

Электронные интерферометры в режиме квантового эффекта Холла

Э.В. Девятюв

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела РАН,
г. Черноголовка, Московская область, 142432, Россия
E-mail: dev@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 13 сентября 2012 г.

Работа посвящена описанию и осмыслению результатов экспериментального исследования нового класса интерферометров — электронных аналогов известных оптических интерференционных схем в режиме квантового эффекта Холла на основе сонаправленных краевых состояний.

Робота присвячена опису та осмисленню результатів експериментального дослідження нового класу інтерферометрів — електронних аналогів відомих оптичних інтерференційних схем в режимі квантового ефекту Холла на основі співнаправлених крайових станів.

PACS: 73.43.-f Квантовые эффекты Холла;
73.23.-b Электронный транспорт в мезоскопических системах.

Ключевые слова: электронные интерферометры, квантовый эффект Холла.

1. Введение. Принцип работы электронных интерферометров в режиме квантового эффекта Холла

Исследование краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) вызывает устойчивый интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения с 80-х годов XX века. Этот интерес возрос в настоящее время, так как краевые состояния оказались удобным модельным объектом для изучения фундаментальных физических свойств одномерной заряженной электронной жидкости. В частности, создаются электронные аналоги оптических интерференционных схем.

Различные интерференционные эффекты в транспортных свойствах микро- и наноструктур широко обсуждаются в научной литературе. В последнее время значительный научный интерес вызывает исследование нового класса интерференционных явлений — электронных аналогов известных оптических интерференционных схем — при помощи краевого транспорта в режиме квантового эффекта Холла. Возможность создания такого рода приборов сама по себе является интересной физической задачей. Кроме того, исследование интерференционных эффектов в таких приборах позволяет получить информацию о фундаментальных свойствах сильно взаимодействующих систем. В литературе можно найти обзоры (см., например, [1]), в ко-

торых эта область рассматривалась с точки зрения теоретических ожиданий на начальном этапе исследований. Данная работа в основном посвящена описанию экспериментального исследования нового класса интерферометров в режиме КЭХ — интерферометров на основе сонаправленных краевых состояний — и осмыслению достигнутых результатов. Кроме того, дан обзор экспериментальных результатов, полученных к настоящему времени для других типов интерферометров.

1.1. Краевой транспорт в режиме квантового эффекта Холла

Рассмотрим краевой транспорт в наиболее простом случае целочисленного квантового эффекта Холла. Хорошо известно, что задача об электроны в магнитном поле сводится к задаче об уровнях размерного квантования в параболическом потенциале, определяемом циклотронной частотой eH/mc и координатой ведущего центра параболы $y_0 = -cp_x/(eH) = -l_h^2 k_x$ ($l_h = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина) [2]. Энергетический спектр двумерной системы представляет собой набор эквидистантных уровней Ландау, разделенных циклотронной щелью. Режим КЭХ соответствует положению уровня Ферми в щели спектра [3].

Вблизи границ образца к потенциалу магнитной параболы добавляется собственно потенциал края, что

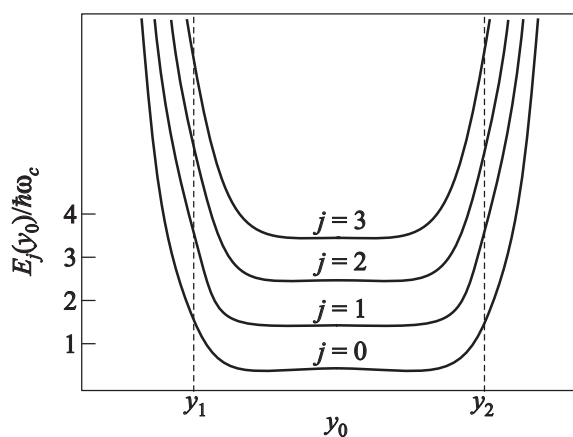


Рис. 1. Энергетический спектр двумерной электронной системы в квантующих магнитных полях (так называемая лестница уровней Ландау) с учетом потенциала краев образца [7].

приводит к всплыванию уровней энергии вблизи границ (см. рис. 1 для случая резкого краевого потенциала, нарастающего более чем на циклотронную энергию на расстоянии, равном магнитной длине). В этом случае координата ведущего центра магнитной параболы y_0 может лежать вне границ образца, притом что электроны не пересекают границ: квазиклассически, электроны движутся по скачущим орбитам вдоль границ образца [4], при этом чем дальше за границу выходит геометрический центр квазиклассической круговой орбиты, тем выше частота соударений электрона о границу и, соответственно, энергия данного электронного состояния.

В силу статистики, электронные состояния при низкой температуре заполнены вплоть до уровня Ферми. На рис. 1 уровень Ферми отобразится горизонтальной линией, в режиме КЭХ расположенной в щели между уровнями Ландау в объеме образца и пересекающей нижележащие (заполненные) уровни Ландау у границ образца. Эти пересечения называют краевыми состояниями [5]. Полное число краевых состояний на каждом краю равно фактору заполнения — количеству заполненных уровней Ландау. Таким образом, оно определяется магнитным полем и концентрацией носителей в образце.

Принципиально важно, что краевые состояния существуют при любом положении уровня Ферми внутри щели, т.е. не зависят от наличия и типа беспорядка в образце. Это свойство позволило отнести двумерные системы в режиме КЭХ к новому классу веществ — топологическим изоляторам.

Загиб уровня энергии на краю образца в магнитном поле означает появление ненулевой групповой скорости электронов, направленной вдоль края образца [6,7]. Таким образом, в магнитном поле в образце существуют кольцевые недиссипативные холловские (диамаг-

нитные) токи даже в условиях полного равновесия, распределение которых определяется градиентом потенциала в образце и магнитным полем. При равновесии токи вдоль противоположных краев полностью компенсируют друг друга. Эта компенсация нарушается при приложении к образцу разности электрохимических потенциалов, т.е. появляется конечный транспортный ток, определяемый разностью холловских токов на противоположных границах образца и, таким образом, так же сконцентрированный у границ.

Полный холловский ток вдоль одного края образца определяется электрохимическим потенциалом края и числом заполненных уровней Ландау [7]. Он нечувствителен к реальной структуре краевого потенциала, которая отличается от простейшей модели резкой бесконечно высокой стенки. В частности, реальный потенциал нарастает медленно, вызывая плавное поднятие дна двумерной подзоны при приближении к краю. В этом случае краевые состояния (введенные как пересечения заполненных уровней Ландау с уровнем Ферми) преобразуются в полосы конечной ширины, внутри которых уровень Ландау «прикалывается» к уровню Ферми в силу электрон-электронного взаимодействия [8].

Данная картина была подтверждена прямым расчетом и пространственно-разрешенными измерениями [9,10]. Поскольку полный транспортный ток определяется разностью электрохимических потенциалов краев образца и числом заполненных уровней Ландау, транспортные свойства образцов в режиме КЭХ могут быть описаны как транспорт по краевым состояниям, каждому из которых приписывается ток $\mu_i e/h$, где μ_i — электрохимический потенциал контакта, из которого выходит краевое состояние [7]. Эффекты рассеяния в краевых состояниях и контактах можно учесть введением матрицы коэффициентов прохождения T_{ij} [11]. Такой формализм оказался очень продуктивным при исследовании транспорта в образцах сложной геометрии в режиме КЭХ [12].

Важная особенность режима КЭХ — отсутствие рассеяния назад. Действительно, направление распространения электрона на краю задано магнитным полем и нормалью к краю. Процесс рассеяния назад соответствует перебросу электрона с одного края на другой, что невозможно в образцах макроскопических размеров. В образцах сложной геометрии, например при наличии сужений (квантовых точечных контактов, в области которых две противоположные границы образца близко подходят друг к другу), такие процессы становятся возможными в области сужений.

1.2. Создание интерференционной схемы для электронов при помощи квантовых точечных контактов

Общее представление о путях реализации электронного интерферометра в режиме КЭХ дает рис. 2. Нач-

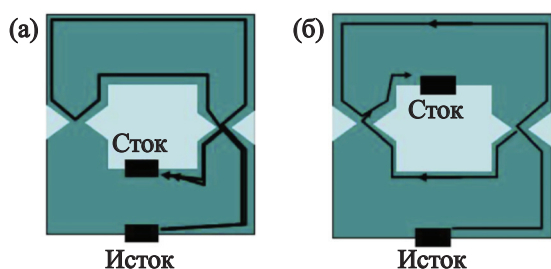


Рис. 2. Принципиальная схема реализации электронных интерферометров при помощи краевых состояний в режиме КЭХ: электронные аналоги интерферометров типа Фабри–Перо (а), типа Маха–Цендера (б). Показаны только те участки краевых состояний у границ образца, транспорт по которым существует для переноса электрона из истока в сток [1].

