

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика

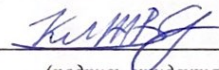
Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ С БОЛЬШОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ

(бакалаврская работа)

Студент:

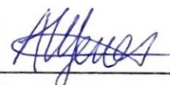
Клыженко Вадим Сергеевич



(подпись студента)

Научный руководитель:

Щепетильников Антон Вячеславович,



(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2021

Оглавление

Введение	2
1 Литературный обзор	3
1.1 Двумерный электронный газ	3
1.2 Спин-орбитальное взаимодействие	4
1.3 Электронный парамагнитный резонанс в двумерных электронных системах	7
2 Образцы и методика эксперимента	8
2.1 Образцы	8
2.2 Методика Эксперимента	9
2.2.1 Криогенная установка	9
2.2.2 Источники СВЧ излучения	10
2.2.3 Методика двойного синхронного детектирования	11
3 Результаты эксперимента	13
3.1 Измерение концентрации двумерных электронов	13
3.2 Исследование электронного парамагнитного резонанса	16
3.3 Константа Рашбы спин-орбитального взаимодействия	19
4 Выводы	21
Список литературы	22

Введение

Изучение спиновых явлений в двумерных электронных системах представляет особый интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. Генерация, контроль и измерение спиновой поляризации позволяет создавать новые элементы памяти. При этом значительное число фундаментальных эффектов обусловлены наличием спина электрона, а также наличием спин-орбитального взаимодействия. Одним из основных материалов, обладающих множеством интересных свойств является кристалл GaN.

Нитрид галлия, а также гетероструктуры на его основе обладают множеством уникальных особенностей, которые являются объектом особого интереса с практической точки зрения. Материал обладает большой величиной запрещённой зоны, хорошими диэлектрическими свойствами, химической устойчивостью. Возможными вариантами практического применения структур на основе нитрида галлия могут быть: ультрафиолетовые светодиоды, устройства высокомоощной электроники и даже приборы спинтроники. Некоторые из перечисленных приложений непосредственно связаны с исследованием спиновых свойств материала. Эффект электронного парамагнитного резонанса является крайне продуктивным подходом для изучения таких свойств.

В 1983 году Д.Штейн и К.фон Клитцинг [1] показали, что парамагнитный резонанс двумерных электронов проводимости можно детектировать по продольному сопротивлению системы. Оказалось, что продольное сопротивление двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла [2] чувствительно к поглощению микроволнового излучения, и поэтому спиновый резонанс может быть обнаружен как пик в добавке к продольному сопротивлению системы при фиксированной частоте электромагнитного излучения.

Основной целью данной работы является измерение зависимости g-фактора Ланде, полученного при помощи метода ЭПР, от магнитного поля и фактора заполнения. Как будет показано далее, анализ этих данных позволит извлечь одну из ключевых особенностей полупроводников как для спиновой электроники, так и для фундаментальной науки: тип и силу спин-орбитального взаимодействия.

Таким образом, данные исследования являются актуальными и представляют большой интерес.

1. Литературный обзор

1.1 Двумерный электронный газ

Двумерный электронный газ возможно сформировать на границе двух полупроводников с разной шириной запрещённой зоны, например используя гетеропереход GaN/AlGaN. В данной структуре GaN является беспримесным насколько это возможно. AlGaN является полупроводником p-типа.

Кристалл GaN имеет выделенную кристаллографическую ось. Это означает, что существует ненулевая поляризация, вектор которой направлен параллельно оси. В силу конечной концентрации Al в кристалле AlGaN, на границе гетероперехода GaN/AlGaN возникает несовпадение поляризаций, вследствие чего образуется поверхностная плотность связанных, в данном случае положительных $(+\sigma_b)$, зарядов [7, 8]. В результате этого возникает электрическое поле, которое способствует искривлению зон. Однако на поверхности сохраняется разрыв зон проводимости, вследствие чего образуется треугольная квантовая яма. Электроны проводимости, которые находятся в донорных атомах вблизи границы структуры, стремятся скомпенсировать поверхностный связанный заряд и поэтому заполняют квантовую яму, тем самым образуя двумерный электронный газ. Энергетическая диаграмма представлена на рис.1.1.

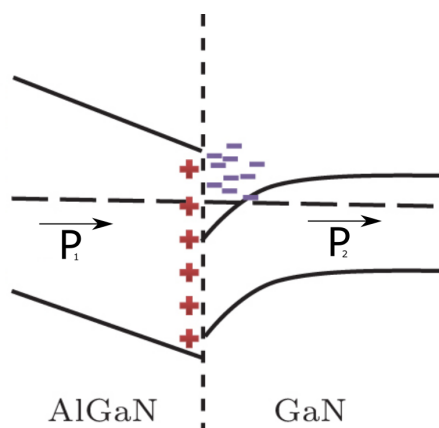


Рис. 1.1: Энергетическая диаграмма из статьи [6]. $\vec{P}_1, \vec{P}_2$ - векторы поляризации AlGaN и GaN соответственно. На границе образуется положительный заряд σ_b .

Состояние электрона в квантовой яме является закованнованным вдоль направления роста. Движение же в плоскости структуры является свободным. Таким образом, спектр электрона имеет вид:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \quad (1.1)$$

где E_n - уровни размерного квантования, m^* - эффективная масса электрона.

Электронные состояния заполняются до уровня Ферми, определяемого двумерной концентрацией носителей. При достаточно малых концентрациях, а также при низкой температуре, считается, что расстояние между подуровнями квантования много больше уровня Ферми и поэтому можно сказать, что все состояния отвечают одному значению квантового числа $n = 1$. В исследовании [3] условием заполнения второго уровня $n = 2$ является значение концентрации носителей $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что существенно выше значений при которых проводились измерения.

Квантовомеханическое рассмотрение задачи нахождения спектра электрона в двумерной системе при наличии магнитного поля перпендикулярного плоскости сводится к решению уравнения Шредингера с приведённым импульсом $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}$, где $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)^T$ - векторный потенциал в калибровке Ландау. Уравнение имеет вид:

$$\left(\frac{1}{2m^*} (\hat{p}_x^2 + (\hat{p}_y - \frac{eB}{c}x)^2 + \hat{p}_z^2) + g^* \mu_B \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\sigma} \right) |\psi\rangle = E |\psi\rangle \quad (1.2)$$

При условии, что магнитное поле $\mathbf{B}$ направлено вдоль оси Z спектр двумерного электронного газа представляет собой набор уровней Ландау с расщеплением по проекции спина

$$E_{N,\pm} = E_1 + \hbar\omega_c(N + 1/2) \pm \frac{g^*}{2} \mu_B B \quad (1.3)$$

где E_1 -нижний уровень энергии размерного квантования, $\omega_c = \frac{eB}{m^*c}$ - циклотронная частота, m^* - эффективная масса электрона, g^* - фактор Ланде, отличный от 2 из-за перемешивания валентных зон и зоны проводимости за счёт спин-орбитального взаимодействия [4].

