротких квантовых баллистических проволок с границами, радиус кривизны которых сравним с длиной волны электрона. Обнаружено, что в таких проволоках отсутствует квантование кондактанса. Вместо этого наблюдаются ярко выраженные интерференционные эффекты, связанные с интерференцией Фабри-Перо на краях проволоки и мезоскопической интерференцией, обусловленной когерентным рассеянием электронов на краях проволок и примесях, расположенных в прилегающих к ней областях двумерного электронного газа.

PACS: 73.21.Nb, 73.23.-b, 73.63.Nm

Квантование кондактанса баллистических проволок является точным не только вследствие большой длины свободного пробега электронов, но также благодаря адиабатичности границ проволок, подавляющей обратное рассеяние и приводящей к их полной прозрачности [1–4]. В реальных баллистических проволоках, изготовленных на основе обычного гетероперехода AlGaAs/GaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом (ДЭГ), условие адиабатичности $(\pi^2 R/\lambda_e)^{1/2} \gg 1$ (где R – радиус кривизны, λ_e – длина волны электрона) реализуется автоматически и с большим запасом из-за большого расстояния между поверхностью гетероструктуры и границей раздела AlGaAs-GaAs, вблизи которой формируется ДЭГ. В результате в первых работах квантование наблюдалось, фактически, независимо от исходной литографической формы проволок, а интересный и важный вопрос о том, к чему приведет нарушение условия адиабатичности, практически не обсуждался в литературе. Подобная ситуация сложилась в основном из-за того, что получение баллистических проволок с резкими неадиабатическими границами является не тривиальной задачей, так как необходимо существенным образом уменьшить расстояние между ДЭГ и поверхностью, что неизбежно приводит к резкому падению величины подвижности и, соответственно, длины свободного пробега. В недавних работах [5, 6] было показано, что ДЭГ с относительно высокой подвижностью ($1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5$ см²/В·с) можно реализовать при расстоянии 20–25 нм от границы гетероперехода AlGaAs/GaAs до его поверхности. Тогда появляется возможность изготовления проволок с

существенно более резкими границами, радиус кривизны которых меньше или сравним с длиной волны электрона, что дает реальную возможность изучить поведение кондактанса баллистической проволоки, когда условие $(\pi^2 (R/\lambda_e))^{1/2} \gg 1$, в отличие от стандартных структур, не выполняется. Данная работа посвящена реализации указанной идеи.

Исследованные проволоки были изготовлены с использованием электронной литографии высокого разрешения и последующего плазмохимического травления, а также на основе технологии локального анодного окисления иглой атомно-силового микроскопа (АСМ). В качестве исходного материала служил гетеропереход AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом, имеющим длину свободного пробега $l_{tr} = (0.1 - 0.3)$ мкм. Чтобы получить структуры с как можно более резкими границами, ДЭГ располагался на малом расстоянии (25 нм) от поверхности. После изготовления структур на образцы напылялся TiAu затвор. Для проведения всестороннего исследования были изготовлены и изучены короткие проволоки с литографической длиной $L = 50 - 100$ нм и шириной 100 нм (проволоки с резкими границами) и длинные с литографической длиной $L = 200 - 300$ нм и шириной 200 нм (адиабатические проволоки). Изображение описанных проволок, полученное с помощью АСМ, а также схематический рисунок экспериментальной холловской структуры, внутри которой размещались проволоки, показаны на рис.1. Следует обратить внимание, что радиус кривизны у входа и выхода показанных проволок определяется шириной слоя обеднения, которая, в свою очередь, равна приблизительно половине исходной литографической ширины проволоки. Таким образом, ширина слоя

