

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

М. Ю. Мельников

МЕЖКРАЕВОЙ ПЕРЕНОС
ЗАРЯДА В ДВУМЕРНЫХ
ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

(дипломная работа)

научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук,
профессор,
В. Т. Долгополов.

Черноголовка 2005

Содержание

Введение	2
Экспериментальная установка.	5
1. Механизм релаксации в транспорте между расщепленными по спине краевыми состояниями	6
1.1. Обзор литературы	6
1.2. Образцы и методика эксперимента	7
1.3. Экспериментальные результаты	11
1.4. Обсуждение результатов	15
2. Особенности краевого энергетического спектра в двумерной двуслойной электронной системе вблизи объемного фазового перехода	20
2.1. Обзор литературы	20
2.2. Образцы и методика эксперимента	22
2.3. Экспериментальные результаты	23
2.4. Обсуждение результатов	24
Заключение	25
Список литературы	26

Введение

Одним из ведущих направлений в современной физике твердого тела является исследование свойств двумерных электронных систем. Именно в такой системе был открыт квантовый эффект Холла. Это позволило создать абсолютный эталон сопротивления, предоставило еще один способ для определения постоянной тонкой структуры а также раскрыло множество новых методов исследования. Фактически надо говорить об открытии двух эффектов- целочисленного (ЦКЭХ) и дробного (ДКЭХ) квантового эффекта Холла.

Целочисленный квантовый эффект Холла(ЦКЭХ) был открыт в феврале 1980 года К. фон Клитцингом во время его работы в лаборатории сильных магнитных полей института им. Макса Планка в Гренобле [1]. При исследовании аномалий холловского сопротивления и магнитосопротивления инверсионных слоев фон Клитцинг обнаружил, что в районе плато холловское сопротивление оказалось постоянным и воспроизводимым.

В 1982 году Цуи, Штермер и Госсард открыли дробный квантовый эффект Холла(ДКЭХ), обнаружив существование холловских ступеней с рациональными дробными квантовыми числами заполнения.

По современным представлениям как ЦКЭХ так и ДКЭХ обусловлены возможностью плавного перемещения уровня Ферми между уровнями Ландау внутри спектральных энергетических щелей в двумерных системах (чему способствует, в том числе, локализация электронов). Однако в основе формирования энергетических щелей в обоих случаях лежат разные принципы. В частности считается, что ЦКЭХ – это проявление кинетических свойств системы взаимодействующих заряженных частиц в условиях сильного квантующего магнитного поля, тогда как ДКЭХ объясняется электрон-электронным взаимодействием, которое при определенных дробных степенях заполнения уровней Ландау приводит к образованию коррелированного многочастичного основного состояния [1]. Мы будем далее рассматривать только ЦКЭХ, называя его просто КЭХ. В работах [4, 5] на образцах из $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с одиночным гетеропереходом было показано, что в двумерном электронном газе без влияния примесей и дефектов (в чистом пределе) при низких температурах ширина плато на ρ_{xy} как функции от затворного напряжения (или магнитного поля) имеет минимум конечной ширины. Тем самым было установлено, что существуют образцы, в которых локализация не является главной причиной образования плато. Возрастание количества примесей и дефектов ведет к росту числа локализованных состояний, что приводит к увеличению ширины плато на ρ_{xy} . Однако при дальнейшем увеличении беспорядка при конечной температуре появляется прыжковая проводимость между локализованными состояниями на уровне Ферми, что обуславливает уменьшение ширины плато, а также полное их исчезновение в излишне “грязных” образцах.

КЭХ можно наблюдать в различных двумерных системах. В простейшем случае одного слоя двумерного электронного газа (однослойная система) когда электронами заполнена только нижняя подзона размерного квантования, в перпендикулярном слою магнитном поле возникают эквидистантные уровни Ландау, каждому из которых соответствуют два расщепленных по спину подуровня. Примеси и дефекты решетки приводят к уширению уровней Ландау и создают промежуточные локализованные

электронные состояния. В условиях низких температур каждое холловское плато соответствует определенному значению компоненты σ_{yx} тензора проводимости 2DEG $\sigma_{yx} = ie^2/h$ (здесь i – целое число), и отвечает положению уровня Ферми между уровнями Ландау. При этом говорят также о факторе заполнения, строгое определение которого состоит в следующем. Если двумерная концентрация свободных электронов в 2DEG равна n , то фактор заполнения ν в перпендикулярном к плоскости 2DEG магнитном поле B определяется как отношение $\nu = n/n_B$, где $n_B = eB/(hc)$ есть число состояний на уровне Ландау на единицу площади в задаче для одного электрона в том же перпендикулярном магнитном поле B . Оказывается, что при ν равном целому значению i величина $\sigma_{yx} = ie^2/h$. Однако на практике, говоря о целом факторе заполнения ν равном i , имеют ввиду интервал значений $\nu \approx i$, в котором выполняется соотношение $\sigma_{yx} = ie^2/h$. Поскольку этот интервал можно отследить также по поведению других характеристик образца, то появляется возможность экспериментального определения целочисленных (здесь и далее в указанном выше смысле) факторов заполнения по поведению вольт-амперных кривых как для транспорта в плоскости 2DEG (резистивная спектроскопия), так и для транспорта в перпендикулярном направлении (емкостная спектроскопия). Такие методы позволяют получить целочисленные факторы заполнения не только в нормальном но и в наклонных магнитных полях.

В случае двух параллельных туннельно-связанных слоев двумерного электронного газа (двуслойная система) возникает дополнительное симметрично-антисимметричное расщепление уровней Ландау. Его величина зависит только от концентрации электронов, уменьшаясь с увеличением магнитного поля при постоянном общем факторе заполнения. Напротив, зеемановское расщепление растет с увеличением магнитного поля. Таким образом оказывается возможным менять соотношение между этими двумя энергетическими масштабами. Это позволяет осуществить в такой системе фазовый переход между состояниями с различным спиновым упорядочением.

КЭХ в своей основе является объемным эффектом, поскольку нет данных о том, что какие-либо факторы, приводящие к изменению размеров, формы, связности и граничных условий на поверхности образца приводят к изменению основных характеристик КЭХ [1]. В случае плоской геометрии и конечных размеров образца в квантующем магнитном поле энергетические уровни Ландау двумерного электронного газа загибаются вверх по энергии вблизи краев, формируя краевые состояния (КС) на линиях пересечения с уровнем Ферми. При целом факторе заполнения при выведении системы из равновесия протекающий (вообще говоря по всему объему двумерного газа) ток может быть формально выражен только через электрохимпотенциалы КС, что было показано Бюттикером [2].

Шкловский [3] дополнил модель КС рассмотрением электростатического взаимодействия между краевыми электронами. Оно приводит к трансформации линий КС в серию сжимаемых и несжимаемых полос конечной ширины на участке плавного изменения краевого потенциала. Плавность краевого потенциала означает, что на масштабе магнитной длины он меняется слабо по сравнению с расщеплением уровней Ландау. Краевой потенциал полностью экранируется в сжимаемой полосе и не экранируется совсем в несжимаемой. Поэтому частично заполненные краевые состояния в

каждой сжимаемой полосе приколоты к уровню Ферми системы, тогда как в несжимаемой полосе происходит изгиб уровней Ландау. Таким образом, на краю образца профиль энергетических уровней напоминает лестницу, в которой горизонтальные полоски ступенек соответствуют линиям краевых каналов в модели Бюттикера.

В рамках этой картины, широко принятой в настоящее время, КС в режиме КЭХ кроме своего формального назначения приобретают и самостоятельный смысл. Он заключается в том, что пространственный перенос заряда между уровнями Ландау легче всего осуществляется именно между КС(межкраевой или поперечный транспорт), так как они заполнены лишь частично и близки по энергии.

Межкраевой транспорт выявляет структуру краевых каналов, их энергетический спектр, а также отражает некоторые особенности энергетического спектра в объеме.

Данная дипломная работа посвящена исследованию межкраевого транспорта в двумерном электронном газе в режиме КЭХ посредством вольт-амперной спектроскопии.

Дипломная работа состоит из двух частей. В первой части рассматриваются результаты, полученные на образце с одним слоем двумерного электронного газа. Обсуждается механизм возникновения гистерезиса на вольт-амперных кривых. Получены соответствующие гистерезису два времени релаксации.

Во второй части рассматриваются результаты, полученные на образце с двумя туннельно связанными слоями двумерного электронного газа. Путем анализа вольт-амперных кривых в нормальном и наклонных магнитных полях выявлена связь между краевым и объемным энергетическими спектрами. Обнаружено, что вблизи объемного фазового перехода из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу вольтамперные кривые линеаризуются.

Экспериментальная установка.

Эксперимент осуществлялся на рефрижераторе растворения He^3 в He^4 Oxford TLM-400 с сверхпроводящим соленоидом при температурах до 30мК в полях до 16Т.

