

Министерство образования и науки Российской Федерации

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс  
«Физические основы информационно-телекоммуникационных систем»

Гавриленко В.И.  
Иконников А.В.

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА  
(Электронное методическое пособие)

Мероприятие 1.2. Совершенствование образовательных технологий, укрепление материально-технической базы учебного процесса

Учебная дисциплина: «Спецпрактикум»

Специальность «Радиофизика и электроника»

Направление: «Радиофизика»

Нижний Новгород

2010

# Квантовый эффект Холла

## Аннотация

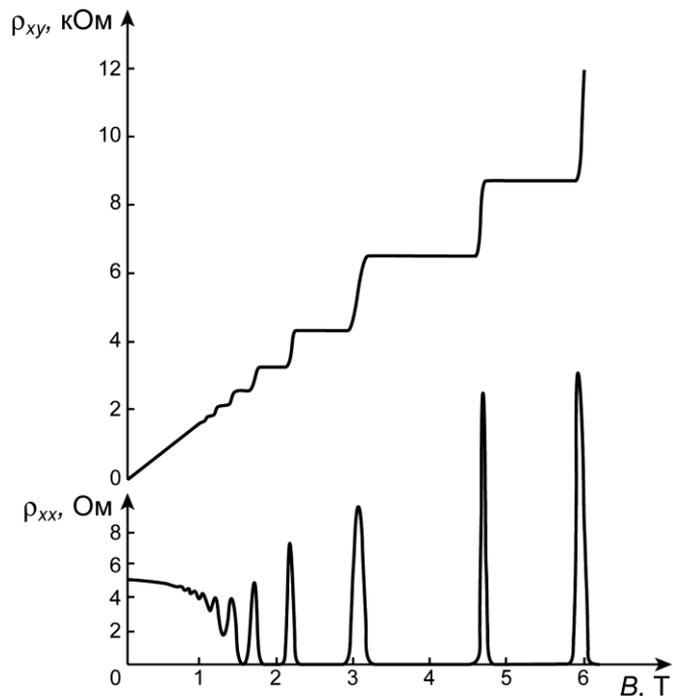
В работе измеряется зависимость сопротивления прямоугольной пластинки гетероструктуры InAs/AlSb с квантовой ямой, в которой находится двумерный электронный газ с высокой подвижностью. Измерения проводятся при температуре жидкого гелия в транспортном гелиевом сосуде Дьюара, магнитное поле до 30 кЭ создается сверхпроводящим гелиевым соленоидом. По взаимному расположению ступенек на зависимости  $R(H)$ , т.е. квантованных значений сопротивления, определяется фактор заполнения уровней Ландау, т.е. сколько уровней Ландау заполнено электронами в данном магнитном поле.

**Цель работы:** наблюдение квантования холловского сопротивления двумерных электронов.

## Введение

Квантовый эффект Холла был открыт [1] Клаусом фон Клитцингом в 1980 году, за что впоследствии в 1985 году получил Нобелевскую премию. Сам эффект состоит в том, что на зависимости поперечного сопротивления (отношения возникающего поперечного напряжения к протекающему току) от магнитного поля (или от концентрации при фиксированном поле) наблюдаются плато, причем значения сопротивления на этих плато равно  $R_k = h/e^2$ , деленное на последовательные целые числа (называемых фактором заполнения). Фон Клитцинг обнаружил так называемый нормальный (или целочисленный) квантовый эффект Холла. В 1982 году Тсуи открыл [2] дробный квантовый эффект Холла (фактор заполнения при этом становится меньше единицы). В данной работе рассматривается только целочисленный эффект.

Открытие квантового эффекта Холла явилось результатом фундаментальных исследований полевого МОП транзистора на кремнии. Такая система идеально подходила для исследования эффекта Холла, поскольку можно было изменять концентрацию электронов в широких пределах при изменении напряжения на затворе.



Экспериментальные кривые холловского сопротивления  $R_H$  и удельного сопротивления  $r_{xx}$  гетероструктуры в зависимости от магнитного поля при постоянной плотности носителей. Температура около 8 мК.