¹⁾e-mail: dymask@gmail.com

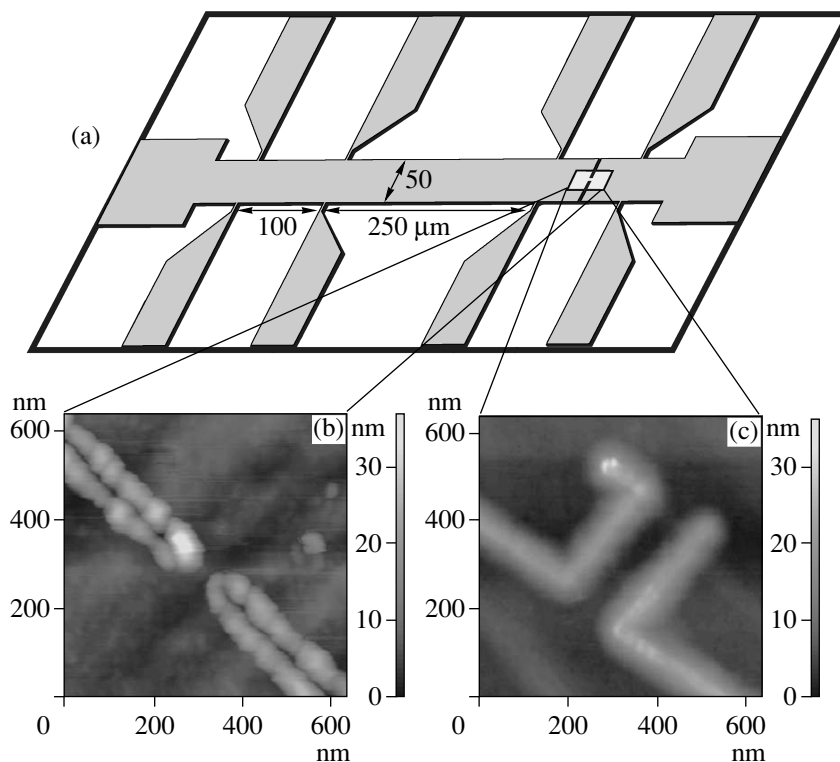


Рис.1. Исследуемые образцы и АСМ-изображения изготовленных проволок: (а) схематическое изображение холловского мостика; (б) короткая проволока с малым радиусом кривизны; (с) длинная адиабатическая проволока

обеднения и, соответственно, радиус кривизны у короткой проволоки в два–три раза меньше, чем у длинной. Кондактанс проволок измерялся в диапазоне температур 4.2–0.2 К и в магнитных полях до 10 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования. Измерения проводились на частотах 10–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 1–10 нА, исключающих эффекты разогрева.

На рис.2 представлены результаты измерений зависимости кондактанса двух описанных типов проволок от затворного напряжения $G(V_g)$ при 4.2 К. Хорошо видно, что они демонстрируют принципиально различное поведение. На зависимости $G(V_g)$ для длинной проволоки с более плавными границами отчетливо видны особенности, связанные с квантованием кондактанса и соответствующие значениям $N \times 2e^2/h$ ($N = 1$ и 2), причем для $N = 1$ наблюдается хорошо выраженное плато. Зависимость же $G_{sh}(V_g)$ для короткой проволоки с резкими границами является плавной и монотонной, и на ней не наблюдается никаких плато, несмотря на то, что ее длина существенно меньше и, соответственно, условие $l_{tr} > L$ выполняется в ней намного лучше. Более внимательный анализ указанных зависимостей $G(V_g)$ и

$G_{sh}(V_g)$ также показывает, что для проволоки с резкими границами наблюдаются заметные флуктуации кондактанса, имеющие средний период по затворному напряжению V_g несколько милливольт, тогда как на более длинной проволоке с плавными границами они не видны. Таким образом, рис.2 позволяет сделать определенный вывод о том, что нарушение адиабатичности и уменьшение длины проволоки, во-первых, разрушает квантование кондактанса, во-вторых, приводит к возникновению флуктуаций на зависимости $G(V_g)$. Здесь необходимо добавить, что определенную роль в подавлении квантования кондактанса короткой проволоки может сыграть эффект подбарьерного туннелирования [7], однако, скорее всего, в данном случае она не является существенной.

