

Исследование осцилляций проводимости Шубникова-де Гааза в гетероструктурах

Алимов Дмитрий Валерьевич

Физический факультет. Практикум по электричеству и магнетизму. 3 семестр.
Группа №18304, 2019.

Научный руководитель:

Д. Ю. Протасов, к. ф.-м. н., с. н. с., ИФП СО РАН

Аннотация

Целью работы являлось исследование спектрального состава осцилляций Шубникова - де Гааза гетероструктуры n-типа с высокой концентрацией носителей заряда, изготовленной по технологии донорно-акцепторного легирования. Для этой цели образец был помещен внутрь соленоида, ток через который постепенно менялся, были записаны зависимости ЭДС Холла и напряжения на соленоиде и образце от времени при различных токах через образец: 7.3 мкА, 15 мкА, 30 мкА. Для уменьшения теплового уширения уровней Ландау проводились при температуре жидкого гелия. Рассмотрены методики обработки экспериментальных данных для нахождения параметров гетероструктуры, с их помощью определены подвижность носителей заряда: $37000 \frac{\text{см}^2}{\text{В*с}}$, общая концентрация носителей заряда: $4,73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (через ЭДС Холла) и концентрации на отдельных энергетических уровнях: $1,66 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $2,46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $0,51 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на первом, втором и третьем уровнях соответственно (методом осцилляций проводимости). Для определения концентрации на различных уровнях при помощи преобразования Фурье строилась частотная характеристика осцилляций проводимости в зависимости от величины магнитного поля. Суммарная концентрация на различных уровнях, полученная методом осцилляций хорошо согласуются с общей концентрацией электронов, рассчитанной через ЭДС Холла. Полученные данные предполагается использовать для оценки электронной температуры данной гетероструктуры.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Алимов Дмитрий Валерьевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

Практикум по электричеству, магнетизму 2 курс, группа №18304
Исследование осцилляций проводимости в гетероструктурах

Научный руководитель:

с. н. с. ИФП СО РАН, к. -ф.-м. н.

_____ Д. Ю. Протасов

«__»_____ 2019 г.

оценка научного руководителя

Преподаватель практикума

«__»_____ 2019 г.

Куратор практикума

«__»_____ 2019 г.

Оценка за курсовую работу

Рекомендации:

Оглавление

| | |
|---|----|
| 1. Введение..... | 4 |
| 2. Теоретическая часть..... | 5 |
| 2.1. Квантово-размерные структуры и механизмы их образования..... | 5 |
| 2.2. Механизмы рассеяния и подвижность..... | 7 |
| 2.3. Эффект Холла..... | 8 |
| 2.4. Эффект Шубникова – де Гааза..... | 8 |
| 2.5. Описание исследуемой гетероструктуры..... | 11 |
| 2.6. Конструкция исследуемого образца..... | 12 |
| 3. Экспериментальная часть..... | 13 |
| 3.1. Экспериментальная установка..... | 13 |
| 3.2. Расчетные формулы..... | 15 |
| 3.3. Экспериментальные данные..... | 16 |
| 4. Выводы и результаты..... | 24 |
| 5. Перечень использованной литературы..... | 25 |

1. Введение

При низких температурах и высоких магнитных полях в полупроводниковых структурах можно наблюдать квантовые эффекты, одним из которых является зависимость проводимости образца от величины магнитного поля. Данное явление хорошо изучено для низкоразмерных структур, у которых заполнен один энергетический уровень, однако структуры с несколькими заполненными уровнями изучены ещё не полностью. Это связано с тем, что создание образцов с высокой концентрацией стало возможно только небольшое время назад с развитием технологии донорно-акцепторного легирования. Согласно квантовой теории, происходят периодические осцилляции проводимости от обратного магнитного поля. Методом преобразования Фурье можно построить спектр осцилляций, при помощи которого определить концентрации носителей заряда на различных энергетических уровнях.

2. Теоретическая часть

2.1. Квантово-размерные структуры и механизмы их образования

Эффект размерного квантования: это изменение термодинамических и кинетических свойств структуры при ограничении её размеров до длины волны Бройля. В случае очень тонкой полупроводниковой пленки возникают дискретные уровни энергии электронов.

Рассмотрим полупроводниковую пленку малой толщины h . Ось z направим перпендикулярно её поверхности. Поскольку в большинстве твердых тел типичные значения работ выхода (4-5 эВ) на несколько порядков превышают тепловую энергию носителей заряда (0,026 эВ при комнатной температуре), электроны не покидают пленку. В этом случае можно рассматривать материал пленки как бесконечно глубокую потенциальную яму. Согласно законам квантовой механики, энергия электронов принимает только дискретные значения, называемые уровнями размерного квантования. Для области $0 < z < h$ энергетический уровень может быть выражен формулой: $E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2mh^2}$ [1], где m – эффективная масса электрона, \hbar : постоянная Планка. E_n должно быть мало по сравнению с глубиной ямы, чтобы ее можно было считать бесконечно глубокой.

Вышеприведенная формула относится лишь к движению поперек потенциальной ямы, по оси z . В то время как в плоскости xu носители заряда движутся как свободные и

характеризуются непрерывным энергетическим спектром: электроны, принадлежащие одному уровню E_n могут иметь любую энергию от 0 до бесконечности. Полная энергия носителей представляет собой дискретно-непрерывный спектр и

выражается: $E = E_n + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m}$ [2], где

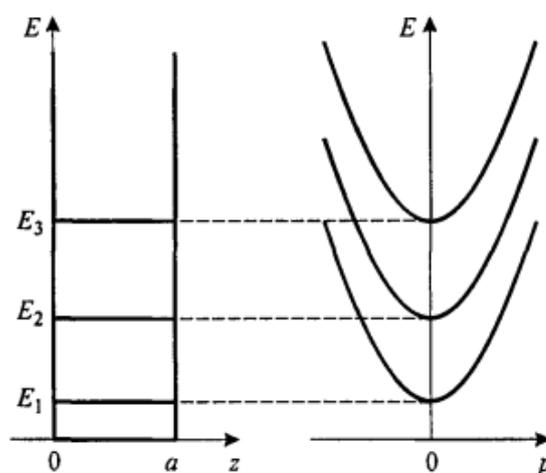


Рис.2.1 Энергетический спектр квантово-размерной пленки (p - импульс носителей заряда в плоскости пленки)

p_x и p_y – компоненты импульса в плоскости слоя. Эту совокупность состояний для данного n называют подзоной размерного квантования. Важно отметить, что если все электроны системы принадлежат подзоне E_n , то никакой упругий процесс, например, рассеяние на других электронах, примесях или акустическом фоне, не позволяет электрону перейти на вышележащий уровень. В плоскости xu электроны могут изменять свой импульс произвольно, то есть ведут себя как двумерные частицы. Поэтому такие структуры называют двумерными.^[1]