Уже первая работа по квантовому эффекту Холла [1], названная «Реализация стандарта сопротивления, основанного на фундаментальных константах» показала, что возможно его применение, подобное эффекту Джозефсона. В настоящее время известно, что значения квантованного сопротивления Холла не зависят от качества образца, его материала и т.п. Поэтому, начиная с 1990 года, калибровки сопротивлений основаны на квантовом эффекте Холла с фиксированным значением  $R_k = 25812,807$  Ом. Также квантовый эффект Холла позволяет определять с огромной точностью постоянную тонкой структуры  $\alpha$ .

## Теория

### Обычный эффект Холла

В 1879 году Эдвин Герберт Холл открыл [3] эффект, состоящий в том, что в проводнике с током, помещенном в магнитное поле, перпендикулярное направлению тока, возникает электрическое поле в направлении, перпендикулярном направлениям тока и магнитного поля.

Данное электрическое поле, называемое полем Холла, вызвано действием силы Лоренца, заставляющей электроны отклоняться в направлении, перпендикулярном скорости  $v$ . В результате это поле  $E_H$  уравнивает силу Лоренца, и между боковыми гранями образца возникнет разность потенциалов  $V_H$ , которая поддается измерению.

Рассмотрим обычный проводник (или полупроводник), имеющий форму прямоугольного параллелепипеда. Пусть через него течет ток  $I$  в направлении оси  $x$ . Это значит, что средняя скорость электронов в этом направлении равна

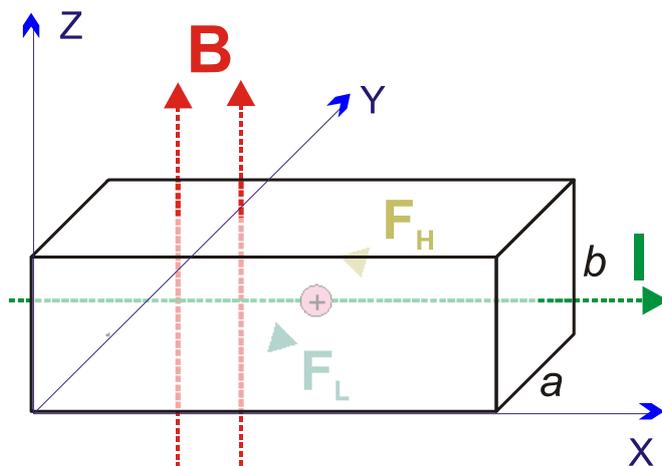
$$v = \frac{I}{neS},$$

где  $n$  — концентрация,

$S$  — площадь поперечного сечения проводника. На электроны, движущиеся в магнитном поле, действует сила Лоренца  $F_L = eHv/c$  (в СГС), перпендикулярная скорости  $v$ . Или, раскрыв  $v$

$$F_L = \frac{eH}{c} \frac{I}{neS} = \frac{IH}{cnS}.$$

Эта сила заставляет электроны вращаться, все время, изменяя направление их скорости. Для того чтобы в каком-либо направлении (скажем,  $0x$ ) средняя скорость электронов была не равна нулю, надо чем-то уравновесить силу Лоренца в направлении  $0y$ . В этом направлении силу Лоренца как раз и уравнивает электростатическая сила, действующая на электроны со стороны поля Холла  $E_H$ .



Схема, поясняющая эффект Холла.

Откуда же оно берется? Оно возникает в тот момент, когда мы включаем ток через канал. Мы прикладываем внешнее электрическое поле в направлении  $Ox$ . Но электрон в скрещенных электрическом и магнитном полях движется в направлении, перпендикулярном им обоим. Поэтому вначале ток потечет вдоль оси  $y$ , но это быстро кончится, как только носители заряда достигнут границы проводника. Ток прекратится, как только распределение электронов по оси  $y$  изменится достаточно, чтобы возникло электрическое поле, препятствующее их дальнейшему смещению. В результате вдоль направления  $Oy$  возникнет разность потенциалов, равная

$$U_H = E_H \cdot a = \frac{IHa}{cneS} = \frac{IH}{necb}, \text{ где } b \text{ — толщина проводника.}$$