нем рассмотрение с аналога интерферометра Маха–Цендера (правая панель). Двумерная электронная система ограничена внешним и внутренним краями, т.е. представляет собой двумерный «бублик» неправильной формы и имеет макроскопические размеры. Существуют две области сужений, в которых внешний и внутренний края подходят друг к другу достаточно близко, чтобы были возможны процессы рассеяния с края на край в режиме КЭХ. Макроскопические размеры образца запрещают такие процессы везде, кроме областей сужений. В результате, при факторе заполнения 1 в объеме образца (т.е. заполнен только один уровень Ландау) существует единственное краевое состояние у каждого края образца. Электрон, вышедший из истока, движется без рассеяния назад вдоль края вплоть до первого сужения (такое сужение называется также квантовым точечным контактом). Здесь у электрона есть конечная вероятность пройти область сужения либо рассеяться назад на противоположный край образца. В зависимости от того, по какому пути пойдет электрон, он подойдет к области второго сужения с одной или другой стороны. Аналогично в области второго сужения у электрона есть конечная вероятность остаться «на своем» краю либо быть переброшенным на противоположный. Нас интересуют только те процессы, которые приводят электрон в краевое состояние, идущее к омическому контакту стока — только они дают вклад в транспортный ток. Таким образом, для электрона в таком приборе существуют две возможные траектории движения из истока в сток. Если процессы переброса в сужениях сохраняют когерентность и все длины между двумя сужениями меньше длины когерентности, то возможна интерференция этих траекторий, наблюдаемая в транспортном токе через образец. Для наблюдения интерференционной картины необходимо уметь управлять разностью фаз, например при помощи эффекта Ааронова–Бома, слабо меняя магнитное поле через образец (при этом образец

должен оставаться в режиме КЭХ при том же факторе заполнения 1, что обеспечивается конечной шириной плато КЭХ) либо площадь интерференционной петли.

Нетрудно заметить, что представленный прибор реализует простейшую интерференционную схему Маха–Цендера: первое сужение выполняет роль полупрозрачного зеркала, разделяющего один «луч» на два, которые, пройдя различными путями, сходятся на втором «зеркале» (сужении).

Возможна и реализация многолучевой интерференционной схемы типа Фабри–Перо. Для этого надо всего лишь перенести омический контакт стока по другую сторону от сужений (рис. 2(а)). При этом электрон, вышедший из истока, либо прямо перенаправляется в сток в первом сужении, либо описывает одну или более петель между двумя сужениями и только после этого попадает в сток.

Основное теоретическое ожидание было связано с возможностью прямого наблюдения дробного заряда. Действительно, поскольку период осцилляций определяется эффектом Ааронова–Бома, условие периодичности можно записать как $\Delta(BS) = \Phi_0$, где Φ_0 — квант магнитного потока. Считая площадь петли интерферометра S неизменной, сравнение периодов по магнитному полю при факторах заполнения 1 и $1/3$ должно дать отношение квантов потока в целочисленном и дробном состояниях КЭХ, т.е. заряд возбуждения в режиме КЭХ при дробном факторе заполнения.

Для наблюдения интерференционной картины принципиален вопрос о длине когерентности. Эксперименты показали, что для надежного наблюдения интерференционной картины геометрические размеры петли не должны превышать десятка микрон. При этом у интерферометра типа Маха–Цендера омический контакт стока находится внутри интерференционной петли, что делает эту интерференционную схему крайне сложной в реализации. Возможно, поэтому первым был реализован электронный аналог интерферометра типа Фабри–Перо [13].

1.3. Интерферометр типа Фабри–Перо

Из рис. 2(б) очевидно, что электронный интерферометр типа Фабри–Перо [13–22] в режиме КЭХ представляет собой область двумерного газа малого размера между двумя квантовыми точечными контактами, другими словами — квантовую точку большого размера. Плата за простоту реализации — сложность в интерпретации полученных данных.

Уже в первой экспериментальной работе [13], где была продемонстрирована интерференционная картина, показано, что эффективная площадь петли интерферометра не совпадает с литографической и может зависеть от внешних параметров, например магнитного поля, что не позволяет провести прямое сравнение

периодов по полю с целью получения заряда элементарного возбуждения в режиме дробного КЭХ.

Данная проблема была фактически проигнорирована в последующих работах [15–18], где анализ интерференционной картины использовался для демонстрации дробного заряда и дробной статистики. Однако трудности с интерпретацией этих результатов вызвали переосмысление процессов переноса заряда в таких интерферометрах.

Действительно, осцилляции при дробных факторах заполнения наблюдаются только в интерферометрах малого размера (порядка 100 нм), видимо, в связи с малой длиной когерентности в режиме дробного КЭХ. Однако интерферометр такого размера представляет собой уже квантовую точку, где щель в спектре, вызванная размерным квантованием, становится сравнима с щелью в спектре, созданной магнитным полем (спиновой для фактора заполнения 1, дробной для 1/3). Таким образом, существенными становятся эффекты перезарядки активной области интерферометра.

Данная проблема теоретически проанализирована в работе [23]. Показано, что существуют два предельных режима работы интерферометра: при больших размерах (малой энергии перезарядки) реализуется режим Ааронова–Бома, когда фаза осцилляций — простейшая функция поля и площади $\Phi = BS$, а условие на период осцилляций $\Delta\Phi = \Delta(BS) = \Phi_0$. При малых размерах активной области интерферометра реализуется так называемый кулоновский режим, когда фаза Φ зависит от числа частиц в квантовой точке. Эти выводы подтверждены экспериментально [19–22]. Было показано, что для интерферометров малого размера, в которых только и наблюдаются осцилляции в режиме дробного КЭХ, картина осцилляций определяется процессами перезарядки активной области интерферометра [21,22].

1.4. Интерферометр типа Маха–Цендера

В силу сложностей в реализации, интерферометр типа Маха–Цендера был реализован сравнительно недавно [24–31]. Такой интерферометр содержит внутри интерференционной петли область, свободную от двумерного электронного газа (см. рис. 2(б)). Вследствие достаточно общей топологической аргументации (теорема Байрса–Янга [32]) в этом случае периодичность интерференционных осцилляций будет определяться «обычным» квантом потока $\Phi_0 = hc/e$ даже в режиме дробного КЭХ. Однако экспериментально в таких интерферометрах осцилляции в этом режиме не наблюдались. Это связано, по-видимому, с малой длиной когерентности при дробных факторах заполнения, в то время как наличие вытравленной области с омическим контактом внутри петли интерферометра ограничивает минимальный размер прибора примерно 10 мкм. Это соответствует результатам, известным для интерферо-

метров типа Фабри–Перо: на этих приборах осцилляции при дробных факторах заполнения так же не наблюдаются уже при микронных размерах петли интерферометра [19].

В то же время простота интерференционной схемы в интерферометрах Маха–Цендера позволила детально исследовать процессы потери когерентности в режиме целочисленного КЭХ. Показано, что даже малый разбаланс электрохимических потенциалов в квантовом точечном контакте подавляет интерференцию. Видность осцилляций немонотонно падает и обращается в нуль при разбалансах порядка 20–30 мэВ. Экспериментально обнаружено, что длина когерентности составляет примерно 20 мкм и обратно пропорциональна температуре двумерного газа [20,30,31]. Для объяснения процессов потери когерентности в таких интерферометрах были предложены различные теоретические механизмы [33–38]. Однако полная теория процессов декогеренции, правильно описывающая зависимость от разбаланса и магнитного поля, все еще отсутствует [20].

2. Квантовые интерферометры на основе сонаправленных краевых состояний

Другой вариант реализации электронного интерферометра в режиме КЭХ — интерферометры на сонаправленных краевых состояниях [39–42]. Принцип работы такого интерферометра представлен на рис. 3.

Рассмотрим образец в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при факторе заполнения 2, т.е. в объеме образца заполнено два нижних энергетических уровня. В этом случае на краю образца существуют два сонаправленных краевых состояния. Металлический затвор, нанесенный на поверхность образца, позволяет управлять электронной концентрацией в образце. В частности, можно обеднить двумерную элек-

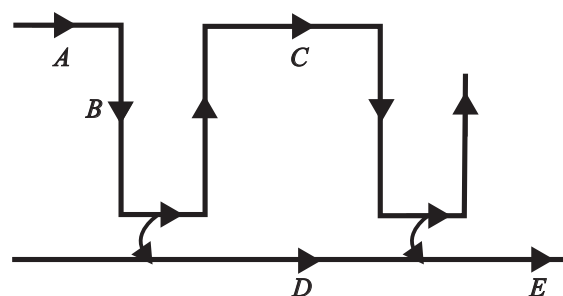


Рис. 3. Принципиальная схема реализации электронного интерферометра при помощи сонаправленных краевых состояний в режиме КЭХ. Электрон движется по внутреннему краю к состоянию из точки A и может либо перейти во внешнее краевое состояние в первой области взаимодействия и уйти в омический контакт (путь ABDE), либо остаться во внутреннем краевом состоянии вплоть до второй области взаимодействия, где перейти во внешнее краевое состояние (путь ABCE).

тронную систему до фактора заполнения 1 в области под затвором. Если затвор покрывает не весь край образца, то два сонаправленных краевых состояния, существующие в непокрытой затвором части образца, будут разделены на границе затвора: под затвором вдоль края образца может существовать лишь одно (внешнее, происходящее от нижнего энергетического уровня) краевое состояние, а второе будет распространяться по границе концентраций в подзатворной области и не покрытой затвором.

