

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОНДАКТАНСЕ КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОК *

Квантование кондактанса (полной проводимости) широко изученных баллистических проволок является точным благодаря плавности их границ, возникающей из-за наличия краевых электростатических полей. Это приводит к подавлению межподзонного и обратного рассеяния и соответственно к квантованию кондактанса в единицах $2e^2/h$. В данной работе экспериментально исследованы квантовые проволоки с резкими границами, т. е. с радиусом кривизны порядка длины волны электронов. Они изготовлены на основе двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с малым расстоянием между ДЭГ и поверхностью структуры (25 нм). В указанных проволоках обнаружено разрушение квантования кондактанса, сопровождающееся появлением интерференционных эффектов, вызванных когерентным рассеянием электронов на резких границах проволок.

Ключевые слова: нанообъекты, физика низких температур, системы пониженной размерности, двумерный электронный газ, квантовые проволоки, квантовые точечные контакты, электронный транспорт, квантование кондактанса, электронная интерференция.

Квантовыми проволоками называются проводящие микросужения в изолирующем слое, расположенном между двумя областями с ДЭГ. В настоящее время эти проволоки создаются в основном на основе высокоподвижного ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, поскольку эта система обладает целым рядом достоинств, таких как высокая подвижность и большая длина свободного пробега (десятки микрон), а также технологичность, позволяющая изготавливать проволоки произвольной формы. Квантование кондактанса баллистической квантовой проволоки впервые было обнаружено в 1988 г. [1]. Квантом проводимости оказалось число $2e^2/h$, что отвечает сопротивлению 12 906 Ом. Квантование кондактанса в этой и последующих работах оказывалось точным не только вследствие большой длины свободного пробега электронов, но также благодаря адиабатичности границ проволок, подавляющей обратное рассеяние и приводящей к их полной прозрачности. В связи

с этим особый интерес представляет создание и исследование проволок с резкими границами, т. е. с радиусом кривизны, сравнимым или меньшим длины волны электрона. Данная работа посвящена исследованию таких структур и сравнительному анализу проводимости проволок с плавными (адиабатическими) и резкими границами.

Подробное обоснование причин возникновения квантования кондактанса в квантовых баллистических проволоках можно найти в [2; 3]. При достаточно больших размерах сужения, соединяющего два резервуара с ДЭГ, оно ведет себя как классический проводник. Соответственно при плавном изменении ее размеров или параметров электронного газа зависимость кондактанса от этих параметров также будет иметь плавный вид. Рассмотрим, что произойдет при дальнейшем уменьшении характерных размеров проволоки (с длиной L и шириной W). При выполнении условий $l_{tr} \gg (W, L) \sim \lambda_F$, где l_{tr} – транспортная длина свободного пробега,

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16591) и программ РАН «Квантовые наноструктуры», «Квантовая макрофизика» и «Сильнокоррелированные явления в металлах и полупроводниках».

а λ_F – длина волны электрона на поверхности Ферми, ее свойства начнут принципиально отличаться от классических. При выполнении критерия адиабатичности, о котором будет сказано далее, внутри проволоки начнут образовываться одномерные подзоны (положение дна которых зависит от конкретной формы электростатического потенциала, формирующего проволоку). Протекание тока будет определяться свойствами уже одномерной (1D) системы. Ввиду фундаментальных свойств 1D-систем, ток, протекающий через каждую из заполненных подзон, оказывается независимым от закона дисперсии и положения уровня Ферми при малом приложенном напряжении смещения V и равен $I_n = 2e / h \delta\mu = 2e^2 / hV$. Тогда полный ток и проводимость зависят только от количества N подзон, расположенных ниже уровня Ферми. В этом случае кондактанс определяется формулой $G = 2 \frac{e^2}{h} N$, а его зависимость от затворного напряжения, меняющего число заполненных подзон, имеет ступенчатый, квантованный характер (рис. 1). Поскольку распределение электронов в 1D-подзонах подчиняется распределению Ферми – Дирака и типичное расстояние между уровнями составляет несколько мэВ, то для наблюдения ступеней нужна температура 4,2 К и ниже.

Как уже говорилось, для наблюдения квантования необходимо выполнение критерия адиабатичности. При плавном изменении формы квантовой проволоки (т. е. при малом изменении ее ширины на масштабах порядка длины волны электрона) в уравнении Шредингера (УШ) для волновой функции электрона возможно разделение переменных на движение вдоль и поперек проволоки. Решением поперечной части УШ является набор стационарных волновых функции и уровней энергии, отвечающих дну подзон. Для интересующего нас движения вдоль проволоки в УШ появится добавка в потенциальной энергии, соответствующая поперечному квантованию [4]. При выполнении критерия $\alpha = \sqrt{R / d} \gg 1$, где d – минимальная ширина проволоки, а R – радиус кривизны ее границ (рис. 2), для продольного движения электронов становится справедливым квазиклассическое приближение, и согласование электронных состояний становится безотражательным.