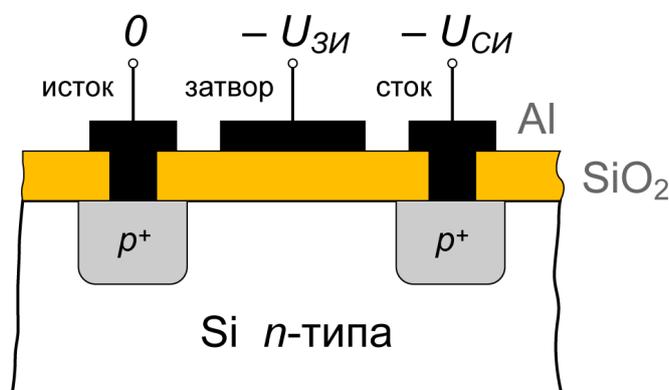
Отношение холловской разности потенциалов к протекающему току называют холловским сопротивлением и обозначают  $R_H$

$$R_H = \frac{U_H}{I} = \frac{H}{necb}.$$

Важно отметить, что  $R_H$  — это отношение возникающей поперечной разности потенциалов к продольному току. При этом продольное сопротивление, обычно слабо зависит от индукции магнитного поля, оставаясь по величине близким к своему значению при  $B = 0$ .

## Двумерный электронный газ

Одним из необходимых условий для наблюдения квантового эффекта Холла является наличие двумерного газа носителей. Двумерный электронный газ может быть создан различными способами. Например, он может быть создан на поверхности полупроводника, такого как Si или GaAs, где поверхность обычно граничит с материалом, играющим роль изолятора ( $SiO_2$  для кремниевых полевых транзисторов, и, например,  $Al_xGa_{1-x}As$  для гетероструктур).

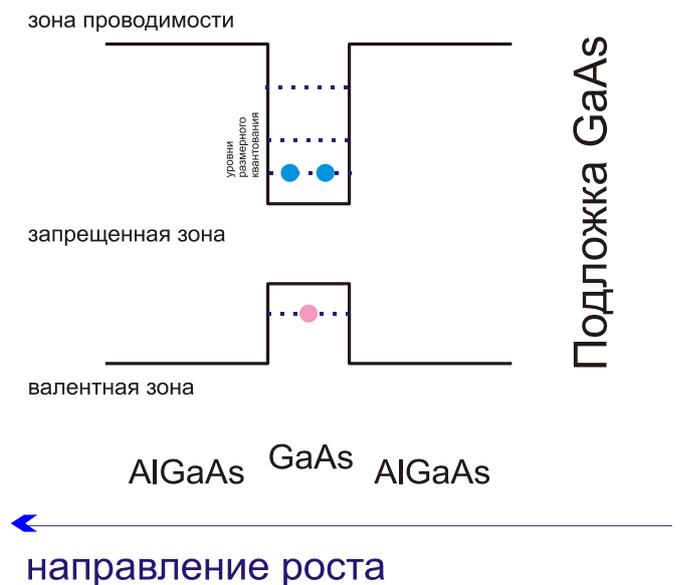


Устройство полевого транзистора с изолированным затвором.

## Создание двумерного электронного газа

Рассмотрим качественно образование двумерного дырочного газа в полевом транзисторе с индуцированным каналом с изолированным затвором. При приложении к затвору достаточного отрицательного напряжения (по отношению к истоку), дырки, находящиеся в объеме полупроводника, притянутся к нему. Пройти сквозь оксид кремния они не могут, уйти от него им мешает электрическое поле, созданное затвором. В тоже время в плоскости слоя от истока к стоку они могут двигаться свободно. В этом смысле слой можно назвать двумерным.

Также двумерный электронный газ можно получить, например, в гетероструктурах, т. е. слоистых структурах из различных полупроводников, в общем случае отличающихся шириной запрещенной зоны, выращенных на одной подложке. Например, в случае гетероструктуры AlGaAs/GaAs электроны в слое GaAs будут находиться в так называемой квантовой яме. При этом электроны в плоскости, перпендикулярной направлению роста, могут двигаться свободно, а по третьему направлению их движение будет ограничено барьерами AlGaAs.



Схематическая зонная диаграмма в гетероструктуре AlGaAs/GaAs.

В данной работе двумерный электронный газ будет находиться в квантовой яме InAs, ограниченной двумя барьерами AlSb.