Для того чтобы выяснить природу флуктуационного поведения кондактанса короткой проволоки G_{sh} , он был изучен в широком температурном диапазоне от 4.2 до 0.2 К, а также в зависимости от магнитного поля. Рис.3а показывает, как амплитуда флуктуаций $\delta G(V_g) = G_{sh}(V_g) - \langle G_{sh}(V_g) \rangle$ меняется с понижением температуры от 2 до 0.22 К: хорошо видно, что она растет при понижении температуры существенным образом. Аналогичным образом ведут себя с температурой флуктуации по магнитному по-

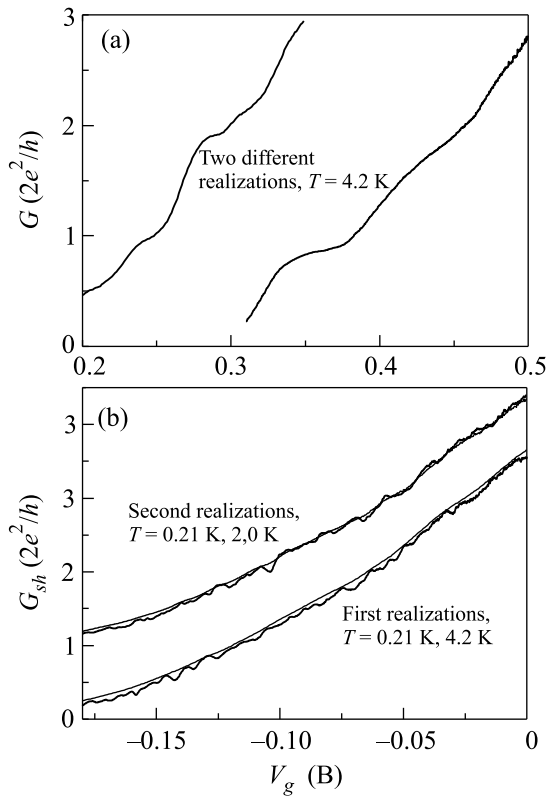


Рис.2. Зависимость кондактанса G от затворного напряжения V_g для двух типов проволок: (а) кондактанс адиабатической проволоки; (б) кондактанс проволоки с резкими границами

лю (рис.3б). Зависимость от температуры средней амплитуды флуктуаций хорошо описывается степенной зависимостью $\delta G \propto T^{-a}$, где $a \approx 0.5$. Таким образом, наблюдаемые флуктуации кондактанса существенным образом зависят от температуры, что указывает на их интерференционную природу. Чтобы выяснить природу наблюдаемой интерференции, в работе был проведен детальный корреляционный и фурье-анализ измеренных флуктуаций. Начнем с описания корреляционного анализа. Автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению и магнитному полю определялись как

$$A(\delta x) \equiv \int_{+\infty}^{-\infty} G(x)G(x + \delta x)dx, \quad (1)$$

где $G(x)$ – зависимость флуктуаций от магнитного поля или от затворного напряжения.

На рис.4а показаны рассчитанные согласно (1) автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению при нескольких температурах. На основе анализа построенных функций можно сделать несколько выводов. Во-первых, наблюдаемые флуктуации не являются полностью случайными, а содер-