Таким образом, набор затворов нужной конфигурации позволяет реализовать структуру краевых состояний, представленную на рис. 3. Одно краевое состояние распространяется строго вдоль границы образца. Второе, отделенное изначально значительным расстоянием, подходит к нему вдоль границы затвора и два сонаправленных краевых состояния распространяются вдоль не покрытого затвором участка края. Затем они разделяются локально расположенным затвором и распространяются отдельно, после чего сводятся опять и т.п.

В такой конфигурации краевых состояний, при обеспечении независимых омических контактов к краевым состояниям, возможно исследовать интерференционные эффекты в транспорте между краевыми состояниями. В силу геометрии, такой транспорт может осуществляться только в областях совместного распространения краевых состояний. Представим, что исследуем транспорт из внутреннего во внешнее краевое состояние. Электрон на рис. 3 движется по внутреннему краевому состоянию из точки *A* и может либо перейти во внешнее краевое состояние в первой области взаимодействия и уйти в омический контакт (путь *ABDE*), либо остаться во внутреннем краевом состоянии вплоть до второй области взаимодействия, где перейти во внешнее краевое состояние (путь *ABCE*). Если эти траектории когерентны, то можно ожидать интерференционных осцилляций в транспортном токе при изменении магнитного потока через центральную область между двумя областями взаимодействия краевых состояний.

Следует отметить, что предложенная интерференционная схема принципиально отличается от интерферометров, реализованных с помощью квантовых точечных контактов. В квантовом контакте перенос заряда осуществляется между одинаковыми, но противоположно направленными краевыми состояниями, существующими на разных краях образца, таким образом, это процесс рассеяния назад. В предложенной геометрии перенос заряда — это процесс рассеяния вперед между двумя сонаправленными, но, вообще говоря, разными краевыми состояниями, распространяющимися на одном краю образца. В этой связи процессы декогеренции должны быть принципиально иными в предложенной схеме. В частности, в реальных

образцах при наличии спина электрона два нижних энергетических уровня и, соответственно, два внешних краевых состояния отличаются по спину. Возникает вопрос о принципиальной возможности существования процесса переноса заряда между краевыми состояниями, который бы сохранял когерентность.

С точки зрения топологии краевых состояний, предложенная схема — точный аналог оптического интерферометра Маха–Цендера, причем без вытравленной области и омического контакта внутри петли интерферометра. Таким образом снимаются как технические ограничения на реализацию интерферометра малого размера, так и принципиальные на работу в режиме дробного КЭХ, вытекающие из теоремы Байрса–Янга [32].

2.1. Геометрия квази-Корбино

Для исследования транспорта между сонаправленными краевыми состояниями была разработана специальная геометрия образцов, названная геометрией квази-Корбино, позволяющая реализовать независимые омические контакты к краевым состояниям, распространяющимся вдоль одного и того же края на участке ограниченной длины [43]. В данной геометрии детально изучены процессы транспорта между краевыми состояниями в режимах целочисленного и дробного КЭХ. Полученные результаты частично представлены в обзорах [44,45]. Ниже коснемся только модификации этой геометрии для реализации электронного интерферометра (см. рис. 4).

Двумерная электронная система ограничена прямоугольной областью с макроскопическими (примерно 2×2 мм) размерами. Внутри области, занятой двумерным газом, сформирована вторая, независимая граница путем удаления двумерного электронного газа из области с характерными размерами 0,5×0,5 мм. К обеим границам сделаны омические контакты. В квантующих магнитных полях при факторе заполнения 2 у каждой границы существуют по два сонаправленных краевых состояния. Затвор специальной формы позволяет понизить электронную концентрацию в подзатворной области до фактора заполнения 1. При этом на границе затвора одно из краевых состояний проходит в подзатворную область и идет вдоль травленной границы образца, в то время как второе следует вдоль границы затвора. В результате возникает конфигурация краевых состояний, представленная на рис. 4.

Два краевых состояния, сораспространяющиеся в узкой (3 мкм) области затворной щели на внешней границе образца, обусловлены омическими контактами, расположенными на разных (внутренней и внешней) границах образца. Вне этой области затворной щели прямой транспорт между внешними и внутренними краевыми состояниями (рассеяние с края на край) невозможен в силу макроскопических размеров образ-

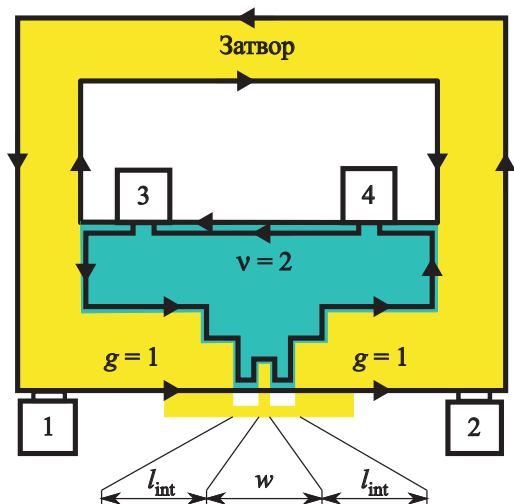


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Реализация интерферометра при помощи геометрии квази-Корбино, разработанной для исследования транспорта между сонаправленными краевыми состояниями. Затвор (желтый цвет) задает геометрию эксперимента, обедняя двумерный электронный газ под ним до фактора заполнения 1. В непокрытой затвором части образца (зеленый цвет) фактор заполнения остается равным 2. Омические контакты (прямоугольник с цифрой) сделаны к обеим, внутренней и внешней, травленным границам образца. Краевые состояния возникают у границ образца, одно из них, следуя вдоль границы затвора, контролируемым образом соединяет внутреннюю и внешнюю границы и позволяет исследовать транспорт между сонаправленными краевыми состояниями в области затворной щели на внешней границе образца (не в масштабе).

ца. Размер области затворной щели выбран так, чтобы в любом случае быть значительно меньше характерной длины установления равновесия между краевыми состояниями (100 нм–1 мкм при низкой температуре [46]). Таким образом, данная экспериментальная геометрия позволяет напрямую исследовать транспорт между сонаправленными краевыми состояниями, в том числе при значительных (превышающих спектральные щели) разностях электрохимических потенциалов между ними [44,45].

Для реализации описанной выше интерференционной схемы в область затворной щели введен маленький дополнительный затвор. Двумерный электронный газ под этим затвором обеднен до того же фактора заполнения 1, так что область взаимодействия краевых состояний оказывается разбита на две: одно краевое состояние проходит под затвором, а второе огибает затвор. Именно таким образом реализуется структура краевых состояний, представленная на рис. 3. При этом область двумерного газа под дополнительным за-

творчиком представляет собой внутренность интерференционной петли. Фазой интерференции можно управлять, меняя магнитный поток через эту область, т.е. меняя магнитное поле либо затворное напряжение (последнее изменяет геометрический размер петли). Существенной особенностью данной геометрии является тот факт, что сама геометрия задана режимом КЭХ под затвором (вне режима КЭХ начнется протекание транспортного тока по объему), так что при вариации и магнитного поля, и затворного напряжения необходимо оставаться внутри режима КЭХ. Дополнительный затвор электрически связан с основным вне образца, что позволяет проводить их совместную калибровку (см. ниже).

3. Интерферометр квази-Фабри–Перо

Исторически первой была предпринята попытка реализовать интерферометр типа Фабри–Перо в представленной на рис. 5 геометрии [39,40].

Априори не была известна сама возможность наблюдения интерференционных осцилляций в такой геометрии. Кроме того, ничего не было известно про длину когерентности. По этой причине в области затворной щели располагался не один, а много дополнительных затворчиков малых размеров, шириной по 200 нм каждый, разделенных областями взаимодействия по 400 нм. При ширине области затворной щели в 10 мкм в ней помещались 14 таких затворчиков. Малый размер одного затвора позволял надеяться, что

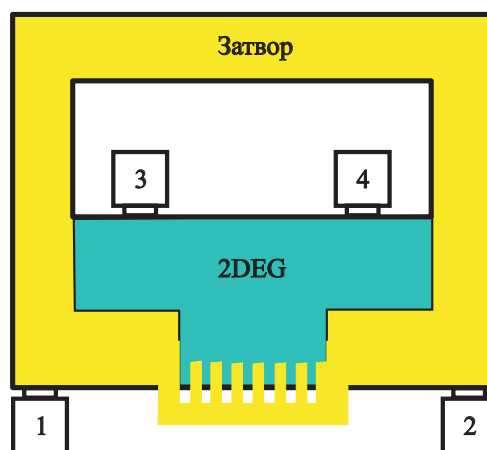


Рис. 5. Реализация интерферометра квази-Фабри–Перо [39]. Область затворной щели шириной 10 мкм содержит набор дополнительных затворов малой ширины (200 нм каждый), разделенных областями взаимодействия по 400 нм. Предполагалось, что трансляционное повторение структуры с рис. 3 усилит видимость интерференционной картины: электроны, не перешедшие во внешнее краевое состояние во второй области взаимодействия, следуют к третьей и т.д., так что создается аналог интерферометра Фабри–Перо с числом отражений, ограниченным числом дополнительных затворов.

