

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

Физический факультет

Кафедра общей физики

Милюшин Дмитрий Максимович

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Исследование транспортных свойств дельта-легированного арсенида  
галлия при гелиевых температурах.**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №3

**Научный руководитель:**

д.ф.-м.н. Квон Зе Дон  
Оценка научного руководителя

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

**Преподаватель практикума**

ст. преп. КОФ П. В. Калинин  
Оценка преподавателя практикума

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

**Куратор практикума:**

к.т.н. В.Т. Астрелин  
Итоговая оценка

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Новосибирск 2021

## Аннотация

Целью работы являлось исследование магнитотранспортных свойств  $\delta$ -легированной структуры на основе GaAs, изготовленной на основе технологии молекулярно-лучевой эпитаксии при гелиевой температуре, когда проводящий слой представляет собой квазидвумерный металл. Для этой цели была собрана цепь с источником тока и с исследуемым образцом GaAs, легированным субмонослоем Si, который находился при достаточно низкой температуре – температуре жидкого гелия 4,2 К. Экспериментальный образец представлял собой так называемый холловский мостик, снабженный контактами для пропускания через него измерительного тока и измерения падения напряжения вдоль направления тока, определяемого удельным сопротивлением проводящего слоя и перпендикулярно ему холловского напряжения, возникающего при приложении магнитного поля. Перед измерением образец размещался в сверхпроводящем соленоиде, а затем погружался в сосуд с жидким гелием. Были проведены измерения зависимости продольного напряжения  $\delta$ -слоя Si и поперечного «холловского» напряжения от магнитного поля. Измерения проводились с использованием стандартной техники синхронного детектирования на основе вольтметра Lock-in'a SR810. На основе проведенных измерений были найдены величины диссипативной и холловской компонент удельного сопротивления исследованных слоев в зависимости от магнитного поля. Из указанных данных были определены концентрация  $n = (2.74 \pm 0.04) \times 10^{16} \text{ м}^{-2}$  и подвижность  $\mu = (0.33 \pm 0.17) \frac{\text{м}}{\text{В} \cdot \text{с}}$  электронов в изученном  $\delta$ -слое. Анализ измерений показал, что подвижность электронов определяется рассеянием электронов на примесях Si. Также обнаружено отрицательное магнитосопротивление, вызванное подавлением эффектов квантовой интерференции двумерных электронов.

Ключевые слова: двумерный электронный газ,  $\delta$ -легированный слой, эффект Холла, диссипативные и холловские компоненты удельного сопротивления, транспортные свойства, магнитосопротивление.

## Оглавление

1. Введение.....	3
2. Полупроводник с $\delta$ -слоем. Две главные характеристики полупроводника. ....	4
3. Способ измерения подвижности и концентрации, основанный на эффекте Холла. Эффект Холла для двумерного электронного газа. Отрицательное магнетосопротивление. ....	7
4. Экспериментальная установка. ....	13
5. Результаты эксперимента .....	15
6. Обработка результатов. ....	16
7. Заключение.....	17
8. Список литературы.....	17

## **Введение**

На сегодняшний день в полупроводниковой электронике особый интерес представляют структуры с дельта-легированными слоями. Эти системы представляют собой субмонослой донорных или акцепторных примесей, встроенный в кристаллическую матрицу полупроводника, что обеспечивает пространственное разделение носителей заряда и ионизированной примеси, приводя к образованию квазидвумерного электронного газа, расположенного в V-образной квантовой яме. Зонную диаграмму таких структур можно формировать, задавая необходимые параметры в ходе эпитаксиального роста. Миниатюризация пространственных размеров полупроводниковых приборов и интегральных схем мотивируется увеличением скорости, меньшим энергопотреблением. Кроме того, потенциал объемного заряда, а, следовательно, и зонную структуру можно изменять путем электрического или оптического возбуждения дельта-слоя. Это делает дельта-легированные структуры интересными с точки зрения создания перестраиваемых (внешним потенциалом или излучением) оптоэлектронных приборов.

Немалую роль они играют в изучении фундаментальных свойств электрона в конденсированных средах. Жизненно важной частью нынешних и будущих исследований в области полупроводников является продвижение этой области физики с целью уменьшения пространственных размеров полупроводниковых структур и, в то же время, осознания и понимания физических механизмов, которые накладывают фундаментальные ограничения на дальнейшее масштабирование.

В данной работе измерены проводимость и эффект Холла дельта-легированных слоев в GaAs, представляющих собой квазидвумерный электронный газ.