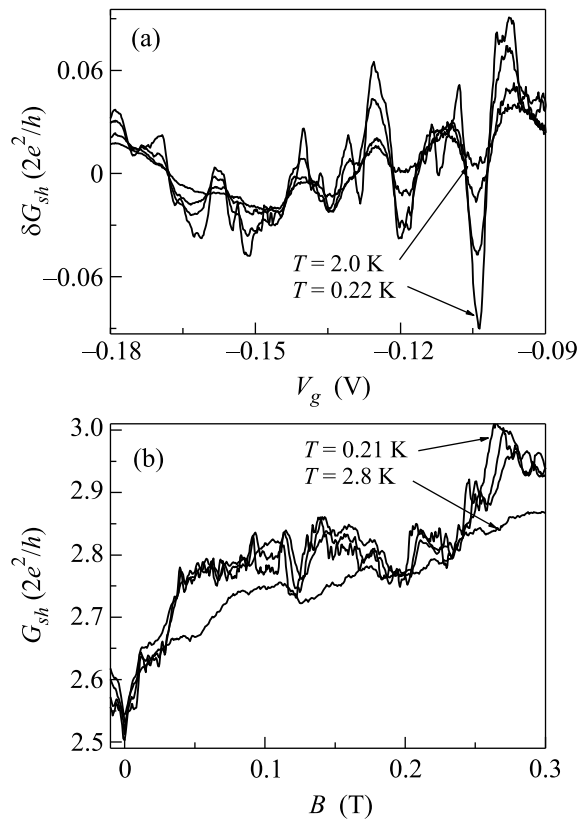


Рис.3. Температурные зависимости флуктуаций кондактанса: (а) флуктуации по затворному напряжению V_g при температурах 0.22, 0.7, 1.4 и 2.0 К; (б) флуктуации по магнитному полю при температурах 0.21, 0.5, 1.2 и 2.8 К и затворном напряжении -65 мВ

жат, наряду со случайной компонентой, принадлежащей области высоких частот (2–8 мВ), две характерные частоты (с периодом около 15 и 100 мВ). Высоко-частотные флуктуации, которым соответствуют острые пики на рис.4а, быстро затухают с увеличением температуры, в отличие от низкочастотных (с периодом порядка 50–100 мВ), амплитуда которых практически не изменяется при увеличении температуры до 2.8 К. Во-вторых, автокорреляционные функции флуктуаций, полученных в различных сериях экспериментов, имеют одинаковый вид (рис.4б). Это говорит о том, что ни случайная, ни, что более важно, периодические компоненты флуктуаций кондактанса по затворному напряжению не зависят от реализации примесного потенциала. Отсюда можно сделать вывод, что интерференционные осцилляции зависят только от размеров проволоки.

На рис.4с представлен фурье-спектр флуктуаций по затворному напряжению при температурах от 0.22 до 2.0 К. Этот спектр подтверждает результаты корреляционного анализа: наблюдаются три характер-