Кратко принцип действия рефрижератора растворения состоит в следующем. Ниже температуры расслоения (зависящей от концентрации смеси) жидкая смесь изотопов He^3 и He^4 разделяется на две компоненты, в одной из которых выше содержание He^3 , а в другой - He^4 . Плотность первой фазы меньше, поэтому она всплывает над второй. Дальнейшее понижение температуры ведет к уменьшению концентрации He^4 в верхней фазе практически до нуля, тогда как концентрация He^3 в нижней фазе сохраняется конечной и довольно высокой (примерно 7%) вплоть до абсолютного нуля температур. Нижняя фаза соединена трубкой с камерой (стилом), в которой происходит откачка паров He^3 с поверхности жидкости благодаря тому, что при поддерживаемой там температуре 0.6–0.7К концентрация паров He^3 примерно в 1000 раз выше, чем паров He^4 . Возникающая при этом в насыщенной He^4 фазе разность осмотических давлений He^3 в камере растворения и в стиле приводит к оттоку растворенного He^3 из камеры растворения, что в свою очередь вызывает переход атомов He^3 сверху вниз через границу раздела фаз. Происходящее при этом растворение жидкого He^3 в He^4 сопровождается понижением температуры системы. При выполнении измерений образец погружался в камеру растворения ниже границы раздела смеси.

Действующие при комнатной температуре насосы сравнительно малой производительности осуществляют непрерывную циркуляцию He^3 в системе, поддерживая стабильный режим работы установки. Преимуществом подобного метода охлаждения является также его нечувствительность к магнитным полям.

1. Механизм релаксации в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями

1.1. Обзор литературы

В настоящее время представляет интерес исследование транспорта между КС в двумерном электронном газе (2DEG) в режиме КЭХ. Для этого применяются различные геометрии образцов с поперечными затворами. Первые работы на эту тему (см. обзор [9]) были в основном ориентированы на измерение длины выравнивания электрохимических потенциалов между КС l_{eq} , для чего эксперименты проводились в условиях слабого дисбаланса между КС, то есть размер области взаимодействия краевых каналов брался порядка l_{eq} . В случае транспорта между двумя расщепленными по спину КС самого нижнего уровня Ландау необходимость переворота спина электрона уменьшает вероятность туннелирования. В таких условиях равновесная длина может достигать 1 мкм при низких температурах, несмотря на сильное пространственное перекрытие волновых функций электронов [7, 8].

Первоначально основное внимание уделяли перевороту спина электрона за счет спин-орбитального взаимодействия. Так, в работах [7, 6] рассматривается гетероструктура на основе $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, где отсутствие инверсионной симметрии в направлении, перпендикулярном 2DEG, приводит к неисчезающему электрическому полю, которое соответствует конечному магнитному полю (лежащему в плоскости 2DEG) в движущейся системе отсчета краевого электрона. Это так называемое внутреннее магнитное поле в свою очередь воздействует на спиновый магнитный момент электрона. В таком механизме спин-орбитального взаимодействия при рассеянии электрона на примесном потенциале (сопровождающемся изменением его волнового вектора вдоль границы) существует ненулевая вероятность переворота спина. В этом случае происходит переход электрона между расщепленными по спину КС с сохранением энергии и момента импульса относительно центра рассеивателя.

Однако, не менее важной является возможность переворота спина электрона за счет одновременного переворота спина ядра (сверхтонкое взаимодействие), что приводит к так называемой динамической ядерной поляризации (DNP) вблизи края образца [13, 10, 12]. В свою очередь DNP влияет на межкраевой электронный транспорт, приводя к гистерезису на вольт-амперных кривых вследствие большого времени релаксации T_1 ядерных спинов с решеткой (под решеткой здесь понимаются все степени свободы отдельных частиц образца, за исключением самих спиновых ориентаций ядер (см. [17])), а также их диффузии [13]. Впервые подобный гистерезис был получен в работе [13] и оказался симметричным. В силу этого авторы сделали вывод, что гистерезис не может являться следствием воздействия DNP на электронную энергию (сдвиг Оверхаузера), поскольку соответствующие изменения в энергетической структуре краевых состояний привели бы к несимметричному гистерезису. При этом авторы объясняют гистерезис зависимостью электронного транспорта с переворотом спина от числа поляризованных ядер, не рассматривая подробно механизм сверхтонкого взаимодействия. В более поздней работе [10], был получен несимметрич-

ный гистерезис на вольтамперных кривых. Рассмотрение энергетической структуры КС позволило авторам этой работы более детально объяснить $I-V$ кривые. Для объяснения гистерезиса было учтено влияние поля Оверхаузера на электронную энергию. Однако механизм сверхтонкого взаимодействия также не был подробно рассмотрен.

Стоит отметить, что в работе [13] уже вне интервала достаточно малых напряжений дисбаланса между расщепленными по спину КС наблюдалось выравнивание их электрохимпотенциалов и исчезновение гистерезиса, что говорит об измерениях в условиях слабого дисбаланса.

В данной работе была применена геометрия квази-Корбино [11] для изучения электронного транспорта между расщепленными по спину КС (факторы заполнения $\nu = 2$, $g = 1$) при сильном дисбалансе (l_{eq} много больше размеров области взаимодействия КС). Поведение $I - V$ кривых проанализировано в соответствии с [10] с некоторыми дополнениями. Для объяснения гистерезиса и не наблюдавшейся ранее сложной релаксации, зависящей от знака разности электрохимпотенциалов, подробно рассмотрен механизм переворота спина электрона за счет сверхтонкого взаимодействия. Это приводит к отличным от предыдущих работ выводам относительно зависимости динамической ядерной поляризации от тока, которые, тем не менее, полностью объясняют экспериментальные данные. Обнаружено также наличие двух времен релаксации $\tau_1 = 25c$ и $\tau_2 = 200c$, которые можно отнести к формированию локальной ядерной поляризации вследствие сверхтонкого взаимодействия и диффузии ядерных спинов.

1.2. Образцы и методика эксперимента

Образец содержал гетероструктуру на основе $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с одиночным гетеропереходом (см.рис. 1.1.), выращенную молекулярно-лучевой эпитаксией. Этот методика роста позволяет практически идеально согласовать последовательность слоев $Al_xGa_{1-x}As$ с различным значением x , но почти одинаковыми постоянными решеткой и диэлектрическими проницаемостями. 2DEG располагался на 70 нм ниже поверхности, подвижность при 4 К была равна $800\,000\text{ см}^2/\text{Вс}$, плотность носителей $3.7 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$.

Для исследования межкраевого транспорта посредством $I - V$ спектроскопии желательнее, чтобы во-первых продольный ток вносил как можно меньший вклад в измеряемый ток, и чтобы во-вторых межкраевой ток соответствовал определенной краевой энергетической структуре КС. Второе условие отвечает транспорту при сильном дисбалансе взаимодействующих КС. Обои пожелания удовлетворяет геометрия квази-Корбино, в которой был выполнен образец(см.рис. 1.2.).

Область мезы ограничена жирными линиями. Поверх мезы был частично нанесен затвор-серая область. Оставшуюся вне затвора площадь двумерного электронного газа в дальнейшем будем называть затворной щелью. К внешнему и внутреннему краям мезы был сделан ряд контактов, основные 4 из которых показаны на рисунке.

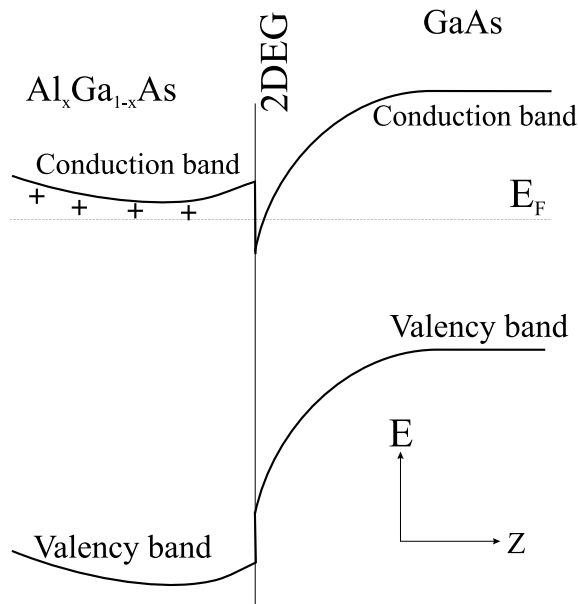


Рис. 1.1. Зонная структура одиночного гетероперехода в образце на основе $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с одним слоем 2DEG (однослойная система), расположенном в треугольной потенциальной яме дна зоны проводимости. Плюсы схематически отображают донорные уровни энергии электронов.

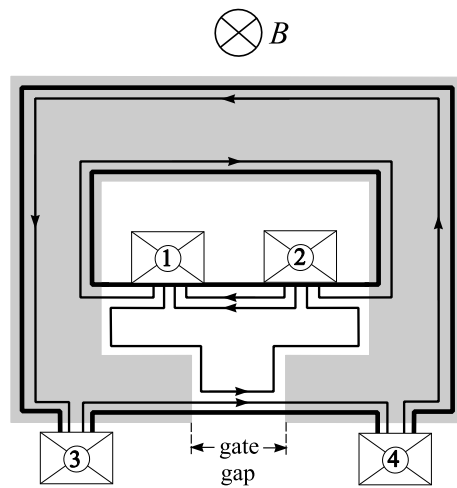


Рис. 1.2. Схематическая диаграмма геометрии квази-Корбино. Контакты расположены вдоль протравленных краев кольцеобразной мезы. Затемненная площадь – металлический затвор. Тонкие линии соответствуют краевым каналам для факторов заполнения $\nu = 2$ вне затвора и $g = 1$ под затвором. Стрелки указывают направление электронного дрейфа.