## Полупроводник с $\delta$ -слоем. Две главные характеристики полупроводника.

Полупроводник с  $\delta$ -слоем – выращенный эпитаксиальным методом полупроводниковый кристалл, в который внедрен тонкий легированный слой. Для внедрения легирующей примеси процесс роста останавливают и запускают газ с примесью. Такое выращивание полупроводника называют  $\delta$ -легированием. Типичным примером  $\delta$ -легирования является кремний (n-тип примеси) и бериллий (p- тип примеси) в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двумерным электронным газом(ДЭГ).

Пространственная предельная толщина слоя достигается, если легирующие вещества ограничены одним или несколькими монослоями полупроводниковой решетки. Толщина легированной области сопоставима с постоянной решетки (размер элементарной кристаллической ячейки кристалла), т. е. толщиной всего в несколько ангстрем. Распределение легирования в этом случае уже, чем в других соответствующих шкалах длин, и, что наиболее важно, длины волны свободного носителя де Бройля. Такие узкие профили легирования могут быть математически описаны дельта-функцией Дирака. Полупроводники с таким распределением легирующих примесей будут называться  $\delta$ -легированными полупроводниками. И что наиболее важно, движение электронов, перпендикулярное плоскости  $\delta$ -слоя, квантовано, поскольку в квантовых ямах, образованных узко зонными полупроводниками, энергетический спектр дискретен.

В данной работе в качестве образца  $\delta$ -легированного полупроводника использовался GaAs с донорной примесью Si в качестве  $\delta$ -слоя. Эта структура и ее характерные размеры изображены на рис. 1.

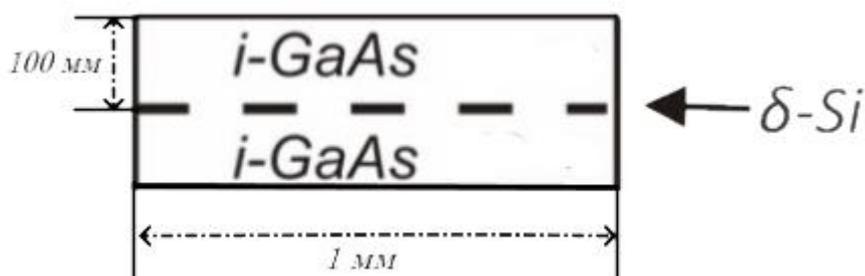


Рис. 1. Структура дельта-легированного арсенида галлия с характерными размерами

Двумерный электронный газ представляет собой электронный газ, в котором частицы могут двигаться свободно только в двух направлениях, а в третьем они помещены в энергетическую потенциальную яму, возникающую в данном случае у границы раздела двух полупроводников n-типа, на которой преобладают донорные состояния [1]. Для каждой из двух частей  $\delta$ -легированного полупроводника это означает следующее: поверхностные энергетические уровни будут отдавать электроны в прилегающие к поверхности части объема полупроводника. В результате поверхность зарядится положительно. А в приповерхностной области полупроводника возникает слой, обогащенный электронами, т.е. заряженный отрицательно. Таким образом, вблизи поверхности образуется двойной заряженный слой, который будет выталкивать электроны из глубины на поверхность кристалла, а дырки наоборот – отталкивать в объем проводника. Таким образом, в зоне проводимости возникает потенциальная яма с двумерным электронным газом.

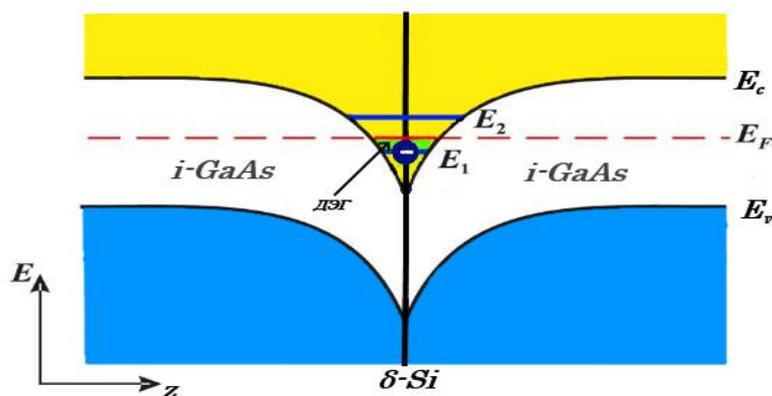


Рис. 2. Энергетическая диаграмма.  $E_c$  – уровень, соответствующий началу зоны проводимости в чистом GaAs,  $E_v$  – уровень, соответствующий концу зоны проводимости в чистом полупроводнике,  $E_F$  – энергия Ферми (значение энергии, ниже которой при температуре абсолютного нуля  $T=0$  К, все энергетические состояния системы частиц, подчиняющихся Ферми — Дирака статистике, заняты, а выше — свободны [2]).

