

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (государственный университет)  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Кононов Артем Александрович

**Изучения электронного транспорта на краю в двумерной  
системе с InGaAs квантовой ямой с высоким  
содержанием In**

010600 - прикладные математика и физика

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**Научный руководитель**  
к.ф.-м.н., доцент,  
Девятов Эдуард Валентинович

Москва  
2012

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение.</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Методика измерений.</b>	<b>5</b>
2.1	Изготовление образцов. . . . .	5
2.2	Характеризация шайбы. . . . .	7
2.3	Построение веера Ландау. . . . .	8
2.3.1	Измерения по двухточечной схеме. . . . .	8
2.3.2	Ёмкостные измерения. . . . .	8
2.4	Изучение краевого транспорта при постоянном токе. . . . .	9
<b>3</b>	<b>Экспериментальные результаты.</b>	<b>11</b>
3.1	Построение веера Ландау. . . . .	11
3.2	Веер уровней Ландау. . . . .	12
3.3	Изучение транспорта поперек края. . . . .	13
<b>4</b>	<b>Обсуждение полученных результатов.</b>	<b>15</b>
4.1	Веер Ландау и объёмный спектр. . . . .	15
4.2	Вольт-амперные характеристики и краевой спектр. . . . .	15
4.3	Связь краевого и объёмного спектров. . . . .	16
4.4	Предполагаемый вид энергетического спектра. . . . .	16
	<b>Заключение</b>	<b>18</b>

# Глава 1

## Введение.

Изучение двумерных систем представляет большой интерес, поскольку в них наблюдаются эффекты, которых не встречаются в объемных системах. Определение того, что можно называть двумерной системой, зависит от явлений, которые будут изучаться в этой системе. В нашей работе мы будем называть двумерным электронным газом, газ электронов, ограниченный в одном направлении, соответственно, имеющий дискретный спектр, в котором заполнен только низший уровень.

Чтобы получить двумерный электронный газ, необходимо создать потенциальную яму в одном из направлений. В настоящее время используется несколько основных способа получения двумерного электронного газа: кремниевый МОП-транзистора, гетеропереход между различными полупроводниками и квантовая яма.

В кремниевом МОП-транзисторе на границе монокристаллического кремния с диэлектрическим диоксидом кремния имеется скачок дна зоны проводимости, размер которого ограничен энергией электронного сродства. Для получения электронного газа нужно чтобы, положение уровня Ферми соответствовало полупроводнику  $p$ -типа, т.е. он располагался вблизи потолка валентной зоны. Когда к металлическому затвору нанесенному на поверхность диоксида кремния прикладывается положительное напряжение, зоны загибаются вблизи перехода вниз по энергии. В полупроводнике образуется треугольная потенциальная яма, обладающая дискретным набором квантовых уровней. Положение уровня Ферми, можно регулировать затворным напряжением, при этом будет меняться изгиб зон и, следовательно, геометрия ямы.

Недостатком описанной выше структуры является шероховатость границы диэлектрик—полупроводник, которая при приложении поля ведет к искривлению потенциального рельефа для электронов. Кроме того на несовершенном интерфейсе имеются заряженные примеси в непосредственной близости с электронным газом. Преодолеть этот недостаток позволяет создание гетероперехода между полупроводниками с одинаковым типом решетки и близкими значениями параметра решетки, но различающихся шириной запрещенной зоны.

Для примера рассмотрим гетеропереход GaAs/AlGaAs. Он изготавливается методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На подложку из монокристаллического арсенида галлия наносится сверхрешетка, состоящая из чередующихся узких слоёв AlAs и GaAs. Затем выращивают слой GaAs, имеющий слабое естественное легирование акцепторами. Поверх него наносится слой AlGaAs без легирования, т.н. спейсер, покрытый сверху толстым слоем AlGaAs, на который на нанесена  $\delta$ -примесь. Спейсер используется, чтобы отделить примеси от электронного газа, в результате электроны находятся в среднем поле примесей без коротковолновых компонент. Вся структура покрывается тонким слоем GaAs. Сверху может быть нанесен затвор. В такой структуре треугольная квантовая яма образуется в GaAs на границе со спейсером. В ней скапливаются электроны из AlGaAs. Концентрацию электронов можно регулировать, изменяя напряжение затвора.

Кроме вышеописанных способов для получения двумерного электронного газа можно использовать квантовую яму. Именно этот метод был выбран в нашей работе. Структура нашей

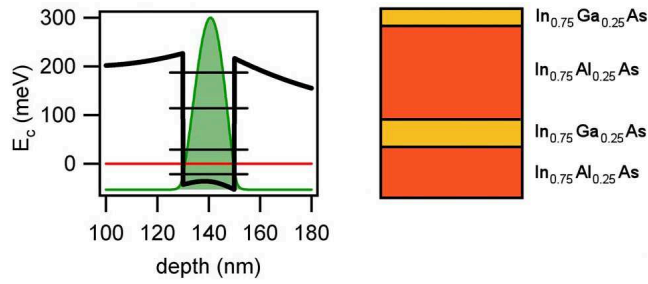


Рис. 1.1: Квантовая яма.

квантовой ямы представлена на рисунке 1.1. Как видно, яма имеет почти прямоугольную форму.

Обычно для получения двумерного электронного газа в квантовой яме, используются донорные и акцепторные примеси. Но в исследуемой нами структуре, содержащей  $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$  квантовую яму, квантовая яма не была специально легирована, двумерный электронный газ образовывался благодаря глубоким донорным уровням в  $\text{InAlAs}$  барьерах [3].

Интересный эффект наблюдаемый в двумерном электронном газе — квантование поперечной проводимости, т.н. квантовый эффект Холла. Если двумерный электронный газ при низкой температуре поместить в перпендикулярное магнитное поле, то на зависимости поперечного сопротивления от магнитного поля будут наблюдаться плато. При этом при тех же значениях магнитного поля продольное сопротивление обращается в ноль. Было установлено, что проводимость на плато принимает значения  $\nu e^2/h$ . Если  $\nu$  принимает только целые значения, явление носит название целочисленного квантового эффекта Холла, если дробные, то — дробного квантового эффекта Холла.

Причиной возникновения целочисленного квантового эффекта Холла является квантование Ландау в спектре двумерных электронов в сильном магнитном поле. Для его возникновения не существенно наличие электрон-электронного взаимодействия. Возникновение дробного квантового эффекта Холла полностью определяется наличием электрон-электронного взаимодействия.

При приближении к границе электронного газа потенциал сильно искривляется вверх, при этом уровни Ландау тоже поднимаются. Для простоты рассмотрения обычно считают, что на границе имеются бесконечные потенциальные стенки. Пересечения уровней Ландау с уровнем Ферми называются краевыми состояниями.