Внешнее магнитное поле задает целочисленный фактор заполнения ν (например $\nu = 2$, см.рис. 1.2.) в затворной щели, равный числу краевых каналов в ней у протравленных краев образца. Отрицательное затворное напряжение задает подзатворный целочисленный фактор заполнения g (например $g = 1$, как на рисунке), разделяя ν краевых каналов на g внешних (идущих от внешних контактов) и $(\nu - g)$ внутренних (идущих от внутренних контактов). Они идут параллельно вдоль внешнего края образца на расстоянии ширины затворной щели. В силу того, что нет краевых каналов, соединяющих какой либо внешний контакт с каким либо внутренним, каждый уровень Ландау в отдельности не способен переносить ток между ними. Поэтому ток, пропускаемый между внешним и внутренним контактами, соответствует в нашей геометрии поперечному междуканальному току в затворной щели. Таким образом геометрия квази-Корбино в зависимости от комбинации факторов ν и g позволяет напрямую изучать транспорт между каналами, разделенными как спиновой, так и циклотронной щелью. Кроме того, ширина затворной щели 3мкм много меньше типичной равновесной длины l_{eq} между КС (более 100 мкм при низких температурах [9, 7, 11]), т. е. условие сильного дисбаланса выполнено.

Соответствие между фактором заполнения ν и магнитным полем B устанавливалось в результате следующей процедуры. В нормальном магнитном поле B мерялась зависимость сопротивления R от B при нулевом напряжении на затворе $V_g = 0$ на двух внешних контактах образца, и на внутреннем и внешнем. В силу того, что геометрия образца квази-Корбино, в первом случае поведение кривых близко к R_{xy} , а во втором отражает непосредственно $1/\sigma_{xx}$. При этом участки плато одной кривой отвечают максимумам другой и устанавливают требуемое соответствие между B и фактором заполнения ν в затворной щели. Для создания наклонных магнитных полей образец закреплялся на вставке под некоторым углом к ее оси. После этого снимались те же зависимости. Угол между полем и нормалью к плоскости двумерного газа равен такому углу φ , при котором кривые R от $B \cdot \cos(\varphi)$ в наклонном поле совпадали с кривыми R от B в нормальном поле.

Чтобы при фиксированном ν (то есть в заданном магнитном поле) установить соответствие между фактором заполнения g под затвором и напряжением на затворе V_g снималась зависимость мнимой компоненты тока ImI от V_g . При этом затвор и 2МЭГ служили обкладками конденсатора, емкость которого C имеет минимумы в отсутствие делокализованных состояний на уровне Ферми, то есть при целых факторах заполнения g . Схема измерений была такова, что $ImI \sim C$. Поэтому минимумы ImI устанавливают искомую однозначную связь между g и V_g . Первый минимум наблюдается при $V_g = 0$, что соответствует $g = \nu$. Значит подзатворному фактору заполнения $g < \nu$ отвечает $\nu - g + 1$ -й минимум $V_g - ImI$ кривой и напряжение V_g в этом минимуме.

Измерения межкраевого транспорта при заданных факторах заполнения проводились по четырехточечной схеме на постоянном токе (см.рис. 1.3.). Один из внутренних контактов был заземлен. На один из внешних подавался постоянный ток от источника напряжения через большое сопротивление. Между двумя другими внутренним и внешним контактами мерялось напряжение.

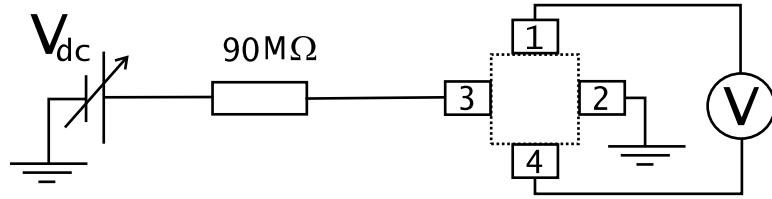


Рис. 1.3. Схема экспериментальной установки. Образец ограничен квадратной пунктирной рамкой. Прямоугольники с цифрами соответствуют омическим контактам на рис. 1.2.

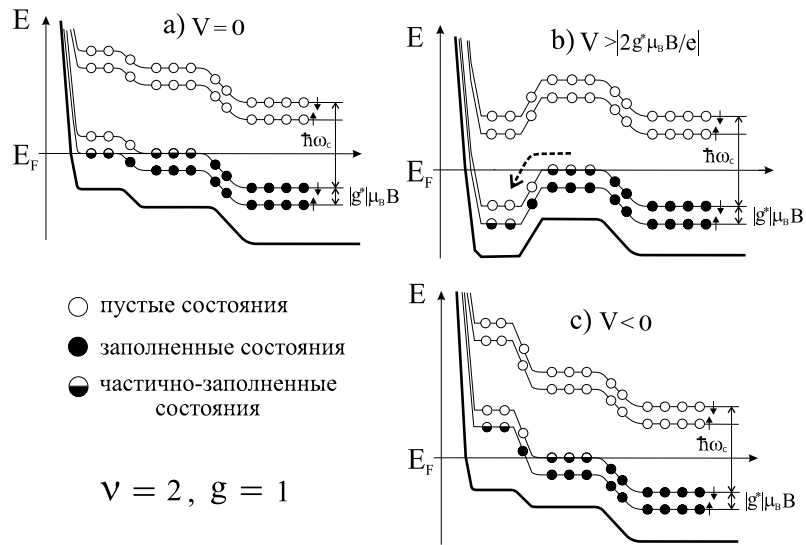


Рис. 1.4. Энергетическая диаграмма краевых состояний (уровней Ландау на краю образца) в затворной щели для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. а) Напряжения между внешними и внутренними КС отсутствует. б) $V > 0$, внешние КС смещены вниз по энергии на величину $eV < -2 |g^*| \mu_B$. в) $V < 0$, смещение по энергии $eV > 0$. Пунктирная стрелка на б) указывает направление свободного перетекания электронов из внутренних КС во внешние.

В нашей экспериментальной установке положительное напряжение источника $V > 0$ сдвигает внешние КС вниз по энергии по отношению к внутренним (см.рис. 1.4. б)) сглаживая профиль краевого потенциала. Это приводит к значительному току при исчезновении потенциального барьера между КС [10, 11]. При этом напряжение соответствует энергии, разделяющей рассматриваемые КС. Наоборот, отрицательное напряжение $V < 0$ делает потенциальный рельеф более крутым (см.рис. 1.4. в)), так что электроны при любом отрицательном смещении должны туннелировать сквозь индуцированный магнитным полем барьер.

Из сказанного следует, что вольтамперные кривые должны быть нелинейными и несимметричными с характерным пороговым напряжением на

положительной ветви, приближенно равным соответствующей энергетической щели между уровнями Ландау. Напротив, на отрицательной ветви не должно быть отчетливого порогового поведения.

1.3. Экспериментальные результаты

$I - V$ кривые были получены при температуре 30мК в магнитных полях до 16Т. Измеряемые напряжения V всегда много меньше затворного напряжения, так что изменением плотности электронов под затвором в процессе вольт-амперной развертки можно пренебречь. Представленные результаты не зависят от температуры ниже 0.5К.

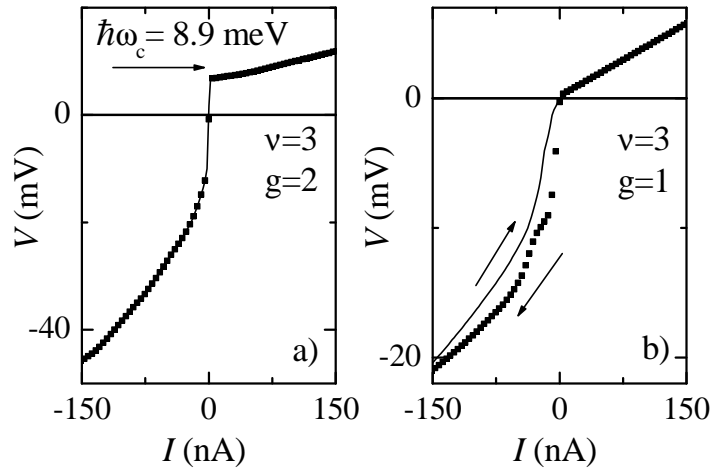


Рис. 1.5. $I - V$ кривые для комбинации факторов заполнения а) $\nu = 3$, $g = 2$ (циклотронное расщепление) и б) $\nu = 3$, $g = 1$ (спиновое расщепление). Сплошная линия показывает развертку из отрицательных токов в положительные, а точки отображают обратное направление развертки. Стрелка на а) обозначает теоретическое значение величины циклотронной щели, тогда как стрелки на б) указывают направления развертки. Для точечных кривых число точек уменьшено в 10 раз из соображений прозрачности. Магнитное поле равно 5.2 Т, затворные напряжения равны $V_g = -196$ мВ для $\nu = 3$, $g = 2$ и $V_g = -372$ мВ для $\nu = 3$, $g = 1$.

Типичная $I - V$ кривая показана на рисунке 1.5. а) для комбинации факторов заполнения $\nu = 3$, $g = 2$ ($B = 5.2$ Т, $V_g = -196$ мВ), что соответствует транспорту в затворной щели между разделенными циклотронной щелью КС. Она сильно нелинейна и несимметрична с положительным пороговым напряжением близким по величине к циклотронной энергии [11]. Отрицательная ветвь кривой меняет свой наклон при напряжении, также сравнимом с $\hbar\omega_c/e$, вследствие пересечения внешних (частично заполненных) КС с возбужденным (пустым) уровнем внутреннего КС.