При помещении электронов в потенциальную яму, уровни энергии квантуются. Энергетическая диаграмма соответствующей потенциальной ямы изображена на рисунке 2. Также на диаграмме изображены примерное

распределение электронов и дырок по координате  $z$  и черточки на границе двух полупроводников, соответствующих энергетическому положению поверхностных уровней в запрещенной зоне полупроводника.

Местонахождение ДЭГа на рисунке показано зеленым цветом, при этом у самого «носика» квантовой ямы электронов нет, заполнение начинается от энергии  $E_1$  – первого уровня квантовой ямы [2]. В узком проводнике уровень Ферми превышает лишь первый уровень ямы, и носители тока при малой температуре заполняют нижнюю зону.

Зависимость числа частиц от энергии согласно распределению Ферми-Дирака [3] в потенциальной яме приобретает вид ступенек, показанных на рисунке 3. Для сравнения на рисунок добавлено распределение частиц по энергии в случае трехмерного электронного газа (пунктирная линия).

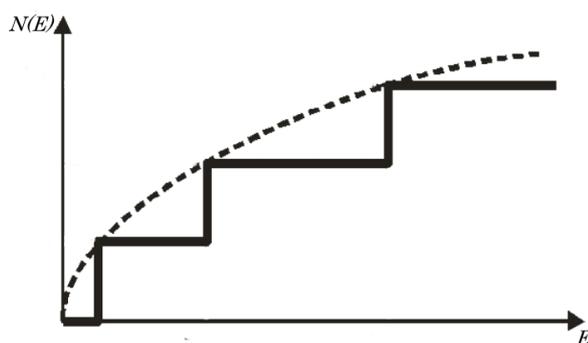


Рис. 3. Распределение числа частиц по состояниям пунктирной линией для трёхмерного газа и сплошной линией для ДЭГа

Известно, что средняя дрейфовая скорость носителей заряда вдоль электрического поля  $\bar{v}$  пропорциональна напряженности электрического поля  $E$ , приложенного к полупроводнику. Коэффициент пропорциональности между ними называется подвижностью, обозначается  $\mu$  и вычисляется по формуле  $\mu = \frac{e\tau_0}{m^*}$ , где  $e$  – заряд электрона,  $\tau_0$  – время свободного пробега носителя,  $m^*$  – эффективная масса электрона.

Величина подвижности свободных носителей является очень важной характеристикой полупроводника [1]. Значения подвижности во многом определяют пригодность материала для изготовления полупроводника. Кроме того, величина подвижности позволяет судить о совершенстве структуры

кристалла и о характере взаимодействия свободных носителей с кристаллической решеткой. Последняя характеристика и исследуется в этой работе. Малая подвижность при низкой температуре будет свидетельствовать о том, что электрон рассеивается на атомах примеси полупроводника [2].

Второй важной характеристикой полупроводниковой структуры является концентрация примесей в полупроводнике [1]. Действительно, согласно корпускулярно-волновому дуализму, электрон можно представить в виде волны, тогда можно говорить, что электронная волна будет рассеиваться на атомах примеси и среднее время между столкновениями  $\tau_0$ , будет определяться концентрацией примеси [2]. При отличной от нуля температуре кристалла хаотически колеблются атомы решетки. Возникает рассеяние на колеблющихся атомах решетки, которое будет расти с ростом температуры. При небольших температурах преобладает рассеяние и подвижность уменьшается. Другими словами, магнитотранспортные свойства определяются волновой природой электрона.

Таким образом, ясно, что для исследования транспортных свойств недостаточно знать проводимость полупроводника. В самом деле, одно и то же значение проводимости может быть обусловлено большой подвижностью и малой концентрацией носителей и наоборот. Между тем, в разных эффектах эти два параметра проявляют себя по-разному. Таким образом, две главные характеристики полупроводника – подвижность и концентрация носителей заряда.