даже при малой длине когерентности хотя бы один дополнительный затвор будет работать как интерферометр. Предполагалось также, что трансляционное повторение структуры на рис. 3 усилит видность интерференционной картины: электроны, не перешедшие во внешнее краевое состояние во второй области взаимодействия, следуют к третьей и т.д., так что создается аналог интерферометра Фабри–Перо. При этом аналогия не полная: в нашем приборе количество отражений ограничено количеством дополнительных затворов в области затворной щели, т.е. его скорее можно назвать прибором квази-Фабри–Перо.

На рис. 6 показан пример интерференционных осцилляций в транспорте через такую структуру [39]. В этих измерениях задавался ток между одним из внешних и одним из внутренних омических контактов (между 1 и 3 на рис. 5) и измерялась разность потенциалов между оставшимися контактами 2 и 4, отражающая транспорт поперек края в области затворной щели [44,45]. При изменении магнитного поля в режиме КЭХ при факторах заполнения 2 в щели и 1 под затвором наблюдались эквидистантные осцилляции с периодом 0,35 Тл (см. рис. 6). Осцилляции с тем же периодом наблюдались при факторах заполнения 3 в области затворной щели и 1 под затвором, что соответствует принципиально той же конфигурации краевых состояний, что и на рис. 5: транспорт изучается между двумя внешними, спин-расщепленными краевыми состояниями в области затворной щели, при этом общее количество краевых состояний равно фактору заполнения (3), два из которых находятся при одном электрохимическом потенциале и распространяются вдоль границы затвора. Референсный образец без структуры дополнительных затворов в области щели не демонстрировал каких-либо осцилляций. Измеренное напряжение в таком образце монотонно увеличивается с полем, отражая поведение обменно-увеличенной зеемановской щели [47].

Анализ обнаруженных осцилляций выявил две неожиданные особенности: интерференционные осцилляции наблюдаются при больших (диапазон милливольт) разбалансах электрохимических потенциалов краевых состояний (см. рис. 6) и измеренный период только очень грубо соответствует предполагаемому из литографических размеров отдельного элемента. Первая особенность отражает, как и ожидалось, отличие процессов декогеренции в наших образцах от интерферометров на основе квантовых точечных контактов. Вторая — тот факт, что при малых размерах элемента, создаваемого электростатически с помощью затвора, необходимо учитывать размер области обеднения. Подробнее эти вопросы (а также спин электрона) будут рассмотрены при обсуждении интерферометра типа Маха–Цендера.

В данной геометрии продемонстрированы интерференционные осцилляции при дробном факторе запол-

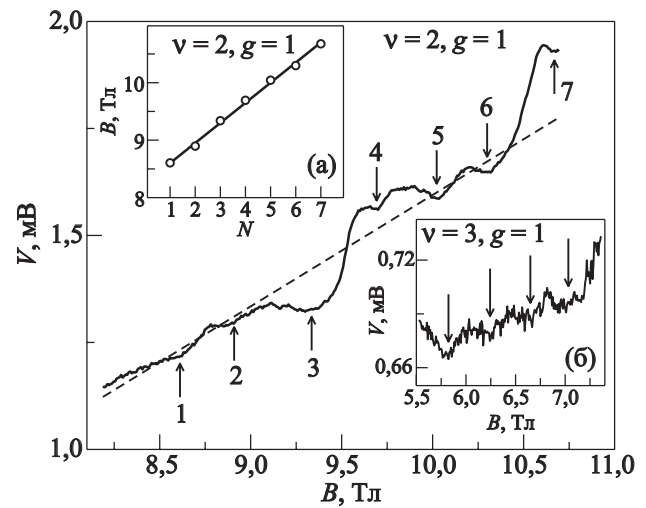


Рис. 6. Пример интерференционных осцилляций для интерферометра квази-Фабри–Перо для факторов заполнения 2 в области затворной щели, 1 под затвором [39]. Вставка (а) показывает зависимость положения осцилляции от ее номера, что позволяет определить период осцилляций 0,35 Тл. Вставка (б) демонстрирует осцилляции с тем же периодом для факторов заполнения 3 и 1, т.е. для схожей конфигурации краевых состояний. Для измерений через образец задавался ток $I = 11,49$ нА.

нения 2/3 под затвором [40]. В то же время не было получено надежных свидетельств осцилляций при факторе заполнения 1/3. Кроме того, исследовались различные режимы работы интерферометра (вариация магнитного поля при постоянном затворном напряжении, одновременная вариация поля и затворного напряжения). Показано, что при постоянном затворном напряжении периоды осцилляций по полю соотносятся как 3/2 при факторах заполнения под затвором 2/3 и 1 соответственно. Это позволяет предположить, что в этом режиме наблюдается интерференция не квазичастиц с дробным зарядом, а обычных электронов, изменение периода связано с изменением эффективной площади интерферометра в силу разной экранировки при факторах заполнения 2/3 и 1.

Несмотря на полученные результаты, выявились и недостатки геометрии квази-Фабри–Перо. Элементы малого размера имеют плохую повторяемость при литографии. В силу этого наличие многих дополнительных затворов не увеличивает, а скорее уменьшает видность осцилляций. Кроме того, малый размер элемента соответствует сравнительно большому периоду осцилляций, что не позволяет наблюдать заметное число осцилляций в пределах состояния КЭХ на высококачественных образцах с узкими плато, в которых и реализуется режим дробного КЭХ.

Эти ограничения экспериментальной методики потребовали перехода к простейшей геометрии Маха–

Цендера (см. рис. 3, 4) с одним дополнительным, сравнительно крупным затвором в области затворной щели.

4. Интерферометр типа Маха–Цендера

Геометрия и основная идея интерферометра типа Маха–Цендера представлена на рис. 3, 4. Еще раз подчеркнем, что электрон, дающий вклад в транспортный ток, не испытывает многократных отражений в данной геометрии: в силу однонаправленности транспорта по краевым состояниям электрон, не перешедший между краевыми состояниями во второй области взаимодействия, покидает область затворной щели и не дает вклада в транспортный ток, т.е. имеем полную аналогию с оптическим интерферометром Маха–Цендера.

На рис. 7 представлено изображение рабочей области интерферометра (щель основного затвора у внешнего края мезы шириной 3 мкм и дополнительный затвор шириной 1 мкм по центру щели, литографическая длина дополнительного затвора примерно 0,3 мкм), полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа для одного из исследованных образцов. Сам образец и основной затвор изготавливались с помощью фотолитографии, дополнительный затвор — с помощью электронной литографии. На рисунок схематически (пунктирными линиями) нанесено расположение краевых состояний и номера контактов, к которым подходят эти состояния на рис. 4. Исследовались образцы с разной шириной дополнительного затвора.

В этих экспериментах задавался ток между контактами 1 и 3 на рис. 4, при этом контакт 3 заземлялся, и измерялся электрохимический потенциал внешнего контакта 2 при помощи электрометра. Электрохимический потенциал этого контакта отличается от электрохимического потенциала контакта 1 протеканием тока между внешним и внутренним краевыми состояниями в области затворной щели. Поскольку транспорт между краевыми состояниями чувствителен к эффектам интерференции, можно ожидать наличия интерференционных осцилляций в измеренном сигнале.

Фаза осцилляций в данном эксперименте менялась либо изменением магнитного поля в пределах соответ-

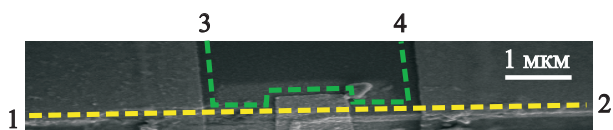


Рис. 7. Снимок рабочей области интерферометра (область затворной щели и дополнительный затвор), полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа (из работы [41]). Дополнительный центральный затвор соединяется с основным вне области, занимаемой двумерным газом (за пределами мезы). Пунктирными линиями схематически показано положение краевых состояний. Цифры 1–4 — номера контактов на рис. 4, к которым подходят соответствующие краевые состояния.

ствующего состояния КЭХ при постоянном затворном напряжении, либо изменением затворного напряжения, опять-таки в пределах соответствующего состояния КЭХ, при постоянном магнитном поле. В первом случае, в пределах режима КЭХ, под затвором фиксирован фактор заполнения, а не концентрация, как могло бы показаться, см. [48]. Во втором случае фиксирована именно концентрация (состояние под затвором несжимаемо в пределах режима КЭХ [49]). Эти два режима управления фазой существенно отличаются при исследовании интерференции в режиме дробного КЭХ (см. ниже). Все изменения проводились чрезвычайно медленно, чтобы образец все время находился в стационарном состоянии.

