

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ НА КРАЕВЫХ ТОКОВЫХ СОСТОЯНИЯХ В КВАНТОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

А.А.Быков, Э.Д.Квон, Е.Б.Ольшанецкий, Л.В.Литвин, Ю.В.Настаушев,
В.Г.Мансуров, В.П.Мигаль, С.П.Мощенко

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 5 ноября 1993 г.

В квантовом интерферометре обнаружены осцилляции магнитосопротивления, обусловленные интерференцией и обратным рассеянием краевых токовых состояний, а также резонансным туннелированием через токовое состояние, замкнутое вдоль внутренней окружности интерферометра.

Исследования интерференционных эффектов в твердотельных наноструктурированных системах относятся к числу наиболее интересных в физике твердого тела. Важное место в этих исследованиях занимают осцилляции Ааронова–Бома. Долгое время эти осцилляции изучались в кольцевых и многосвязных системах, где интерферирующие траектории полностью задаются геометрией проводника. Однако в последнее время появились работы, в которых осцилляции Ааронова–Бома наблюдались в результате квантования магнитного потока на площади, задаваемой не геометрией проводника, а туннельно связанными краевыми токовыми состояниями [1,2] или процессами рассеяния [3].

В данной работе впервые наблюдались осцилляции магнитосопротивления (МС) электронного интерферометра в режиме квантового эффекта Холла. Показано, что они обусловлены процессами интерференции и обратного рассеяния туннельно связанных краевых токовых состояний, а также резонансным туннелированием через токовое состояние, замкнутое вдоль внутренней окружности интерферометра. До настоящей работы подобные эффекты наблюдались только в квантовых точечных контактах [1,2].

Исследуемые образцы представляли собой кольцевые интерферометры на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs. Технология их изготовления и основные параметры описаны ранее в [4]. В работе исследовалось МС двух кольцевых интерферометров с одинаковым эффективным диаметром $d \approx 650$ нм и различной шириной проводящих каналов. Измерения проводились при температурах $T = 20$ мК – 4,2 К в магнитных полях до 12 Тл на переменном сигнале частотой 30 Гц по четырехточечной схеме с использованием фазового детектора.

Поведение описанных интерферометров в магнитных полях до 1 Тл характеризуется осцилляциями Ааронова–Бома высокой амплитуды с периодом, соответствующим квантованию магнитного потока с квантом $\Phi_0 = h/e$ через площадь $\pi d^2/4$ [4]. В области магнитных полей, при которых магнитная длина становится сравнимой с шириной проводящего канала, то есть когда происходит переход к режиму квантового эффекта Холла, наблюдается более сложное поведение МС. На рис.1 показаны результаты измерений для интерферометра с меньшей эффективной шириной канала $W \approx 30$ нм, определенной из периода биений осцилляций в слабых магнитных полях ($N^{\pm}1$). Как видно из этого рисунка, при $B \leq 6,65$ Тл наблюдаются аперiodические флуктуации МС.

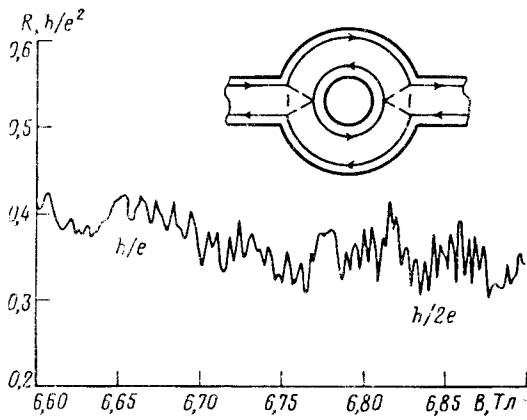


Рис.1. h/e - и $h/2e$ -осцилляции Ларонова-Бома в сильных магнитных полях при $T \approx 20$ мК (образец №1). На вставке показана схема, интерферирующих электронных траекторий

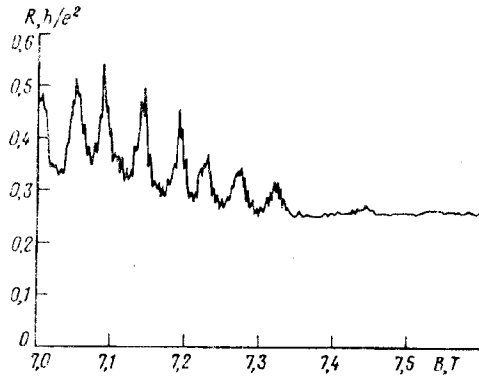


Рис.2

Рис.2. Длиннопериодные и $h/2e$ осцилляции в сильных магнитных полях при $T \approx 20$ мК (образец №1)

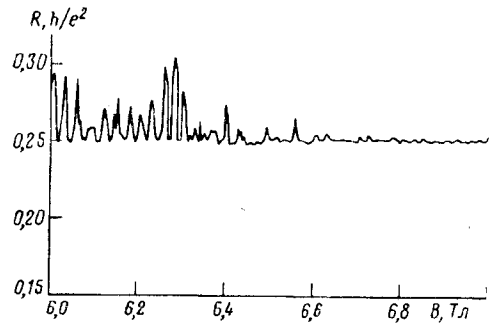


Рис.3

Рис.3. "Пикообразные" осцилляции на фоне плато квантового эффекта Холла при $T \approx 20$ мК (образец №2)