### **Способ измерения подвижности и концентрации, основанный на эффекте Холла. Эффект Холла для двумерного электронного газа. Отрицательное магнетосопротивление.**

Будем для простоты рассматривать проводник с током в форме параллелепипеда, который помещен в магнитное поле так, что вектор магнитной индукции направлен по оси  $z$  в декартовой системе координат, а основание проводника совпадает с плоскостью  $(x, y)$ , причем ток будет течь по оси  $x$ . На рисунке 4 представлен этот образец для наблюдения эффекта

Холла, называемый «холловским» образцом, а так же направления величин, описанных выше.

Явление Холла состоит в том, что в этом проводнике возникает электрическое поле в направлении оси  $y$ . Это поле, называемое полем Холла  $E_H$ , вызвано действием силы Лоренца

$F_L = e[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ , заставляющей электроны отклоняться в направлении, перпендикулярном

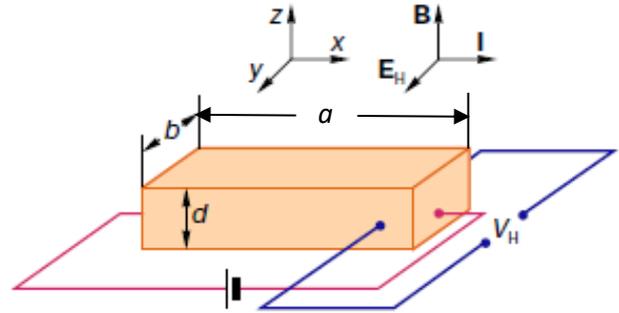


Рис. 4. «Холловский» образец.  $a$  – его длина,  $b$  – его ширина,  $d$  – его высота.  $V_H$  – вольтметр для измерения напряжения Холла

направлению движения. Электроны будут отклоняться под действием силы Лоренца до тех пор, пока заряд на боковых гранях проводника не станет настолько большим, что действующая на электроны со стороны «холловского» поля сила  $F_H = E_H e$  не уравновесит силу Лоренца. В результате между боковыми гранями образца возникнет разность потенциалов  $V_H$ , которая поддается измерению. Кроме того, из условия равновесия можно получить, что  $V_H = b v B$ . Из выражения для силы тока  $I = e n v S$  следует, что  $V_H = R_H I$ , где  $R_H = \frac{B}{e n b}$  – сопротивление Холла.

Сопротивлением Холла  $R_H$  называется отношение напряжения Холла к току в образце. Оно не является сопротивлением в обычном смысле, поскольку соответствующие токи и электрические поля перпендикулярны друг другу.

В присутствии магнитного поля связь электрического поля и плотности тока (закон Ома в дифференциальной форме) в проводнике становится тензорной (матрица проводимости – тензор проводимости), и становится необходимо различать измерение диагональной и недиагональной компонент тензоров сопротивления или проводимости [4].

Далее будем рассматривать холловский образец в виде ДЭГ, т.е.  $d \rightarrow 0$ .

Зная из эксперимента продольную разность потенциалов  $V_{xx}$  и напряжение Холла  $V_H$ , а также протекающий по оси  $x$  ток  $I = j_x b$ , где  $j_x$  –  $x$ -

компонента объемной плотности тока, можно найти диссипативную  $\rho_{xx}$  и «холловскую» компоненту удельного сопротивления  $\rho_{xy}$  ДЭГ:

$$\rho_{xx} = \frac{b}{a} * \frac{V_{xx}}{I}, \quad \rho_{xy} = \frac{V_H}{I} = \frac{B}{en} \quad (1)$$

Из линейной зависимости  $\rho_{xy}(B)$  можно найти концентрацию носителей заряда

$$n = \frac{1}{ek}, \quad (2)$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности в этой зависимости. Зная концентрацию и проводимость ДЭГ из формулы

$$\sigma = \frac{1}{\rho_{xx}}, \quad (3)$$

можно вычислить подвижность носителей  $\mu$  по формуле

$$\mu = \frac{\sigma}{a*n}. \quad (4)$$

Можно подумать, что сопротивление Холла зависит прямо пропорционально от значения вектора магнитной индукции и определяется только концентрацией носителей свободных зарядов всегда, но это неверно в случае ДЭГ.

Как известно из законов квантовой механики, если электрон имеет локализованный характер движения, то он принимает дискретный набор значений [5]. Благодаря наличию магнитного поля движение электрона в плоскости  $(x, y)$  будет происходить по имеющей форму окружности циклотронной орбите и будет ограничено радиусом  $r$  этой окружности, к тому же, как было показано выше, движение электрона вдоль оси  $z$  будет ограничено малой толщиной  $d$  двумерного слоя. Таким образом, движение электрона оказывается локализованным в ограниченной области пространства по всем трем координатам  $x, y$  и  $z$ , что приводит к появлению дискретного энергетического спектра. Энергетические уровни этого спектра называются уровнями Ландау, которые определяются хорошо известным квантово-механическим выражением для энергии гармонического осциллятора, поскольку вращательное движение электрона носит периодический осциллирующий характер.