Рисунок 1.5. б) демонстрирует $I - V$ кривую для комбинации факторов заполнения $\nu = 3$, $g = 1$ ($B = 5.2$ Т, $V_g = -372$ мВ), что соответствует транс-

порту между расщепленными по спину КС. Положительное пороговое напряжение в этом случае много меньше в силу меньшей величины спиновой щели по сравнению с циклотронной. Однако самое важное отличие от рисунка 1.5. а) заключается в большом гистерезисе на отрицательной ветви $I - V$ кривой.

Кривые на рис. 1.5. получены непрерывной разверткой из положительных токов в отрицательные и обратно. Возрастание скорости развертки приводит к увеличению эффекта гистерезиса. Это говорит о том, что гистерезис является результатом медленного процесса релаксации (в соответствии с работой [10]). В нашем случае характерное время сравнимо с временем развертки, приближенно равным 10 мин.

Полученный гистерезис не может быть результатом зарядки объема 2DEG, так как диссипативная проводимость объема 2DEG под затвором много меньше для факторов заполнения циклотронного расщепления, по сравнению со спиновым. Этот факт был проверен для различных комбинаций факторов заполнения: гистерезис присутствует только в транспорте между расщепленными по спину КС, и его нет на $I - V$ кривых циклотронного расщепления.

Мы рассмотрим подробнее простейшую комбинацию факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ ($B = 7.7\text{T}$, $V_g = -288\text{мВ}$), для которой только два КС участвуют в выравнивании электрохимических потенциалов. Окрестность малых токов $I - V$ кривых для этой комбинации, показанная на рис. 1.6., демонстрирует наличие гистерезиса как на отрицательной, так и на положительной ветвях. Несимметричность $I - V$ кривой отражается на гистерезисе: на положительной ветви он наблюдается лишь при относительно малых токах, тогда как на отрицательной ветви гистерезис виден во всем диапазоне.

Для непосредственного исследования временной зависимости релаксации мерялось изменение величины краевого напряжения, как функции времени, при различных фиксированных токах. Для создания начального стабильного и воспроизводимого состояния системы прикладывался возмущающий ток I_{dwell} в течение достаточно длительного времени (около 10 мин). Затем, переключаясь на некоторый ток I , измерялась зависимость от времени величины напряжения $V(t)$. Полученные кривые $V(t)$ хорошо воспроизводятся.

Примеры таких зависимостей можно видеть на вставках к рис. 1.6.. Релаксация мерялась при малых положительных и отрицательных токах при двух различных начальных токах $I_{dwell}^+ = 111\text{ нА}$ (кружки) и $I_{dwell}^- = -222\text{ нА}$ (сплошные кривые). Видно, что пары ветвей отличаются не только размахом но и направлением релаксации в зависимости от знака тока I_{dwell} . Кривые $V(t)$ для положительной ветви ($I > 0$) качественно не зависят от знака I_{dwell} : релаксация всегда идет с возрастанием сопротивления. Напротив, для отрицательной ветви ($I < 0$) сопротивление растет во времени для $I_{dwell}^- < 0$ и падает для $I_{dwell}^+ > 0$.

Оказалось, что кривые релаксации для транспорта между двумя расщепленными по спину КС при отрицательных токах хорошо аппроксимируются суммой двух экспонент

$$V(t) = V_0 + V_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + V_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (1.1)$$

как показано на рис. 1.7. (сплошная кривая). Для сравнения приведена кривая в приближении одной экспоненты (пунктирная кривая на рис. 1.7.), не способная удовлетворительно описать экспериментальные данные (особенно для $t > 50$ с). Вставка в полулогарифмических осях ясно демонстрирует присутствие второй экспоненциальной зависимости, которая преобладает при больших временах t .

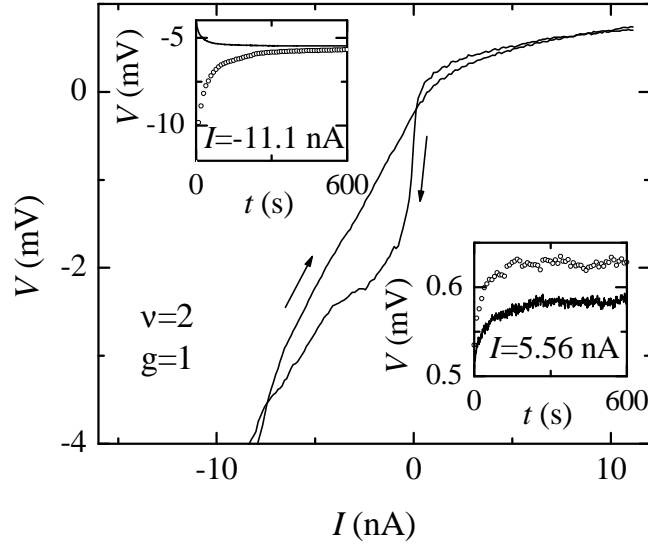


Рис. 1.6. $I - V$ кривые для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ (спиновое расщепление) при малых смещениях. Стрелки указывают два различных направления развертки. На вставках показаны кривые релаксации при фиксированных токах $I = -11.1$ нА (левая вставка), и $I = 5.56$ нА (правая вставка), полученные для двух токов задержки $I_{dwell}^- = -222$ нА (сплошные кривые) и $I_{dwell}^+ = 111$ (точечные кривые). Магнитное поле равно 7.7 Т, затворное напряжение $V_g = -288$ мВ.

На рис. 1.8. показаны зависимости времен релаксации от тока, полученные из двухэкспоненциального приближения. Они практически не зависят от тока задержки, но слабо зависят от процедуры охлаждения. Максимумы в зависимостях $\tau(I)$ качественно воспроизводятся от одной процедуры охлаждения к другой. Точность определения τ_2 для положительных токов (положительная ветвь $I - V$ кривой) меньше, чем для отрицательных из-за меньшей величины релаксации (см. вставки на рис. 1.6.). Несмотря на это, каждое время имеет одинаковый порядок величины на обеих ветвях. Измерения релаксации в наклонных магнитных полях показывают, что постоянные времена τ_1 и τ_2 (и положения максимумов в зависимостях $\tau(I)$) также не зависят от параллельной слою двумерного газа компоненты магнитного поля.

Путем экстраполяции можно получить из кривых $V(t)$ установившееся состояние системы. Также его можно получить из уравнения (1.1), как подгоночный параметр V_0 , или как последнее значение на кривой релаксации при $t = 600$ с. Различия пренебрежимо малы.

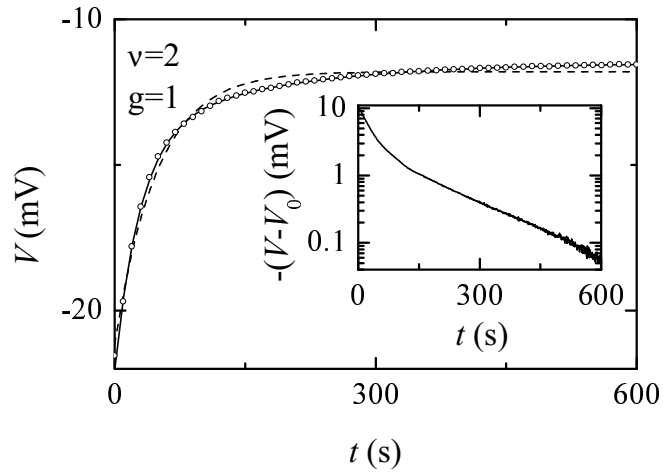


Рис. 1.7. Кривая релаксации для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ для положительного тока задержки $I_{dwell}^+ = 111 \text{ нА}$ (кружки). Количество точек уменьшено в 10 раз для ясности рисунка. Сплошная кривая соответствует двухэкспоненциальному приближению (уравн. (1.1)), пунктирная – приближение одной экспоненты. На вставке та же экспериментальная кривая релаксации в полулогарифмических осях, смещенная на величину $V_0 = V(t = \infty) = -11.5 \text{ мВ}$.

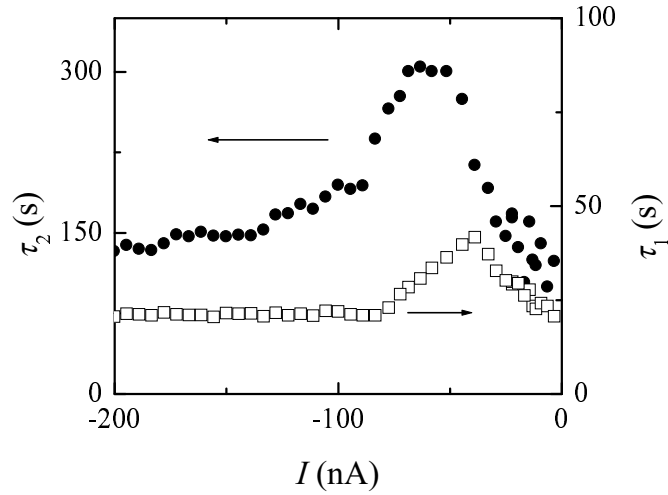


Рис. 1.8. Времена релаксации τ_1 (квадраты) и τ_2 (кружки) для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ при положительном токе задержки $I_{dwell}^+ = 111 \text{ нА}$.