Для наблюдения квантовых эффектов необходимо, чтобы расстояние между энергетическими уровнями было достаточно велико по сравнению с тепловой энергией $E_{n+1} - E_n > kT$. В противном случае практически одинаковая заселённость соседних уровней делают квантовые эффекты ненаблюдаемыми из-за теплового распределения. Большое значение имеет качество обработки поверхностей, ограничивающих движение носителей заряда в квантовых ямах. Отражение носителей от этих поверхностей должно быть зеркальным, иначе при каждом отражении частица приобретает случайную компоненту импульса, параллельную поверхности. Также необходимо, чтобы расстояние между энергетическими уровнями было много больше квантовой неопределённости. $E_{n+1} - E_n > \hbar/m\mu$. Следовательно, носители заряда должны иметь высокую подвижность.

Для наблюдения квантово-размерных эффектов могут использоваться тонкие пленки полупроводников, структуры типа МДП (металл-диэлектрик-полупроводник), гетероструктуры.

В данной работе исследуется последний из данных типов структур. Гетероструктуры состоят из тонких слоёв полупроводников с различной шириной запрещённой зоны. В слоях проводника вблизи границы образуется тонкий

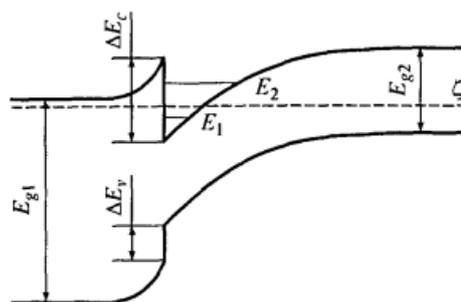


Рис.2.2 Зонная диаграмма одиночного гетероперехода

инверсионный слой, содержащий носители заряда, знак которых противоположен знаку носителей в толще полупроводника. Инверсионный слой ограничен с одной стороны разрывом запрещенных зон, с другой: электростатическим полем полупроводника. Таким образом, создается потенциальная яма, позволяющая наблюдать размерное квантование. Важнейшим достоинством гетероструктур является высокое качество гетерограницы, в результате чего электроны в приповерхностном слое имеют высокие подвижности, превосходящие $10^7 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$.

Если ширина квантовой ямы много больше инверсионной зоны, образуется прямоугольная квантовая яма, если одного порядка, то яма имеет изгиб.

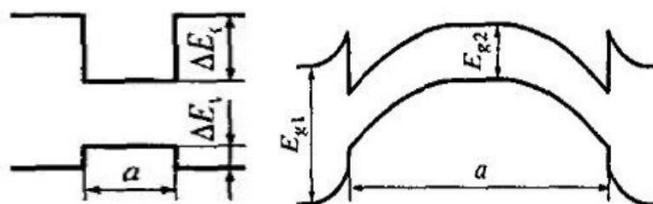


Рис.2.3 Зонная диаграмма двойного гетероперехода.

- а) При большой толщине слоёв
- б) При малой толщине слоёв

Стоит отметить еще один важный тип квантово-размерных структур, который будет в дальнейшем упоминаться, δ – слой. Из – за неоднородного профиля легирования, примесные ионы не равномерно распределены по всему объему, а сосредотачиваются в очень

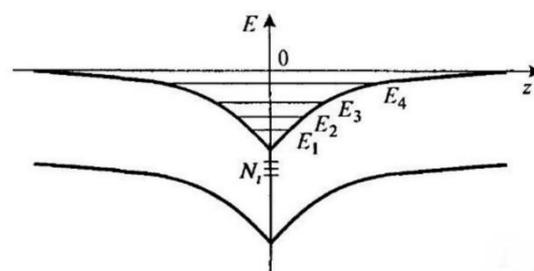


Рис.2.4 Зонная диаграмма δ – слоя

тонком слое. Носители, образовавшиеся при ионизации примесей, удерживаются их зарядом вблизи плоскости слоя. Благодаря этому, в данной структуре получается очень высокая концентрация размерно – квантованных носителей. [2]

2.2.Механизмы рассеяния и подвижность

Рассеянием является изменение траектории частицы, вызванное столкновением с другой частицей. При рассмотрении кристаллических твердых тел, говоря о рассеянии, подразумевают искривление траектории носителя заряда вследствие столкновения со структурным дефектом

кристаллической решетки, другим носителем заряда, фононом и т. д. В образцах, исследуемых в данной работе ключевыми механизмами рассеяния являются кулоновское и рассеяние на тепловых колебаниях кристаллической решетки.

Действие внешнего поля вызывает в полупроводнике направленное движение зарядов. Усредненная по всем носителям заряда одного знака скорость такого движения называется скоростью дрейфа, $v_{др}$, по направлению совпадающая с полем. Из простейших оценок, $v_{др} = \frac{qt}{m} E$, где величина $\frac{qt}{m}$ называется подвижностью μ .

2.3. Эффект Холла

Эффект Холла возникает в проводнике или полупроводнике с текущим по нему постоянным током, помещенном в магнитное поле. Действующая на движущиеся носители заряда сила Лоренца отклоняет их в сторону одной из перпендикулярных направлению тока граней проводника. В результате этого, на поперечных контактах возникает разность потенциалов, называемая ЭДС Холла.

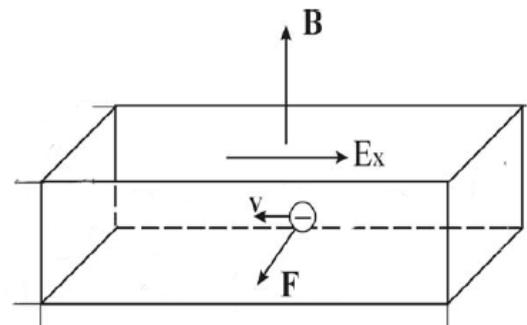


Рис.2.5 Эффект Холла в полупроводнике, помещенном в магнитное поле

2.4. Эффект Шубникова – де Гааза

В магнитном поле в полупроводниковых структурах при низких температурах возникают осцилляции теплоемкости, проводимости, коэффициента поглощения ультразвука и других параметров.