1.2 Спин-орбитальное взаимодействие

В атомной физике спин-орбитальное взаимодействие возникает при учёте релятивистских эффектов, то есть в уравнении Дирака. Данная часть гамильтониана имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{so} = -\frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \times (\nabla V_0) \quad (1.4)$$

где V_0 - кулоновский потенциал, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)^T$ - вектор из матриц Паули, $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ - оператор импульса.

Рассмотрим влияние спин-орбитального взаимодействия на спектр электронов. Начнём со случая нулевого магнитного поля. Спектр движения носителей заряда инвариантен относительно обращения стрелы времени: $t \rightarrow -t$, при этом $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$, а $\sigma \rightarrow -\sigma$.

Значит закон дисперсии:

$$E_{\sigma}(\vec{k}) = E_{-\sigma}(-\vec{k}) \quad (1.5)$$

При наличии центра инверсии в кристалле система электронов вырождена по спину:

$$E_{\sigma}(\vec{k}) = E_{-\sigma}(\vec{k}) \quad (1.6)$$

Снятие вырождения в электронном спектре по спину происходит при отсутствии центра инверсии.

В объёмной GaN центр инверсии отсутствует, следовательно, спин-орбитальное взаимодействие влияет на уровни энергии двумерной системы электронов. В двумерной электронной системе GaN/AlGaIn спин-орбитальное взаимодействие описывается вкладом Рашбы с гамильтонианом взаимодействия [5]:

$$H_{SO} = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \quad (1.7)$$

Рассмотрим задачу движения электрона в двумерной системе электронов в присутствии магнитного поля с учётом вклада Рашбы в гамильтониан. Такой гамильтониан с учётом взаимодействия имеет вид:

$$H = \hbar\omega_c(\hat{N} + 1/2) + \frac{g^*}{2}\mu_B\hat{\sigma}_z + \alpha/\hbar(\hat{\sigma}_x k_y - \hat{\sigma}_y k_x) \quad (1.8)$$

где $\hat{N} = \hat{a}^+\hat{a}$ - оператор числа частиц. Данный гамильтониан получен в приближении эффективной массы и калибровке Ландау для векторного потенциала. Следуя [10], решим задачу нахождения уровней энергии такой системы. Для наглядности преобразуем вклад Рашбы в гамильтониан с учётом формул:

$$k_{\pm} = k_x \pm ik_y, \quad k_+ = \frac{\hat{a}^+}{l_B}, \quad k_- = \frac{\hat{a}}{l_B}, \quad \sigma_{\pm} = 1/2(\sigma_x \pm i\sigma_y) \quad (1.9)$$

где $\hat{a}^+, \hat{a}$ - операторы рождения и уничтожения, $\sigma_{\pm}$ - операторы переворота спина, $l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$ - магнитная длина.

С учётом данных преобразований поправка в гамильтониан при учёте спин-орбитального взаимодействия будет иметь вид:

$$H_{SO} = \frac{i}{l_B}\alpha(\hat{\sigma}_+\hat{a} - \hat{\sigma}_-\hat{a}^+) \quad (1.10)$$

где α - константа спин-орбитального взаимодействия.

Особенность Гамильтониана H_{SO} в том, что для него прежний набор собственных функций уровней Ландау $|N, \sigma_{\pm}\rangle$ не является собственным. Поэтому необходимо изменить набор состояний. Новым набором будет суперпозиция прежних состояний:

$$|N_{\pm}\rangle = c_{1\pm}|N, \sigma_{\pm}\rangle + c_{2\pm}|N \pm 1, \sigma_{\mp}\rangle \quad (1.11)$$

Уровни энергии Гамильтониана в состояниях $|N_{\pm}\rangle$ имеют вид:

$$E_{N\pm} = \hbar\omega_c(N + 1/2 \pm 1/2) \mp \frac{1}{2}\sqrt{(\hbar\omega_c - g^*\mu_B B)^2 + 8\alpha^2\frac{eB}{\hbar}(N + 1/2 \pm 1/2)} \quad (1.12)$$

Нас интересует, как изменится расстояние между спин-расщеплёнными подуровнями одного уровня Ландау с номером N при учёте спин-орбитального взаимодействия. Рассмотрим предел сильных и слабых полей.

В больших магнитных полях, т.е. при $\frac{\alpha^2 eB}{\hbar} \ll \hbar^2\omega_c^2$:

$$\Delta_{SO} = g\mu_B B - \frac{2\alpha^2 eB}{\hbar} \frac{2N + 1}{\hbar\omega_c - g\mu_B B} \quad (1.13)$$

Отсюда, найдём эффективный g -фактор Ланде, при учёте: $\Delta_{SO} = g^*\mu_B B$:

$$g^* = g_0 - \frac{A\alpha^2}{B}(2N + 1) \quad (1.14)$$

где константа A представляет собой комбинацию известных материальных параметров.

Таким образом видно, что учёт спин-орбитального взаимодействия изменяет зеемановское расщепление в двумерном электронном газе.

В пределе низких магнитных полей $B \rightarrow 0$ происходит спиновое расщепление на уровне Ферми:

$$\Delta_{SO} = -2\alpha|k_F|, \quad (1.15)$$

где $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ - вектор Ферми.

1.3 Электронный парамагнитный резонанс в двумерных электронных системах

Одним из наиболее эффективных и точных методов измерения g -фактора является электронный спиновый резонанс.

Явление электронного спинового резонанса заключается в резонансном поглощении электромагнитного излучения двумерной электронной системой.

Как было показано в формуле 1.3, в режиме квантового эффекта Холла спектр свободных носителей на границе гетероперехода представляет собой набор уровней Ландау с зеемановским расщеплением по спину. Если число заполненных спин-расщеплённых подуровней Ландау нечётно, то спиновая поляризация системы максимальна. Вблизи таких нечётных факторов заполнения может произойти резонансный переход электронов на верхний подуровень, если энергия кванта электромагнитной волны совпадёт со значением зеемановского расщепления. Было показано в [11], что вблизи ЭПР температура двумерного электронного газа резонансно возрастает, вследствие чего возрастает продольное сопротивление системы в режиме квантового эффекта Холла. Данный эффект позволяет экспериментально наблюдать электронный спиновый резонанс.

Значение резонансной частоты позволит определить энергию спинового расщепления, а значит, значение эффективного фактора Ланде. Кроме того, как уже было показано в формуле 1.14, эффективный g -фактор зависит и от константы спин-орбитального взаимодействия, что позволяет определить α . Спиновое расщепление, полученное при исследовании электронного спинового резонанса, является существенно одночастичным в силу теоремы Лармора [12], то есть электрон-электронное взаимодействие не вносит вклад в энергию расщепления электронов в двумерной системе, *измеренной при помощи ЭПР*.