Результирующие равновесные $I - V$ кривые представлены на рис. 1.9. для нормального и наклонных магнитных полей. Можно видеть, что они не зависят от параллельной компоненты магнитного поля. Отклонения того же порядка, что и разница между двумя различными циклами охлаждения в нормальном магнитном поле.

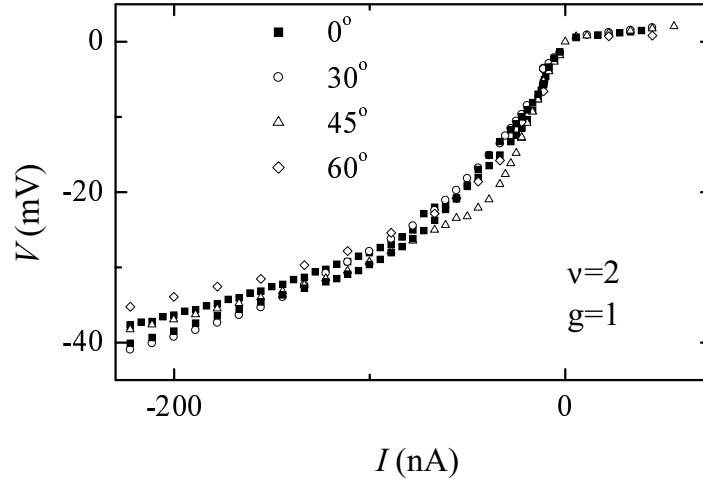


Рис. 1.9. Равновесные состояния $I - V$ кривых для нормального и наклонных магнитных полей при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. Углы наклона равны 0° , 30° , 45° , и 60° . В нормальном магнитном поле представлены результаты двух различных циклов охлаждения образца.

1.4. Обсуждение результатов

Рассмотрим подробно процесс переноса электрона между расщепленными по спину КС. Поскольку при таком переносе меняется как его спин, так и пространственная позиция, то возможны три механизма: 1) рассеяние на магнитных примесях; 2) переворот спина за счет спин-орбитального взаимодействия; 3) одновременный переворот спинов электрона и ядра вследствие сверхтонкого взаимодействия. Влияние магнитных примесей можно исключить из-за высокого качества процесса МЛЭ для $GaAs/AlGaAs$.

Известно, что спин-орбитальное взаимодействие ответственно за электронный транспорт между расщепленными по спину КС при малом дисбалансе. Так, полученные авторами работ [7, 6] экспериментальные значения равновесной длины l_{eq} порядка нескольких сотен микрон хорошо согласуются с рассчитанными ими же теоретическими значениями с учетом только спин-орбитального взаимодействия (см. стр. 6). Ниже будет показано, что большая часть межкраевого тока на левой ветви $I - V$ кривой в нашем образце течет именно таким образом (на правой ветви при $V > |g^* \mu_B B| / |e|$ осуществляется свободный дрейф носителей из внутренних КС во внешние (см. рис. 1.4.b)). Однако спин-орбитальное взаимодействие не способно объяснить релаксацию напряжения на макроскопическом временном масштабе $\tau_1 \sim 25$ с, так как его собственный временной масштаб является

микроскопическим ¹. Более того, времена релаксации τ_1 и τ_2 нечувствительны к параллельной слою двумерного газа компоненте магнитного поля $B_{||}$, хотя в случае релаксации за счет спин-орбитального взаимодействия имеется непосредственная связь l_{eq} (и следовательно τ) и $B_{||}$, как следует из работ [7, 6]. С другой стороны τ_1 близко к временам релаксации ядерного спина в *GaAs*, которое порядка 30 с [10, 12]. И кроме того в ряде работ [13, 10, 12] с помощью ядерного магнитного резонанса было установлено, что ядерная поляризация может оказывать существенное влияние на межкраевой транспорт. Поэтому релаксация $I - V$ кривых может быть объяснена сверхтонким взаимодействием.

Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия спина электрона \mathbf{I} и спина ядра \mathbf{S} имеет вид:

$$A\mathbf{I} \cdot \mathbf{S} = \frac{A}{2}(I^+S^- + I^-S^+) + AS_zI_z, \quad (1.2)$$

где $A > 0$ – константа сверхтонкого взаимодействия. Первый член соответствует одновременному перевороту спинов электрона и ядра, а второй член сверхтонкому взаимодействию.

Поскольку ядерный магнетон μ_N на три порядка меньше магнетона Бора μ_B , то при одновременно перевороте спинов электрона и ядра энергия ядра изменится на величину порядка $\mu_N B$, пренебрежимо малую по сравнению с электронным Зеемановским расщеплением $|g^*|\mu_B B$. При этом изменение энергии электрона должно быть равным по величине и противоположным по знаку. Таким образом на масштабе энергии расщепленных по спину уровней Ландау можно считать, что переворот спина электрона за счет сверхтонкого взаимодействия должен происходить без изменения его энергии (горизонтально по энергии).

При температуре эксперимента 30 мК во внешнем нормальном магнитном поле 7.7 Т, соответствующем $\nu = 2$, $g = 1$, статическая ядерная поляризация $\langle I_z \rangle$ пренебрежимо мала, так как порядок величины, стоящей в экспоненте формулы распределения Гиббса для ядерных спинов, равен $\mu_N B / (kT) \approx 0.1$. Однако часть тока между расщепленными по спину краевыми каналами может создавать там значительную динамическую ядерную поляризацию $\langle I_z \rangle$ за счет одновременного переворота спинов электрона и ядра в *GaAs* [13, 10, 12]. Эта поляризация воздействует на электронную энергию посредством второго члена в уравнении (1.2) (сдвиг Оверхаузера), что ведет к изменению $I - V$ кривой. Удобно описывать влияние ядерной поляризации на электронную энергию с помощью эффективного поля Оверхаузера $B_{Ov} = A\langle I_z \rangle / (|g^*|\mu_B)$, рассматривая эффективное Зеемановское расщепление $E_Z = |g^*|\mu_B |\mathbf{B} + \mathbf{B}_{Ov}|$. В дальнейшем изложении будем его называть просто Зеемановским расщеплением.

Из-за отрицательного эффективного g -фактора ($g^* = -0.44$ в объеме *GaAs*), электронные спины внешнего КС (нижний уровень Ландау) поляризованы в направлении поля "вверх", тогда как на внутреннем КС (верхний уровень Ландау) они поляризованы "вниз" (см.рис. 1.4).

¹ Искомое время τ_{so} можно оценить как отношение $\tau_{so} = l_{eq}/v$, где v – групповая скорость носителей тока, $l_{eq} \sim 100$ мкм [7]. Оценку снизу для скорости v можно получить из выражения $v \geq I/(ned)$, где концентрация электронов $n = 3.7 \cdot 10^{11}$ см⁻², ширина затворной щели $d = 3$ мкм, I – ток через образец. Для времени τ_{so} получаем выражение $\tau_{so} \leq l_{eq}ned/I$, которое дает оценку сверху. Взяв минимальное значение тока $I \approx 5$ нА, при котором мерялась релаксация напряжения, находим $\tau_{so} \leq 3.6 \cdot 10^{-5}$ с.

$$V = 2, g = 1$$

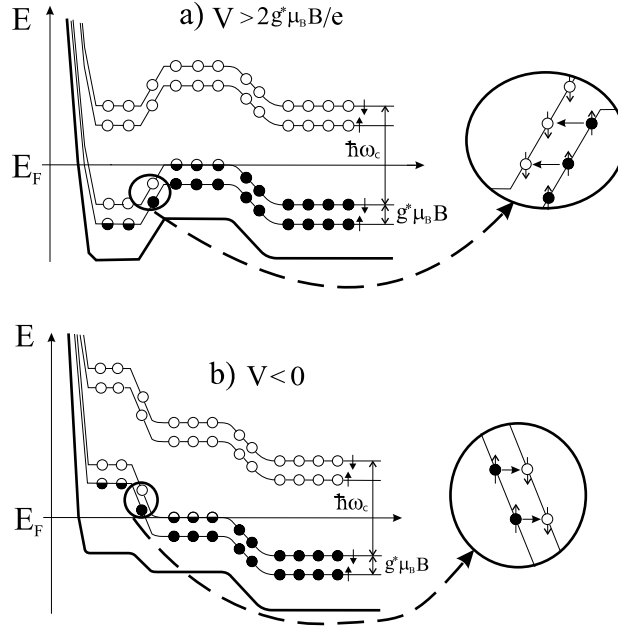


Рис. 1.10. Энергетическая диаграмма краевых состояний в затворной щели для напряжений дисбаланса, соответствующих DNP. Окружностями очерчены области в которых возможны горизонтальные по энергии переходы электронов с переворотом спина за счет сверхтонкого взаимодействия.

Приложенное отрицательное смещение сдвигает внешние КС вверх по энергии по отношению к внутренним (см.рис. 1.4.с). В этом случае весь межкраевой ток (поскольку $kT \ll |g^*|\mu_B B|$) обусловлен туннелированием электронов сквозь несжимаемую полосу между внешними и внутренними КС с переворотом спина сверху вниз. Часть этих электронов релаксируют посредством спин-орбитального взаимодействия с последующим изменением энергии путем испускания фонона.