Задачей данной работы было экспериментальное создание проволоки с резкими

границами. На практике оказалось, что выполнение условия $\alpha < 1$ требует некоторых дополнительных усилий. Проволоки в данной работе были изготовлены с использованием электронной литографии высокого разрешения и последующего плазмохимического травления, а также на основе технологии локального анодного окисления иглой

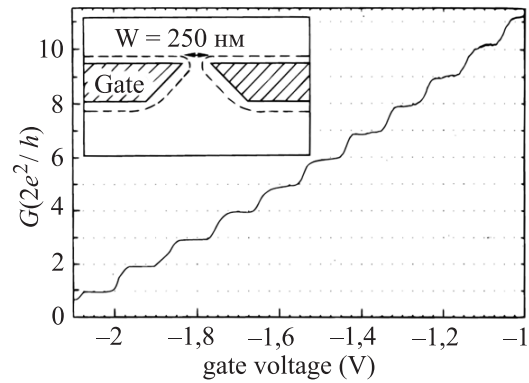


Рис. 1. Зависимость кондактанса баллистической квантовой проволоки от затворного напряжения, полученная в работе [1]

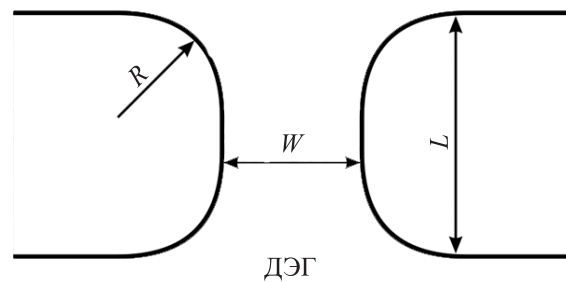


Рис. 2. Характерные размеры квантовой проволоки



Рис. 3. Зависимости кондактанса от затворного напряжения для адиабатической проволоки (а) и для проволоки с резкими границами (б)

атомно-силового микроскопа [5]. Поскольку форма проволоки определяется пиннингом уровня Ферми на поверхности, то минимальный радиус кривизны проволоки фактически ограничен расстоянием от поверхности до ДЭГ. Поэтому в качестве исходного материала служил гетеропереход AlGaAs/GaAs с ДЭГ, расположенным на малом (25 нм) расстоянии от поверхности [6]. После изготов-

ления структур на образцы напылялся TiAu затвор. Основной интерес представляет проволока шириной W порядка 50 нм и радиусом кривизны порядка 25 нм. Затвор позволял менять концентрацию электронов в этом образце в пределах $1-5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, фермиевскую длину волны в пределах 35–70 нм, а длину свободного пробега от 0,1 до 0,3 мкм.

Эксперимент проводился на криостате растворения He^3 в He^4 , позволяющем менять температуру образца в пределах от 0,2 до 4,2 К и помещенном в сверхпроводящий соленоид, магнитного поле которого достигало 10 Т. Электрические измерения проводились с помощью синхронного детектора при токе 10 нА и на частоте 12 Гц. Измерялись зависимости кондактанса от затворного напряжения (V_g), магнитного поля (B) и прикладываемого к проволоке постоянного смещения (V_{dc}) при различных температурах.

Поведение зависимости кондактанса от затворного напряжения у двух типов проволок оказалось принципиально различным. В то время как адиабатическая проволока показывает ожидаемые и хорошо видимые плато даже при температуре 4,2 К (рис. 3, а), на зависимости кондактанса от затворного напряжения короткой проволоки не видно никаких плато вплоть до температуры 0,21 К. Вместо этого наблюдаются короткопериодические флуктуации, амплитуда которых монотонно возрастает при уменьшении температуры (рис. 3, б). Флуктуации повторяются от измерения к измерению внутри одной серии, однако их положение может меняться в большом масштабе времени (сутки и более). Флуктуации определяются конкретной реализацией примесного рассеивающего потенциала. Поэтому характер их поведения меняется после отогрева образца и последующего его охлаждения из-за изменения состояний примесей. Таким же образом ведет себя зависимость кондактанса от магнитного поля. Амплитуда флуктуаций кондактанса по магнитному полю и их граничная частота монотонно растут с уменьшением температуры.