2. Образцы и методика эксперимента

2.1 Образцы

Эксперимент проводился на гетероструктурах на основе $GaN/Al_xGa_{1-x}N$. Доля атомов Al в кристалле AlGaN $x = 0.06$. Рост данных структур проводился при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из GaN . Основная часть структуры состоит из слоя GaN толщиной 1 мкм, AlGaN толщиной 16 нм и тонким слоем GaN толщиной около 3 нм. Над гетеропереходом находится подзатворный диэлектрик Al_2O_3 толщиной 170 нм и непосредственно сам затвор из полупрозрачного для электромагнитного излучения материала. Такой затвор позволяет изменять концентрацию электронов в двумерной системе при помощи подачи напряжения V_g . Гетероструктура обладает холловской геометрией, состоящей из стока, истока и шести измерительных контактов.

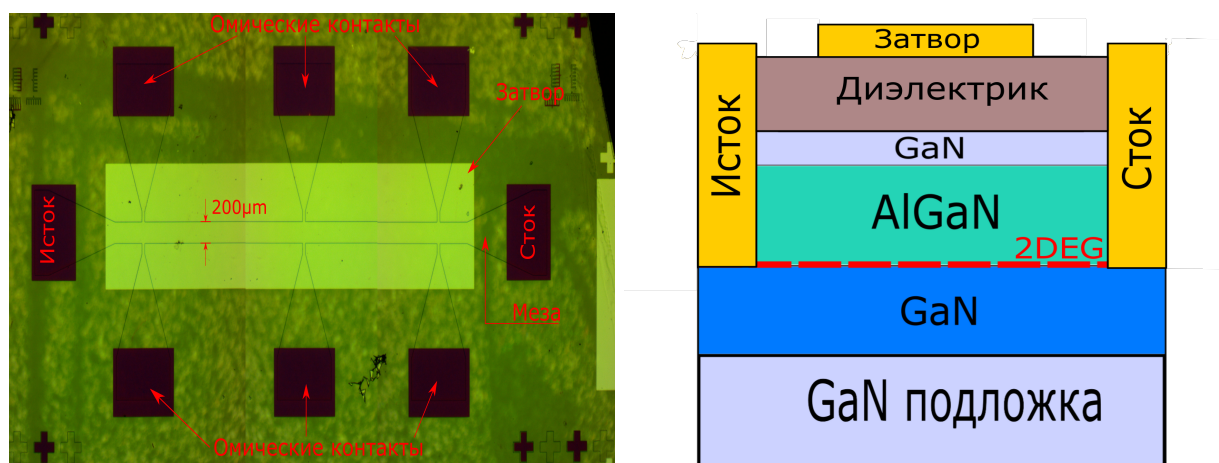


Рис. 2.1: Изображение структуры с холловской геометрией (слева) и схематичное изображение образца с затвором (справа)

2.2 Методика Эксперимента

Эксперименты проводились при низких температурах (вплоть до 0.5K) и в сильных магнитных полях (вплоть до 15Тл). Для исследования электронного парамагнитного резонанса также использовались генераторы субтерагерцового излучения (с диапазоном частот от 60 до 380 ГГц). Для подвода излучения к образцу использовались волноводные тракты. Измерения проводились при помощи синхронных детекторов по методике двойного детектирования.

2.2.1 Криогенная установка

Для поддержания низкой температуры образца в эксперименте используется криогенная установка. Схематическое изображение установки представлено на рис. 2.2

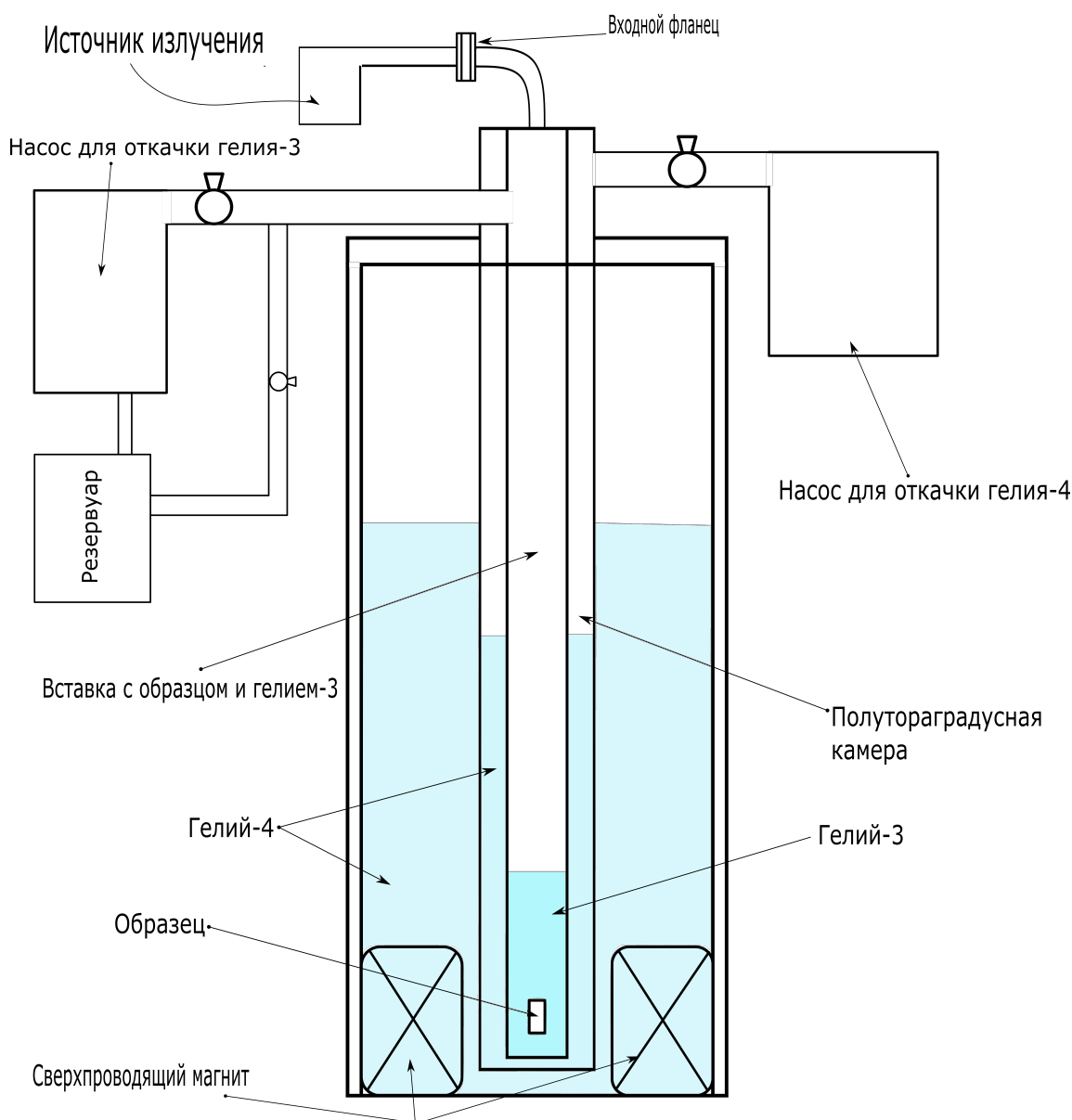


Рис. 2.2: Изображение криогенной установки.