Для рассмотрения медленно меняющихся потенциалов границы, т.е. когда потенциал изменяется на величину много меньшую  $\hbar\omega_c$  на масштабе  $l_H$ , Шкловским была создана модель сжимаемых и несжимаемых состояний [2]. Такой потенциал ведет к плавному повышению уровней Ландау при приближении к границе, расстояние между ними при этом остаётся равным  $\hbar\omega_c$ . При этом одномерные пересечения уровней Ландау с уровнем Ферми трансформируются в полосы конечной ширины, в которых происходит плавное изменение фактора заполнения. В каждой такой полоске электрохимический потенциал постоянен. Такая полоска называется сжимаемой. Именно сжимаемые полосы принято считать краевыми состояниями, по аналогии с моделью бесконечных потенциальных стенок. Сжимаемые области разделены несжимаемыми полосками. Несжимаемыми называются области с целочисленным фактором заполнения. В них уровень Ландау поднимается при приближении к краю, присутствует не нулевое электрическое поле, и концентрация электронов постоянна.

Помимо транспорта вдоль краевых состояний можно изучать транспорт между краевыми состояниями перпендикулярно границе образца. Для изучения этого транспорта между парой соседних сжимаемых полос создается разбаланс путем изменения их электрохимических потенциалов. Т.е. создается разбаланс между краями несжимаемой полосы, в результате которого поперек нее осуществляется транспорт.

В данной работе исследованы затухание щели на уровне Ферми в энергетическом спектре двумерного электронного газа в описанных ранее образцах при факторе заполнения 2 под

затвором и наличие 2 щелей для фактора заполнения 1, проведено сравнение полученного поведения щели с расчетами Бычкова и Рашбы для систем со спин-орбитальным взаимодействием [4].

# Глава 2

## Методика измерений.

### 2.1 Изготовление образцов.

Шайба, из которой изготавливались исследованные образцы с  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/In_{0.75}Al_{0.25}As$  квантовой ямой, была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на  $GaAs$  подложке. Активная часть состоит из следующих слоев: нижний барьер  $In_{0.75}Al_{0.25}As$  толщиной 50 нм, квантовая яма  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  толщиной 20 нм, верхний барьер 120 нм  $In_{0.75}Al_{0.25}As$ , покрывающий 10 нм слой  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ .

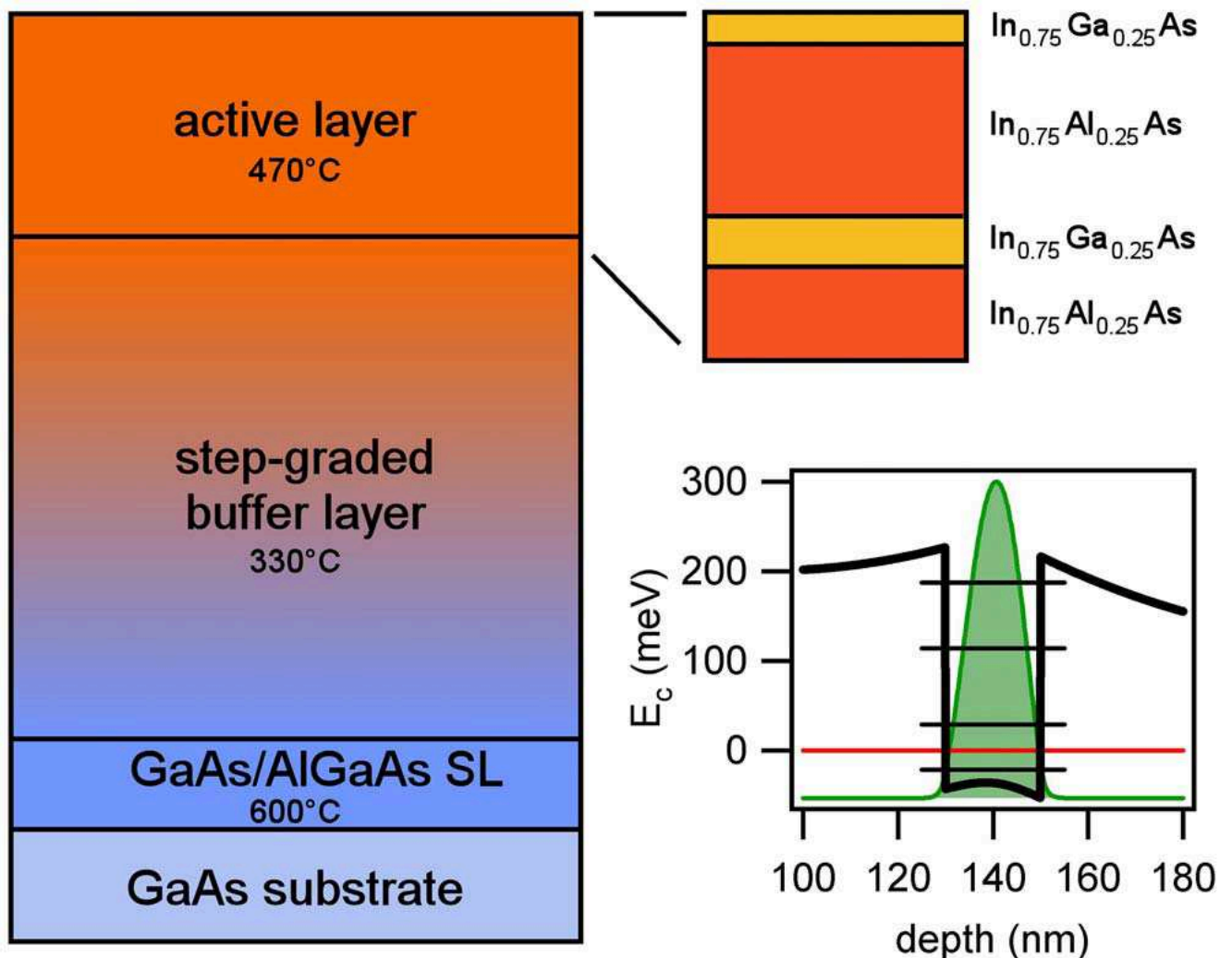


Рис. 2.1: Структура шайбы.

Для процессинга использовались кусочки шайбы размером приблизительно 4 мм×4 мм.

**Очистка образцов.** Образцы помещаются в стаканчик с ацетоном, который ставится в теплую воду ( $T = 60^{\circ}C, t = 10min$ ). После вытаскивания из стаканчика, образцы погружаются в холодный ацетон, затем в изопропанол, после чего моются сначала струёй холодного ацетона, затем струёй холодного изопропанола, при этом образцы не должны успеть высохнуть. После этого образцы сушатся струёй сухого азота.

**Нанесение фоторезиста.** Образец устанавливается на столик центрифуги и фиксируется включением подкачки. После этого при помощи шприца на образец наносится пара капель фоторезиста и запускается вращение ( $w = 6000rpm, t = 30sec$ ). Затем фоторезист сушится на горячей пластине ( $T = 90^{\circ}C, t = 4min$ ). При изготовлении образцов использовался позитивный фоторезист *Resistname*.