### Свойства двумерного электронного газа

Обычно в объемном полупроводнике энергия электронов непрерывна, ее можно сравнить с энергией свободного электрона с волновым вектором  $k$ , но с эффективной массой  $m^*$ :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2).$$

Если мы ограничим трехмерный электронный газ в одном из направлений (обычно это принимают за направление  $z$ ), то в этом случае движение в плоскости, перпендикулярной оси  $z$  остается свободным, и энергия электрона может принимать любые значения, а вот вдоль оси  $z$  энергия электрона может иметь лишь некие фиксированные значения  $E_n$ . Тогда полная энергия будет иметь вид:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) + E_n, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots,$$

Номер  $n$  называется номером подзоны размерного квантования. Если электроны находятся только в самой нижней (нулевой) подзоне (т. е. энергия вдоль оси  $z$  для всех двумерных электронов равна  $E_0$ ), то говорят о двумерном электронном газе. Если заполнено несколько подзон, то о квазидвумерном.

Величину  $E_n$  можно найти, зная потенциал, который ограничивает движение электронов, и решив уравнение Шредингера.

Также необходимо сказать о концентрации двумерного электронного газа. В отличие от трехмерного случая, концентрация определяется как число носителей заряда, приходящихся на единицу объема. Она имеет размерность  $1/\text{см}^2$ . Поэтому в обычном эффекте Холла в двумерном электронном газе формула для холловского сопротивления будет иметь вид

$$R_H = \frac{H}{nec}, \text{ где } n \text{ — уже двумерная концентрация.}$$

## Роль магнитного поля

Вторым необходимым условием наблюдения квантового эффекта Холла является наличие магнитного поля.

Как уже говорилось, на классические заряженные частицы, движущиеся в магнитном поле, действует сила Лоренца  $F_L$ . Эта сила заставляет частицу вращаться с угловой скоростью

$$\Omega = \frac{eH}{m^*c},$$

называемую циклотронной частотой. Важно отметить, что магнитное поле проявляет себя только при наличии у частицы компоненты скорости, перпендикулярной магнитному полю. Например, если магнитное поле направлено вдоль  $z$ , то проекция скорости частицы на ось  $z$  останется неизменной.

## Уровни Ландау

Согласно законам квантовой механики, частицы, совершающие периодическое движение, могут обладать лишь дискретными значениями энергии (что также можно получить, решая уравнение Шредингера). Поэтому у заряженных частиц в магнитном поле появляются уровни энергии, называемые уровнями Ландау. Энергия  $i$ -го уровня в плоскости, перпендикулярной магнитному полю в трехмерном случае определяется выражением

$$E_i = \left(i + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega.$$

Полная энергия

$$E = \left(i + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$$

## Уровни Ландау в двумерном электронном газе

Как уже отмечалось выше, в двумерном электронном газе энергия по одному направлению может принимать лишь фиксированные значения. В то же время, наличие магнитного поля приводит к тому, что и по остальным двум направлениям энергия перестает меняться непрерывно. Таким образом, в двумерном электронном газе в магнитном поле полная энергия электрона может принимать лишь некоторые фиксированные значения.

Точное решение уравнения Шредингера для двумерного (в котором заполнена одна подзона размерного квантования) электронного газа дает следующие значения энергии:

$$E_i = E_0 + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega + sg\mu_B H, \quad i = 0, 1, 2, \dots$$

$E_0$  — энергия нижней подзоны размерного квантования,  $s = \pm 1/2$ ,  $g$  — фактор Ланде,  $\mu$  — магнетон Бора. Последний член берется из того условия, что разным направлениям спина электрона в магнитном поле соответствуют разные энергии.

### Кратность вырождения уровней Ландау и фактор заполнения

На каждом уровне Ландау может находиться (т.е. электроны будут иметь одну и ту же энергию) лишь определенное число электронов (на единицу площади образца). Это число называется кратностью вырождения, оно не зависит от номера уровня Ландау, от эффективной массы электрона, а определяется лишь мировыми константами и величиной магнитного поля. Эта величина равна

$$N_H = \frac{eH}{hc},$$

получить которую можно из простых соображений, рассматривая электрон как классическую частицу, двигающуюся по окружности.

Отношение

$$\nu = \frac{n}{N_H}, \quad \text{где } n \text{ — концентрация двумерного газа,}$$

называется фактором заполнения, оно показывает, сколько уровней Ландау заполнено электронами при данной концентрации в заданном магнитном поле. Целый фактор заполнения означает, что какое-то число уровней Ландау полностью заполнено, а следующие (вышележащие) уровни пусты.