Основным элементом установки является криостат с жидким гелием-4. Внутри криостата, непосредственно в гелии, расположен сверхпроводящий соленоид, обеспечивающий создание магнитных полей вплоть до 15 Тл. В криостат погружена 1.5-К камера, оснащённая холодным краном для забора гелия из основной камеры криостата. Откачка паров гелия-4 вакуумным насосом до давлений в несколько мбар позволяет, в соответствии с законом Клайперона-Клаузиуса, понизить температуру вплоть до 1.5 К. Внутри 1.5-К камеры погружена вставка с газообразным гелием-3. Охлаждение вставки до 1.5 К позволяет обеспечить конденсацию гелия-3. Последующая откачка паров гелия-3 позволяет достичь температуры вплоть до 0.5 К.

Образец помещается внутрь вставки с гелием-3 так, чтобы он был расположен в центре магнита, то есть в области наиболее однородного магнитного поля. Образец закреплялся на специальном держателе, металлические площадки которого соединены с контактными областями образца при помощи ультразвуковой микросварки.

2.2.2 Источники СВЧ излучения

В эксперименте использовались различные источники излучения в зависимости от требуемого диапазона частот. Одним из таких источников микроволнового излучения является набор ламп обратной волны (диапазон частот 170-380 ГГц). Лампа находится в оптической системе (рис.2.3) с механическим модулятором мощности, собирающей линзой и входной частью волновода. Линза находится на расстоянии $2F$ от лампы, и на расстоянии $2F$ от входа в прямоугольный волновод для фокусировки излучения. Другой конец волновода располагается во вставке и, таким образом, излучение доводится до образца.

Другим источником является генератор микроволнового излучения (диапазон частот 2-20 ГГц) соединённый с блоками умножения частоты. Блоки умножения позволяют умножать частоту на 6 и на 8. Выход блоков умножения имеет частотный диапазон от 60 до 160 ГГц и представляет собой прямоугольный волновод, соединённый с помощью специального перехода непосредственно со входом волновода вставки.

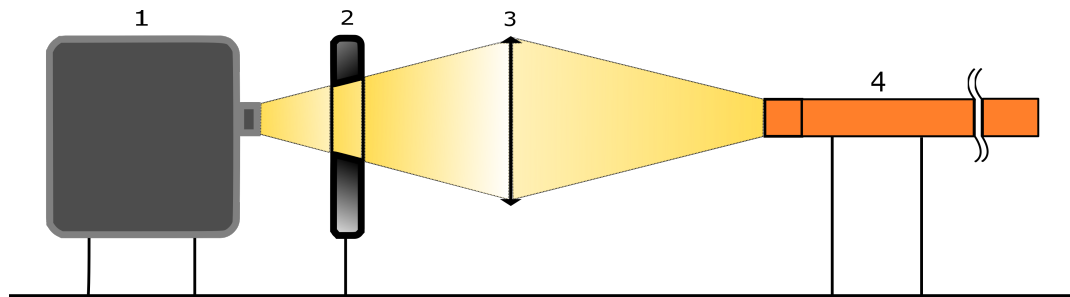


Рис. 2.3: Схема оптической установки.

1. Лампа обратной волны
2. Модулятор мощности излучения (вращающийся с заданной частотой диск с отверстиями)
3. Плоская собирающая линза
4. Вход волновода

2.2.3 Методика двойного синхронного детектирования

Методика двойного синхронного детектирования в данном эксперименте необходима для измерения изменения продольного сопротивления холловского "мостика" при поглощении СВЧ излучения. Впервые данная методика была использована Д.Штейном и К.фон Клитцингом в 1983.[1] Метод заключается в использовании двух синхронных детекторов с разными частотами модуляции. С помощью внутреннего генератора первого детектора подаётся переменное напряжение с частотой ω к выводам исток-сток (см. схему образца 2.4) через резистор сопротивлением $R \sim 5M\Omega$ ($R \gg r$, где r - сопротивление контактов и двумерной электронной системы). Вход самого синхронного детектора соединён с выводами мостика 1-2.

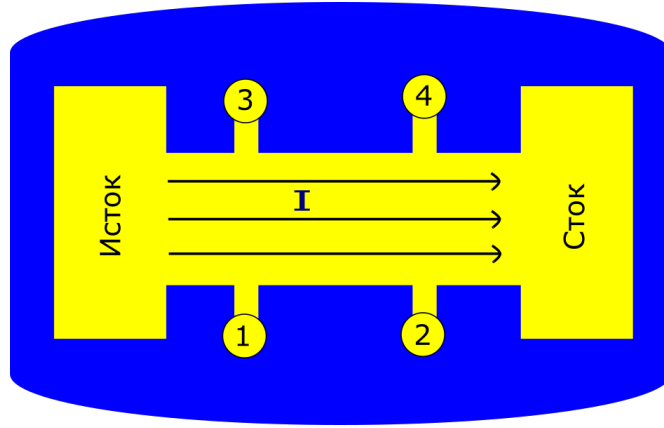


Рис. 2.4: Схематичный вид образца с холловской геометрией.

Мощность СВЧ излучения модулированная по амплитуде с частотой Ω , приводит к появлению добавочного продольного сопротивления образца, изменяющегося со временем по закону $\delta r_{xx} = \delta R_0 \cos(\Omega t)$. Для определения δR_0 необходим второй синхронный детектор, настроенный на референсную частоту Ω . На выходе первого детектора сигнал после демодуляции и фильтрации будет иметь вид:

$$U = \frac{V_o r}{2R} + \frac{V_o \delta r_{xx}}{4R} \cos(\Omega t) \quad (2.1)$$

Этот сигнал подаётся на вход второго детектора. После демодуляции и фильтрации с постоянной времени $\tau \gg \frac{1}{\Omega}$ на выходе второго детектора мы получим постоянный сигнал напряжением $U = \frac{V_o \delta r_{xx}}{8R}$.

Таким образом, данная схема позволяет с высокой точностью измерять добавку δr_{xx} обусловленную поглощением микроволнового излучения. Путём подбора частот ω и Ω достигалось оптимальное соотношение сигнал/шум.

Электронный парамагнитный резонанс наблюдается в виде пика в добавке к продольному сопротивлению образца, вызванной взаимодействием с электромагнитным излучением, при развороте магнитного поля и фиксированной частоте микроволнового излучения. Проведение измерений при фиксированном значении магнитного поля и

развороте частоты является менее удобным из-за сильно изрезанной зависимости мощности излучения, проходящего через волноводный тракт, от частоты. При развороте поля вверх и вниз наблюдается гистерезис, поэтому будет наблюдаться сдвиг положений пиков при развороте поля вверх B_{up} и вниз B_{down} . Однако форма и амплитуда электронного парамагнитного резонанса в двумерной электронной системе совпадает, поэтому в эксперименте наблюдается отсутствие эффектов динамического ядерного намагничивания [13]. Пример измеренного пика ЭПР представлен на рис. 2.5.