Причина осцилляций заключается в образовании уровней Ландау. При низких температурах движение в направлении, перпендикулярном магнитному полю (в плоскости двумерного полупроводника), квантовано.

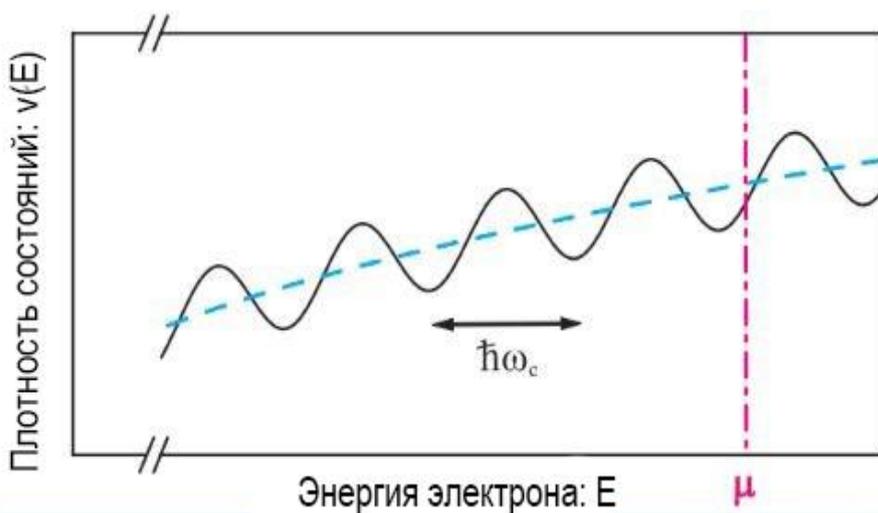
Энергия электрона, находящегося на N-ом уровне Ландау описывается формулой:

$$E(N, pz) = \hbar * \omega * \left(N + \frac{1}{2} \right) + \frac{pz^2}{2 * m} \quad [1.1]$$

Где \hbar : постоянная Планка, ω : циклотронная частота ($\omega = \frac{e * B}{m * c}$ [1.2]), p_z : импульс в направлении, перпендикулярном плоскости полупроводника, m : масса электрона, e : заряд электрона, c : скорость света, B : индукция магнитного поля.

Таким образом, квантуется не только импульс электрона в направлении перпендикулярном плоскости полупроводника, но и в самой плоскости.

Рассмотрим полупроводниковый образец, находящийся в магнитном поле, при низкой температуре. Плотность состояний (пропорциональна вероятности того, что



электрон обладает определённой энергией) имеет пики. В реальных

Рис.2.6 Плотность состояний в квантующем (чёрная сплошная кривая) и нулевом (синяя пунктирная) магнитных полях.

структурах всегда существует рассеяние, которое «размывает» электронные состояния, что приводит к «сглаживанию» пиков плотности состояний.

Кинетические параметры полупроводниковой структуры (в том числе проводимость) определяются электронами, находящимися на границе Ферми (максимально допустимая энергия, ниже которой при нулевой абсолютной температуре все энергетические уровни заняты). Это связано с тем, что только электроны на границе Ферми могут переходить между различными уровнями, что обеспечивает проводимость. Причина осцилляций заключается в последовательном пересечении уровня Ферми уровнями Ландау в

квантующем магнитном поле. При увеличении магнитного поля уровни Ландау сдвигаются, максимумы и минимумы плотности состояний последовательно оказываются на уровне Ферми, что и приводит к появлению осцилляций проводимости.

Если в формулу [1.1] подставить [1.2], получим, что максимума плотности вероятности оказываются на уровне Ферми при $\frac{\hbar * e * B}{m * c} * \left(N + \frac{1}{2}\right) + \frac{pz^2}{2 * m} = Ef$. При $N > 10$ (именно эти колебания используются при дальнейших вычислениях) можно записать это условие в виде

$$B^{-1} = \frac{e * \hbar}{\left(Ef - \frac{pz^2}{2 * m}\right) * m * c} * N \quad [1.3]$$

Отсюда: видно, что колебания проводимости периодичны в обратном магнитном поле: B^{-1} . [3]

В работе [4] показано, что можно перейти к уравнению $\frac{\hbar * e * B}{m * c} * \left(N + \frac{1}{2}\right) = \mu$, поскольку в случае двумерного полупроводника энергия Ферми совпадает с химическим потенциалом электронного газа: μ , слагаемым $\frac{pz^2}{2 * m}$ можно пренебречь так как электроны движутся преимущественно в плоскости полупроводника, и их скорость по оси z мала. Тогда $B^{-1} = \frac{e * \hbar}{\mu * m * c} * N$. Для i-той подзоны размерного квантования по оси z частота осцилляций в обратном магнитном поле: $\nu = Bi = \frac{\mu i * m * c}{e * \hbar}$ прямо пропорциональна химическому потенциалу, который можно выразить через концентрацию как: $\mu i = \frac{\pi * \hbar^2 * n i}{m * c}$. Отсюда можно определить концентрацию в каждой подзоне размерного квантования:

$$n i = \frac{Bi * e}{\pi * \hbar} \quad [1.4]$$

Амплитуду осцилляций в данной работе достаточно оценить качественно. Чем больше концентрация электронов на некотором уровне, тем большее

влияние он оказывает на проводимость, а значит, тем больше амплитуда осцилляций проводимости, соответствующих ему.

2.5. Описание исследуемой гетероструктуры.