**Экспонирование.** Фотошаблон для экспонирования (маска) – стеклянная пластинка, на одну сторону которой нанесен тонкий слой хрома с требуемым рисунком. Маска очищается ацетоном и изопропанолом, после чего сушится обдувом сухим азотом. Затем маска устанавливается в установку совмещения, хромированной стороной к образцу. Образец фиксируется на столике, и производится совмещение шаблона и образца. После этого образец прижимается к маске. Экспонирование производилось в течение 2 с.

**Проявление.** Для проявления подготавливаются две ёмкости, в одну из которых наливается проявитель, а в другую – вода для остановки проявления. В работе использовался проявитель *Developername*. Образцы помещаются в ёмкость с проявителем на определенное время ( $t = 50sec$ ). По истечении времени образцы перекладываются в воду. После вытаскивания из воды образцы сушатся азотом, и качество фотолитографии проверяется под микроскопом.

**Травление мезы.** Для травления мезы использовался следующий раствор: 100 мл воды, 3 мл концентрированной серной кислоты, 1 мл перекиси водорода. При приготовлении кислота и перекись добавляются в воду, а не наоборот. Скорость травления при этом составляет 1 нм/с. В данных образцах необходимо стравить верхний слой до низа квантовой ямы, то есть 150 нм ( $t = 150sec$ ). Травление останавливается путем перемещения образца в воду. После сушки качество травления проверяется под микроскопом. Если качество удовлетворительное, то производится очистка образцов для удаления остатков фоторезиста.

**Контакты.** Для изготовления контактов производилась фотолитография с шаблоном для контактов. В наших образцах плотность электронного газа на границе мезы велика, поэтому контакты не вжигались, а напылялись с перекрытием края мезы. Причем в силу анизотропии кристалла, перекрываться должны границы мезы параллельные обеим кристаллографическим осям. Контакты изготавливались путём последовательного напыления никеля и золота. Никель используется для улучшения адгезии золота. Он напылялся со скоростью 1-2 Å/с, толщина слоя 400 Å, давление в установке  $2 \cdot 10^{-5}$  торр. Золото напылялось при том же давлении, со скоростью 20-30 Å/с, толщина слоя 1000 Å. Лифт-офф производился в двух стаканчиках с теплым ацетоном ( $T = 60^{\circ}C$ ). В первом стаканчике фоторезист набухает, после чего его смывают струёй ацетона из шприца. Затем образец помещается во второй стаканчик, в котором ацетон не содержит остатков отслоившейся пленки, там производится окончательное удаление резиста струёй ацетона. После этого производится стандартная очистка образцов.

**Затвор.** В силу описанных ранее свойств электронного газа под затвор необходимо наносить слой диэлектрика. В роли диэлектрика выступал монооксид кремния. Чтобы он не разрывался на границе мезы, его толщина должна превышать высоту ступеньки в 1,5 раза, поэтому напылялась плёнка толщиной 3000 Å. В силу большой толщины напыление только под затвор не представлялось возможным, т.к. при лифт-оффе диэлектрик расслаивался на мелких деталях. Попытки напыления под затвор в несколько заходов тоже не увенчались успехом, при измерениях на таких образцах наблюдались эффекты перезарядки диэлектрика. Поэтому он напылялся на всю поверхность образца, кроме контактных площадок. Для этого при фотолитографии использовалась маска для контактов, но экспозиция производилась не обычным способом, а с обращением резиста. Т.е. сначала производилась засветка

с маской ( $t = 2\text{sec}$ ), затем второе задубливание ( $T = 120^\circ\text{C}, t = ?$ ), и ещё одна засветка без маски ( $t = 60\text{sec}$ ). При такой процедуре после проявления фоторезист оставался только на контактных площадках. Моноксид кремния напылялся при низкой температуре источника, для этого источником была выбрана „конфетка“. Скорость напыления высокая ( $20 \text{ \AA}/\text{c}$ ), низкий вакуум ( $5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-4} \text{ torr}$ ). При таком способе напыления диэлектрик не дает заметных токов между затвором и электронным газом при низких температурах. Лифт-офф производился также, как при изготовлении контактов. После этого производилась фотолитография с маской для затвора, и напылялся затвор. Затвором служит алюминиевая плёнка толщиной  $600 \text{ \AA}$ . Она напылялась обычным способом из „лодочки“. Лифт-офф производился способом, описанным ранее.

## 2.2 Характеризация шайбы.

На рисунке 2.2 показаны зависимости холловского и продольного сопротивлений от магнитного поля, полученные на образце в геометрии Холл–Бара. Сопротивления измерялись при помощи стандартной четырехточечной схемы. Измерения велись в криостате при температуре  $4.2 \text{ K}$ , ток через образец составлял  $100 \text{ nA}$ . Магнитное поле изменялось в диапазоне  $0 - 7.5 \text{ Tл}$ . Синяя кривая, соответствующая поперечному сопротивлению, демонстрирует наличие плато характерных для режима квантового эффекта Холла. По сопротивлениям на этих плато были вычислены их номера. Красная кривая, соответствующая продольному сопротивлению имеет ярко выраженные минимумы в полях соответствующих центрам плато. Минимумы не достигают нулевого сопротивления в силу относительно высокой температуры в эксперименте. Положения этих минимумов и их номера, определенные по сопротивлениям на плато, использовались для вычисления концентрации электронов по периоду осцилляций Шубникова–де Гааза. Проводимость в отсутствие магнитного поля и концентрация, полученная ранее, использовались для вычисления подвижности электронов. Были получены следующие параметры: плотность электронного газа  $3.73 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность  $1.3 \cdot 10^6 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ .

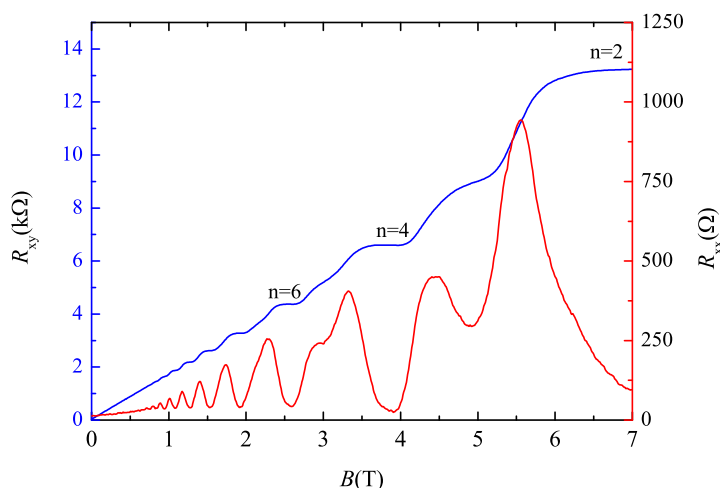


Рис. 2.2: Зависимость холловского и продольного сопротивления от магнитного поля.