### Квантовый эффект Холла

В 1980 г. фон Клитцинг с соавторами обнаружил, что в двумерном электронном слое зависимости  $R_H$  от  $H$  и  $n$  перестают быть плавными. Возникают особые значения сопротивлений, не изменяющиеся при изменении  $H$  и  $n$  в довольно широком диапазоне. При этом значения  $R_H$  в этих областях выражаются лишь фундаментальными постоянными и целым числом  $i$ :

$$R_H = \frac{h}{ie^2}.$$

Продольное же сопротивление  $r_{xx}$  (отношение падения напряжения вдоль направления тока к величине этого тока) в этих условиях обращается в нуль.

Для того чтобы понять, почему сопротивление исчезает, вспомним, откуда оно вообще берется. Причиной электрического сопротивления является рассеяние электронов на препятствиях — примесях, дефектах решетки и т. д. При рассеянии изменяется направление скорости электрона, т. е. изменяется его вклад в ток.

Если на уровне Ландау есть свободные места (т. е. уровень Ландау заполнен частично), то такое рассеяние возможно в пределах одного энергетического уровня без существенного изменения энергии электрона. Другое дело, если уровень Ландау заполнен полностью. В этом случае все места на нем заняты, и электрон не может изменить своего положения относительно других электронов. Единственная возможность изменить импульс в этом случае — это перейти на незаполненный уровень Ландау. Это связано с существенным изменением энергии.

Если температура  $T$  достаточно низкая, то вероятность такого перехода мала — она пропорциональна

$$e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \text{ где } \Delta E \propto \hbar \frac{eH}{m^*c} \text{ — расстояние по энергии между уровнями Ландау,}$$

$k$  — постоянная Больцмана.

Таким образом, при  $T = 0$  и при целом факторе заполнения  $\nu$  продольное сопротивление обращается в нуль. Это означает, что ток течет только вдоль линий постоянного потенциала — эквипотенциалей. При этих условиях выполняется следующее соотношение между концентрацией и магнитным полем

$$n = \nu N_H = \nu \frac{eH}{hc}.$$

Тогда холловское сопротивление в двумерном электронном газе будет выглядеть следующим образом

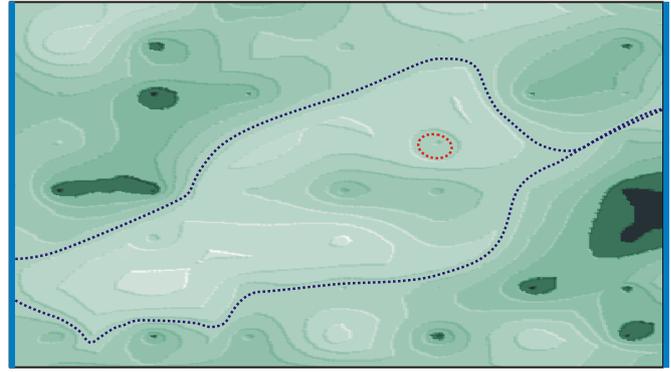
$$R_H = \frac{H}{nec} = \frac{H}{ec} \frac{hc}{\nu eH} = \frac{h}{\nu e^2}$$

Таким образом, мы получили, что, когда при целых факторах заполнения продольное сопротивление обращается в нуль, а  $R_H$  определяется лишь отношением фундаментальных физических постоянных и целым числом (собственно фактором заполнения).

## Локализация электронов

Внимательный читатель заметит, что, например, при заданной концентрации и изменяющемся магнитном поле фактор заполнения становится целым лишь при определенных значениях магнитных полей. Соответственно, и продольное сопротивление должно обращаться в нуль лишь в некоторых точках. Однако в эксперименте наблюдается совершенно иная картина:  $r_{xx}$  становится нулевым (а  $R_H$  принимает значения, зависящие только от фундаментальных констант и целого числа) в целом диапазоне магнитных полей. Собственно в этом и состоит квантовый эффект Холла, открытый фон Клитцингом.

Причина такого поведения следующая. До настоящего момента при рассмотрении уровней Ландау мы считали, что все электроны, находящиеся на нем, обладают одинаковой энергией. В реальных структурах это не так. Потенциал, из-за которого собственно и образуется двумерный электронный газ, будь то электрическое поле в полевом транзисторе или потенциальный барьер



Иллюстрация, демонстрирующая неоднородности потенциала.