Исследуемая гетероструктура состоит из 17 слоев, назначение которых описано ниже. Носителями заряда являются электроны.

| | | |
|-----------|------------------------------|--|
| | AlGaAs | 6 nm |
| | AlGaAs:Be | 8 nm, $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ |
| | AlGaAs | 7 nm |
| | 2ML GaAs | |
| акцепторы | δ_{Si} | $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}, \sigma_1$ |
| | 2ML GaAs | |
| доноры | AlGaAs spacer | 3 nm |
| | GaAs smooser | 1.5 nm |
| | InGaAs | 14 nm, $x=0.165$ |
| | GaAs smooser | 3.0 nm |
| | AlGaAs spacer | 3 nm |
| | 2ML GaAs | |
| | δ_{Si} | $6.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}, \sigma_2$ |
| | 2ML GaAs | |
| | AlGaAs | 5 nm |
| | AlGaAs:Be | 11 nm, $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ |
| | Buffer layers/GaAs substrate | |

Таблица.2.1 Слои исследуемой гетероструктуры

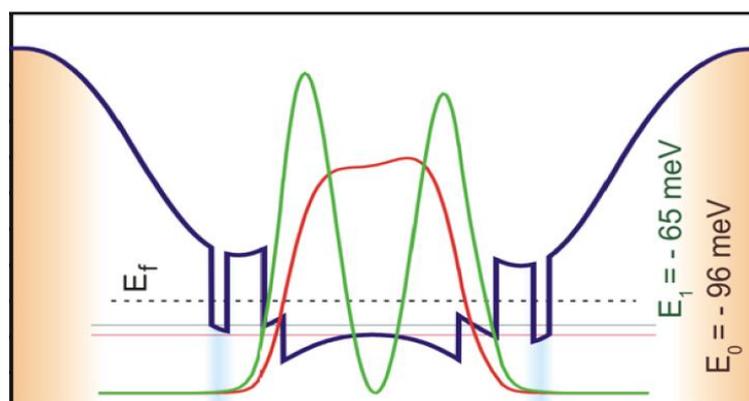


Рис.2.7 Зонная диаграмма исследуемой гетероструктуры

Средний слой из InGaAs выполняет роль квантовой ямы. Поскольку её ширина мала по сравнению с шириной инверсионной зоны, потенциальная яма

имеет изгиб. Далее расположены smoozer-слои (*англ. сглаживающие*), обеспечивающие гладкость поверхности, ограничивающей движение электронов внутри потенциальной ямы, что необходимо для наблюдения эффекта размерного квантования. Далее находятся spacer-слои (*англ. разделяющие*), отделяющие свободные электроны от донорных δ -слоёв. Роль δ -слоёв заключается в наполнении квантовой ямы отданными электронами. Вместе с акцепторными слоями они образуют потенциальный барьер. Поскольку поле, образованное донорным и акцепторным слоем можно считать однородным, то его потенциал линейно зависит от расстояния между слоями, поэтому для увеличения потенциала донорный и акцепторный слой разделяют буферным слоем.

2.6. Конструкция исследуемого образца

Для проведения измерений используется Г-образная гетероструктура.

Образец изготавливается методом фотолитографии. На подложку наносится фоторезист слоями определенной последовательности и освещается через маску. Далее образец травится в смеси винной кислоты с перекисью водорода с добавлением раствора плавиковой кислоты. Затем для формирования омических контактов и контактных дорожек на образец напыляются слои Ge/Au/Ni/Au. Для образования омических контактов производится нагрев до 600°C в камере с водородом в течение 5 минут. Далее при помощи фотолитографии образец закрывается защитным диэлектриком SiO₂.

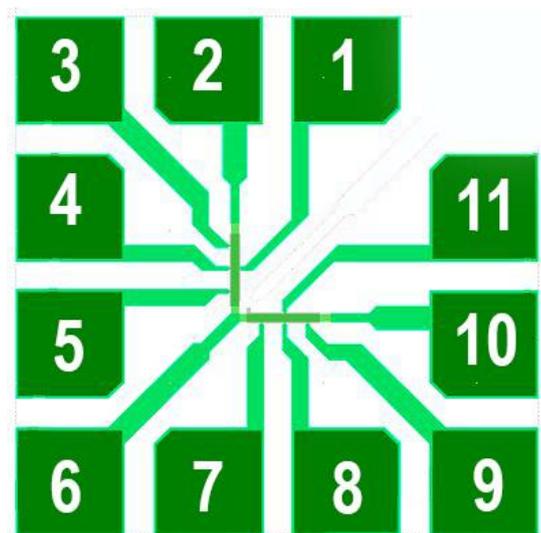


Рис 2.8 Исследуемый образец

Контакты 2, 6, 10 служат для подведения тока источника; при помощи пар контактов 1-4 и 8-11 измеряется ЭДС Холла; при помощи пар 3-5 и 7-9 измеряется проводимость структуры.

3. Экспериментальная часть

3.1. Экспериментальная установка

Для измерения осцилляций проводимости образец вместе с соленоидом крепятся на держатель и помещаются внутрь сосуда Дьюара с жидким гелием. Соленоид, находящийся в сверхпроводящем состоянии подключается к источнику высокого тока (60 А), в результате чего создаётся мощное магнитное поле (3.5 Тл). Образец подключается к источнику малого тока (7.3 мкА) для того, чтобы исключить нагревание образца. При помощи трёх вольтметров измеряется напряжение холла U_y (в перпендикулярном току направлении), падение напряжения на образце, вызванное его сопротивлением U_x (в направлении тока) и напряжение соленоида U_s . Сигнал с вольтметров записывается при помощи ЭВМ.