## 2.3 Построение веера Ландау.

### 2.3.1 Измерения по двухточечной схеме.

Схематическое изображение образца представлено на рисунке 2.3, образец выполнен в геометрии квази-Корбино. Незанятое двумерным электронным газом пространство обозначено белым цветом. Электронный газ удалялся травлением. Размер не вытравленной области порядка 2 мм. Зеленым обозначены контактные площадки, имеющие характерный размер 100 мкм. Контакты сделаны к внешней и внутренней границам электронного газа. Желтым цветом обозначена область покрытая затвором. Главной особенностью затвора является, то что он не замыкается вокруг внутренних контактов. Затвор разрывается щелью, ширина которой составляет 5 мкм.

Для образца был построен веер уровней Ландау, т.е. на плоскости концентрация — магнитное поле были отмечены положения состояний квантового эффекта Холла. При построении веера концентрация электронного газа регулировалась затворным напряжением. Оно изменялось от 0 до  $-19$  В для различных значений магнитных полей из диапазона 0–14 Тл. Использовалась двухточечная схема с заданием тока. Поскольку образец имеет квази-Корбино геометрию, и измерения проводились между внешним и внутренним контактами, измеряемая величина была пропорциональна  $1/\sigma_{xx}$ .

Ток задавался через внутренний контакт 6 и внешний 3. Контакт 3 был заземлён, а на контакт 6 подавался ток 1 нА с частотой 1 Гц с генератора Lock-in'a через резистор сопротивлением 100 МОм. Амплитуда тока подбиралась из условия линейности, т.е. при увеличении тока в 2 раза сигнал должен был увеличиваться в 2 раза. Измерялось напряжение на контакте 6. Для измерения напряжения использовался Lock-in и предусилитель с коэффициентом усиления 10 и входным сопротивлением 100 МОм. Частота подаваемого сигнала выбиралась так, чтобы измеряемый активный сигнал превосходил реактивный хотя бы в 10 раз.

Измерения проводились при температуре 60 мК. Для достижения этой температуры использовался криостат растворения, оборудованный системой загрузки образца без отогрева криостата.

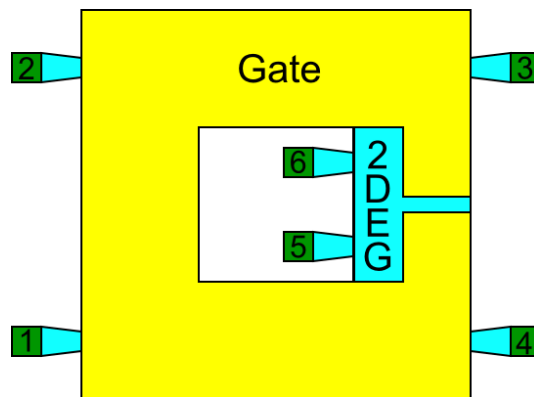


Рис. 2.3: Схема образца.

### 2.3.2 Ёмкостные измерения.

Другим способом построения веера уровней Ландау является определение состояний квантового эффекта Холла по минимумам в ёмкости между затвором и электронным газом. Ёмкость можно измерять в двух режимах: при низких частотах и при высоких частотах. В области низких частот ёмкость отражает термодинамическую плотность состояний двумерного электронного газа, поэтому она не зависит от частоты. В области высоких частот играют роль процессы перезарядки в плоскости электронного газа, т.е. резистивные эффекты, поэтому провалы в мнимой компоненте сигнала значительно углубляются. Это позволяет

определять состояния квантового эффекта Холла при малой величине щели в электронном спектре. Поскольку нас интересует именно наличие щели в спектре измерения производились во втором режиме в широком диапазоне частот.

Для измерения ёмкости к образцу прикладывалось постоянное напряжение, регулирующее плотность электронного газа, и малое переменное напряжение с амплитудой 0.2 мВ и частотами 2–60 Гц. Постоянное напряжение на затвор подавалось с калибратора напряжения через резистор сопротивлением 30 МОм. Резистор использовался, чтобы выход калибратора не заземлял переменный сигнал. Переменное напряжение подавалось с Lock-in'a через делитель с коэффициентом 1/100 и ёмкостью 15 нФ. Ёмкость в делителе использовалась, чтобы не допустить протекание постоянного тока через выход Lock-in'a. Исследуемый сигнал снимался с одного из контактов при помощи самодельного конвертера ток—напряжение. Конвертер изготовлен на основе малошумящего операционного усилителя, сопротивление в цепи обратной связи 100 МОм. Мнимая и действительная компоненты напряжения на выходе конвертера измерялось при помощи Lock-in'a.

При измерениях ёмкости важно минимизировать паразитные ёмкости в исследуемой цепи. С этой целью в ходе измерений использовались только коаксиальные кабели.

## 2.4 Изучение краевого транспорта при постоянном токе.

При исследованиях транспортных свойств двумерного электронного газа в режиме эффекта Холла удобно пользоваться понятием краевых состояний. Краевые состояния образуются при пересечении уровня Ферми с уровнями Ландау, искривленными вверх потенциалом границы. Электрохимпотенциал краевого состояния определяется электрохимпотенциалом контакта, из которого оно выходит. Значит прикладывая напряжение между контактами, можно получать разность электрохимпотенциалов краевых состояний. При этом между смежными краевыми состояниями возникает ток, стремящийся привести их в равновесие.

На рисунке 2.4 представлена схема краевых состояний при наличии некоторого затворного напряжения для фактора заполнения 2 в объёме и 1 под затвором. Рассмотрим одно из двух краевых состояния выходящих из контакта 5. При подходе к границе затвора оно отражается потенциалом затвора и распространяется далее вдоль этой границы. В области щели затвора у границы мезы оно распространяется вдоль границы мезы вместе с другим состоянием, выходящим из контакта 4. В этой области между этими краевыми состояниями возможен перенос заряда, если их электрохимпотенциалы не равны. После этой области краевые состояния снова расходятся, одно из них идет в контакт 6, а другое в контакт 3, тем самым изменяя их электрохимпотенциалы. Таким образом мы можем изучать транспорт между краевыми состояниями, пропуская ток через контакты 4 и 5 и измеряя напряжения на контактах 3 и 6.

В наших измерениях контакт 5 заземлялся, а на контакт 4 подавался ток с калибратора напряжения через резистор сопротивлением 100 МОм. Измерялись напряжения относительно земли на контактах 3 и 6. Для измерения этих напряжений использовались электрометры, работающие в режиме десятикратного усиления входного сигнала.