в гетероструктуре, всегда неоднороден. Причины здесь могут быть самыми разными — неоднородная толщина слоя окисла в МОП-структуре, неоднородное распределение положительного заряда в гетероструктуре, наличие заряженных ионов на границе раздела и т. д. Все это приводит к тому, что в одних точках двумерного слоя электростатическая энергия электрона оказывается больше, а в других — меньше. Если мы отложим в каждой точке слоя величину этой электростатической энергии, т.е., другими словами, потенциал этой точки, то получим не плоскость, как в идеальном случае, а нечто, напоминающее сильно холмистую местность с «горами» и «ямами».

В условиях, когда  $r_{xx} = 0$ , как уже отмечалось, ток может течь только вдоль эквипотенциалей. Реально ток течет между контактами (исток и сток). Следовательно, он может течь лишь по эквипотенциалам, соединяющим исток и сток, а таких очень немного. Основная масса эквипотенциалей замыкается внутри слоя, охватывая горы или ямы. Поэтому электроны, находящиеся в ямах или на горах, не могут переносить ток — они не могут покинуть своих ям и своих гор, это, так называемые, локализованные электроны. Электроны, которые находятся на эквипотенциалах, соединяющих исток и сток, могут проводить ток. Они называются делокализованными.

Рассмотрим ситуацию, когда уровни Ландау до  $(i-1)$ -го включительно заполнены полностью, а следующие пусты. Добавим в слой некоторое количество электронов (аналогично можно при неизменной концентрации уменьшать магнитное поле, уменьшая число мест на уровнях Ландау, но для более простого объяснения рассмотрим именно ситуацию с изменяющейся концентрацией). Излишек электронов расположится на  $i$ -м уровне, причем электроны займут состояния в ямах, так как там их энергия будет наименьшей. Эти электроны ток проводить не могут, поэтому для внешнего наблюдателя изменение концентрации ни к чему не приведет.

Будем продолжать «добавлять» электроны. Когда все места в ямах будут заняты, начнут заполняться делокализованные состояния, которые могут проводить ток. Эти электроны дают вклад в проводимость, они могут рассеиваться на примесях или на фононах. В этот момент  $r_{xx} \neq 0$ , а  $R_H$  будет изменяться от одного плато до другого.

При дальнейшем «добавлении» электронов, они начнут заполнять локализованные состояния, охватывающие горы  $i$ -го уровня. Эта ситуация по сути, является аналогичной той, которую мы рассматривали с ямами.

Таким образом, ситуация, при которой полностью заполнен какой-либо  $i$ -ый уровень Ландау (фактор заполнения равен  $i$ ) с точки зрения  $r_{xx}$  и  $R_H$  ничем не отличается от ситуации, когда фактор заполнения немного больше  $i$  (когда заполнены только локализованные состояния — ямы на  $(i+1)$ -ом уровне) или немного меньше  $i$  (когда некоторые из локализованных состояний - гор на  $i$ -ом уровне пусты). В этом случае  $r_{xx} = 0$ , а  $R_H = h/ie^2$ .

## О сопротивлении, проводимости и потенциале в условиях квантования холловского сопротивления

### Проводимость

Рассмотрим также некоторые не совсем очевидные свойства двумерного электронного газа в условиях квантования его холловского сопротивления. Обращение  $r_{xx}$  в нуль означает обращение удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  в нуль (при этом  $\rho_{xy}$ , естественно не нуль). Казалось бы, что в этих условиях, проводимость должна быть бесконечно велика, ведь мы привыкли, что обычно  $\sigma$  и  $\rho$  обратно пропорциональны друг другу.

Но в данном случае это не так. Равенство нулю  $\rho_{xx}$  при конечном значении  $\rho_{xy}$  означает, что если мы пропускаем ток через двумерный электронный газ, то возникает электрическое поле, перпендикулярное току, т. е. направленное по оси  $y$ , а поле вдоль тока равно нулю. Чтобы определить в этом случае проводимость, надо величину тока вдоль электрического поля разделить на напряженность поля. Электрическое поле у нас направлено по оси  $y$ , а ток вдоль этой оси не течет, поэтому  $\sigma_{yy} = 0$ . В силу симметрии, очевидно, что  $\rho_{xx} = \rho_{yy}$  и  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ , а значит, все эти компоненты равны нулю.