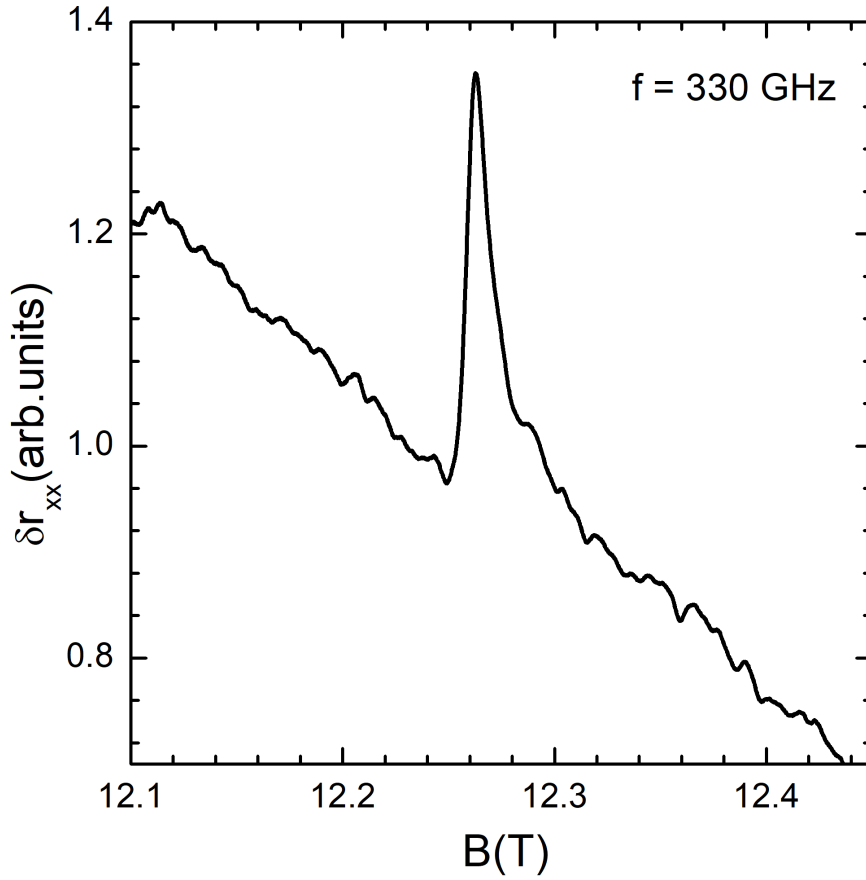


Рис. 2.5: Пример пика ЭПР для зависимости $\delta r_{xx}(B)$ при температуре $T = 0.5K$. Частота СВЧ излучения $f = 330GHz$, система находится вблизи фактора заполнения $\nu = 3$, напряжение на затворе $V_g = -3.5V$, что соответствует концентрации свободных электронов $n_s = 0.97 \cdot 10^{12}cm^{-2}$

3. Результаты эксперимента

3.1 Измерение концентрации двумерных электронов

Начальной стадией экспериментов была проверка работоспособности затвора. В качестве проверки для различных напряжений, подаваемых на затвор, была определена концентрация n_s свободных носителей в двумерной электронной системе по периоду осцилляций Шубникова де-Гааза при температуре 4.2 К. При таких условиях значения $\nu B = \frac{h}{e} n_s$ оставались постоянными и константа была равна концентрации свободных электронов. График полученной зависимости представлен на рис.3.1

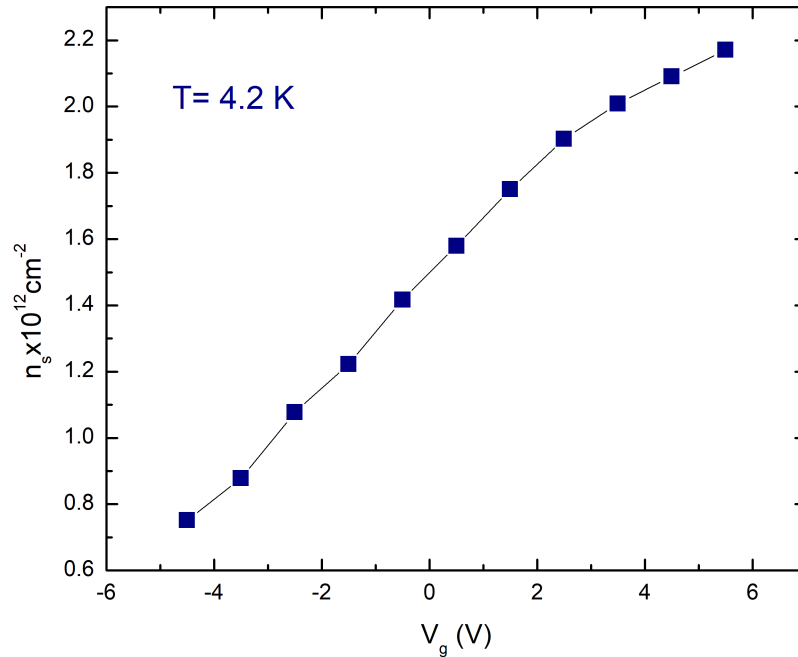


Рис. 3.1: Зависимость концентрации электронов в двумерной системе от напряжения на затворе при температуре $T=4.2 \text{ K}$.

Затем по значениям продольного сопротивления двумерной электронной системы $\rho_{xx}(0)$ при нулевом магнитном поле была определена подвижность носителей заряда $\mu = \frac{1}{n_s e \rho_{xx}(0)}$ в зависимости от напряжения затвора. График зависимости представлен на рис.3.2.

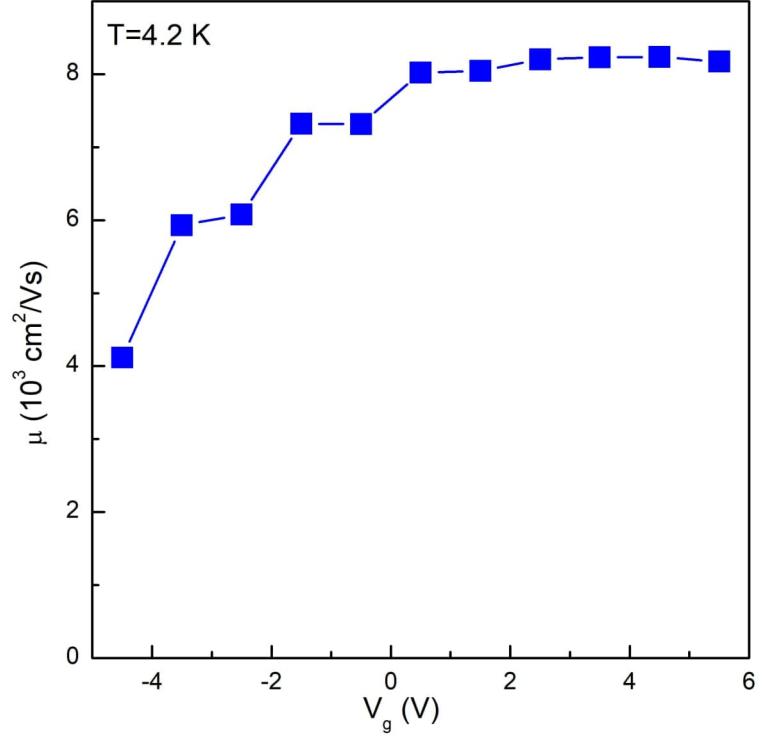


Рис. 3.2: График зависимости подвижности свободных носителей в двумерной электронной системе μ от напряжения на затворе V_g .