Найдём зависимость разности потенциалов контактов 6 и 3 от тока через контакты 4 и 5 при помощи формализма Бюттикера [1]. Имеем

$$\begin{aligned} I_3 &= \frac{e}{h}(\mu_3 - \mu_4(1 - T) - \mu_5 T), \\ I_4 &= \frac{e}{h}(\mu_4 - \mu_3), \\ I_5 &= \frac{e}{h}(2\mu_5 - 2\mu_6), \\ I_6 &= \frac{e}{h}(2\mu_6 - \mu_4 T - \mu_5(1 - T)), \end{aligned}$$

где  $T$  – коэффициент прохождения между краевыми состояниями,  $T = 0$  соответствует отсутствию транспорта между состояниями, а  $T = 0.5$  соответствует равновесию состояний. В условиях эксперимента  $I_3 = I_6 = 0$ ,  $I_5 = -I_4 = I$ . Решив с учетом этого систему, получим

$$\frac{U_6 - U_3}{I} = \frac{h}{e^2} \frac{2 - 3T}{2T}.$$

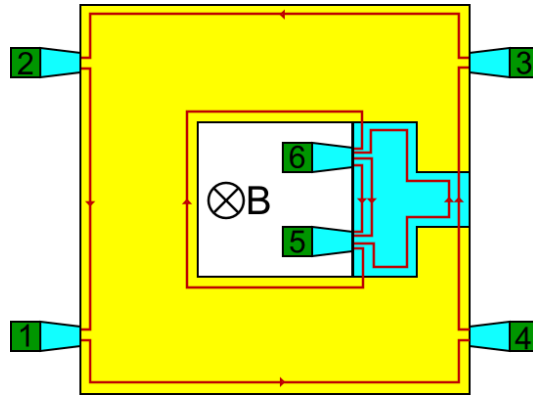


Рис. 2.4: Краевые состояния для фактора заполнения под затвором 1, в объеме 2.

# Глава 3

## Экспериментальные результаты.

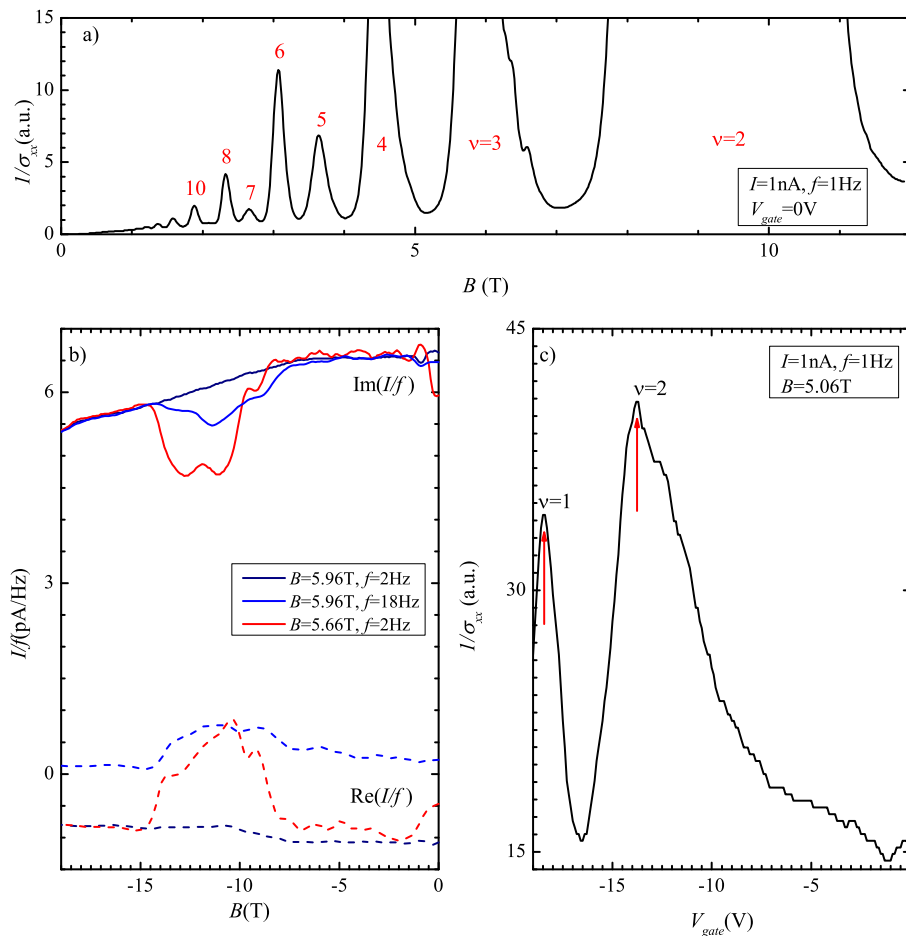


Рис. 3.1: а) Зависимость обратной проводимости от магнитного поля при нулевом затворном напряжении, б) эволюция ёмкостных кривых при изменении частоты или магнитного поля, с) зависимость обратной проводимости от затворного напряжения при фиксированном магнитном поле.

### 3.1 Построение веера Ландау.

На рисунке 3.1 а) представлена зависимость обратной проводимости от магнитного поля в отсутствие затворного напряжения. Она получена при помощи измерений аналогичным описанным в подразделе 2.3.1. Только в данном случае измерения проводились при нулевом затворном напряжении при изменении магнитного поля. Обратная проводимость демонстрирует серию плато конечной ширины. Пики начинают появляться в полях около 1.5 Т.

Спиновое расщепление проявляется в полях выше 2.5 Т.

Рисунок 3.1 б), на котором представлены ёмкостные кривые, использовавшиеся при построении веера Ландау, демонстрирует исчезновение щели в спектре для фактора заполнения 2. Эти зависимости получены по методике, описанной в подразделе 2.3.2.

На красной кривой присутствует провал в реактивной компоненте тока, соответствующий наличию щели. Наличие провала в ёмкости — резистивный эффект. Это демонстрируют пунктирные кривые на этом же рисунке, которые отвечают активной компоненте сигнала. Как мы видим, провалам в реактивной компоненте сигнала соответствуют максимумы в активной.

Темно синяя кривая показывает, что изменением затворного напряжения и напряженности магнитного поля, оставаясь на факторе 1 под затвором, можно добиться исчезновения провала. Однако, если увеличить частоту в 9 раз, что соответствует увеличению глубины провала в  $9^2$  раз, замечен слабый минимум в ёмкости. Т.е. ширина щели значительно уменьшилась.

На рисунке 3.1 с) продемонстрирована кривая, полученная при измерениях по сопротивлению, описанных в подразделе 2.3.1. Как видно на ней имеются пики в обратной проводимости, соответствующие состояниям квантового эффекта Холла. Положения этих пиков могут быть использованы для построения веера Ландау. Особенно удобно их использование в случае малых щелей, например в слабых магнитных полях, когда провалы в ёмкости широки и слабо выражены.