Протекание тока  $I$  вдоль оси  $x$  неразрывно связано с возможностью плавного увеличения энергии электрона под действием внешнего электрического поля [5]. Но в случае дискретного энергетического спектра энергия может изменяться только скачкообразно. Такое скачкообразное изменение противоречит плавному изменению энергии электрона, поэтому, кажется, что ток в таком проводнике течь не может. Но все дело в том, что уровни Ландау не учитывают рассеяния электрона на дефектах кристалла, ведь в таком случае электрон перестает быть локализованным и дискретность энергий исчезает. Таким образом, становится возможным процесс протекания тока в «проводнике». Из квантовой механики известно, что при наличии дефектов в решётке дискретные энергетические уровни превращаются в узкие энергетические полосы, тогда в пределах такого уровня Ландау становится возможным плавное изменение энергии электрона и возможен процесс протекания тока. Таким образом, процесс протекания тока по оси  $x$  обуславливается рассеянием электрона на атомах примеси. Однако, если число электронов на уровне Ландау равно максимальному числу на уровне, все состояния на данном уровне заняты, и переход электрона с одной электронной орбиты на другой в пределах одного уровня Ландау оказывается невозможным, несмотря на наличие рассеивающих центров.

Для осуществления процессов рассеяния с переходом электрона на свободные уровни Ландау необходимо преодолеть энергетический порог между соседними уровнями Ландау [5]. В то же время хорошо известно, что средняя энергия, которую электрон может получить от окружающей среды при температуре  $T$ , есть величина  $\sim kT$ . Поэтому при достаточно низких температурах электрон не может получить извне энергию, сопоставимую с величиной энергетического порога между уровнями Ландау, в связи с чем переходы электрона между различными уровнями Ландау также оказываются запрещенными. Таким образом, при полностью заполненном электронами уровне Ландау и низкой температуре исчезает уширение уровня Ландау вследствие исчезновения процессов рассеяния электронов, и протекание тока  $I$  оказывается невозможным. Отсюда следует, что сила тока  $I$  обращается в

нуль при тех значениях  $U_{xx}$ , при которых  $N = iN_0$ , где  $i = 1, 2, 3 \dots$  – число полностью заполненных электронами уровней Ландау, а  $N$  – общее число электронов на энергетических уровнях. При тех значениях  $U_{xx}$ , когда  $I = 0$ , «холловское» сопротивление  $R_H$  есть  $\frac{h}{e^2 * i}$ .

Таким образом, в отличие от классического случая эффекта Холла, в квантовом сопротивлении Холла будет расти линейно с ростом значения вектора магнитной индукции лишь до момента заполнения первого уровня Ландау, а затем перестанет от него зависеть пока какой-нибудь электрон не перейдет в новое состояние – на второй уширенный уровень Ландау. На графике зависимости  $R_H(B)$  это будет выглядеть как переход линейной зависимости на «плато». Это и будет свидетельствовать о том, что ток, а значит и подвижность носителей заряда определяется рассеянием их на атомах примеси.

Однако, в нашем эксперименте будет работать именно классический эффект Холла, потому что для наблюдения квантового эффекта Холла помимо ограниченности движения электрона необходимо также сильное магнитное поле [5], но у нас было создано слабое магнитное поле (см. «Экспериментальная установка»), вследствие чего эти уровни будут следовать друг за другом непрерывно, поэтому магнитное поле не влияет на протекание тока.

Но несмотря на это из классического эффекта Холла следует, что диссипативная составляющая удельного сопротивления не зависит от магнитного поля, однако уже это для ДЭГ неверно. Причиной этому служит слабая локализация — физический эффект, который возникает в беспорядочных электронных системах при низких температурах [6]. Эффект проявляется как положительная добавка к удельному сопротивлению металла или полупроводника.

Эффект имеет квантово-механическую природу и связан с интерференцией электронных волн [6]. В беспорядочной электронной системе, движение электрона происходит без рассеяния, а диффузионное,

когда электрон испытывает множество соударений с примесями и другими дефектами кристаллической решётки.