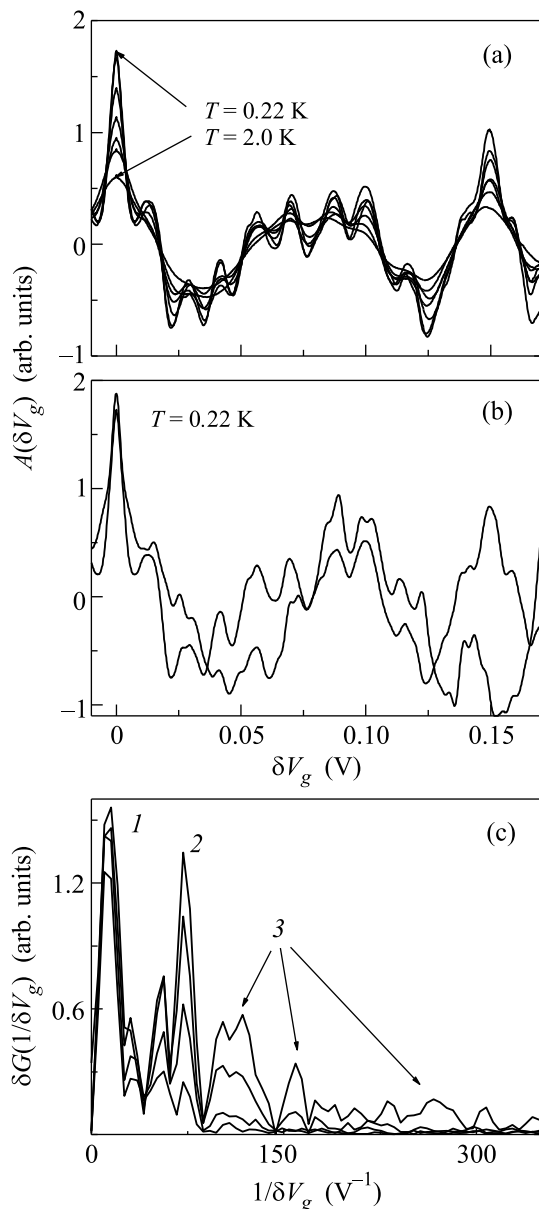


Рис.4. (а) Автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению при температурах 0.22, 0.4, 0.8, 1.1, 1.5 и 2.0 К. (б) Автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению при температуре 0.22 К при различных реализациях примесного потенциала. (с) Фурье-спектр флуктуаций по затворному напряжению при температурах 0.22, 0.7, 1.3 и 2.0 К

ных области частот: два пика, соответствующие наибольшему периоду около 70 мВ (пик №1 спектра на рис.4с) и среднему, равному приблизительно 15 мВ (пик №2 спектра на рис.4с), и широкий участок малых характерных периодов (2 – 8 мВ, участок №3 спектра). Существование описанных выше трех областей частот позволяет построить следующую картину интерференции. Наибольший период (около

70 мВ) соответствует смене заполняемых подзон проволоки, то есть, фактически, осцилляции, идущие с таким периодом, – это все, что осталось от квантования кондактанса. Оценка характерного размера, соответствующего 70 мВ, дает величину порядка 50 нм, которая достаточно близка к ширине проволоки, получаемой как разность литографической ширины проволоки и удвоенной толщины слоя обеднения. Высокочастотная случайная компонента спектра соответствует характерным размерам (150 – 300 нм) и, по всей видимости, связана с когерентным рассеянием электронов, выходящих из проволоки, на случайных примесях, расположенных в областях ДЭГ, прилегающих к проволоке с последующим перерассеянием на входе(выходе) проволоки. Резонно предположить, что характерный масштаб таких флуктуаций должен быть порядка длины фазовой когерентности в ДЭГ. Измерения отрицательного магнетосопротивления в прилегающем к проволоке ДЭГ дают, однако, в несколько раз большую длину – порядка одного микрона. Здесь следует заметить, что подобное разногласие уже наблюдалось при изучении мезоскопических флуктуаций грязных проводников и пока ему не найдено какого-либо окончательного объяснения [8]. И, наконец, осцилляции с периодом около 15 мВ, дающим характерный размер, близкий к 100 нм – это величина, близкая к эффективной длине проволоки. Указанный факт позволяет предположить, что они обусловлены интерференцией Фабри-Перо электронных волн, проходящих через проволоку и рассеивающихся на ее резких границах. Отметим, что он является первым экспериментальным свидетельством существования интерференции Фабри-Перо в одномерных системах.

Таким образом в данной работе проведено экспериментальное исследование короткой квантовой проволоки, в которой нарушено условие адиабатичности на ее входе и выходе. Обнаружено, что в такой проволоке отсутствует квантование кондактанса. Вместо этого наблюдаются ярко выраженные интерференционные эффекты, связанные с когерентным рассеянием на краях проволоки (интерференция Фабри-Перо), а также на случайных примесях (мезоскопическая интерференция), расположенных в областях ДЭГ, прилегающих к выходам проволоки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 05-02-16591) и РАН (программы “Квантовая макрофизика”, “Квантовые наноструктуры” и “Сильно коррелированные электроны”).

1. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
2. D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury et al., *J. Phys. C* **21**, 209 (1988).
3. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, B. J. van Wees, *Quantum Point Contacts*, Academic Press, New York, 1990.
4. Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий и др., *Письма в ЖЭТФ* **48**, 218 (1988).
5. S. Amasha, I. J. Gelfand, M. A. Kastner et al., *Phys. Rev. B* **72**, 045308 (2005).
6. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. К. Калагин и др., *ФТП* **41**(2), 186 (2007).
7. С.-Т. Liang, О. А. Tkachenko, V. A. Tkachenko et al., *Phys. Rev. B* **70**, 195324 (2004).
8. А. А. Быков, Г. М. Гусев, З. Д. Квон и др., *ЖЭТФ* **97**, 251 (1990).