4.1. Режим целочисленного квантового эффекта Холла

Примеры интерференционных осцилляций при целом факторе заполнения под затвором приведены на рис. 8. На левой панели монотонный ход вычтен для лучшей демонстрации осцилляций. На правой никаких вычитаний не проводилось. При выходе за пределы режима КЭХ с фактором заполнения 1 под затвором сигнал на правой панели падает, что отражает особенности транспорта в данной геометрии: в этом случае диссипативный ток течет не только в области затворной щели,

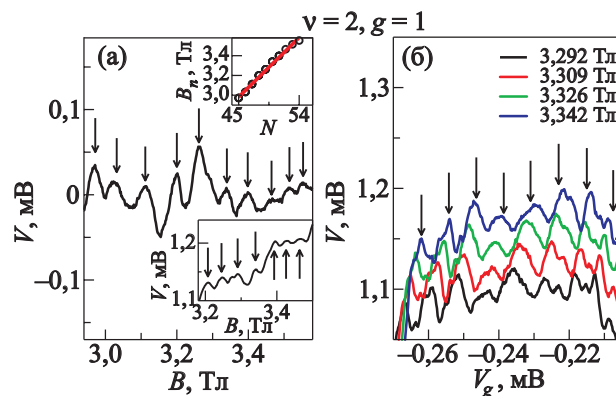


Рис. 8. Пример интерференционных осцилляций в режиме целочисленного КЭХ при факторе заполнения 1 под затвором (из работы [41]) при минимальной температуре 30 мК. Изменение магнитного поля при фиксированном затворном напряжении, из кривой вычтен монотонный ход $V(B)$, отражающий поведение зеemannовского расщепления на краю образца [47] (а). Изменение затворного напряжения при фиксированном магнитном поле для различных значений магнитного поля. Монотонный ход не вычитался. Измерительный ток $I = 4$ нА (б). Построение зависимости положения осцилляции от ее номера (верхняя вставка рис. 8(а)) позволяет надежно определить периоды $\Delta B = 67$ мТл и $\Delta V_g = 7,8$ мВ соответственно для образца с 1 мкм дополнительным затвором. Вставка внизу показывает пример осцилляций образца с другой шириной дополнительного затвора (1,5 мкм) с периодом 45 мТл, монотонный ход $V(B)$ не вычитался. Измерительный ток $I = 10$ нА.

но и везде под затвором в силу ненулевой диссипативной проводимости двумерного газа вне режима КЭХ. Это приводит к уменьшению сопротивления образца и падению сигнала в нашей схеме измерений.

У экспериментальных кривых есть две существенные особенности. Во-первых, мы действительно наблюдаем интерференционные осцилляции при значительных (порядка спектральной щели) разбалансах электрохимпотенциалов краевых состояний. Во-вторых, отдельная осцилляция при увеличении магнитного поля смещается в сторону больших (с учетом знака) затворных напряжений. Подобное поведение характерно для режима Ааронова–Бома [23]: в нашей геометрии увеличение затворного напряжения приводит к уменьшению эффективной площади интерферометра (за счет электростатических эффектов на краю малого затвора), что соответствует зависимости фазы $\Phi = BS$, характерной для режима интерференции Ааронова–Бома [23].

Другой характерный признак реализации режима интерференции Ааронова–Бома — независимость периода осцилляций по полю от фактора заполнения вне петли интерферометра [23], т.е. в области затворной щели в нашем образце. Действительно, для образца с шириной дополнительного затвора 1 мкм при факторе заполнения 1 под затвором мы получили период 67 мТл для фактора заполнения 2 в щели и 70 мТл для фактора заполнения 3 (см. также результат для квази-Фабри–Перо на рис. 6). В кулоновском же режиме, когда картина осцилляций определяется процессами перезарядки активной области интерферометра, период осцилляций по полю обратно пропорционален фактору заполнения вне петли интерферометра [21,22].

Режим Ааронова–Бома, реализующийся в нашем интерферометре, позволяет вычислить эффективную площадь петли интерферометра. Для образца с шириной малого затвора 1 мкм соответствующая площадь составляет $S = \Phi_0/\Delta B \approx 0,1 \text{ мкм}^2$. Эта величина достаточно разумна, поскольку литографическую длину малого затвора (0,3 мкм) необходимо уменьшить на ширину области обеднения на границе мезы (примерно равной глубине залегания двумерного газа, 0,2 мкм). Важно, что период осцилляций связан с шириной затвора: для образца с 1,5 мкм малым затвором мы получили период 45 мТл, что соответствует $S = \Phi_0/\Delta B \approx 0,15 \text{ мкм}^2$.

Наблюдение интерференционных осцилляций при столь значительных разбалансах электрохимпотенциалов между краевыми состояниями наводит на мысль, что за сохранение когерентности при переносе электрона между краевыми состояниями отвечает некоторый неравновесный процесс. Этот вывод подтверждает рис. 9, где показано, что интерференционные осцилляции не зависят от разбаланса и температуры образца до тех пор, пока сохраняется режим КЭХ. При этом ширина состояния КЭХ уменьшается с увеличением тем-

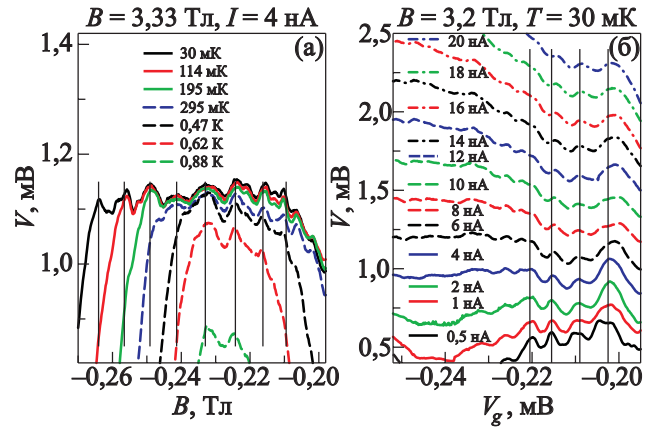


Рис. 9. Пример независимости интерференционных осцилляций в режиме целочисленного КЭХ при факторе заполнения 1 под затвором от температуры (а) и разбаланса между краевыми состояниями (б) (из работы [41]).

пературы, так что электронный газ отслеживает изменение температуры ванны.

Для понимания процессов в таком интерферометре необходимо обратиться к реальной структуре края образца. Как было предположено теоретически [8] и продемонстрировано в различных экспериментах по визуализации [10], учет электрон-электронного взаимодействия приводит к тому, что одномерные пересечения заполненных уровней энергии с уровнем Ферми превращаются в полосы сжимаемой электронной жидкости конечной ширины. Эти полосы разделены несжимаемыми областями, в которых локальный фактор заполнения постоянен. Структура сжимаемых и несжимаемых областей внутри затворной щели показана на рис. 10.

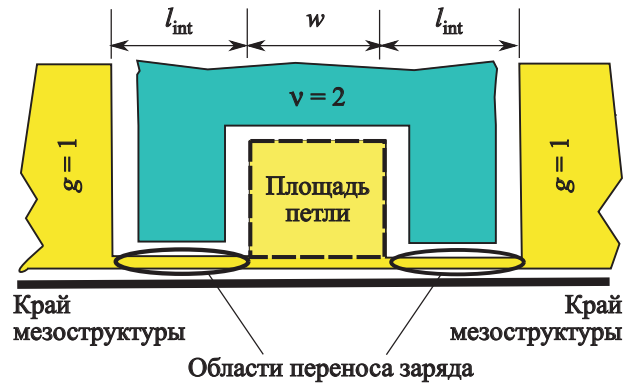


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Структура сжимаемых (белый цвет) и несжимаемых (желтый — для локального фактора заполнения 1 под затвором и внутри несжимаемой полосы на краю, зеленый — для фактора заполнения 2 в области затворной щели) областей электронной жидкости в рабочей области интерферометра (из работы [41]). Дополнительный центральный затвор локально увеличивает ширину несжимаемой полосы с фактором заполнения 1. Электронный транспорт поперек несжимаемой полосы происходит по обе стороны от этой области.

Геометрия квази-Корбино позволяет исследовать транспорт поперек отдельной несжимаемой полосы, локальный фактор заполнения в которой равен фактору заполнения под основным затвором [44,45]. Дополнительный затвор в области затворной щели фактически локально уширяет эту несжимаемую полосу, так что перенос электронов между двумя сжимаемыми полосками происходит по обе стороны от этого затвора (см. рис. 10).

Такой транспорт имеет несколько существенных особенностей. Рассмотрим энергетический профиль поперек края в области между основным и дополнительным затворами (рис. 11). При отсутствии разбаланса электрохимпотенциалов между сжимаемыми состояниями (т.е. при отсутствии тока поперек края) энергетический профиль изображен на рис. 11(а). Два заполненных в объеме подуровня Ландау поднимаются вверх краевым потенциалом при приближении к краю. Каждый из них приколот к уровню Ферми в некоторой окрестности точки пересечения (сжимаемая полоса). Приложенный между этими сжимаемыми полосами разбаланс модифицирует краевой потенциал в несжимаемой полосе. При определенной полярности (в нашей установке — положительной) приложенный разбаланс будет сглаживать скачок потенциала в несжимаемой полосе и полностью сгладит его, как изображено на рис. 11(б), при значении разбаланса, равном спектральной щели в несжимаемой полосе [44,45].