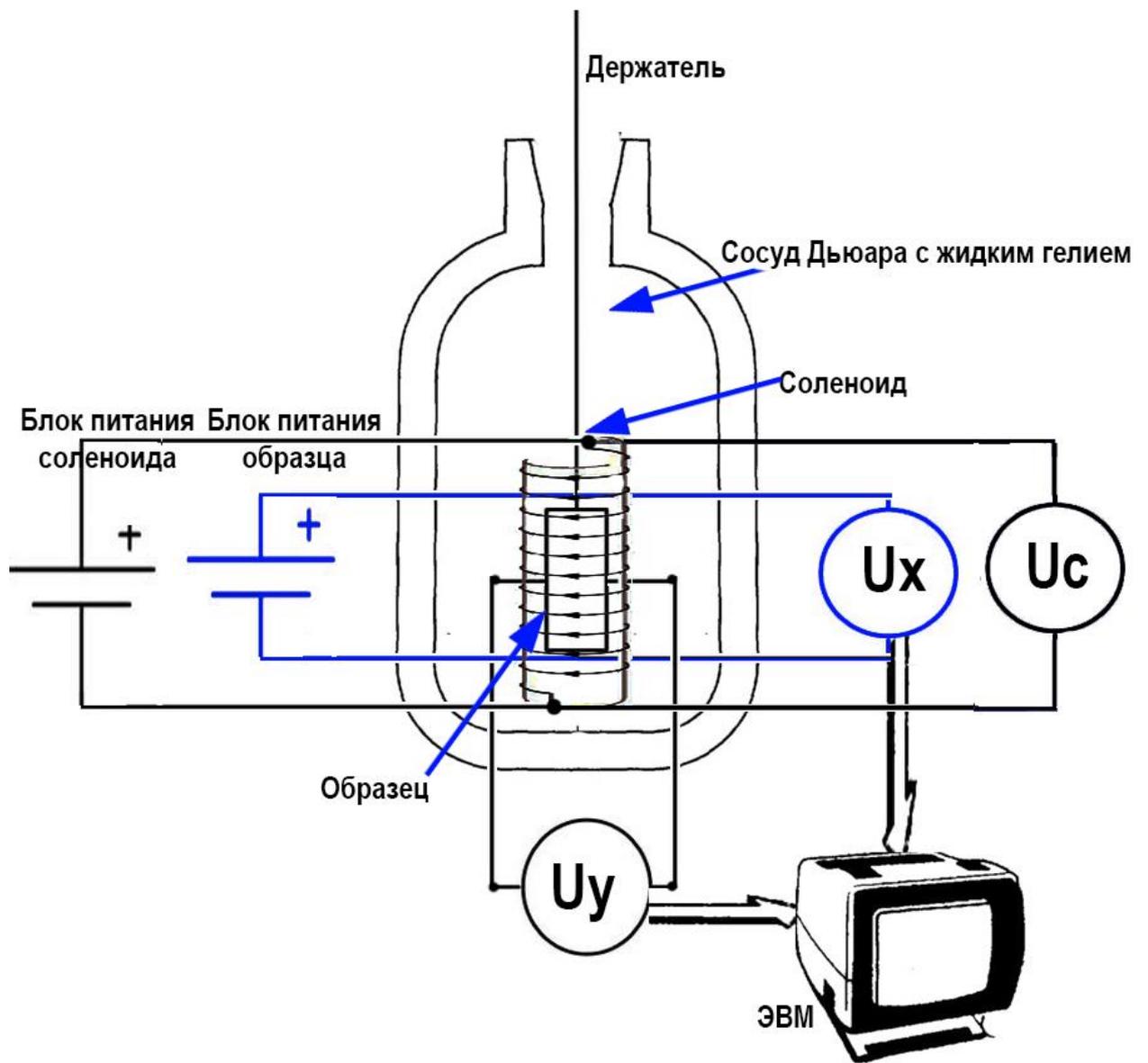


Рис 3.1 Схема экспериментальной установки

Для возможности сравнения подвижности и концентрации электронов данной гетероструктуры с параметрами аналогов были проведены подобные измерения напряжения на образце U_x и ЭДС Холла U_y при комнатной температуре. Образец был помещен внутрь электромагнита при индукции поля 2 Тл.

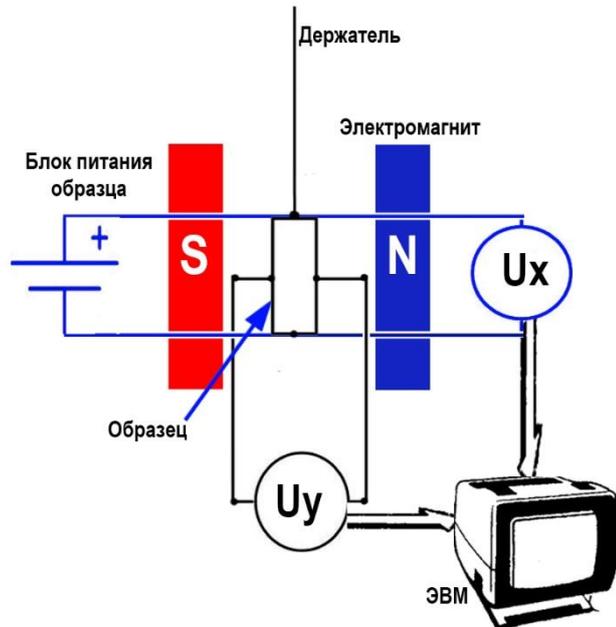


Рис. 3.2 Схема установки для измерения проводимости и общей концентрации электронов при комнатной температуре.

3.2. Расчетные формулы

ЭДС Холла описывается следующей формулой (в двумерном случае):

$$U_y = R_h * I_x * B. [4.1]$$

Где R_h : константа Холла, (в случае двумерного полупроводника) равная $\frac{1}{n * e}$ (n : концентрация электронов, e : заряд электрона), I_x : ток через образец, B : индукция магнитного поля соленоида.

Можно выразить общую концентрацию электронов в образце:

$$n = \frac{I_x * B}{U_y * e}. [4.2]$$

Поле катушки линейно зависит от напряжения на катушке: $B = p * U_c$ где p : коэффициент пересчёта (6,667 Тл/мВ), U_c : напряжение на соленоиде. Поэтому формула [4.2] для расчета общей концентрации принимает вид:

$$n = \frac{I_x * p * U_c}{U_y * e} [4.3]$$

Согласно теоретической части, проводимость осциллирует в зависимости от обратного магнитного поля с определенными частотами, которые можно определить, построив частотный спектр при помощи

преобразования Фурье. После определения частотного спектра осцилляций проводимости от обратного магнитного поля, можно определить концентрацию электронов на отдельных уровнях. Концентрация электронов на i -том уровне описывается формулой:

$$n_i = \frac{Bi * e}{\pi * \hbar} \quad [4.4]$$

Для данной экспериментальной установки формула [4.4] принимает вид:

$$n = \frac{Ix * p * e}{\pi * \hbar} \quad [4.5]$$

где \hbar : постоянная Планка, Bi : индукция магнитного поля, при котором наблюдается пик проводимости, соответствующий данному уровню.

Из формулы для ЭДС Холла можно получить формулу для подвижности, учтя, что $Jx = \sigma * Ex = \sigma * \frac{Ux}{x}$ и $Rh * \sigma = \mu$, где x и y : продольные и поперечные размеры образца соответственно.

$$\mu = \frac{Uy}{y} * \frac{x}{Ux} * B \quad [4.6]$$

3.3. Экспериментальные данные

Измерения проводились при температуре жидкого гелия для исключения теплового рассеяния, мешающего наблюдению размерного квантования. Ток через соленоид медленно увеличивался от 0 до 60 А. Ток через образец при 3 измерениях составлял 7.3 мкА, 15 мкА и 30 мкА. При помощи вольтметров записывались зависимости ЭДС Холла Uy , напряжения на образце Ux , напряжение соленоида Uc .