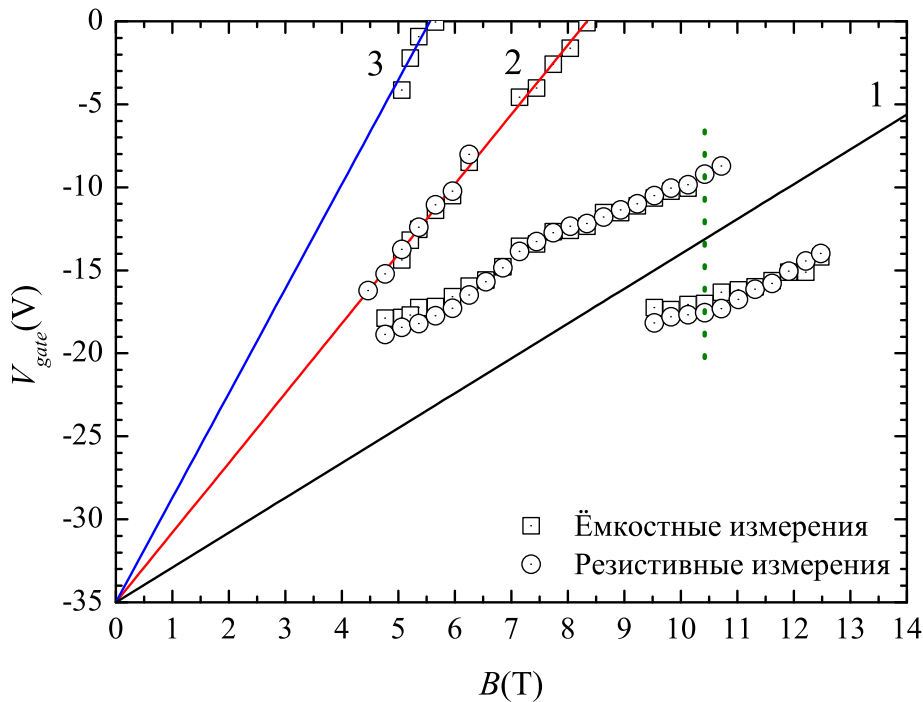


Рис. 3.2: Веер Ландау.

### 3.2 Веер уровней Ландау.

На рисунке 3.2 представлен веер уровней Ландау, при построении которого были использованы 2 описанных ранее способа нахождения состояний квантового эффекта Холла. Квадратиками отмечены значения, полученные при ёмкостных измерениях при изменении затворного напряжения при постоянном магнитном поле. Кружочками отмечены значения, соответствующие максимумам величины  $1/\sigma_{xx}$ . Как видно из рисунка, результаты полученные разными способами отлично согласуются между собой.

Все полученные точки находятся в полях выше 4 Т, поскольку в меньших полях определить состояния квантового эффекта Холла для ненулевого затворного напряжения не удаётся.

На факторе заполнения 2 имеется особенность в виде отсутствия щели в полях 6.4 - 7 Т. В этом диапазоне она не детектируется при доступных в эксперименте частотах. Щель постепенно уменьшается при приближении к 6.4 Т со стороны слабых полей. Это было продемонстрировано ранее на ёмкостных кривых. При полях от 7 Т щель снова начинает проявляться.

Линия для фактора заполнения 1 расщеплена на две линии. При этом на верхней линии щель затухает при увеличении поля, а на нижней наоборот увеличивается. Это можно наблюдать по изменению вида ёмкостных и резистивных кривых при движении вдоль этих линий. В полях от 9.5 до 11 Т сосуществуют обе линии одновременно.

### 3.3 Изучение транспорта поперек края.

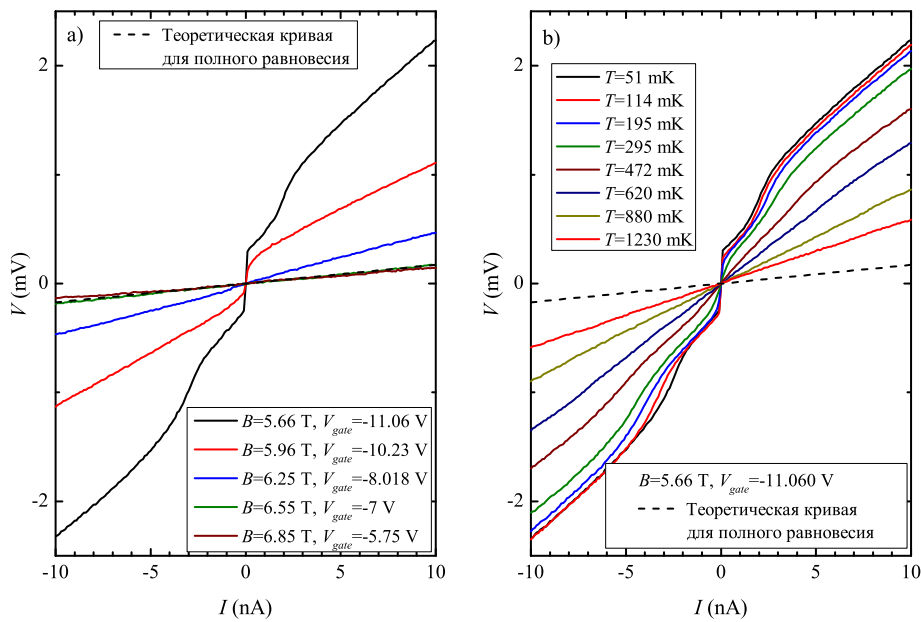


Рис. 3.3: Вольт-амперные характеристики для факторов заполнения 3 в объёме и 2 под затвором. а) установления равновесия при помощи изменения поля и затворного напряжения, б) установление равновесия при увеличении температуры.

На рисунке 3.3 представлены вольт-амперные характеристики образца, полученные способом из раздела 2.4 для фактора заполнения 2 под затвором. Как видно характеристики имеют ярко выраженную нелинейность. До некоторого порогового напряжения ток практически равен нулю, а затем он резко увеличивается и при достаточно больших токах выходит на почти линейную зависимость.

На рисунке 3.3 а) показана эволюция вольт-амперной характеристики при движении вдоль линии веера, соответствующей фактору заполнения 2 под затвором. Мы видим, что с уменьшением щели сначала уменьшается пороговое напряжение, затем характеристика переходит в линейную. Когда щель схлопывается, характеристика совпадает с расчетом в модели Бюттикера для случая полного равновесия между краевыми состояниями в области щели затвора. Пример подобного расчета приведен в разделе 2.4.

Рисунок 3.3 б) демонстрирует процесс размытия щели при увеличении температуры. Характеристика, как и в предыдущем случае, меняет вид с порогового на нелинейный, а затем линейный. Однако доступный диапазон температур не позволяет достигнуть равновесного значения.