Такая модификация краевого потенциала имеет важное значение для транспорта поперек края образца. При малых разбалансах возможен только прямой перенос электронов между сжимаемыми областями с необходимым переворотом спина. При разбалансах, превышающих спектральную щель, добавляется еще процесс, изображенный на рис. 11(в): электрон может быть упруго перенесен в свободное возбужденное состояние, фактически внутри того же подуровня Ландау. Далее, распространяясь вдоль края, электрон в конце концов релаксирует вертикально с переворотом спина.

Именно этот транспортный канал отвечает за интерференцию в наших образцах, см. рис. 11(в): электрон может быть перенесен в возбужденное состояние в первой щели между затворами и распространяться в этом состоянии вдоль края до второй щели либо может обогнуть затвор и быть перенесенным во второй щели. Обе эти траектории не требуют изменения спина и энергии электрона, т.е. когерентны. Длина когерентности в такой картине определяется длиной энергетической релаксации электрона на краю, порядка 10 мкм при малых разбалансах [50]. Значение при больших разбалансах достоверно неизвестно. Судя по наличию выраженных интерференционных осцилляций в нашем эксперименте, эта длина превышает ширину дополнительного затвора, см. рис. 11(в).

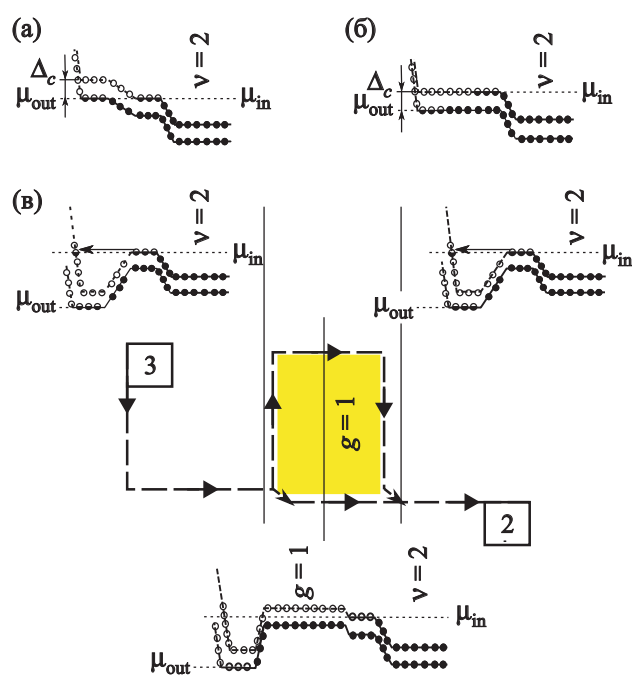


Рис. 11. Энергетический профиль поперек края образца в различных частях интерферометра (из работы [41]). (а) Между основным и дополнительным затворами при отсутствии приложенного разбаланса электрохимпотенциалов. Два заполненных в объеме подуровня Ландау поднимаются вверх краевым потенциалом при приближении к краю. Каждый из них приколот к уровню Ферми в некоторой окрестности точки пересечения (сжимаемая полоса), ср. с [8]. (б) Там же при созданном разбалансе электрохимпотенциалов сжимаемых полос, равном энергетической щели в несжимаемой полосе между ними (ситуация плоских зон), ср. с [47]. (в) В различных частях интерферометра при разбалансах, превосходящих исходную щель в несжимаемой полосе. Стрелка показывает появляющийся в этом режиме канал транспорта поперек края в возбужденное состояние с той же энергией и спином. Именно этот канал отвечает за сохранение когерентности. Транспорт поперек края подавлен в области центрального затвора в силу локального уширения несжимаемой полосы.

Предложенная для объяснения интерференции картина не только согласуется с экспериментальными данными, но и допускает простую проверку. Появление дополнительного канала в транспорте поперек края образца при разбалансах, превышающих спектральную щель [44,45], отражается на вольт-амперной характеристике образца в геометрии квази-Корбино, см. рис. 12(а). Наклон вольт-амперной кривой скачком уменьшается при разбалансе, равном спектральной щели, что было использовано для спектроскопии на краю в различных системах [44,45,47]. Если предложенная картина интерференции верна, то вольт-амперные характеристики будут чувствовать эффекты интерференции только выше этого скачка, что действи-

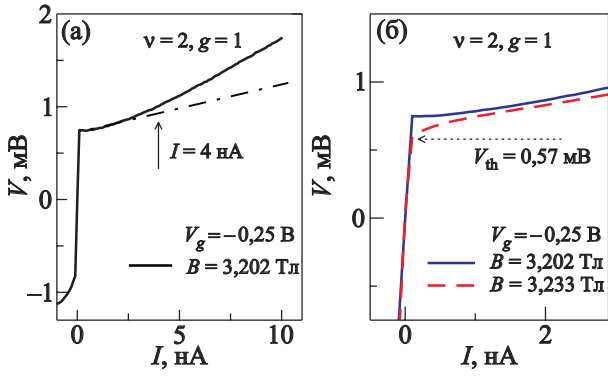


Рис. 12. Вольт-амперные характеристики транспорта между краевыми состояниями в образцах с дополнительным затвором в области затворной щели при целых факторах заполнения 1 под затвором и 2 в области затворной щели (из работы [41]): (а) отдельная кривая в широком интервале токов; (б) начальные участки двух кривых, при значениях поля и затворного напряжения, соответствующих максимуму и минимуму интерференционных осцилляций. Видно, что все изменения происходят при разбалаксах между краевыми состояниями, превышающими порог, при котором появляется канал транспорта, указанный на рис. 11(в).

тельно наблюдается в эксперименте (рис. 12(б)). Таким образом, предложенный интерферометр принципиально отличается от стандартного, где приложенный разбаланс подавляет интерференцию [24–31].

4.2. Режим дробного квантового эффекта Холла

Интерферометр типа Маха–Цендера на основе сонправленных краевых состояний представляет особый интерес для исследований в режиме дробного квантового эффекта Холла. Малые размеры петли интерферометра позволяют ожидать наблюдения интерференционных осцилляций при дробных факторах заполнения. В то же время реализуемая интерференционная схема нечувствительна к эффектам перезарядки даже для малых размеров интерференционной петли. При этом область внутри петли представляет собой несжимаемую квантово-холльную жидкость при постоянном факторе заполнения.

Примеры интерференционных кривых для режима дробного КЭХ представлены на рис. 13. Интерференционные осцилляции при дробном факторе заполнения 1/3 имеют значительно меньшую амплитуду. Они также наблюдаются только при малых значениях разбаланса и при минимальных температурах, см. рис. 14. Разница с режимом целочисленного КЭХ возникает по очевидным причинам: при локальном факторе заполнения 1/3 внутри несжимаемой полосы на рис. 9 нет необходимости в сильной модификации краевого потенциала для появления когерентного канала транспорта, поскольку элек-

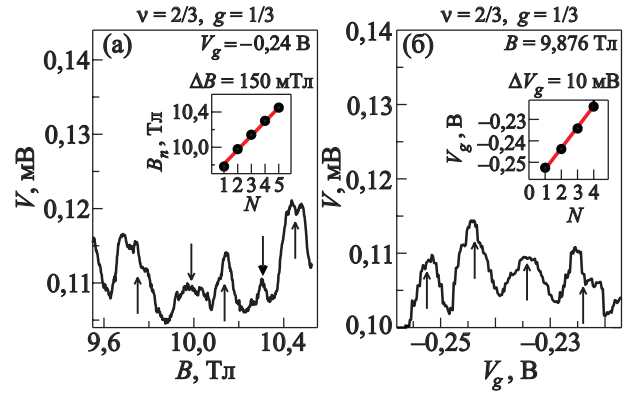


Рис. 13. Пример интерференционных осцилляций в режиме дробного КЭХ для образца с шириной дополнительного затвора 1,5 мкм (из работы [42]) при факторах заполнения 1/3 под затвором и 2/3 в области затворной щели: (а) изменение магнитного поля при фиксированном затворном напряжении; (б) изменение затворного напряжения при фиксированном магнитном поле для различных значений магнитного поля. Построение зависимости положения осцилляции от ее номера позволяет надежно определить период (см. вставки), $\Delta B = 150$ мТл (а) и $\Delta V_g = 10$ мВ (б) соответственно. Измерительный ток $I = 0,3$ нА.

троны по обе стороны от несжимаемой полосы принадлежат одному и тому же энергетическому подуровню. Таким образом, интерференция может наблюдаться и при малых разбалаксах при дробных факторах заполнения, меньших 1, в то время как при увеличении разбаланса уменьшается время жизни электрона в возбужденном состоянии, что особенно существенно в режиме дробного КЭХ [51,52].