Экспериментальные данные измерения при токе 7.3 мкА:

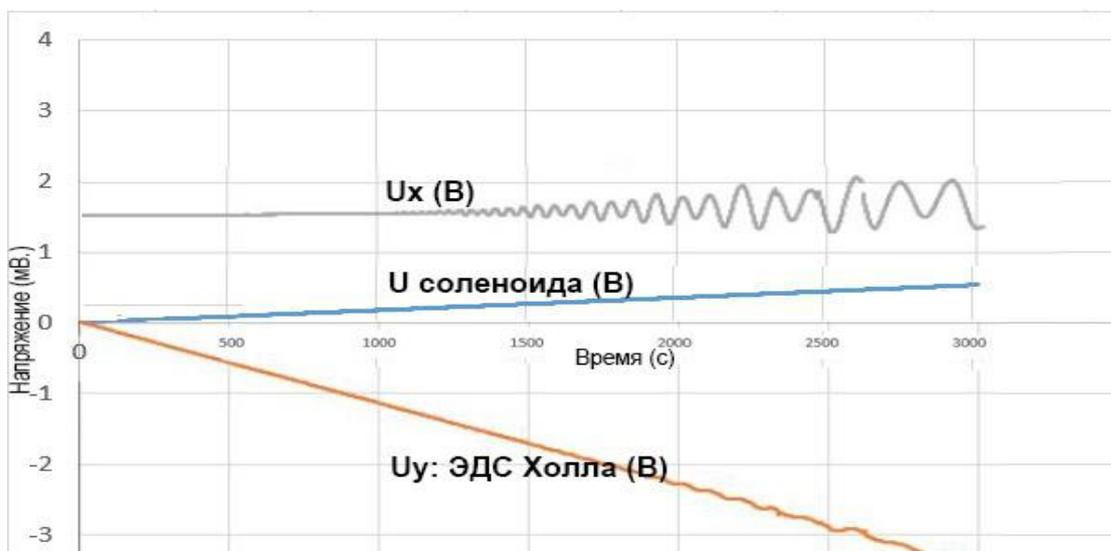


Рис 3.3 Графики зависимости ЭДС Холла: U_y (В), падения напряжения на образце: U_x (В), напряжения на соленоиде U_c (В) от времени (с)

Была построена зависимость падения напряжения на образце U_x от магнитного поля и от обратного магнитного поля:

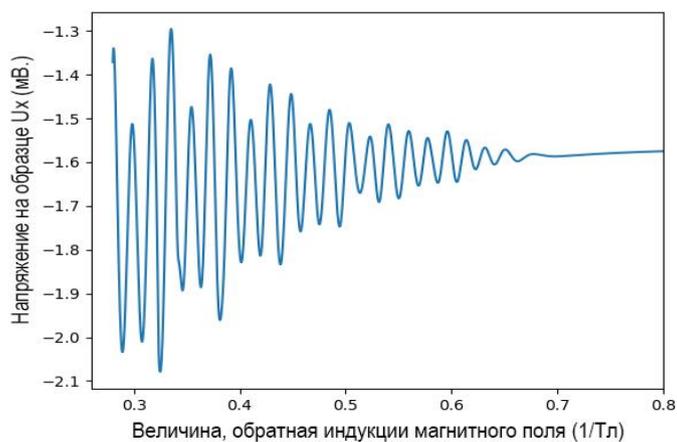
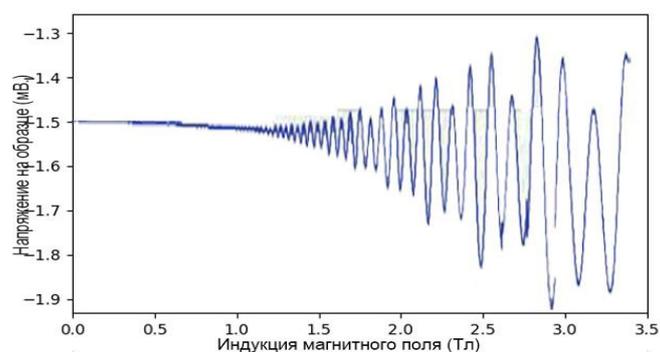


Рис 3.4 Зависимость напряжения на образце U_x
а) от магнитного поля б) от обратного магнитного поля

Можно заметить, что, в соответствии с теоретической частью, осцилляции проводимости периодичны в обратном магнитном поле. (На рис 3.4 несколько гармоник с различной частотой).

Частоты гармоник определялась при помощи преобразования Фурье с использованием языка программирования Python. Была написана программа, осуществляющая кусочную интерполяцию экспериментальных точек (записанных с равным шагом по оси B) для построения зависимости от обратного магнитного поля с равным шагом по оси B^{-1} и вычисляющая дискретное преобразование Фурье. Был получен частотный спектр, имеющий выраженные пики.