Удельное сопротивление системы связано с вероятностью электрона пройти из одной точки в другую. Классическая физика предполагает, что полная вероятность — это сумма вероятностей всех путей, соединяющих две точки. Однако квантовая механика говорит нам, что для нахождения полной вероятности мы должны просуммировать квантово-механические амплитуды путей, а не сами вероятности. Поэтому, правильная (квантово-механическая) формула вероятности для электрона переместиться от пункта А в пункт В включает классическую часть (индивидуальные вероятности распространяющихся путей) и множества интерференционных членов (произведения амплитуд, соответствующих различным путям). Обычная формула для проводимости металла (так называемое формула Друде) соответствует первому из упомянутых способов сложения вероятностей, в то время как слабая локализация соответствует последним квантовым слагаемым, усреднённым по реализациям беспорядка или, другими словами, по положениям рассеивающих центров.

Можно показать, что главный вклад в слабую локализацию привносят траектории с самопересечениями [6], в которых электрон может распространяться по часовой стрелке и против часовой стрелки вокруг петли. Из-за идентичной длины этих двух путей, фазы волновых функций изменяются на одну и ту же величину, что приводит к их сокращению в интерференционных слагаемых, поэтому интерференционный член становится реальной величиной и не исчезает при усреднении по реализациям беспорядка. Так как намного более вероятно найти самопересекающиеся траектории в низкоразмерных системах, то эффект слабой локализации проявляется намного сильнее в двумерных системах и квантовых проводках.

Таким образом, в отличие от классической теории эффекта Холла, у продольного сопротивления будет наблюдаться магнетосопротивление, т.е. диссипативное сопротивление перестанет быть постоянным.

## Экспериментальная установка.

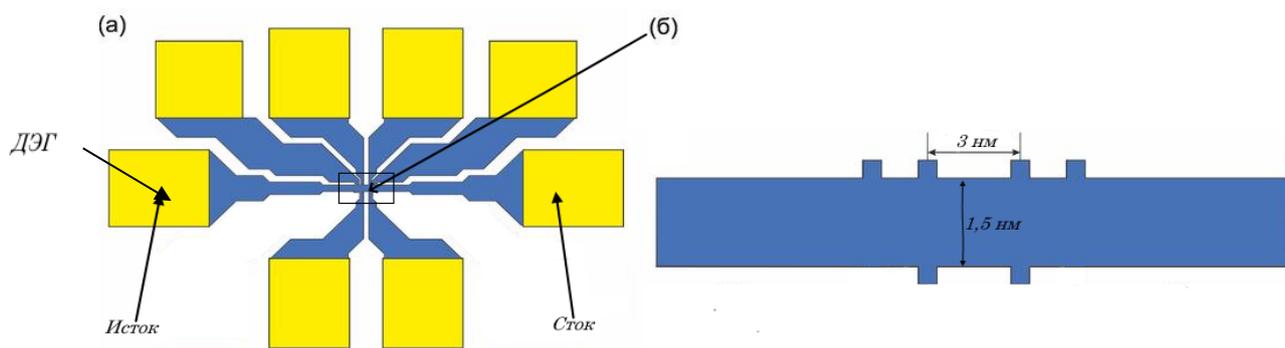


Рис. 5. Схема «холловского» мостика, который использовался в эксперименте. а) Увеличенный вид «холловского» мостика в измерительной цепи б) Сам «холловский» мостик, с характерными расстояниями между омическими контактами, участвующими в измерении

В эксперименте для измерения напряжений использовался «холловский» мостик с омическими контактами, схема которого представлена на рисунке 5(а). На рисунке 5(б) представлен «холловский» мостик в увеличении (центр черного прямоугольника) с характерными размерами между омическими контактами, участвующими в измерении напряжения Холла (размер  $a = 3$  нм проводника из предыдущего пункта) и ширина мостика (размер  $b = 1,5$  нм проводника из предыдущего пункта). Как раз увеличенный холловский мостик и представляет собой  $\delta$ -слой легированного GaAs.