Типичный вид осцилляций Шубникова-де Гааза при температуре $T = 0.5$ K представлен на рис.3.3 для нескольких значений концентрации свободных электронов. Минимумы осцилляций, отвечающие нечётным факторам заполнения хорошо разрешаются. Положения нечётных факторов заполнения, выделенные на графике, необходимы для дальнейшего исследования электронного парамагнитного резонанса.

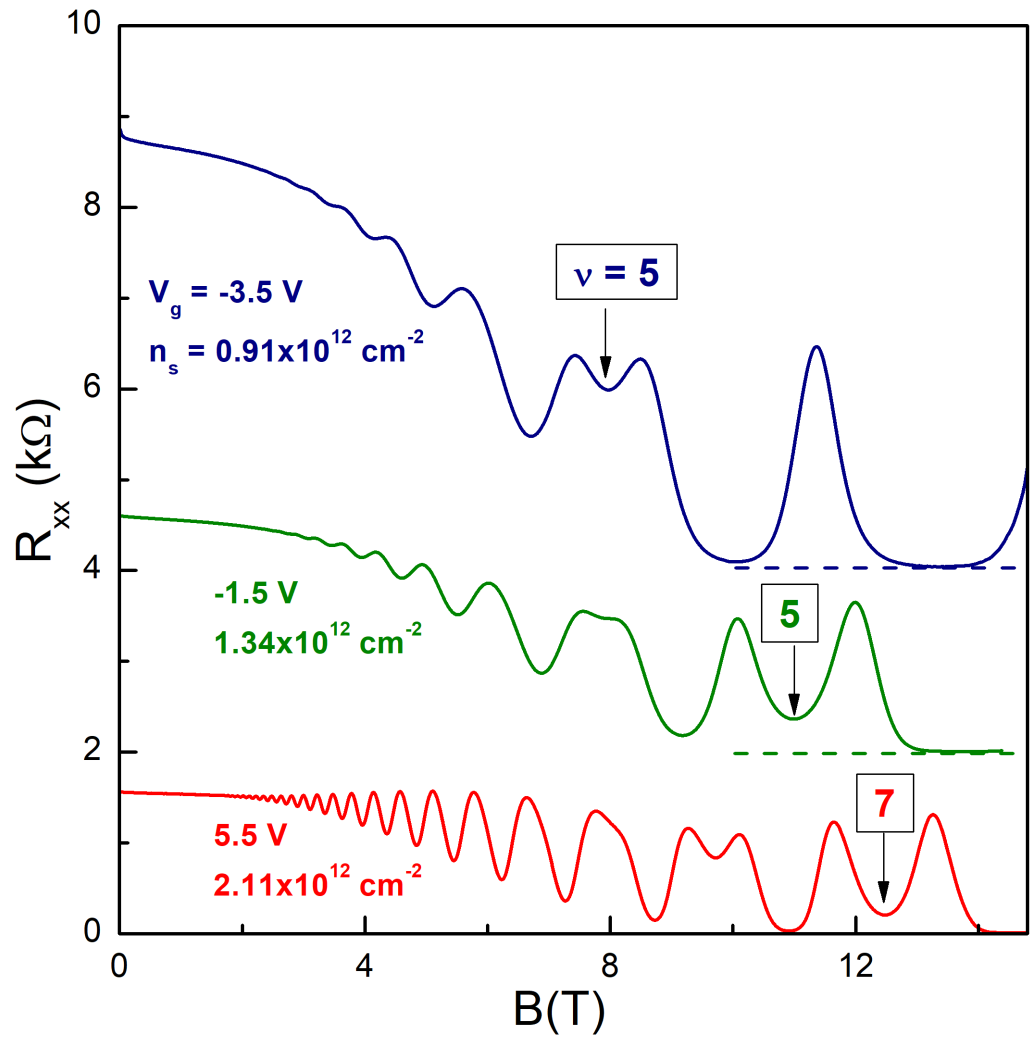


Рис. 3.3: Типичный график осцилляций Шубникова-де Гааза для различных концентраций носителей.

3.2 Исследование электронного парамагнитного резонанса

Следующим и основным этапом эксперимента было исследование ЭПР двумерной электронной системы вблизи различных факторов заполнения. Эксперимент проводился при нескольких значениях концентраций, определяемых по графику 3.1. Типичный график зависимости добавки к продольному сопротивлению двумерной системы от магнитного поля $\delta r_{xx}(B)$ при разных частотах СВЧ излучения представлен на рис. 3.4:

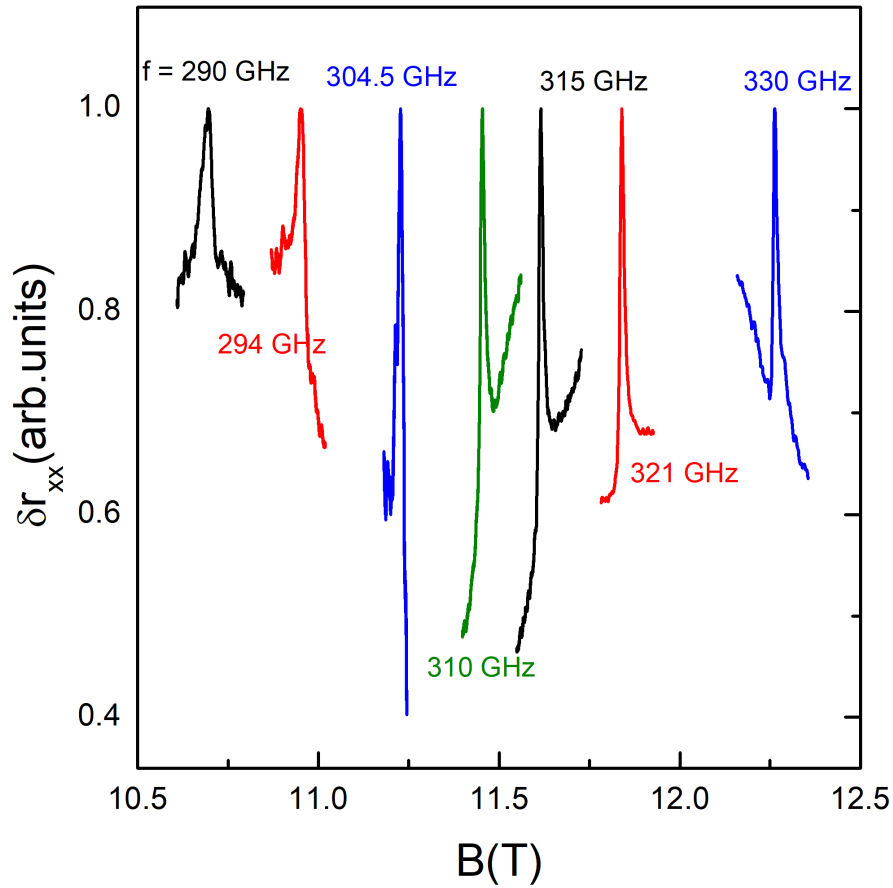


Рис. 3.4: Пример зависимости пиков ЭПР в добавке к продольному сопротивлению $\delta r_{xx}(B)$ от магнитного поля B при различных частотах СВЧ излучения, указанных вблизи каждого пика. Концентрация свободных носителей $n_s = 0.97 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