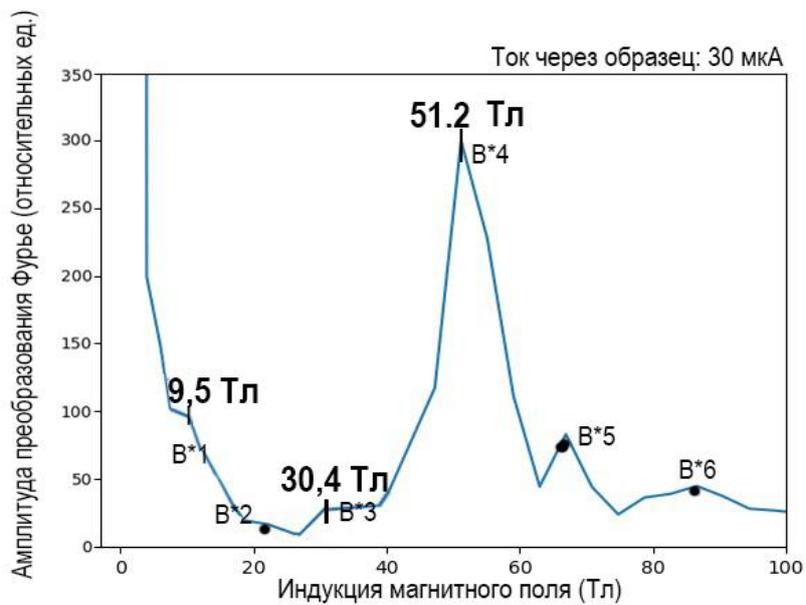
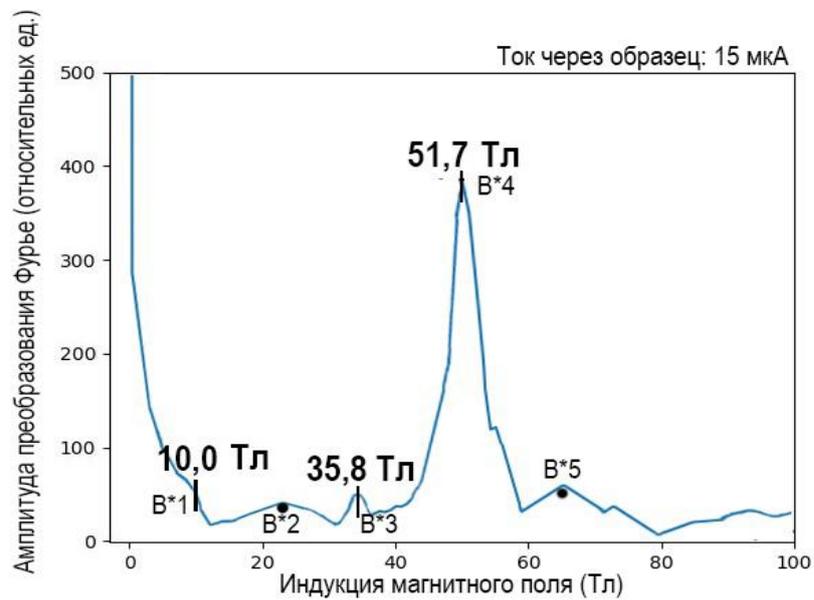
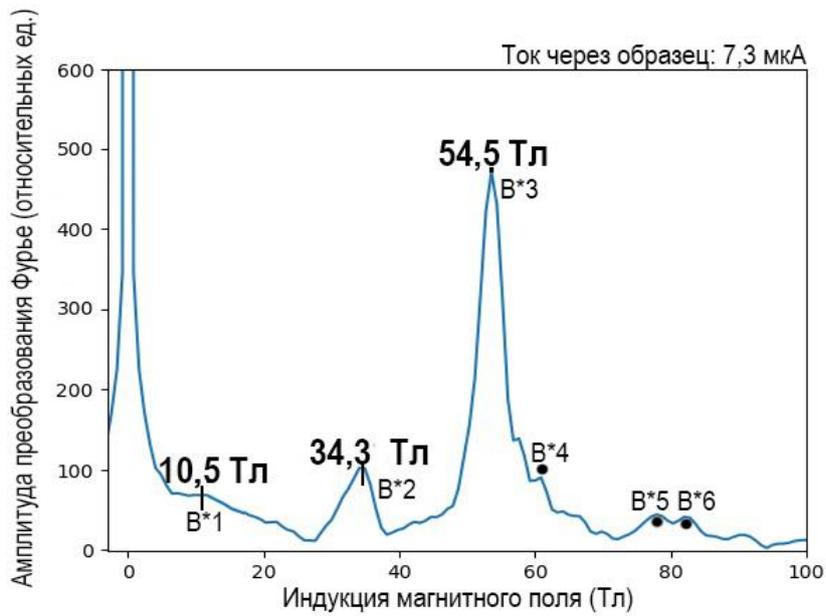


Рис 3.5 Частотный спектр осцилляций проводимости при токе через образец: а) 7,3 мкА б) 15 мкА в) 30 мкА

Рассмотрим пики частотного спектра осцилляций при токе 7,3 мкА (на рис 3.5 они обозначены V^*i). Энергия электронов первого уровня размерного квантования, наименьшая (по сравнению с другими уровнями), следовательно, данный уровень является наиболее заселенным и, согласно теоретической части, ему соответствуют наибольшая частота и амплитуда осцилляций проводимости. Пик V^*3 (54,55 Тл) однозначно соответствует первому уровню. Пики V^*4 , V^*5 , V^*6 расположены правее по оси частот, однако их амплитуда значительно меньше. Пик V^*2 (34,38 Тл) соответствует второму уровню. На интервале от 0 до 20 Тл амплитуда преобразования Фурье резко возрастает из-за искажений, вызванных наклоном экспериментальной кривой. Поэтому пик, соответствующий третьему уровню определить сложнее. Была проведена оценка его положения. По формуле [4.3] была определена общая концентрация электронов через ЭДС Холла: $4,73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Подставив в формулу [4.5] частоты V^*2 и V^*3 были определены концентрации электронов на первом и втором уровнях: $2,59 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $1,66 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. По разности данных значений, расчетной концентрации третьего уровня: $0,48 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ оценена соответствующая ему частота: 10,2 Тл. На интервале от 5 до 15 Тл программным образом была найдена точка излома графика: 10,5 Тл. В её окрестности график преобразования Фурье является суперпозицией искажений, вызванных наклоном экспериментальной кривой и малого пика V^*1 .

Рассмотрим пики преобразования Фурье для измерения при токе 15 мкА. Аналогичным образом было определено, что пики V^*4 (51,7 Тл) и V^*3 (35,8 Тл), V^*1 (10,0 Тл) соответствуют первому, второму и третьему уровню соответственно. Пик V^*2 , как показано в работе [3] соответствует разностной частоте первого и второго уровня.

Измерение при токе 30 мкА является, как будет показано далее, наименее точным. Было предположено, что пики V^*4 (51,2 Тл), V^*3 (35,4 Тл), V^*1 (11,5 Тл) соответствуют первому, второму и третьему уровню соответственно. Погрешности измерения не позволяют построить точный частотный спектр. Положение пиков определялось исходя из результатов двух предыдущих измерений и не может считаться достоверным. Было замечено, что на данной экспериментальной установке при токах через образец более 20 мкА происходит нагрев образца, мешающий наблюдать квантово-размерные эффекты.

Можно заметить, что при увеличении тока через образец пики осцилляций уменьшаются в следствие теплового размытия уровней Ландау.

Погрешность измерений при токе 7,3 мкА мала, поскольку при низких температурах тепловым уширением уровней Ландау электронов можно пренебречь. При токах 15 мкА и 30 мкА образец нагревается пропорционально I^2 , происходит тепловое рассеяние, поэтому эти 2 измерения менее точные. Более того, количество осцилляций в соответствии с формулой [1.3] уменьшается по причине роста ρ_z , что осложняет построение спектра. Шаг преобразования Фурье определяется количеством экспериментальных точек и может быть оценена по формуле:

$$\Delta Bft = \frac{1}{B^{-1}} [4.6]$$

Где ΔBft : расстояние между двумя расчетными точками спектра (по оси B), B^{-1} : интервал экспериментальной кривой по оси B^{-1} . В данной работе для преобразования Фурье используется только часть экспериментальной кривой B^{-1} : интервал от 0,28 Тл⁻¹ до 3.5 Тл⁻¹. Полученное значение погрешности составляет 0,3 Тл.