Для анализа полученных флуктуаций использовались автокорреляционные функции и Фурье-преобразование. Построение автокорреляционных функций (рис. 4) подтвердило вывод о монотонности роста среднеквадратичных флуктуаций по магнитному полю и от затворного напряжения при уменьшении температуры, а также позволило сделать вы-

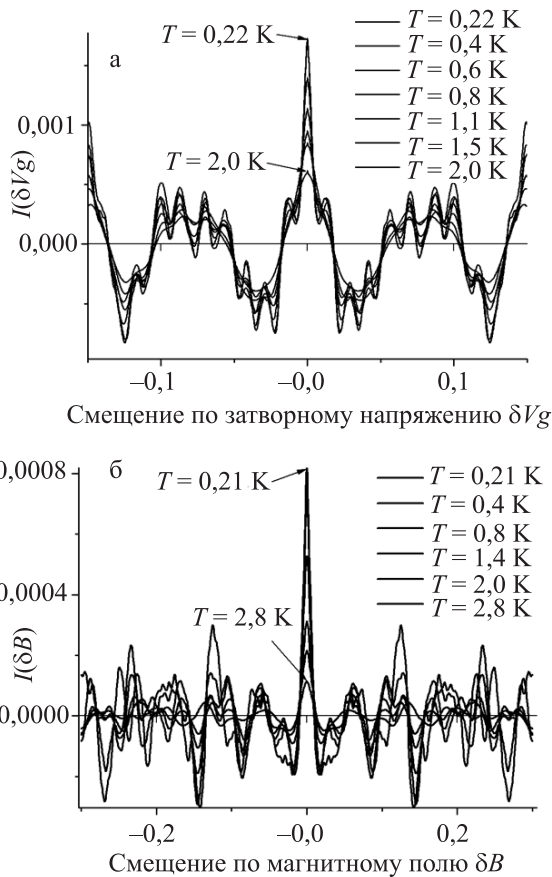


Рис. 4. Автокорреляционная функция кондактанса в зависимости от затворного напряжения (а) и магнитного поля (б)

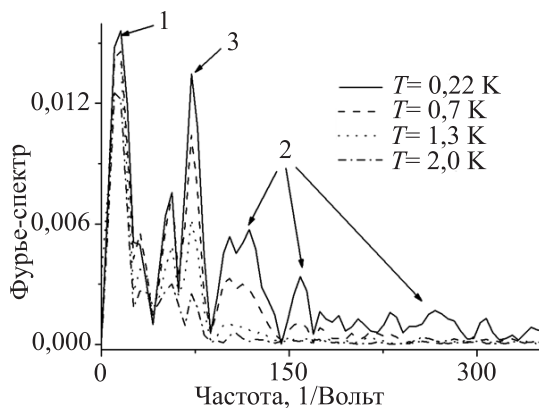


Рис. 5. Фурье-спектр зависимости кондактанса от затворного напряжения

вод о существовании нескольких характерных частот, дающих вклад во флуктуации. Фурье-спектр по затворному напряжению подтвердил этот вывод (рис. 5). На его основе мы пришли к заключению о существовании трех характерных частот. Первый пик (1), отвечающий периоду по затворному напряжению около 50 мВ, соответствует спектру почти полностью размытых плато и дает нам оценку ширины проволоки 50 нм. Высокочастотная часть спектра (2), быстро затухающая с увеличением температуры, соответствует когерентному рассеянию на примесях, расположенных на расстоянии 200–300 нм от проволоки. Самая интересная часть спектра (3) имеет период по затворному напряжению около 10–15 мВ, его амплитуда спадает с увеличением температуры медленнее, чем высокочастотная часть. Этот пик мы связываем с электронной интерференцией на входе и выходе проволоки, оптический аналог которой известен как интерференция Фабри – Перо. Положение пика дает нам оценку длины проволоки ~ 70 нм.

Таким образом, в данной работе экспериментально исследован электронный транспорт в квантовой баллистической проволоке с резкими границами. Обнаружено разрушение квантования кондактанса и возникновение интерференционных эффектов, обусловленных когерентным рассеянием на краях проволоки.

Список литературы

1. Van Wees B. J., van Houten H., Beenakker C. W. J. et. al. Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 60. P. 848–850.
2. Van Houten H., Beenakker C. W. J., van Wees B. J. Quantum Point Contacts. N. Y.: Academic Press, 1990. 128 p.
3. Buttiker M. B. The Quantum Hall Effect in Open Conductors // *Semiconductors and Semimetals*. 1992. Vol 35. P. 191–277.
4. Глазман Л. И., Лесовик Г. Б., Хмельницкий Д. Е. и др. Безотражательный электронный транспорт и фундаментальные ступени баллистического сопротивления в микросужениях // *Письма в ЖЭТФ*. 1988. Т. 48, вып. 4. С. 218–220.
5. Ткаченко В. А., Квон З. Д., Щеглов Д. В. и др. Амплитуда осцилляций Ааронова – Бомма в малых баллистических интерферометрах // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. Т. 79, вып. 3. С. 168–172.
6. Козлов Д. А., Квон З. Д., Калагин А. К. и др. Свойства двумерного электронного газа в гетеропереходах AlGaAs/GaAs с тонкими слоями AlGaAs // *ФТП*. 2007. Т. 41, вып. 2. С. 186–189.

Материал поступил в редколлегию 02.05.2007