

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

Физический факультет

Кафедра общей физики

Константинов Иван Сергеевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Определение концентрации и подвижности электронов в HgTe
квантовой яме**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №20302

Научный руководитель:

к.ф-м.н. Козлов Дмитрий Андреевич
Оценка научного руководителя

_____ г.
«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

к.т.н. В.Т. Астрелин
_____ г.
Оценка преподавателя практикума

_____ г.
«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

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

_____ г.
«_____» _____ 20__ г.

Новосибирск 2021

Аннотация

Целью этой работы является определение концентрации и подвижности носителей заряда в квантовой яме на основе теллурида ртути (HgTe). Измерения проводились при погружении исследуемого образца в сосуд Дюара с жидким гелием. Использовался метод ван дер Пау, который предполагает четырехточечную схему измерения. С помощью синхронного детектора на образец подавался ток и измерялась разность потенциалов. При этом образец был помещен в соленоид, подавая на который постоянный ток мы можем задавать магнитное поле вокруг образца. Полученные данные обрабатывались в программе OriginPro. В результате работы для всех четырех образцов проведена оценка подвижности, и определено значение концентрации.

Ключевые слова: квантовая яма, эффект Холла, удельное сопротивление.

Оглавление

Аннотация	2
Оглавление	3
Введение.....	4
Квантовые ямы на основе HgTe.....	4
Эффект Холла	5
Методика эксперимента	6
Результаты и обработка.....	7
Выводы.....	9
Список литературы:	10

Введение

Квантовые ямы на основе HgTe

Для физики низкоразмерных электронных систем уже более десяти лет квантовые ямы на основе HgTe представляют из себя широчайший полигон для исследования различных транспортных явлений за счет многообразия реализуемых на их основе систем. При толщинах менее 6.3 нм с точки зрения спектра система представляет собой обычный двумерный изолятор, при толщинах же больших 6.3 нм реализуется двумерный топологический изолятор, по краям которого расположены проводящие геликоидальные электронные состояния. Около критической толщины спектр представляет собой линейный дираковский конус (рис. 1) с тяжелыми дырками вдали от Γ точки. [1]

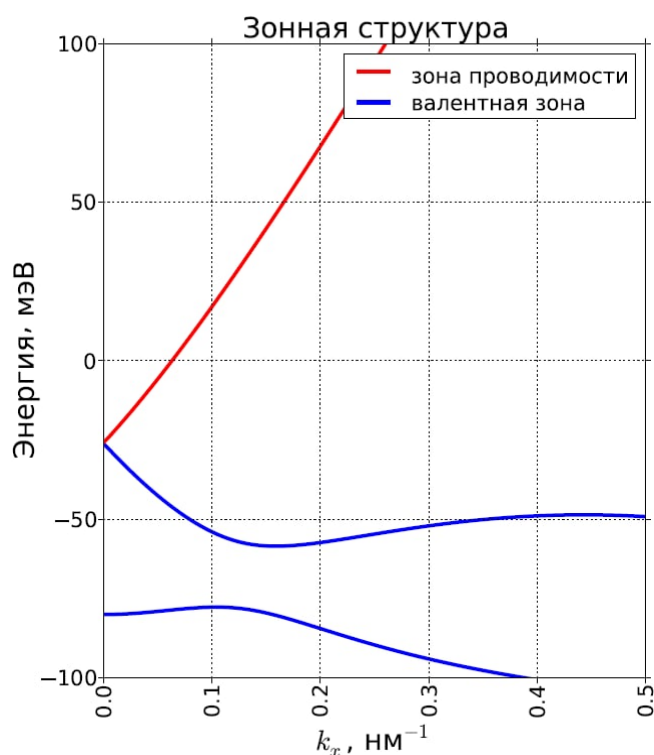


Рис. 1. Рассчитанная зонная структура квантовой ямы HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te(013) толщиной 6.3 нм (критическая толщина) при $T = 0\text{K}$. [1]

достаточно большая подвижность (не менее 10^5 см²/Вс).

Не смотря на весь интерес к данным системам, за столько лет не было достигнуто достаточного качества для наблюдения дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ), для которого необходимо доминирование электрон-электронного взаимодействия над рассеянием на беспорядке. В последние годы качество систем выросло, так что даже был реализован гидродинамический режим. [2]

В данной работе тестируется серия образцов квантовых ям критической толщины для отбора, подходящего на дальнейший поиск ДКЭХ. Для этого в нем должна быть относительно небольшая концентрация носителей заряда (не более 10^{11} см⁻²) и одновременно с этим

Эффект Холла

На заряженные частицы, движущиеся в магнитном поле, действует сила Лоренца. То есть, даже изотропный в отсутствие магнитного поля, проводник становится анизотропным. Это и приводит к возникновению такого явления, как эффект Холла.

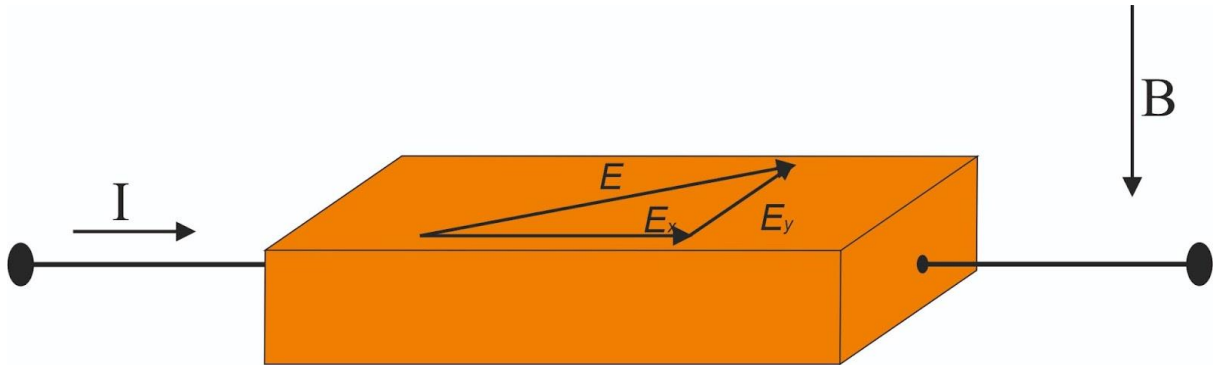


Рис.2. Схема эффекта Холла в прямоугольном образце.