Математически  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{xy}$ ,  $\rho_{yx}$ ,  $\rho_{yy}$  можно представить как компоненты матрицы удельного сопротивления, а  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{xy}$ ,  $\sigma_{yx}$ ,  $\sigma_{yy}$  — как компоненты матрицы проводимости. Переход от одной матрицы к другой осуществляется с помощью операции обращения

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}^{-1}$$

Из этого равенства, а также из равенств  $\rho_{xx} = \rho_{yy}$  и  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$  следуют соотношения:

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}; \quad \sigma_{xy} = -\frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}$$

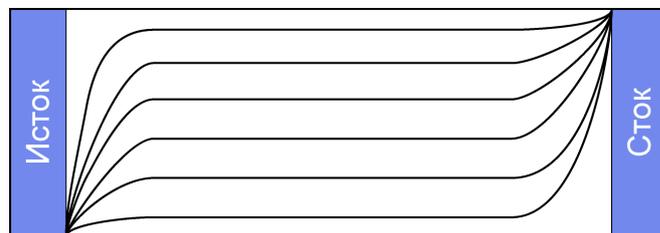
При  $\rho_{xx} \rightarrow 0$  получаем

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{1}{\rho_{xy}}$$

## Полное сопротивление образца

Определим теперь полное сопротивление нашего прибора протекающему через него электрическому току или, другими словами, падение напряжения между контактами истока и стока. Первый ответ, который сразу приходит в голову, — напряжение равно нулю, так как  $r_{xx} = 0$ , неверен.

Чтобы это доказать, рассмотрим, как распределен потенциал в канале при протекании там тока. Вдали от контактов истока и стока линии равного потенциала направлены вдоль тока, т. е. вдоль оси  $x$ . Это следует из равенства  $r_{xx} = 0$ . Но вблизи контакта ситуация существенно изменяется.



Эквипотенциали при  $r_{xx} = 0$ .

Все точки контакта имеют один и тот же потенциал. Поэтому эквипотенциали не могут пересечь границу контакта, и они вблизи контакта изогнутся, как это показано на рисунке. Ток же течет через контакт, так что вблизи контакта он уже не будет течь вдоль эквипотенциален и здесь уже  $r_{xx}$  не может быть равно нулю.

Кроме того факта, что вблизи истока и стока  $r_{xx} \neq 0$  можно определить и напряжение между истоком и стоком. Для этого надо сосчитать количество эквипотенциалей, которые мы пересечем, переходя от истока к стоку по любому пути внутри канала. Оно точно равно количеству эквипотенциалей, пересекаемых при переходе с одного берега канала на другой в средней части канала. Отсюда следует, что и напряжение между истоком и стоком равно напряжению между берегами канала, т. е. холловскому напряжению  $U_H$ , а сопротивление между ними равно  $R_H$ . Повторив это рассуждение для любой другой пары контактов к двумерному слою, мы получим тот же результат — сопротивление, измеренное между любой парой контактов к двумерному слою, равно  $R_H = h/e^2$  независимо от размеров контактов, их расположения и расстояния между ними. Напомним, однако, что это утверждение справедливо лишь в условиях квантового эффекта Холла.

# Эксперимент

## Исследуемые структуры

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100). Поскольку постоянные решетки AlSb и InAs значительно больше, чем у GaAs, структуры выращивались на сложном композитном буфере. Для всех образцов поверх буферного слоя выращивалась десятипериодная «сглаживающая» сверхрешетка GaSb/AlSb.

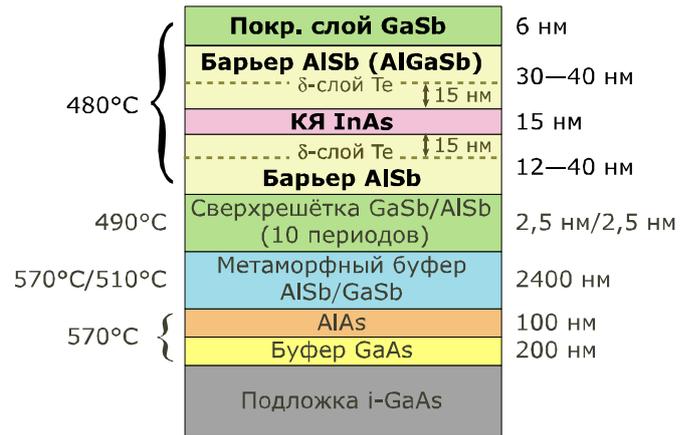


Схема роста структуры InAs/AlSb.