При исследовании ЭПР в двумерной системе вблизи различных факторов заполнения были получены значения резонансных частот излучения и положение пика δr_{xx} в магнитном поле. Значения резонансной частоты СВЧ излучения F и положение пика ЭПР B_0 позволяют определить эффективный фактор Ланде: $g^* = \frac{hf}{\mu_B B}$. График зависимости $F(B)$ представлен на рис.3.5.

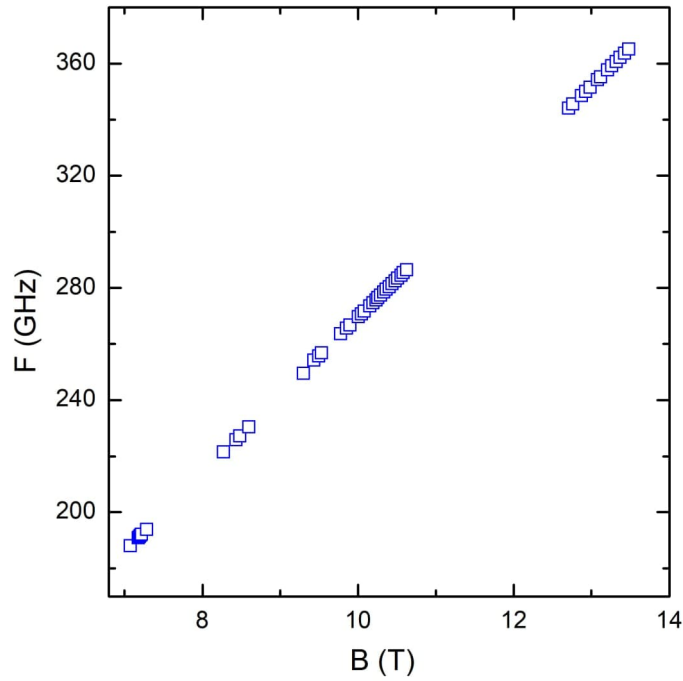


Рис. 3.5: Зависимость частоты микроволнового излучения F от магнитного поля B при которых наблюдается ЭПР.

С учётом формулы 1.14 зависимость $F(B)$ должна иметь вид:

$$F = \frac{\mu_B}{h} g^* B = g_0 \mu_B B / h - A \alpha^2 \nu \quad (3.1)$$

Однако отличие g -фактора при различных факторах заполнения с точностью до сотых не является существенным в масштабе графика, представленного на рис.3.5.

Необходимый масштаб достигается, если рассмотреть непосредственно зависимость фактора Ланде двумерной системы от магнитного поля B (рис.3.6). На графике видно, что значения g -фактора вблизи различных факторов заполнения расположены на разных теоретических кривых, выделенных красным сплошным цветом.

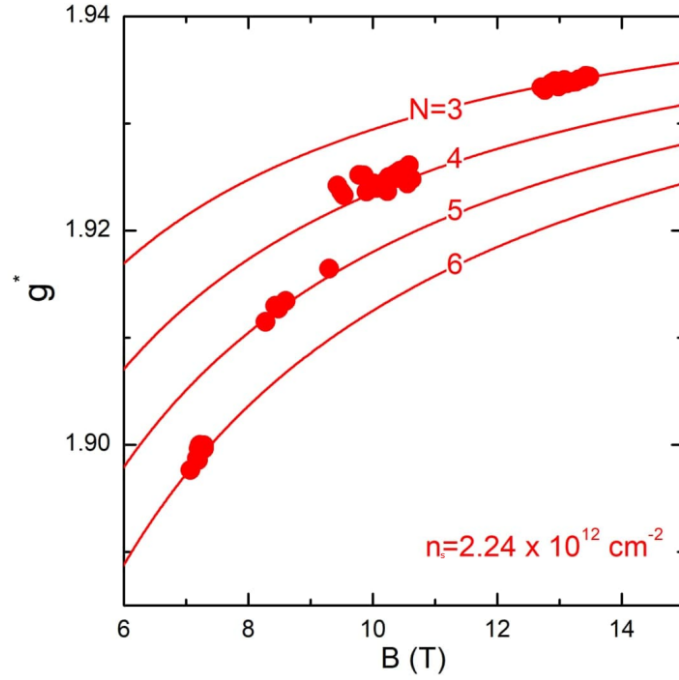


Рис. 3.6: График зависимости фактора Ланде от магнитного поля $g^*(B)$ при различных значениях фактора заполнения $\nu = 2N + 1$. Значение концентрации свободных носителей $n_s = 2.24 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Красной сплошной линией обозначена аппроксимация данных зависимостью $\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{B}$

Стоит отметить, что g -фактор уменьшается при уменьшении магнитного поля B , а значит, доминирующим типом вклада в спин-орбитальное взаимодействие является вклад Рашбы. Поскольку член с вкладом Дрессельхауза при уменьшении магнитного поля приводит к росту фактора Ланде.

3.3 Константа Рашбы спин-орбитального взаимодействия

Заключительным шагом данного исследования является определение постоянной Рашбы спин-орбитального взаимодействия α . Данная задача решается при помощи аппроксимации экспериментальных данных в соответствии с теоретической зависимостью фактора Ланде от магнитного поля. Наиболее удобным способом вычислений константы спин-орбитального взаимодействия является построение зависимости фактора Ланде от квадрата фактора заполнения $g^*(\nu^2)$ непосредственно для нечётных факторов заполнения. Теоретическая зависимость, в соответствии с формулой 1.14, а также с условием $\nu B = \frac{h}{e} n_s$ имеет вид:

$$g = g_0 - \frac{D}{n_s} \alpha^2 \nu^2 \quad (3.2)$$

где константа D - представляет комбинацию известных материальных параметров и мировых констант, n_s - концентрация свободных носителей, α - константа спин-орбитального взаимодействия, $\nu = 2N + 1$ - фактор заполнения.