Приложенное положительное смещение, превышающее пороговое напряжение $V_{on} \sim |g^*\mu_B B/e|$ устраняет потенциальный барьер для электронов между КС (см.рис. 1.4.б). Электроны свободно перетекают из внутренних во внешние КС и затем переворачивают свой спин в вертикальных переходах (например испусканием фотона), возможно вдали от затворной щели.

Приложение как любого отрицательного напряжения, так и превышающего удвоенное зеемановское расщепление положительного напряжения, создает в несжимаемой полосе область энергий (см.рис. 1.10.), в которой заполненные электронные состояния нижнего уровня Ландау со спином "вверх" отделены узким барьером от равных по энергии пустых состояний верхнего уровня Ландау со спином вниз. В обоих случаях внутри несжимаемой полосы возможны переходы с сохранением энергии из заполненных

состояний в пустые благодаря не только спин-орбитальному, но и сверхтонкому взаимодействию. В последнем случае переворот спина электрона сверху вниз приводит к перевороту спина ядра снизу вверх, т.е. ядра всегда поляризуются в направлении внешнего поля.

Таким образом, протекающий длительное время ток индуцирует положительную DNP $\langle I_z \rangle > 0$ в щели затвора. Вследствие отрицательного g^* -фактора в *GaAs*, эффективное поле Оверхаузера антипараллельно вектору ядерной поляризации и следовательно внешнему полю. В результате поле Оверхаузера уменьшает величину Зеемановского расщепления E_Z , и поэтому можно написать $E_Z = |g^*| \mu_B (B - B_{Ov})$. Важно, что чем больше величина ядерной поляризации, тем меньше зеемановское расщепление. На основе изложенных соображений можно построить примерный ход зависимости равновесной ДЯП $\langle I_z \rangle$ в затворной щели от тока I (см.рис. 1.11.). Участок нулевой поляризации соответствует положительному краевому напряжению $V < 2|g^*| \mu_B B / |e|$, при котором DNP невозможна.

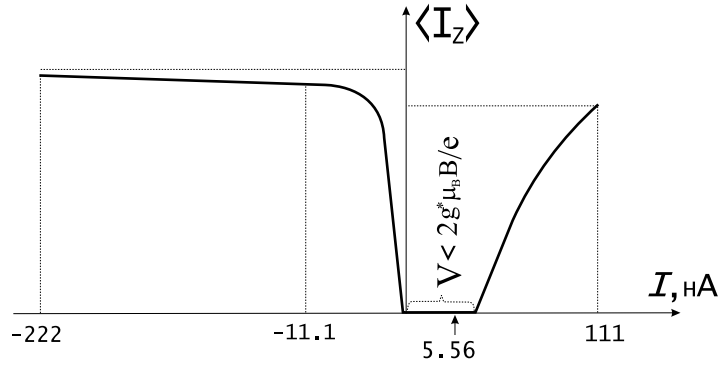


Рис. 1.11. Примерный ход зависимости равновесной DNP (в условных единицах) от тока между расщепленными по спину КС при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$.

С помощью этого графика очень легко объяснить направление релаксации для различных токов. После задержки при большом положительном токе и переключения в малый отрицательный ядерная поляризация значительно увеличивается в течение процесса релаксации, уменьшая Зеемановское расщепление. Это приводит к уменьшению пространственного расстояния между расщепленными по спину КС, облегчая туннелирование электронов. Поэтому релаксация протекает с уменьшением сопротивления (левая вставка на рис. 1.6.). При переключении из большого положительного тока в малый положительный и из большого отрицательного в малый отрицательный или положительный ядерная поляризация уменьшается по величине, увеличивая Зеемановское расщепление и, следовательно, длину туннелирования. В результате происходит рост сопротивления в процессе релаксации (рис. 1.6., правая вставка и сплошная кривая на левой вставке).

Размах релаксации в отрицательном токе как минимум на порядок выше, чем в положительном (те же вставки к рис. 1.6.). Видимо дело в том, что при отрицательном напряжении даже незначительное изменение величины Зеемановского расщепления в процессе релаксации приводит к

сильному изменению коэффициента прохождения туннельного барьера в несжимаемой полосе. В постоянном токе это компенсируется большим изменением межкраевого напряжения ΔV^- в несколько мВ.

Наоборот, при положительном напряжении $V > |g^*|\mu_B B/|e|$ основной междуканальный ток обусловлен свободным перетеканием (дрейфом) электронов из заполненных состояний на свободные места в несжимаемой полосе (см. рис. 1.4. b). Этот ток определяется скачком электростатического потенциала в несжимаемой полосе. Поэтому в фиксированном положительном токе размах релаксации порядка $\Delta V^+ \sim 100$ мкВ (правая вставка на рис. 1.6.) отражает в большей степени изменение Зеемановского расщепления, то есть непосредственно сдвиг Оверхаузера ΔB_{Ov} . После задержки в условиях сильной DNP и переключения в область слабой DNP (малый положительный ток) $\Delta B_{Ov} \approx B_{Ov}$. Соответствующее поле Оверхаузера $B_{Ov} = |e|\Delta V^+/(|g^*|\mu_B) \lesssim 4T$ (для $|g^*| \geq 0.44$) отвечает DNP при $t = 0$ на кривых релаксации. Поскольку самое высокое известное поле Оверхаузера в *GaAs* равно $5.3T$ (см. [15]), то ясно, что при токе порядка 100 нА в щели затвора поляризовано около $4/5.3 \sim 85\%$ ядер.

Несмотря на различие в размахе релаксации при положительном и отрицательном токах, в обоих случаях ее закон оказывается одним и тем же - двухэкспоненциальным (см. стр. 13). Это указывает на то, что при любом токе релаксация межкраевого напряжения прямо пропорционально изменению Зеемановского расщепления, то есть поля Оверхаузера.

Два времени релаксации на экспериментальных кривых могут быть следствием комбинации трех процессов: DNP, диффузии ядерных спинов из области затворной щели, а также релаксации спинов ядер за счет взаимодействия с решеткой. Учет последних двух процессов был рассмотрен в работе [16] для решения задачи, близкой к нашей. У нас порядок величины $\tau_1 \sim 25c$ указывает на ее связь с диффузией, тогда как порядок величины $\tau_2 \sim 200c$ отвечает ядерной спин-решеточной релаксации. Но диффузия и спин решеточное взаимодействие кажутся недостаточными причинами для объяснения максимумов на кривых τ_1 и τ_2 в зависимости от тока (см. рис. 1.8.). Поскольку с ростом величины тока на отрицательной $I-V$ ветви увеличивается DNP, то думается, что максимумы можно приписать влиянию DNP на процесс релаксации. Это проявляется в том, что в процессе релаксации меняется величина B_{Ov} и посредством этого меняется связанный с DNP ток I_N . Изменение тока I_N и воздействует на темп релаксации. Однако физическая суть максимумов на кривых $\tau(I)$ остается непонятной.

Теперь оценим максимальную величину поляризующего ядра тока I_N^{max} . Полагая период решетки *GaAs* равным 5.6\AA (два атома на элементарную ячейку), толщину слоя 2МЭГ 100\AA , расстояние между расщепленными по спину КС 1000\AA , получаем оценочное количество ядер в щели затвора по порядку величины $N \sim 3\text{мкм} \times 100\text{\AA} \times 1000\text{\AA} \times 2/(5.6\text{\AA})^3 \sim 10^7$. В стационарном режиме связанная с DNP часть тока I_N задается числом поляризованных ядер N_{pol} и характерным временем релаксации τ_1 . Оценочно считая, что в условиях DNP поляризуется большая часть ядер в затворной щели, то есть $N_{pol} \sim N$, будем иметь $I_N^{max} \sim eN_{pol}/\tau_1 \sim 10^{-13}\text{ A} = 10^{-4}\text{ нА}$. Это означает, что при дотаточно большом полном токе $I \sim 100\text{ нА}$ лишь 1 электрон на 1 000 000 протекает за счет сверхтонкого взаимодействия.

2. Особенности краевого энергетического спектра в двумерной двуслойной электронной системе вблизи объемного фазового перехода

2.1. Обзор литературы

До сих пор эксперименты по межкраевому транспорту в 2D системах выполнялись на однослойных структурах, хотя двуслойные структуры представляются не менее интересными объектами для исследования.

В рамках одночастичного приближения в объеме двуслойной системы каждый уровень Ландау расщеплен на четыре подуровня, соответствующих спиновому $|g^*|\mu_B B$ и симметрично-антисимметричному расщеплению Δ_{SAS} [18] (см. рис. 2.1.). Последнее обусловлено межслоевым туннелированием. Переигрывание между этими двумя энергиями ответственно за объемные свойства двуслойной системы при факторе заполнения $\nu = 2$. С увеличением электронной концентрации 2DEG величина Δ_{SAS} уменьшается (поскольку растет Кулоновское отталкивание между слоями). С другой стороны Зеемановское расщепление прямо пропорционально абсолютной величине поля. Поэтому при общем факторе заполнения $\nu = 2$ в слабых магнитных полях электронами заняты два разделенных Зеемановской энергией уровня с различной спиновой ориентацией, так что система находится в спин-синглетном состоянии. Энергия возбуждения при этом определяется величиной $\Delta_{sas} - |g^*|\mu_B B$, которая, следовательно, уменьшается с увеличением магнитного поля при постоянном факторе заполнения. При нулевой энергии возбуждения $\Delta_{SAS} = |g^*|\mu_B B$, и происходит перестройка спектра: при возрастании B энергетический уровень симметричного состояния с ориентацией спинов по полю оказывается выше по энергии, чем уровень антисимметричного состояния с ориентацией спинов против поля, так что оба заполненных уровня оказываются теперь с одинаковой спиновой ориентацией (по полю). При этом состояние двуслойной системы является ферромагнитным. Таким образом, в одночастичном приближении при факторе заполнения $\nu = 2$ двуслойная система претерпевает фазовый переход из спин-синглетного в ферромагнитное (спин-поляризованное) состояние [19, 20], проходя через критическое поле $B_c = \Delta_{SAS}/|g^*|\mu_B$.