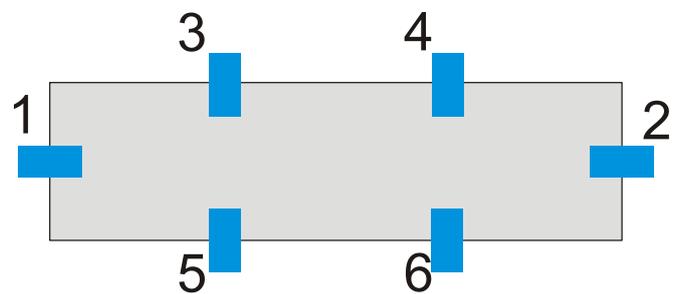
Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12 нм, квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 30-40 нм и покрывающего слоя GaSb, защищающего AlSb от реакции с парами воды на воздухе. При росте квантовой ямы InAs использовалась особая последовательность прерываний поступления материалов (Al, Sb, In, As), обеспечивающая образование связей In-Sb на обеих гетерограницах AlSb/InAs/AlSb, что позволяет получить высокую подвижность 2D электронов (в отличие от интерфейсов со связями Al-As).

## Методика эксперимента

Обычно измерения эффекта Холла и квантового эффекта Холла проводятся с использованием 6 контактов. Контакты 1 и 2 являются токовыми (например, 1 — исток, 2 — сток), между контактами 3 и 4 измеряется падение напряжения вдоль  $x$  (и определяется  $r_{xx}$ ), между 3 и 5 или 4 и 6 — падение напряжения вдоль  $y$  (и определяется  $R_H$ ).

В данной же работе мы будем использовать двухконтактную схему, и измерять полное сопротивление образца, поскольку, как уже отмечалось, в условиях квантового эффекта Холла, полное сопротивление образца будет равно  $R_H$ .

Образец помещается в центре сверхпроводящего магнита в криомагнитной вставке, размещаемой в транспортном сосуде Дьюара СТГ-40. Ось структуры параллельна направлению магнитного поля  $H$ . На поверхности образца нанесены полосковые омические



Традиционная схема измерений эффекта Холла.

контакты, позволяющие измерять сопротивление образца. Все измерения проводятся при температуре  $T = 4,2$  К.

Напомним, что низкие температуры необходимы, чтобы исключить переходы между уровнями Ландау за счет тепловой энергии. Т.е. необходимо, чтобы  $\Delta E \gg kT$ . Отсюда возникает соотношение между напряженностью магнитного поля и температурой

$$\frac{H}{T} \gg \frac{2\pi m^* ck}{eh}.$$

## Задания для студентов

Поместить исследуемый образец в криомагнитной вставке.

Под наблюдением преподавателя погрузить криомагнитную вставку в гелиевый транспортный сосуд Дьюара, предварительно проверив уровень жидкого гелия в сосуде. Подключить омметр к кабелю, ведущему к образцу, и источник тока СТС-60 к проводам, питающим соленоид. Параллельно магниту подсоединить шунт.

Снять зависимость сопротивления образца от магнитного поля. Построить график зависимости сопротивления образца от магнитного поля. По положению холловских плато определить значения чисел заполнения.

## Контрольные вопросы

- Можно ли проводить измерения квантового эффекта Холла при температуре жидкого азота ( $T = 77$  К). Если нельзя, то почему? Если можно, то как?
- Как будет влиять на график полученной зависимости увеличение или уменьшение скорости развертки магнитного поля?
- Какого назначения шунта?

## Ссылки

1. *K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
2. *D. C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gossard* Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
3. *E. H. Hall* On a New Action of the Magnet on Electric Currents, *American Journal of Mathematics* **2**, 287 (1879).

## Литература

- *Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц* Квантовая механика. Нерелятивистская теория, М.: Наука (1989).
- Квантовый эффект Холла, М.: Знание (1986).
- *С. Семенчинский* Эффект Холла: год 1879 — год 1980, *Квант* **2**, 13 (1987).
- *П. Ю. М. Кардона* Основы физики полупроводников, М.: ФИЗМАТЛИТ (2002).