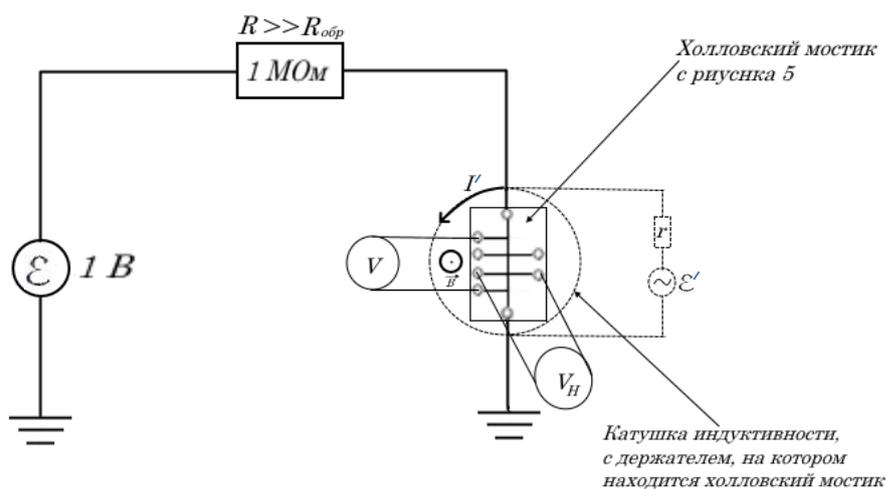


Рис.6. Принципиальная схема подключения «холловского мостика» в измерительную схему.

К контактам «исток» и «сток» подключен генератор тока, создающий ток  $I = \mathcal{E}/R = 1 \text{ В} * /10^6 \text{ Ом} = 1 \text{ мкА}$  ( $R$  – сопротивление источника тока,  $R_{\text{обр}}$  – сопротивление «холловского» мостика), создающий ток носителей заряда в ДЭГ. Принципиальная схема этого подключения представлена на рисунке 6.

Пунктиром на рисунке обозначена катушка индуктивности, перепендикулярная плоскости рисунка. По ней от переменного источника напряжения подается ток  $I'$ , который создает магнитное поле, направленное перепендикулярно плоскости рисунка, как показано на нем. Напряжение изменяло величину магнитного поля. Для уменьшения тепловых потерь в катушке и тем самым увеличения модуля вектора магнитной индукции катушка была помещена в сосуд с жидким гелием при температуре 4,2 К.

Также жидкий гелий использовался для поддержания низкой температуры в холловском мостике (см. прошлый пункт), который располагался на держателе приклепленном к катушке сверху.

Ток в цепи с большой точностью задается как 0,1 мкА, что, не смотря на низкую температура, меньше уровня шумов. Поэтому измерения проводились с использованием синхродетектора (Lock -in'a SR810), который на рисунке обозначен как вольтметры измеряющие продольное и «холловское» напряжение.

Таким образом, были выполнены необходимые условия для наблюдения зависимости компонент удельного сопротивления от магнитного поля и для исследования транспортных свойств дельта-легированного арсенида галлия(см. прозопрошлый пункт): магнитное поле и низкая температура ДЭГ.

Магнитное поле вводилось источником тока с известной постоянной скоростью  $1 \frac{\text{Тл}}{\text{мин}}$ , поэтому экспериментально снималась зависимость соответствующего напряжения от времени, пропорционального величине поля. Использовалась следующая калибровка: максимальному току соответствует поле величиной 1 Тл.

## Результаты эксперимента

В результате эксперимента были сняты зависимости «холловского» и продольного напряжений в вольтах от времени в секундах. Полученные данные были переведены в нужные для данной работы зависимости диссипативной и «холловской» компоненты удельного сопротивления от магнитного поля из следующих соображений: 1 минуте соответствует поле в 1 Тл,  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  выражаются через  $U_{xx}$  и  $U_{xy}$  по формулам (1)

Зависимости  $\rho_{xy}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  представлены на рисунках 7 и 8 соответственно.



Рис.8. Зависимость диссипативной компоненты удельного сопротивления ДЭГа от магнитного поля



Рис. 7. Зависимость «холловской» компоненты удельного сопротивления от магнитного поля

Как и было предсказано, зависимость  $\rho_{xy}(B)$  линейна, что соответствует нашему эксперименту: низкая температура и слабое магнитное поле – квазиклассический случай. На втором графике заметно уменьшение диссипативной компоненты удельного сопротивления примерно на 1%, что свидетельствует о появлении отрицательного магнетосопротивления, вызванного подавлением квантовой интерференции двумерных электронов.

По методу наименьших квадратов был найден коэффициент  $k = 227,40 \frac{\text{м}^2}{\text{Кл}}$  в линейной части зависимости  $\rho_{xy}(B)$ . Из него по формуле (2) была найдена концентрация  $n = 2.74 * 10^{16} \text{ м}^{-2}$ .