Существенной особенностью данной интерференционной схемы является ее независимость от процессов перезарядки двумерного электронного газа внутри интерференционной петли даже при малых размерах

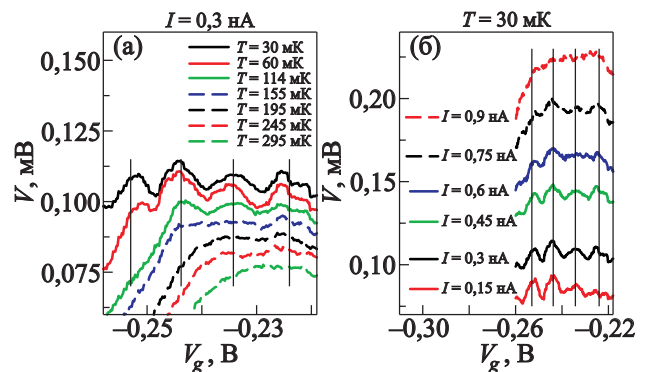


Рис. 14. (Онлайн в цвете) Подавление интерференционных осцилляций в режиме дробного КЭХ при увеличении температуры и разбаланса (из работы [42]) для факторов заполнения 1/3 под затвором и 2/3 в области затворной щели. Магнитное поле $B = 9,876$ Тл.

последней. Такой режим (режим Ааронова–Бома [23]) экспериментально продемонстрирован для целых факторов заполнения внутри петли. Можно ожидать, что режим не изменится при переходе к дробному КЭХ: режим (Ааронова–Бома или кулоновский) определяется конкуренцией спектральной щели и щели размерного квантования [23]. Обе эти величины существенно не меняются при переходе к фактору заполнения $1/3$ на одном и том же образце (дробная щель в спектре при $1/3$ примерно равна зеэмановской на 1, измеренной в три раза меньшем поле). По-видимому, реализация именно чистого режима Ааронова–Бома определяется особенностями транспорта в нашем приборе: в классическом Фабри–Перо [13–22] при наших размерах петли интерферометра реализуется чистый кулоновский режим даже для режима целочисленного КЭХ. В этих приборах электронный транспорт связан с добавлением заряда к квантовой точке, что сопряжено с эффектами перезарядки [23]. В нашем приборе электрон переносится в первой щели между затворами в возбужденное состояние и остается в этом состоянии как минимум до второй щели, только в этом случае мы можем наблюдать интерференцию. Очевидно, что этот канал транспорта никак не может добавить заряд к двумерной системе под дополнительным затвором, т.е. к внутренности петли интерферометра, что и обуславливает работу в режиме Ааронова–Бома при любых размерах петли интерферометра.

В этом случае имеет смысл прямое сравнение периодов осцилляций на одном и том же образце в режиме целочисленного и дробного КЭХ. Сравнение проводилось для факторов заполнения 1 и $1/3$ под затвором, при этом в области затворной щели фактор заполнения был равен 2 и $2/3$ соответственно. В режиме измерений при фиксированном затворном напряжении и вариации магнитного поля, на одном и том же образце, период по полю больше приблизительно в 3 раза при факторе заполнения $1/3$ под затвором по сравнению с целочисленным фактором заполнения 1: $\Delta B^{1/3} \approx 3\Delta B^1$. При изменении затворного напряжения в фиксированном магнитном поле период по напряжению также приблизительно в 3 раза больше при факторе заполнения $1/3$ под затвором по сравнению с целочисленным фактором заполнения 1: $\Delta V_g^{1/3} \approx 3\Delta V_g^1$.

Эти соотношения наблюдались для двух образцов с разной шириной дополнительного затвора. Следует отметить, что для режима целочисленного КЭХ оптимальная видность интерференционных осцилляций наблюдалась для образца с дополнительным затвором шириной 1 мкм, см. рис. 8. Для дробного КЭХ осцилляции лучше всего видны для образца с 1,5 мкм затвором, по-видимому, из-за меньшей ширины областей перетекания заряда по обе стороны от дополнительного затвора (ср. рис. 13 и рис. 15).

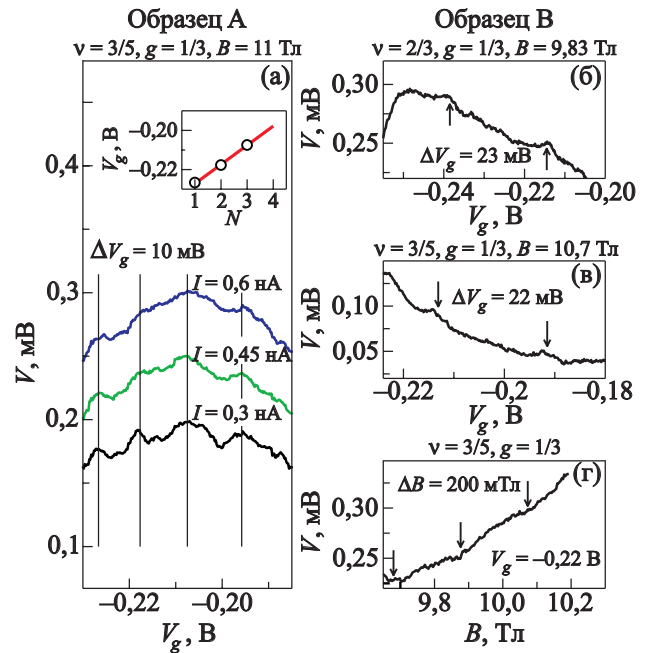


Рис. 15. (а) Подавление интерференционных осцилляций в режиме дробного КЭХ при увеличении разбаланса для образца с 1,5 мкм затвором при факторе заполнения в области щели затвора $3/5$. (б)–(г) Примеры интерференционных кривых для режима дробного КЭХ для образца с 1 мкм дополнительным затвором при факторах заполнения $1/3$ под затвором и $2/3, 3/5$ в области затворной щели: изменение затворного напряжения V_g при постоянном магнитном поле (б),(в); изменение магнитного поля B при постоянном затворном напряжении (г). Измерительный ток $I=1$ нА для (б),(г), $I=0,3$ нА для (в). Температура $T=30$ мК для (а)–(г) (из работы [42]).

Анализ периода интерференционных осцилляций принципиально зависит от режима интерференции даже в нашем случае, когда интерференционная схема исключает эффекты перезарядки. В частности, наивное ожидание периодичности фазы $\Delta\Phi = \Delta(BS)$ с квантом $\Phi^* = e/e^* \Phi_0 = \Phi_0/\nu$ верно только в том случае, когда основное $\nu=1/3$ квантово-холльное состояние инвариантно внутри петли интерферометра [53]. В противном случае, при возникновении квазичастиц внутри петли период интерференционных осцилляций будет определяться обычным квантом потока $\Phi_0 = hc/e$.

В этом смысле два режима исследования интерференции (вариация поля при постоянном затворном напряжении и вариация затворного напряжения при постоянном поле) принципиально различны. Экспериментально установлено, что в первом случае, в пределах режима КЭХ, под затвором фиксирован именно фактор заполнения, а не концентрация, как могло бы показаться, см. [48]. Концентрация при этом меняется, что в режиме дробного КЭХ соответствует рождению

квазичастиц. Во втором случае фиксирована именно концентрация (состояние под затвором несжимаемо в пределах режима КЭХ [49]) и, поскольку магнитное поле также постоянно, именно в этом режиме квантово-холльное состояние инвариантно внутри петли интерферометра.

Таким образом, при вариации магнитного поля при постоянном затворном напряжении можно ожидать только интерференционных осцилляций с периодом, определяемым обычным квантом потока $\Delta(BS) = S\Delta B = \Phi_0 = hc/e$ как для целого, так и для дробного $1/3$ фактора заполнения. Разницу в периодах в этом случае приходится приписать изменению эффективной площади интерферометра $S^{1/3} = S^1(\Delta B^1/\Delta B^{1/3}) \approx 1/3$. Этот результат выглядит достаточно логично, поскольку даже в целочисленном режиме эффективная площадь петли отличается от литографической в силу наличия области обеднения на краю мезы. Ширина этой области чувствительна к эффектам экранировки, т.е. в том числе и к магнитному полю. Данный вывод подтверждается экспериментами на интерферометрах типа квази-Фабри–Перо [40], где периоды на $2/3$ и 1 соотносились как $1,5$ в том же режиме работы (вариация поля при постоянном затворном напряжении).

Во втором режиме работы (вариация затворного напряжения при постоянном поле) можно ожидать осцилляций с увеличенным квантом магнитного потока $\Phi^* = e/e^* \Phi_0 = 3\Phi_0$ при дробном факторе заполнения $1/3$ внутри петли интерферометра. Чтобы проанализировать экспериментально измеренное соотношение $\Delta V_g^{1/3} \approx 3\Delta V_g^1$, необходимо связать ΔV_g с соответствующим изменением площади ΔS .