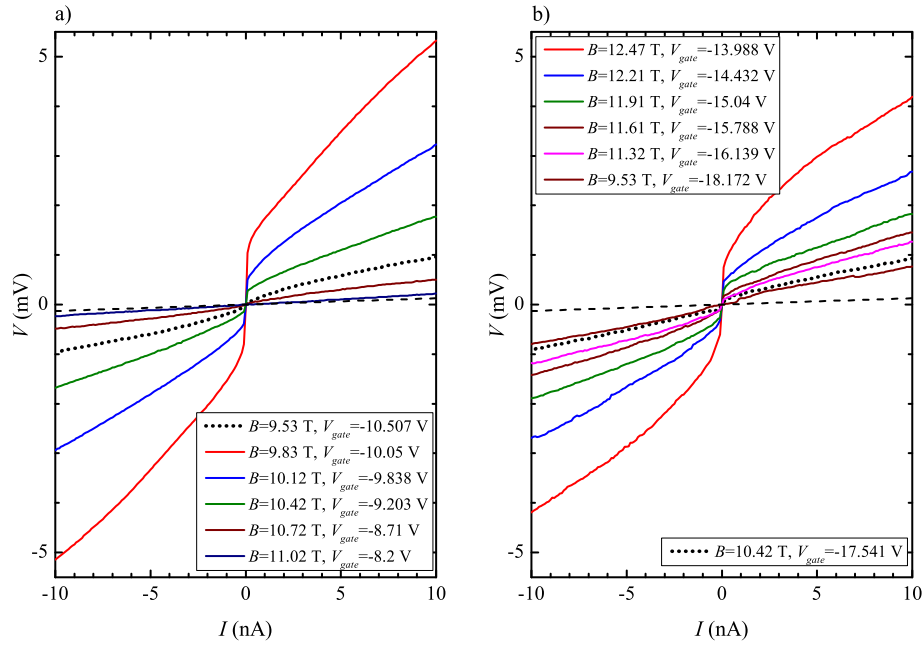


Рис. 3.4: Вольт-амперные характеристики для факторов заполнения 2 в объёме и 1 под затвором. а) эволюция характеристик на левой ветви веера Ландау для  $g=1$ , б) эволюция характеристик на правой ветви веера Ландау для  $g=1$ .

На рисунке 3.4 представлены вольт-амперные характеристики для двух линий веера, соответствующих фактору заполнения 1 под затвором. Как видно эти кривые весьма похожи на кривые, описанные ранее.

Рисунок 3.4 а) демонстрирует эволюцию вольт-амперной характеристики при движении вдоль левой ветви веера. При увеличении напряженности магнитного поля характеристики становятся линейными. И при полном исчезновении щели практически совпадают с расчётными.

Вольт-амперные характеристики с рисунка 3.4 б), соответствующие правой ветви веера для  $g=1$ , наоборот демонстрируют переход к сильно нелинейному виду при увеличении поля. В диапазоне магнитных полей, где существуют обе ветви веера, можно выбрать такое значение поле, что вольт-амперные характеристики для левой и для правой ветви совпадут. Соответствующая напряженность поля отмечена на рисунке 3.2 зеленой пунктирной линией. А совпадающие характеристики обозначены на рисунке 3.4 черной штриховой линией.

# Глава 4

## Обсуждение полученных результатов.

### 4.1 Веер Ландау и объёмный спектр.

Одним из результатов данной работы является построение веера Ландау. Как известно, веер Ландау соответствует энергетическому спектру в объёме образца. Ранее мы упоминали о особенностях полученного веера. Исчезновение состояний квантового эффекта Холла на линии, соответствующей фактору заполнения 2, может соответствовать исчезновению щели в энергетическом спектре. Раздвоение линии, соответствующей фактору заполнения 1 под затвором, отражает наличие конкуренции между разными механизмами расщепления энергетических уровней. К обсуждению этих механизмов мы вернемся позднее.

### 4.2 Вольт-амперные характеристики и краевой спектр.

Также нами были сняты вольт-амперные характеристики. Они определяются энергетическим спектром на краю, это можно понять из рисунка 4.1. На этом рисунке показана структура края при факторах заполнения 2 в объёме и 1 под затвором. В области непокрытой затвором имеются две сжимаемые полосы, разделенные несжимаемой полосой. Как отмечалось во введении, электрохимические потенциалы сжимаемых полос определяются контактами, причем разность электрохимических потенциалов падает на несжимаемой полосе. Соответственно, приложение напряжения между внешним и внутренним контакстом изменяет профиль потенциала в несжимаемой полосе. Прикладывая напряжение определенного знака, можно добиться исчезновения барьера между краевыми состояниями, при этом резко возрастает ток между контактами. Как видно из рисунка 4.1, это происходит при напряжении, соответствующем спектральной щели.

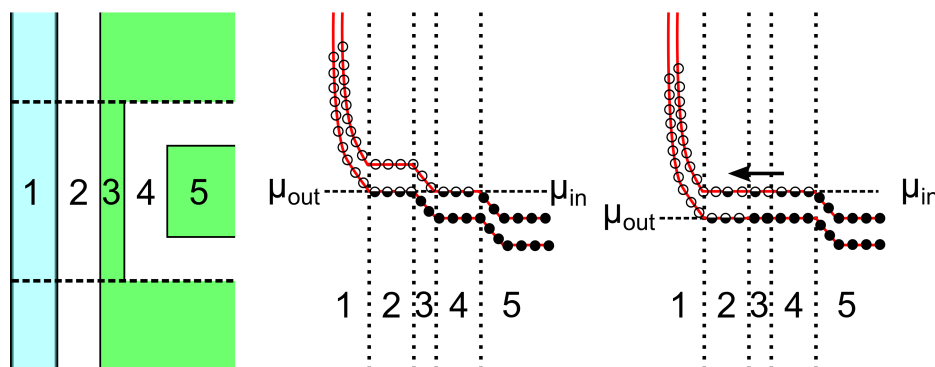


Рис. 4.1: Структура уровней

По значениям порогового напряжения на вольт-амперных характеристиках мы можем построить зависимость ширины щели краевого спектра от магнитного поля при движении вдоль линий веера Ландау. Такие зависимости представлены на рисунке 4.2.



На графике а) показано, как при движении вдоль линии, соответствующей фактору заполнения 2 под затвором, щель сначала затухает, а потом снова увеличивается. При этом имеется магнитное поле  $B_{c2} \simeq 6.5$  Т, в котором ширина щели минимальна.

График б) демонстрирует наличие 2 щелей в спектре при факторе заполнения 1 под затвором. В слабых полях присутствует только одна щель, при увеличении поля она уменьшается, но при этом начинает проявляться вторая щель. В еще более сильных полях первая щель полностью исчезает. Можно выбрать такую напряженность поля  $B_{c1} \simeq 10.4$  Т, при которой щели имеют одинаковую ширину. В таком поле вольт-амперные характеристики для левой и правой ветвей веера Ландау совпадают.