Заметим, что размеры  $a$  и  $b$  «холловского» мостика были подобраны так, чтобы  $\frac{a}{b} = 2$ , поэтому удельное диссипативное сопротивление будет отличаться от обычного диссипативного сопротивление в 0,5 раз. Так же без учета магнетосопротивления за  $\rho_{xx}$  была принята величина в 685 Ом. Из формул (3) и (4) была найдена подвижность носителей заряда  $\mu = 0,33 \frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ . Такая малая подвижность носителей заряда ДЭГа показывает, что транспортные свойства в  $\delta$ -слое определяются рассеянием электронов на атомах примеси Si в GaAs.

Таким образом, диссипативная компонента удельного сопротивления в 685 Ом, обусловлена высокой концентраций носителей и их малой подвижностью.

### **Обработка результатов.**

Как было сказано в описании экспериментальной установки главной причиной ошибки измерения напряжений являлись шумы электрического тока. На графике  $\rho_{xy}(B)$  они могут быть особенно заметными, если уменьшить масштабирование по оси ординат. Для  $\rho_{xx}$  фактором, определяющим ошибку его измерения, являлись также несовершенства источника тока и синхродетектора.

Так как концентрация  $n$  определялась из коэффициента  $k$  в зависимости  $\rho_{xy} = kB$ , который в свою очередь был найден по методу наименьших квадратов, то ошибка измерения  $n$  – это погрешность постоянной  $k$ . Из формул

$$[7] \quad \sigma_{\rho}^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N (\rho_i - 227,40 * B_i + 72,84)^2, \quad \Delta = N(\sum B_i^2) - (\sum B_i)^2,$$

$$\Delta k^2 = \frac{N\sigma_{\rho}^2}{\Delta}, \text{ где } N = 361 - \text{число измерений, была найдена погрешность}$$

измерения  $k \Delta k = 3,03 \frac{\text{м}^2}{\text{Кл}}$ . Наконец, по формуле погрешности косвенного измерения [7] была найдена ошибка в измерении концентрации  $n$  по формуле (2)  $\Delta n = n \frac{\Delta k}{k} = 0,04 * 10^{16} \text{м}^{-2}$ .

Погрешность измерения  $U_{xx} \Delta U_{xx} = 0,0005 \text{ В}$ , погрешность измерения  $I \Delta I = 0,0005 \text{ А}$ . По формуле погрешности косвенного измерения [7], была найдена ошибка в измерении подвижности  $\mu$  по формуле (4)  $\Delta \mu = \mu \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_{xx}}{U_{xx}}\right)^2} = 0,17 \frac{\text{м}^2}{\text{В*с}}$ .

Погрешность  $\Delta \rho_{xx} = 3,42 \text{ Ом}$  подсчитана аналогично.

## Заключение

В данной работе были изучены процессы, происходящие в  $\delta$ -легированном GaAs, в частности образование ДЭГа, также были исследованы транспортные свойства этой полупроводниковой структуры: выяснилось, что подвижность электронов в ДЭГ при низких температурах определяется рассеянием на атомах примеси, также обнаружилось отрицательное магнетосопротивление, вызванное волновой природой электрона. Были найдены важные параметры дельта-легированного арсенида галлия – подвижность и концентрация носителей заряда:  $n = (2.74 \pm 0,04) \times 10^{16} \text{м}^{-2}$ ,  $\mu = (0,33 \pm 0,17) \frac{\text{м}^2}{\text{В*с}}$ , что и определяло значение диссипативной компоненты удельного сопротивления  $\rho_{xx} = (685 \pm 3,42) \text{ Ом}$ . Наконец, был изучен способ измерения подвижности и концентрации носителей заряда в полупроводниковой структуре и рассмотрена его реализация.

## Список литературы

- [1] Левинштейн М. Е., Симин Г. С. Барьеры (От кристалла до интегральной схемы). – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. Лит., 1987. 320 с.

- [2] Эдельман В. С. Вблизи абсолютного нуля. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. - 176 с.
- [3] Мигдал А. Б. Квантовая физика для больших и маленьких. – М.: Наука. Гл. редю физ.-мат. лит., 1989. - 144 с.
- [4] В. И. Глазков. Лекция 12. Низкоразмерные электронные системы. Заметки к лекциям по общей физики. - М.: МФТИ. 2016. - 50 с.
- [5] О. В. Кибис. Квантовый эффект Холла. НГТУ. 1999.
- [6] Абрикосов А. А. Основы теории металлов: Учебное руководство. — М.: Наука, Гл. ред. физ. мат. лит., 1987. — 520 с.
- [7] Тейлор Д. Ж. Введение в теорию ошибок. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 272 с.