Вариация δV_g слегка меняет эффективную площадь интерферометра S из-за электростатического сдвига границы несжимаемого состояния. В конденсаторном приближении можно записать $e\delta N = C\delta V_g$, где δN — добавленный (убранный) заряд на границе, пропорциональный изменению площади δS , а C — емкость между затвором и окружающей затвор областью сжимаемого двумерного газа. Тогда получаем

$$\delta V_g = (v - g) \frac{e}{C} \frac{B}{\Phi_0} \delta S$$

(ср. с аналогичным выводом в работе [21] для бокового затвора). Таким образом, при фиксированном магнитном поле можно записать

$$\Delta V_g = (v - g) \frac{e}{C} \frac{\Delta \Phi}{\Phi_0},$$

где $\Delta \Phi = B\Delta S$ — изменение потока за период осцилляций. При целых факторах заполнения в области щели затвора и под затвором $v = 2$, $g = 1$ всегда есть $\Delta \Phi = \Phi_0$, что и приводит к независимому от поля периоду ΔV_g (рис. 8).

Емкость C различна при целых и дробных факторах заполнения. Она пропорциональна линейным размерам несжимаемой области, а точнее, ее длине в направлении поперек края (так как при вариации затворного напряжения варьируется только эффективная ширина дополнительного затвора, поперек края структура сжимаемых и несжимаемых полос смещается как целое). Поскольку, по всей видимости, именно этот параметр отвечает за разную эффективную площадь несжимаемой области под дополнительным затвором на целых и дробных факторах заполнения (см. выше), $C^{1/3} / C^1 \approx S^{1/3} / S^1 \approx 1/3$. Таким образом, можно получить изменение фазы за период осцилляций $\Delta \Phi$ при дробных факторах заполнения $v = 2/3$, $g = 1/3$:

$$\Phi_0 \frac{\Delta V_g^{1/3}}{\Delta V_g^1} \approx 3\Phi_0,$$

как и ожидалось в этом режиме.

В результате при дробных факторах заполнения продемонстрировано наличие двух режимов интерференции с квантованием потока в Φ_0 и $3\Phi_0$ соответственно, причем параметры, определенные для этих режимов (эффективная площадь интерферометра и изменение эффективной площади), прекрасно согласуются друг с другом и результатами, полученными для квази-Фабри–Перо интерферометра.

5. Заключение

Рассмотрены результаты исследования эффектов интерференции в транспортном токе для принципиально новой интерференционной схемы на основе краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла. Данная схема объединяет достоинства классических интерферометров типа Маха–Цендера и Фабри–Перо: реализуется интерференционная схема типа Маха–Цендера, нечувствительная к эффектам перезарядки даже для малых размеров интерференционной петли. При этом область внутри петли представляет собой несжимаемую квантово-холльную жидкость при постоянном факторе заполнения. При целых факторах заполнения исследованы интерференционные осцилляции при значительных разбалансах электрохимических потенциалов краевых состояний и проведен анализ процессов, ответственных за сохранение когерентности. При дробных факторах заполнения продемонстрировано существование двух режимов работы интерферометра.

Автор выражает благодарность В.Т. Долгополову за плодотворные обсуждения в процессе написания данной работы, Д.Э. Фельдману за ценные идеи, способствовавшие пониманию многих теоретических работ, А. Лорке и С. Егорову за помощь в изготовлении образцов. Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ РАН.

1. A. Stern, *Ann. Physics* **323**, 204 (2008).
2. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика: Нерелятивистская теория*, Физматлит, Москва (2001).
3. *Квантовый эффект Холла*, Р. Прендж, С. Гирвин (ред.), Мир, Москва (1989) (перевод с англ.).
4. М.С. Хайкин, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 164 (1966); М.С. Хайкин, *ЖЭТФ* **55**, 1696 (1968).
5. V.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
6. D.J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1879 (1993).
7. M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
8. D.V. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
9. Kaan Güven and Rolf R. Gerhardt, *Phys. Rev. B* **67**, 115327 (2003).
10. E. Ahlswede, J. Weis, K. v. Klitzing, and K. Eberl, *Physica E* **12**, 165 (2002).
11. R. Landauer, *Philos. Mag.* **21**, 863 (1970).
12. R.J. Haug, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 131 (1993).
13. B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, C.J.P.M. Harmans, J.G. Williamson, C.E. Timmering, M.E.I. Broekaart, C.T. Foxon, and J.J. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2523 (1989).
14. W.G. van der Wiel, Y.V. Nazarov, S. DeFranceschi, T. Fujisawa, J.M. Elzerman, E.W.G.M. Huizeling, S. Tarucha, and L.P. Kouwenhoven, *Phys. Rev. B* **67**, 033307 (2003).
15. F.E. Camino, Wei Zhou, and V.J. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 246802 (2005).
16. F.E. Camino, Wei Zhou, and V.J. Goldman, *Phys. Rev. B* **76**, 155305 (2007).
17. F.E. Camino, Wei Zhou, and V.J. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 076805 (2007).
18. Ping V. Lin, F.E. Camino, and V.J. Goldman, *Phys. Rev. B* **80**, 125310 (2009).
19. Y. Zhang, D.T. McClure, E.M. Levenson-Falk, C.M. Marcus, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **79**, 241304 (2009).
20. D.T. McClure, Y. Zhang, B. Rosenow, E.M. Levenson-Falk, C.M. Marcus, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 206806 (2009).
21. N. Ofek, A. Bid, M. Heiblum, A. Stern, V. Umansky, and D. Mahalu, *PNAS* **107**, 5276 (2010).
22. D.T. McClure, W. Chang, C.M. Marcus, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *arXiv:1112.0538v1*.
23. B.I. Halperin, A. Stern, I. Neder, and B. Rosenow, *Phys. Rev. B* **83**, 155440 (2011).
24. Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, *Nature* **422**, 415 (2003).
25. I. Neder, M. Heiblum, Y. Levinson, D. Mahalu, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 016804 (2006).
26. I. Neder, M. Heiblum, D. Mahalu, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 036803 (2007).
27. L.V. Litvin, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider, and C. Strunk, *Phys. Rev. B* **75**, 033315 (2007).
28. L.V. Litvin, A. Helzel, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider, and C. Strunk, *arXiv:0802.1164*.
29. Preden Roulleau, F. Portier, D.C. Glattli, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, and D. Mailly, *Phys. Rev. B* **76**, 161309(R) (2007).
30. P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, and D. Mailly, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 126802 (2008).
31. P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, and D. Mailly, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 186803 (2008).
32. N. Byers and C.N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 46 (1961).
33. K.T. Law, D.E. Feldman, and Yuval Gefen, *Phys. Rev. B* **74**, 045319 (2006).
34. E.V. Sukhorukov and V.V. Cheianov, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 156801 (2007).
35. J.T. Chalker, Y. Gefen, and M.Y. Veillette, *Phys. Rev. B* **76**, 085320 (2007).
36. I. Neder and E. Ginossar, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 196806 (2008).
37. S.-C. Youn, H.-W. Lee, and H.-S. Sim, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 196807 (2008).
38. Ivan P. Levkivskiy and Eugene V. Sukhorukov, *Phys. Rev. B* **78**, 045322 (2008).
39. E.V. Deviatov and A. Lorke, *Phys. Rev. B* **77**, 161302(R) (2008).
40. E.V. Deviatov, B. Marquardt, A. Lorke, G. Biasiol, and L. Sorba, *Phys. Rev. B* **79**, 125312 (2009).
41. E.V. Deviatov, A. Ganczarczyk, A. Lorke, G. Biasiol, and L. Sorba, *Phys. Rev. B* **84**, 235313 (2011).
42. E.V. Deviatov, G. Biasiol, and L. Sorba, *arxiv:1204.5568*.
43. A. Würtz, R. Wildfeuer, A. Lorke, E.V. Deviatov, and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **65**, 075303 (2002).
44. Э.В. Девятков, *УФН* **177**, 207 (2007) [*Physics-Uspekhi* **50**, 197 (2007)].
45. E.V. Deviatov and A. Lorke, *Phys. Status Solidi B* **245**, 366 (2008).
46. G. Müller, D. Weiss, A.V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lusch, *Phys. Rev. B* **45**, 3932 (1992).
47. E.V. Deviatov, A. Lorke, G. Biasiol, L. Sorba, and W. Wegscheider, *JETP Lett.* **92**, 69 (2010).
48. V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, J.M. Broto, H. Rakoto, and S. Askenazy *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5566 (2001) и ссылки в этой работе.
49. V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schme-rek, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).
50. H. le Sueur, C. Altimiras, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, and F. Pierre, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 056803 (2010).
51. D.A. Bagrets, I.V. Gornyi, and D.G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **80**, 113403 (2009).
52. S. Takei, M. Milletari, and B. Rosenow, *Phys. Rev. B* **82**, 041306(R) (2010).
53. C. de C. Chamon, D.E. Freed, S.A. Kivelson, S.L. Sondhi, and X.G. Wen, *Phys. Rev. B* **55**, 2331 (1997).

Quantum Hall interferometers

E.V. Deviatov

The paper concerns the experimental investigation of a new class of quantum Hall interferometers, which are realized by means of co-propagating edge states at

a single sample edge, and gives an interpretation of the observed effects.

PACS: **73.43.-f** Quantum Hall effects;
73.23.-b Electronic transport in mesoscopic systems.

Keywords: electronic interferometers, quantum Hall effect.