При таких осях аппроксимация имеет вид прямой линии, а константа Рашбы спин-орбитального взаимодействия находится как коэффициент наклона с учётом погрешностей. График зависимости $g^*(\nu^2)$ представлен на рис.3.7:

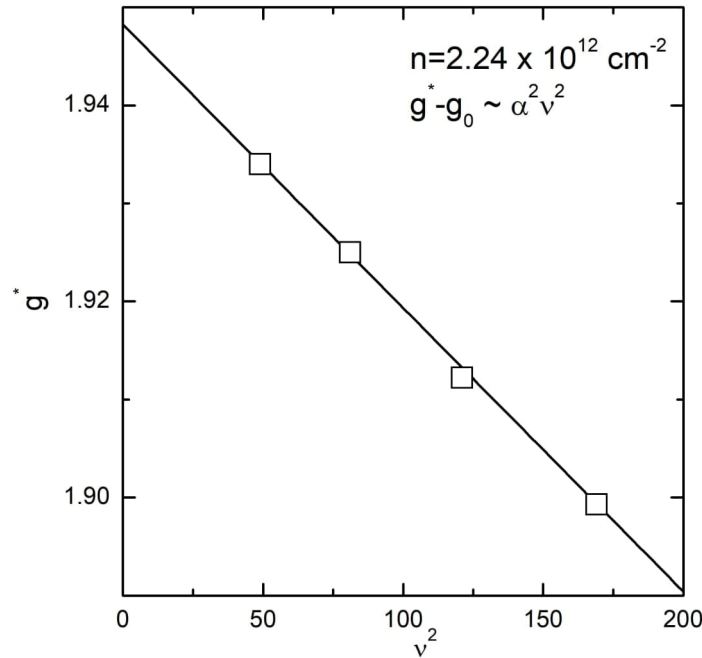


Рис. 3.7: График зависимости фактора Ланде от квадрата фактора заполнения. Концентрация носителей $n_s = 2.24 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Линейная аппроксимация позволяет вычислить постоянную Рашбы спин-орбитального взаимодействия. Такое приближение было проделано для ряда зависимостей $g^*(\nu^2)$ при различных значениях концентраций свободных носителей n_s . График зависимости $\alpha(n_s)$ приведён на рис. 3.8.

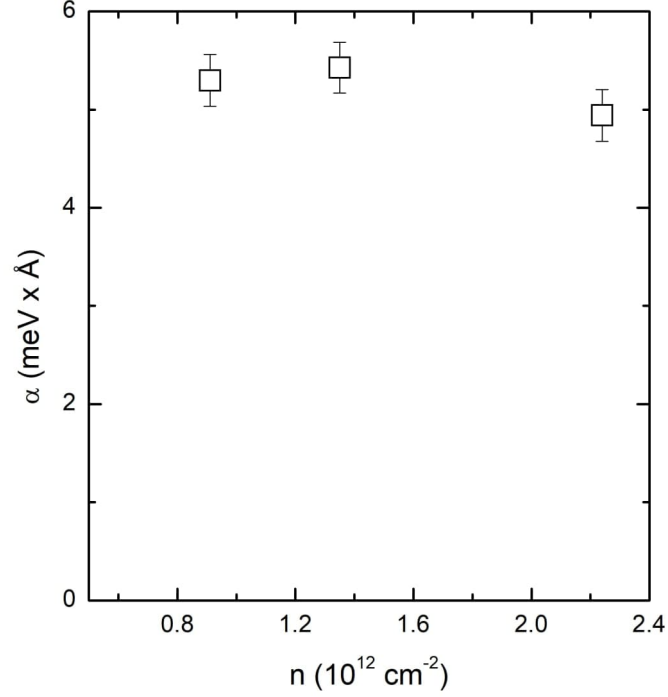


Рис. 3.8: Зависимость константы спин-орбитального взаимодействия α от концентрации свободных носителей в двумерной электронной системе

Как видно, данная зависимость достаточно слабая. Представляет интерес сравнить полученные значения с константами α , измеренными иными методиками в других экспериментах. Так, по слабой антилокализации [9] для сходной структуры было получено значение $\alpha = 6 \text{ meV} \times \text{\AA}$ - значение, близкое к измеренному в данной работе, при этом зависимость α от концентрации также практически отсутствует.

4. Выводы

В рамках данной работы было проведено исследование спинового расщепления в двумерной электронной системы на основе гетероперехода GaN/AlGaN при помощи метода электронного парамагнитного резонанса. Наличие затвора у данной структуры позволило проводить эксперименты при различных концентрациях свободных носителей. В ходе исследования была получена зависимость эффективного фактора Ланде от магнитного поля. Из анализа данной зависимости были определены параметры спинового расщепления: тип и сила спин-орбитального взаимодействия. Было получено (рис.3.8), что константа Рашбы спин-орбитального взаимодействия слабо зависит от плотности двумерных электронов и имеет значение схожее с измеренным в исследовании [9]: $\alpha = 6meV \times \text{\AA}$.

Список литературы

- [1] D.Stein and K.v.Klitzing and G.Weimann. Electron Spin Resonance on $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ Heterostructures //Physical Review Letters-1983.-Vol.51-130
- [2] Klaus von Klitzing: The quantized Hall effect// Rev. Mod. Phys. 58, 519 – Published 1 July 1986
- [3] V.V.Soloviev et al., Appl. Phys. Lett. 118, 013101 (2021)
- [4] Roth, L. M., Lax, B., Zwerdling, S. (1959). Theory of Optical Magneto-Absorption Effects in Semiconductors. //Physical Review, 114(1), 90–104.
- [5] Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba:Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers//1984 J. Phys. C: Solid State Phys. 17 6039
- [6] Xiao-Guang He, De-Gang Zhao and De-Sheng Jiang:Formation of two-dimensional electron gas at AlGa_N/Ga_N heterostructure and the derivation of its sheet density expression // 2015 Chinese Phys. B 24 067301
- [7] O.Ambacher et al., Appl.Phys. 85,3222 (1999).
- [8] M.J.Manfra et al., Appl. Phys. Lett. 77, 2888 (2000)
- [9] S. Schmult, M. J. Manfra, A. Punnoose, A. M. Sargent, K. W. Baldwin and R. J. Molnar: Large Bychkov-Rashba spin-orbit coupling in high-mobility $GaN - Al_xGa_{1-x}N$ heterostructures //PhysRevB.74.0330302
- [10] Roland Winkler: Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems, STMP 191, VII–IX (2003)
- [11] Eugene Olshanetsky, Joshua D. Caldwell, Manyam Pilla, Shu-chen Liu, Clifford R. Bowers, Jerry A. Simmons, and John L. Reno: Temperature dependence and mechanism of electrically detected ESR at the =1 filling factor of a two-dimensional electron system//Phys. Rev. B 67, 165325 – Published 29 April 2003
- [12] Leon Brillouin:A Theorem of Larmor and Its Importance for Electrons in Magnetic Fields//Phys. Rev. 67, 260 – Published 1 April 1945

- [13] Magnetoquantum oscillations of the nuclear-spin-lattice relaxation near a two dimensional electron gas / A. Berg, M. Dobers, R. R. Gerhardts, K. von Klitzing // Phys. Rev. Lett. — 1990. — May. — Vol. 64. — Pp. 2563–2566.