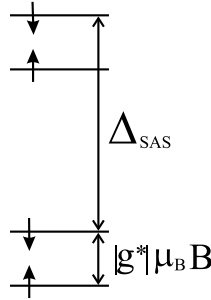


Рис. 2.1. Составляющие подуровни уровня Ландау двуслойной системы в одночастичном приближении при наличии спинового $|g^*|\mu_B B$ и симметрично-антисимметричного Δ_{SAS} расщеплений. Изображен случай $|g^*|\mu_B B < \Delta_{SAS}$.

Однако в экспериментах наблюдается значительное смещение точки перехода в более слабые поля [22, 24], что является следствием проявления многочастичных эффектов [21, 25, 26, 27]. Теоретически было показано, что межслойное Кулоновское взаимодействие сдвигает точку перехода до величины $|g^*| \mu_B B_c \approx \Delta_{SAS}^2 / E_c$, где E_c – Кулоновская энергия. Вблизи поля B_c осуществляется переход из спин-синглетного в ферромагнитное состояние через промежуточную наклонную антиферромагнитную фазу, в которой спины электронов в обоих слоях наклонены к направлению поля из-за Кулоновского взаимодействия. Причем наклон электронных спинов в одном слое противоположен наклону в другом слое, так что имеет место межслоевое антиферромагнитное спиновое упорядочение. Согласно многочастичной решеточной модели работы [25] эта новая объемная фаза представляет собой конденсированную смесь бозонов спин-синглетного и спин-триплетного состояний, устойчивость которой обеспечивается их взаимным перемещением за счет внутрислойного ферромагнитного взаимодействия. Наклонная антиферромагнитная фаза была экспериментально обнаружена и исследована посредством оптической спектроскопии [22], транспортных измерений [19, 20], и емкостной спектроскопии [24]. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с теорией [21, 25, 26, 27].

В работе [28] был проделан расчет, подтверждающий существование наклонной антиферромагнитной фазы в объеме двуслойной системы в случае присутствия параллельной плоскости 2DEG компоненты магнитного поля $B_{||}$. Из фазовой диаграммы для $\nu = 2$ работы [28] следует, что изменение $B_{||}$ при $B_{\perp} = const$ позволяет непрерывно менять фазовое состояние двуслойной системы. Этот факт основывается на том, что с увеличением $B_{||}$ Зеемановское расщепление растет, тогда как Δ_{SAS} уменьшается [28]. Данное обстоятельство является важным для экспериментального наблюдения фазовых переходов, поскольку каждый образец с заданными ростовой структурой параметрами находится в определенной точке фазовой диаграммы, так что для наблюдения различных фаз и переходов между ними требуется дополнительный внешний управляющий параметр.

На краю образца в области исследования поперечного транспорта ситуация еще более усложняется. Структура КС определяется краевым потенциалом и объемным спектром двуслойной системы. Последний может быть достаточно сложным даже в простейшем случае $\nu = 2$ в объеме [19, 20, 22, 23, 24] в силу большого числа независимых энергетических масштабов: $\hbar\omega_c$, $g^* \mu_B B$, Δ_{SAS} , внутрислойное и межслойное Кулоновские взаимодействия. Кроме того, спектр возбуждений сильно зависит от фактора заполнения, который значительно меняется на краю образца.

В данной работе на образце в квази-Корбино геометрии [11] с помощью вольт-амперных измерений был исследован краевой энергетический спектр двуслойной электронной системы при общем факторе заполнения $\nu = 2$ в объеме 2DEG в затворной щели. Поведение $I - V$ кривых в перпендикулярном и наклонных магнитных полях рассмотрено в связи с объемным энергетическим спектром вблизи фазового перехода.

2.2. Образцы и методика эксперимента

Выполненный в геометрии квази-Корбино образец (см. рис. 1.2.) содержал двуслойную структуру, выращенную с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на полупроводниковой подложке $GaAs$. Сформированная из активных слоев $Al_xGa_{1-x}As$ параболическая квантовая яма шириной 760\AA имела в середине барьер из $AlAs$ толщиной в 3 монослоя, разделяющий электронную систему в яме на два туннельно связанных слоя. Яма была симметрично легирована кремнием и отделена от поверхности кристалла слоями 600\AA $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ и 40\AA $GaAs$. Полученная из спектроскопических измерений в дальнем инфракрасном диапазоне величина симметрично-антисимметричного расщепления $\Delta_{SAS} = 1.3$ мэВ.

При нулевом затворном напряжении квантовая яма практически симметрична (см.рис. 2.2.) и содержит $4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ электронов, которые распределены с двух сторон от барьера. Деформируя потенциальный рельеф отрицательным затворным напряжением V_g можно обеднить сначала ближний к затвору электронный слой, а затем и дальний, что отражает поведение кривой емкости в нулевом магнитном поле (см. вставку на рис. 2.2.). Скачок емкости при напряжении $V_{on} = -0.3\text{В}$ отвечает началу заполнения электронами ближней к затвору части ямы, так что расстояние между затвором и 2DEG уменьшается. Ширина затворной щели, как и в случае однослойной системы, была равна 3мкм .

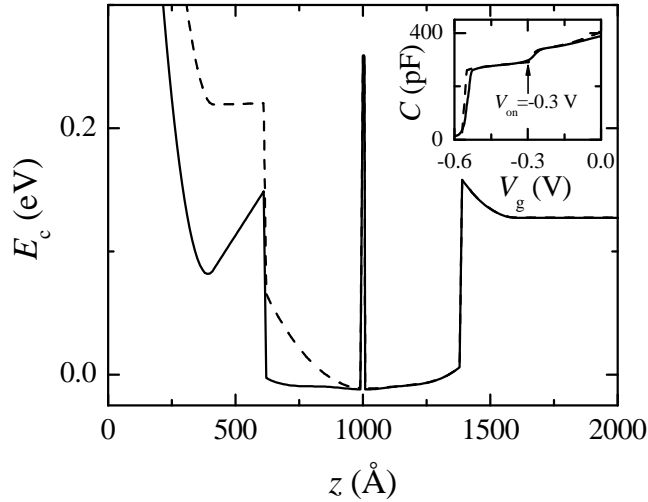


Рис. 2.2. Рассчитанная из ростовых параметров структуры зонная диаграмма квантовой ямы при нулевом напряжении на затворе (сплошная линия) и при напряжении, соответствующем вдвое меньшей концентрации (пунктирная линия). На вставке показана зависимость емкости образца от затворного напряжения, рассчитанная (пунктир) и измеренная (сплошная линия).

В геометрии квази-Корбино каждый омический контакт к внешнему и внутреннему краю мезы соединялся с обоими электронными слоями с двух

сторон от барьера. Схема измерений соответствует рис. 1.3. Для увеличения энергии Зеемана по отношению к другим энергетическим масштабам двуслойной системы прикладывалось параллельное (плоскости 2DEG) магнитное поле $B_{||}$ при фиксированном нормальном путем наклона образца.

2.3. Экспериментальные результаты

Измерения были выполнены при температуре 30мК в магнитных полях до 14Т. Полученные $I - V$ кривые представлены на рис. 2.3. для нормального и наклонных магнитных полей при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. В нормальном магнитном поле кривая нелинейна и состоит из двух ветвей, берущих начало от соответствующих пороговых напряжений V_{th}^+ и V_{th}^- . Между ними ток почти отсутствует. Близкая к линейной положительная ветвь характеризуется малым дифференциальным сопротивлением, тогда как отрицательная ветвь сильно нелинейна и отвечает более высокому сопротивлению.

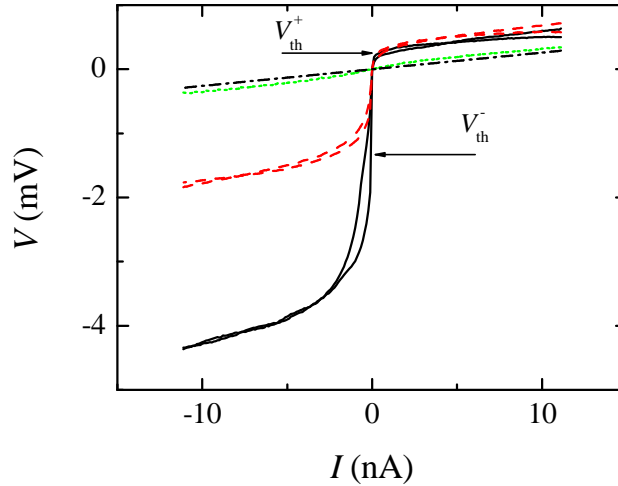


Рис. 2.3. $I - V$ кривые для факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ при различных углах наклона $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), $\theta = 30^\circ$ (пунктирная линия), $\theta = 45^\circ$ (точечная линия). Штрих-пунктирная линия отображает кривую при полном выравнивании электрохимпотенциалов КС в затворной щели, рассчитанную по Бюттикеру [2]. Нормальное магнитное поле постоянно и равно 8.7Т.