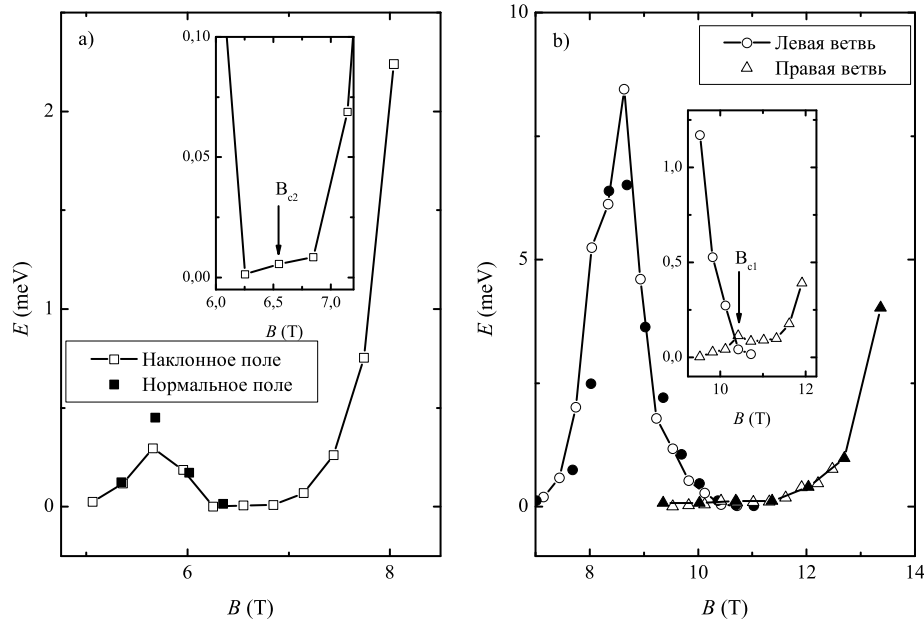


Рис. 4.2: Энергетическая щель в краевом спектре.

### 4.3 Связь краевого и объемного спектров.

В действительности объемный спектр и краевой спектр не являются независимыми характеристиками двумерной электронной системы. Причиной этого является то, что уровни энергии на краю – это уровни энергии в объёме, искривленные краевым потенциалом. Щели в краевом спектре соответствует щель в объёмном спектре.

Соответствие между краевым и объёмным спектром подтверждается, результатами данной работы. Как мы видели, отсутствию состояний квантового эффекта Холла на линиях веера Ландау, соответствует отсутствие порогового напряжения на вольт-амперных характеристиках.

### 4.4 Предполагаемый вид энергетического спектра.

В предыдущих частях работы было продемонстрировано интересное поведение щели в краевом спектре и соответствующие ему особенности веера Ландау. Мы предполагаем, что такое поведение щели связано с конкуренцией между спин-орбитальным взаимодействием и зеемановским расщеплением.

Энергетический спектр для двумерных электронных систем со спин-орбитальным взаимодействием в квантующем магнитном поле был получен Бычковым и Рашбой [4]. Спектр

имеет вид

$$E_{N_L}^{\pm} = \hbar\omega_c \left[ \left( N_L + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left( 1 + g \frac{m}{m_0} \right)^2 + \frac{\gamma}{B} \left( N_L + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right)} \right], \quad N_L = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.1)$$

где

$$\gamma = \frac{8\alpha^2 m^2 c}{\hbar^3 e}, \quad (4.2)$$

$\alpha$  постоянная Рашбы.

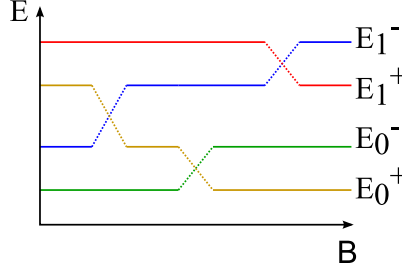


Рис. 4.3: Схематический вид 4 нижних уровней спектра в сильных полях.

На рисунке 4.3 мы видим, что исчезновению щели для фактора заполнения 2 соответствует пересечение уровней  $E_1^-$  и  $E_0^+$ , а для фактора заполнения 1 —  $E_0^+$  и  $E_0^-$ . Найдем значения поля, в котором энергии  $E_1^-$  и  $E_0^+$  совпадают. Получим

$$B_{c2} = \frac{\gamma}{4 - 2g \frac{m}{m_0}} \sim \frac{\gamma}{4}, \quad (4.3)$$

здесь мы воспользовались тем, что  $\frac{m}{m_0} = 0.035 \ll 1$  [3]. Аналогичные вычисления проделаем для уровней  $E_0^+$  и  $E_0^-$ . Однако учтем, что расщепление линии для фактора заполнения 1 нельзя объяснить с точки зрения одночастичной модели Рашбы, поэтому используем простейшую модель учета взаимодействия — эффективно увеличенный g-фактор  $g^*$ . Получим

$$B_{c1} = \frac{\gamma}{-2g^* \frac{m}{m_0}}. \quad (4.4)$$

Подставив критические поля полученные в ходе измерений получим

$$g^* = \frac{-\gamma}{2B_{c1} \frac{m}{m_0}} \simeq -35, \quad (4.5)$$

что соответствует ожидаемым значениям для InGaAs систем [6, 7, 8]. Кроме того вычислим параметр спин-орбитального взаимодействия

$$\gamma = 2|g^*| \frac{m}{m_0} B_{c1} \simeq 25T. \quad (4.6)$$

Это, в свою очередь, позволяет нам найти значение константы Рашбы

$$\alpha = \left( \frac{\hbar^3 e \gamma}{8m^2} \right)^{\frac{1}{2}} \simeq 10^{-10} eVm. \quad (4.7)$$

Полученное значение приближается к максимальному известному для систем с InGaAs.

# Заключение

- Разработана методика затвора для управления концентрацией электронного газа.
- Для изучения транспортных свойств изготовлены образцы на основе InGaAs квантовой ямы.
- Построен веер уровней Ландау для низких факторов заполнения в сильных магнитных полях.
- Изучено поведение щели краевого спектра на линиях веера.

# Литература

- [1] M. Büttiker, Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988).
- [2] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).
- [3] D. Ercolani, G. Biasiol, E. Cancellieri, M. Rosini, C. Jacoboni, F. Carillo, S. Heun, L. Sorba, F. Nolting, Phys. Rev. B **77**, 235307 (2008).
- [4] Yu. A. Bychkov, E. I. Rashba, J. Phys. C **17**, 6039 (1984).
- [5] M. A. Hidalgo, R. Cangas, arXiv:1201.2516v1
- [6] T. Kita, Y. Sato, S. Gozu, and S. Yamada, Physica B 298, 65 (2001).
- [7] Y. S. Gui, C. M. Hu, Z. H. Chen, G. Z. Zheng, S. L. Guo, J. H. Chu, J. X. Chen, and A. Z. Li, Phys. Rev. B 61, 7237 (2000).
- [8] W. Desrat, F. Giazotto, V. Pellegrini, F. Beltram, F. Capotondi, G. Biasiol, L. Sorba, and D. K. Maude, Phys. Rev. B 69, 245324 (2004).