Затем они сменяются хорошо выраженными осцилляциями h/e , которые при $B \approx 6, 8$ Тл переходят в $h/2e$ -осцилляции. При дальнейшем увеличении магнитного поля на фоне сохраняющихся $h/2e$ -осцилляций возникают осцилляции нового типа, период и амплитуда которых почти на порядок больше (рис.2). Далее амплитуда больших осцилляций начинает монотонно спадать, причем амплитуда осцилляций $h/2e$ заметно не изменяется. При $B > 7,5$ Тл осцилляции МС всех типов практически полностью исчезают, и наблюдается выход на плато $R_L = h/4e^2$, на фоне которого при некоторых значениях магнитного поля возникают серии осцилляций, с значительно меньшей амплитудой. Заметим, что величина сопротивления на этом участке позволяет определить число краевых состояний, проходящих через интерферометр, из выражения

$$R_L = (h/e^2)(1/N_{int} - 1/N_{wide}),$$

где R_L - измеряемое сопротивление, N_{int} - число краевых состояний, проходящих через интерферометр, N_{wide} - число краевых состояний в макроско-

пической части образца. Получаем, что в данной области магнитных полей $N_{int} = 2$ с учетом спинового расщепления.

Перейдем к обсуждению описанных результатов. Для их интерпретации рассмотрим особенности электронного транспорта в кольцевом интерферометре при различных магнитных полях. В слабых полях, когда магнитная длина электронов значительно превышает ширину проводящих каналов, осцилляции с периодом h/e являются следствием прямой интерференции независимых электронных траекторий, проходящих по разным плечам интерферометра. С ростом поля магнитная длина электронов приближается по величине к $W/2$. Согласно нашим оценкам, для образца №1 это соответствует полю $B \approx 2,5$ Тл. Как известно [5,6], в этой области магнитных полей эффект Ааронова–Бома должен подавляться из-за возникновения краевых токовых состояний, и в наших образцах должен наблюдаться выход на плато. В эксперименте в этих полях действительно вначале происходит исчезновение h/e -осцилляций, однако в отличие от [6] сопротивление не выходит на постоянное квантованное значение. Вместо этого наблюдаются осцилляции МС, описанные выше (см. рис.1,2). Такое поведение интерферометра, на наш взгляд, является следствием обратного рассеяния и интерференции между туннельно связанными краевыми токовыми состояниями. В исследуемых образцах из-за флуктуаций потенциала случайно расположенных примесей проводящие каналы могут быть неоднородны по ширине. В результате этого в интерферометре наряду с областями, где краевые состояния хорошо разделены, имеются места, в которых, в результате сужения канала, перекрытие волновых функций противоположных краевых состояний сильно увеличивается, что делает возможным переходы электронов с одного края на другой в результате туннелирования с одновременным рассеянием на флуктуациях потенциала. Заметим, что вероятность этих процессов будет велика, если характерный размер неоднородностей L сравним с шириной канала, и мала, когда $W \gg L$. Именно по этой причине в работе [6], в которой в отличие от исследуемых образцов интерферометры имели $W \gg L$, осцилляции МС в условиях холловского квантования не наблюдались. В наших условиях можно ожидать интерференции электронов по траекториям, охватывающим различные площади, что должно приводить к одновременному наблюдению осцилляций МС с несколькими частотами. Схема возможных интерференционных процессов показана на вставке к рис.1. Заметим, что если вероятность туннелирования не очень высока, то осцилляции, вызванные этой интерференцией, будут наблюдаться вблизи плато, причем минимум этих осцилляций не может быть ниже значения R_L на плато. Именно это имеет место в эксперименте (см. рис.1,2).

Другой механизм обратного рассеяния заключается в резонансном туннелировании электронов между токонесящими краевыми состояниями через дискретные уровни замкнутого токового состояния в центре интерферометра. Туннельный обмен при этом разрешен лишь тогда, когда через замкнутый контур этого краевого тока проходит целое число квантов магнитного потока, что приводит к осциллирующей зависимости МС с периодом h/e [2]. Если при этом другие механизмы обратного рассеяния отсутствуют, наблюдаемые осцилляции будут иметь вид пиков с основанием, лежащим на плато, и периодом h/e . Отметим, что периодичность осцилляций в этом случае может нарушаться, так как их появление определяется не только вероятностью туннельного обмена, но и вероятностью обратного рассеяния, также зависящей от

магнитного поля. Наиболее ярко подобное поведение наблюдалось на образце №2 (рис.3).

В заключение авторы благодарят М.В.Энтина за полезные обсуждения вопросов, затронутых в данной работе. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-15187).

-
1. P.H.M. van Loosdrecht, C.W.J.Beenakker, H. van Houten et al., Phys. Rev. B38, 10162 (1988).
 2. B.J.van Wees, L.P.Kouwenhoven, C.J.P.M.Harmans et al., Phys. Rev. Lett. 62, 2523 (1989).
 3. Г.М.Гусев, З.Д.Квон, Л.В.Лигвин и др., Письма в ЖЭТФ 55, 129 (1992).
 4. А.А.Быков, З.В.Квон, Е.Б.Ольшанский и др., Письма в ЖЭТФ 57, 596 (1993).
 5. M.Büttiker, Phys. Rev. B38, 9375 (1988).
 6. G.Timp, P.M.Mankiewich, P.de Vegvar et al., Phys. Rev. B39, 6227 (1989).