По полученным данным были определены общая концентрация электронов, концентрация на каждом уровне и подвижность электронов по формулам [4.3], [4.5] и [4.6] соответственно.

По полученным значениям концентраций для различных токов через образец была построена таблица:

| Ток через образец I_x (мкА) | Общая концентрация электронов (через ЭДС Холла) n (10^{12}см^{-2}) | Концентрация электронов на 1 уровне n_1 (10^{12}см^{-2}) | Концентрация электронов на 2 уровне n_2 (10^{12}см^{-2}) | Концентрация электронов на 3 уровне n_3 (10^{12}см^{-2}) | Сумма концентраций электронов на 1, 2, 3 уровнях $\sum n_i$ (10^{12}см^{-2}) |
|-------------------------------|--|--|--|--|--|
| 7.3 | 4.73 | 2.6 | 1.6 | 0,5 | 4.7 |
| 15 | 4,73 | 2,5 | 1,7 | 0,4 | 4,6 |
| 30 | 4,74 | 2.4 | 1.4 | 0.4 | 4,2 |

Таблица 3.1 Расчетные данные: общая концентрация электронов (10^{12}см^{-2}), концентрации на 1, 2, 3 уровнях (10^{12}см^{-2}), сумма концентраций электронов на 1, 2, 3 уровнях (10^{12}см^{-2}) при токах через образец 7,3 мкА, 15 мкА, 30 мкА

Как уже было отмечено, расчетные параметры определены наиболее точно при токе 7,3 мкА, поскольку в этом случае погрешности, вызванные нагреванием гетероструктуры меньше, поэтому дальнейший анализ будет проводиться по данному измерению. По этой же причине данные третьего измерения (при токе 30 мкА) не могут считаться достаточно корректными.

Таблица показывает, что сумма концентраций на трех уровнях в пределах погрешности совпадает с общей концентрацией, рассчитанной через ЭДС Холла. Это говорит об отсутствии каналов паразитной проводимости. Распределение электронов по уровням в процентном соотношении: 54%, 35%, 11% на первом, втором и третьем уровне соответственно.

Подвижность носителей заряда при температуре жидкого гелия была определена при токе через образец 7,3 мкА: $37000 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$. Для возможности сравнения подвижности электронов данной гетероструктуры с параметрами аналогов были проведены подобные измерения напряжения на образце U_x и

ЭДС Холла U_H при комнатной температуре. Полученные значения напряжения на образце и ЭДС Холла составили 110,5 и 520,8 мкВ соответственно. Индукция поля электромагнита составляла 2 Тл. По формуле [4.4] была рассчитана подвижность электронов: $5350 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$.

Значение подвижности при гелиевой температуре: $37000 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ не является высоким. Для сравнения, у некоторых экспериментальных гетероструктур электроны в приповерхностном слое имеют подвижности, превосходящие $10^7 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$. Однако концентрация носителей заряда у гетероструктур, изготовленных по технологии донорно-акцепторного легирования ($2-4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) на порядок превосходит концентрацию структур с высокой подвижностью ($1-2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), что позволяет наблюдать некоторые явления, например, квантовый эффект Холла.

Высокая концентрация электронов позволяет использовать исследуемый тип гетероструктур для производства СВЧ транзисторов. На сегодняшний день подвижность электронов в используемых СВЧ транзисторах составляет от $900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ (GaN) до $8500 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ (GaAs). Однако концентрация электронов в используемых транзисторах несколько раз меньше ($5-9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, заполнен только 1 уровень), что ограничивает их мощность и максимальную рабочую частоту.

4. Выводы и результаты

В ходе выполнения работы я ознакомился с методом осцилляций проводимости. Был рассмотрен алгоритм обработки экспериментальных данных, позволяющий определить концентрации носителей заряда на различных энергетических уровнях, и написана программа для его реализации.

Была исследована гетероструктура n-типа, изготовленная по технологии донорно-акцепторного легирования. При температуре жидкого гелия были проведены измерения параметров гетероструктуры при токах через образец 7,3 мкА, 15 мкА, 30 мкА. При помощи преобразования Фурье был получен сложный спектр осцилляций проводимости. В спектре можно выделить пики, соответствующие энергетическим уровням. Были определены концентрации на различных энергетических уровнях: $1,66 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $2,46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $0,51 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на первом, втором и третьем уровнях соответственно. Для проверки полученных значений была определена общая концентрация через ЭДС Холла: $4,73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что с высокой точностью согласуется с суммой концентраций, полученная методом осцилляций проводимости: $4,75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Это говорит об отсутствии каналов паразитной проводимости. Также была определена подвижность электронов: $37000 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$.

Полученные результаты предполагается использовать для дальнейшего изучения полупроводниковых структур, в частности для наблюдения квантового эффекта Холла.

В дальнейшем подобные полупроводниковые структуры могут быть использованы для производства СВЧ транзисторов, поскольку высокая концентрация носителей заряда позволяет передавать импульс тока за малый период, что позволяет работать на большей частоте по сравнению с существующими аналогами.

5. Перечень использованной литературы

- 1) Шик А. Я. *Физика низкоразмерных систем*. Издательство “Наука”. 2001 г.
- 2) Дмитриев Алексей Андреевич. *Высокочастотная проводимость в системах GaAs/AlGaAs с широкой квантовой ямой*. Магистерская работа. Санкт-Петербург, 2019 г.
- 3) Д.Ю. Протасов, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Я. Костюченко, А.Э. Климов, К.С. Журавлев. *Определение электронной температуры DA-pHEMT методом осцилляций Шубникова – Де Гааза*. Новосибирск 2016 г.
- 4) С.А. Тарасенко. *Эффект Шубникова – Де Гааза в структурах пониженной размерности*. Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской Академии Наук
- 5) С.В. Зеленцов, Н.В. Зеленцова. *Современная фотолитография*. Образовательно-научный центр «Информационно-телекоммуникационные системы: физические основы и математическое обеспечение». Нижний Новгород, 2006.