В нормальном магнитном поле положительное пороговое напряжение V_{th}^+ близко по величине к обычному Зеемановскому расщеплению $|g^*|\mu_B B$ ($|g^*|\mu_B B = 0.21\text{мэВ}$ в поле 8.7Т). Отрицательное пороговое напряжение $V_{th}^- \sim 2\text{мэВ}$ – на порядок выше и соответствует по порядку величины Δ_{SAS} в нашей двуслойной структуре. В обоих случаях сложно определить погрешность, так как величина порогового напряжения зависит от метода его определения. Например, V_{th}^+ можно определить либо экстраполяцией из больших токов, либо как напряжение, при котором появляется заметный

ток. Эти значения слегка отличаются (см. рис. 2.3.). На отрицательной ветви второй метод кажется более подходящим в силу большой нелинейности $I - V$ кривой. Несмотря на описанные трудности, три главных энергетических масштаба ($|g^*|\mu_B B = 0.21\text{мэВ}$, $\Delta_{SAS} = 1.3\text{мэВ}$ и $\hbar\omega_c = 15\text{мэВ}$) сильно различаются, поэтому легко установить соответствие между рассматриваемым порогом и соответствующей спектральной щелью.

Оба пороговых напряжения сильно зависят от параллельной составляющей магнитного поля $B_{||}$. С увеличением $B_{||}$, при угле наклона поля $\theta = 30^\circ$, отрицательное пороговое напряжение становится заметно меньше. При угле $\theta = 45^\circ$ оба пороговых напряжения исчезают. Для сравнения приведена расчетная штрих-пунктирная кривая для случая полного равновесия между КС. Видно, что экспериментальная кривая для 45° все-таки слегка нелинейна.

Рассматриваемые вольт-амперные кривые получены для двух направлений развертки: из положительных токов в отрицательные и обратно. Виден небольшой гистерезис, который максимален в нормальном магнитном поле, становится меньше при угле наклона поля $\theta = 30^\circ$, и исчезает при $\theta = 45^\circ$. Данный гистерезис является ключевой особенностью транспорта между расщепленными по спину КС (см. рисунки 1.5., 1.6., и относящийся к ним текст) и обусловлен большим временем релаксации ядерной поляризации, влияющей на электронную энергию.

Описанное поведение $I - V$ кривых совершенно не такое как в случае однослойной системы, где оно не зависело от величины $B_{||}$ (см. рис. 1.9.). Таким образом, значения пороговых напряжений и ход $I - V$ кривых в различных углах наклона указывают на важность свойств, связанных с двуслойностью системы.

2.4. Обсуждение результатов

В нормальном магнитном поле 8.7Т при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ объем 2DEG двуслойной системы в затворной щели находится вдали от фазового перехода в силу того, что $\Delta_{SAS} \gg |g^*|\mu_B B$. Поэтому его энергетическую структуру можно представить в одночастичном приближении как два разделенных Зеемановской щелью заполненных уровней Ландау. По мере продвижения к краю образца уровни Ландау загибаются вверх вследствие роста краевого потенциала, и мы имеем обычную картину краевых состояний [3]. А поскольку схема подсоединения контактов образца та же что и в случае однослойной системы (рис. 1.3.), то структура краевых состояний в зависимости от краевого дисбаланса аналогична рис. 1.4. с той лишь разницей, что циклотронную энергию $\hbar\omega_c$ следует заменить на Δ_{SAS} .

Теперь ясно, что происхождение положительного порогового напряжения $V_{th}^+ \approx |g^*|\mu_B B/|e|$ полностью аналогично однослойной структуре (см. стр. 10), то есть отвечает исчезновению потенциального барьера между КС вследствие опускания по энергии внешней сжимаемой полосы по отношению к внутренней. Однако отрицательное пороговое напряжение V_{th}^- определяется теперь величиной Δ_{SAS} вследствие пересечения по энергии внешних (частично заполненных) КС с возбужденным (пустым) уровнем внутреннего КС, как и в случае однослойной системы (см. стр. 11).

С увеличением параллельной компоненты магнитного поля B_{\parallel} величина полного поля $B = \sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}$ приближается к критическому значению B_c , которое, как мы видели (см. стр. 21), определяется более точно с учетом Кулоновского взаимодействия. Поэтому одночастичное приближение вблизи фазового перехода в объеме перестает работать. При этом исчезновение порогов на $I - V$ кривых как при положительном так и при отрицательном токе означает, по-видимому, исчезновение туннельных барьеров между двумя внешними краевыми состояниями.

Заключение

Были проведены вольт-амперные измерения межкраевого транспорта на образцах из $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, выполненных в геометрии квази-Корбино. В отличие от предыдущих работ измерения проводились при сильном дисбалансе между исследуемыми краевыми каналами.

На образце с одиночным гетеропереходом, соответствующим одному слою двумерного электронного газа воспроизведен гистерезис на $I - V$ кривых при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. При этом получена не наблюдавшаяся ранее сложная релаксация, для объяснения которой подробно рассмотрен механизм переворота спина электрона за счет сверхтонкого взаимодействия. Обнаружено наличие двух времен релаксации $\tau_1 = 25c$ и $\tau_2 = 200c$, которые можно отнести, главным образом, к формированию локальной ядерной поляризации вследствие сверхтонкого взаимодействия и диффузии ядерных спинов.

На образце, содержащем в зоне проводимости параболическую квантовую яму с туннельным барьером в середине и, таким образом, имеющем два туннельно связанных слоя 2DEG, были впервые выполнены измерения межкраевого транспорта при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. Переход между фазовыми состояниями объема двуслойной системы при $\nu = 2$ осуществлялся изменением параллельной плоскости 2DEG компоненты магнитного поля. Обнаружено, что $I - V$ кривые линейризуются вблизи объемного фазового перехода из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу.

В заключение я хочу выразить свою благодарность Э. В. Девятову за руководство и помощь при совместной работе, В. Т. Долгополову за полезные замечания по тексту, а также всем сотрудникам ИФТТ РАН, способствовавшим выполнению данной работы.

Список литературы

- [1] Квантовый эффект Холла под ред. Р. Пренджа и С. Гирвина, перевод с английского(МОСКВА "МИР" 1989).
- [2] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [3] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
- [4] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Low-Dimens. Semicond. Struct.* **6**, 1 (1996).
- [5] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).
- [6] A. V. Khaetskii, *Phys. Rev. B* **45**, 13777 (1992).
- [7] G. Müller, D. Weiss, A. V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, *Phys. Rev. B* **45**, 3932 (1992).
- [8] В. Т. Долгополов, А. А. Шашкин, Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Письма в ЖЭТФ, **53**, 461 (1991).
- [9] R. J. Haug, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 131 (1993).
- [10] David C. Dixon, Keith R. Wald, Paul L. McEuen and M. R. Melloch, *Phys. Rev. B* **56**, 4743 (1997).
- [11] A. Würtz, R. Wildfeuer, A. Lorke, E. V. Deviatov, and V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* **65**, 075303 (2002).
- [12] T. Machida, S. Ishizuka, T. Yamazaki, S. Komiyama, K. Muraki and Y. Hirayama, *Phys. Rev. B* **65**, 233304 (2002).
- [13] Keith R. Wald, Leo P. Kouwenhoven, Paul L. McEuen, Nijs C. van der Vaart, C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1011 (1994).
- [14] R. J. Haug, A. H. MacDonald, P. Streda, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2797 (1988).
- [15] D. Paget, G. Lampel, B. Sapiroval, and V. S. Safarov, *Phys. Rev. B* **15**, 5780 (1977).
- [16] Yu. V. Pershin, S. N. Shevchenko, I. D. Vagner, and P. Wyder, *Phys. Rev. B* **66**, 035303 (2002).
- [17] А. Леше, Ядерная индукция, перевод с немецкого под ред. П. М. Бородина, издательство иностранной литературы, Москва, 1963.
- [18] G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1993).

- [19] A. Sawada, Z. F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukara, M. Yasumoto, and A. Urayama, Phys. Rev. Lett. **80**, 4534 (1998).
- [20] A. Sawada, Z. F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, A. Urayama, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukara, and N. Kumada, Phys. Rev. B **59**, 14888 (1999).
- [21] S. Das Sarma, S. Sachdev, and L. Zheng, Phys. Rev. Lett. **79**,917 (1997).
- [22] V. Pellegrini, A. Pinczuk, B. S. Dennis, A. S. Plaut, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **78**, 310 (1997).
- [23] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. B **59**, 13235 (1999).
- [24] V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. Lett. **84**, 725 (2000).
- [25] E. Demler, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **82**, 3895 (1999).
- [26] L. Brey, E. Demler, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **83**, 168 (1999).
- [27] A. H. MacDonald, P. M. Platzman and G. S. Boebinger, Phys. Rev. Lett. **65**, 775 (1990).
- [28] M.-F. Yang, M.-C. Chang, Phys. Rev. B **60**, R13985 (1999).