По проводнику течет ток, для изотропного образца в отсутствие магнитного поля вектора силы тока и электрического поля сонаправлены. При появлении перпендикулярного плоскости образца магнитного поля, вектор электрического поля поворачивается на угол Холла. Это происходит потому что под действием силы Лоренца подвижные частицы, приобретают дополнительную скорость направленную к стенке проводника, в результате на стенках накопится некоторый заряд и эквипотенциальные поверхности повернутся на тот самый угол. Важно то, что в какую именно сторону повернется поле при заданном направлении магнитного поля зависит от знака заряда проводящих частиц.

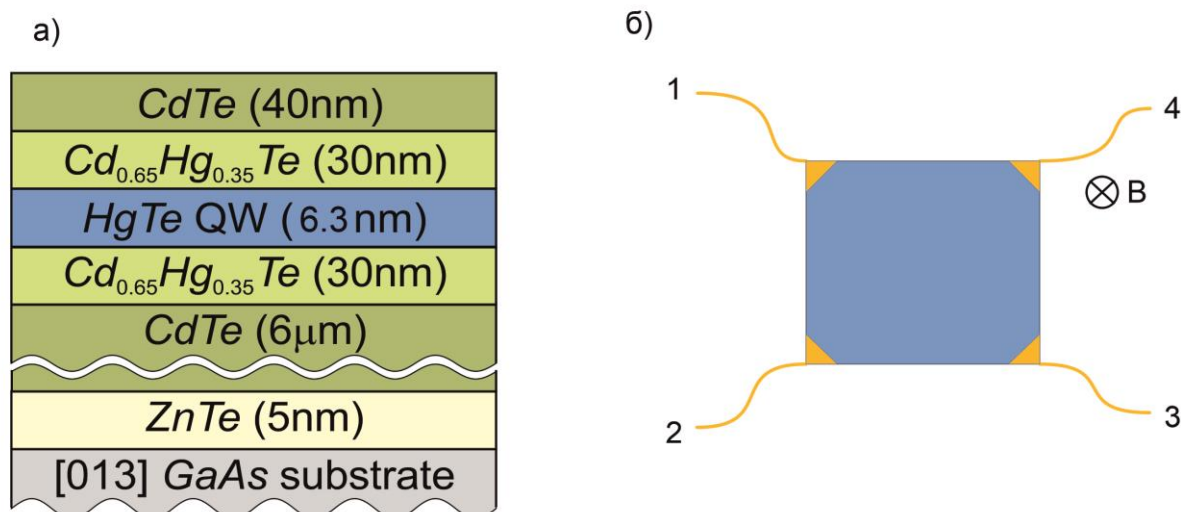
В модели Друде [3], описывающей классическое движение электронов (дырок), тензор сопротивления имеет вид:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{qn\mu} & -\frac{B}{qn} \\ \frac{B}{qn} & \frac{1}{qn\mu} \end{pmatrix} \quad (1)$$

где μ – подвижность, n – концентрация электронов, B – магнитное поле, q – заряд электрона (дырки).

Таким образом, приложив магнитное поле к системе и измерив ρ_{xy} , можно определить концентрацию носителей заряда, а измерив ρ_{xx} можно определить подвижность.

Методика эксперимента



В данной работе исследуется транспортный отклик квантовой ямы на основе HgTe толщиной 6.3 нм. Поперечный срез образца представлен на рис.2а. Используемый образец был выращен на подложке GaAs (013) методом

Рис.3. Вид исследуемого образца а) поперечная срез б) вид сверху

молекулярно-лучевой эпитаксии. Для высокого качества системы гетероструктура включает в себя множество буферных слоев, в частности слой CdTe 6 мкм, который задает постоянную решетки всех вышележащих слоев. Наш образец имеет почти квадратную форму (Рис. 2б), на каждом из углов припаян контакт.

Для измерения удельного сопротивления был использован метод ван дер Пау. На первую пару контактов подается переменный ток с синхронного детектора с частотой 12 Гц и, такие контакты называются токовыми. Переменный ток $I = 10^{-8}$ А задается переменным напряжением 1 В и токозадающим сопротивлением $R_{ref} = 10$ МОм (Рис.4). С оставшейся пары потенциометрических контактов снимается значение разности потенциалов и подается обратно на синхронный детектор.

Ван дер Пау доказал что зная вертикальное $R_{ver} = R_{1-2,3-4}$ и горизонтальное $R_{hor} = R_{1-4,2-3}$ сопротивления мы можем однозначно определить ρ_{xx} по формуле:

$$e^{-\frac{\pi R_{hor}}{\rho_{xx}}} + e^{-\frac{\pi R_{ver}}{\rho_{xx}}} = 1 \quad (2)$$

Для измерения ρ_{xy} ток пускался по одной диагонали, а напряжение измерялось с другой. Как известно, измерения ρ_{xy} не зависят ни от геометрии ни от анизотропности образца, поэтому ρ_{xy} удастся определить просто и точно как $\rho_{xy} = R_{1-3,2-4}$, в отличие от ρ_{xx} .

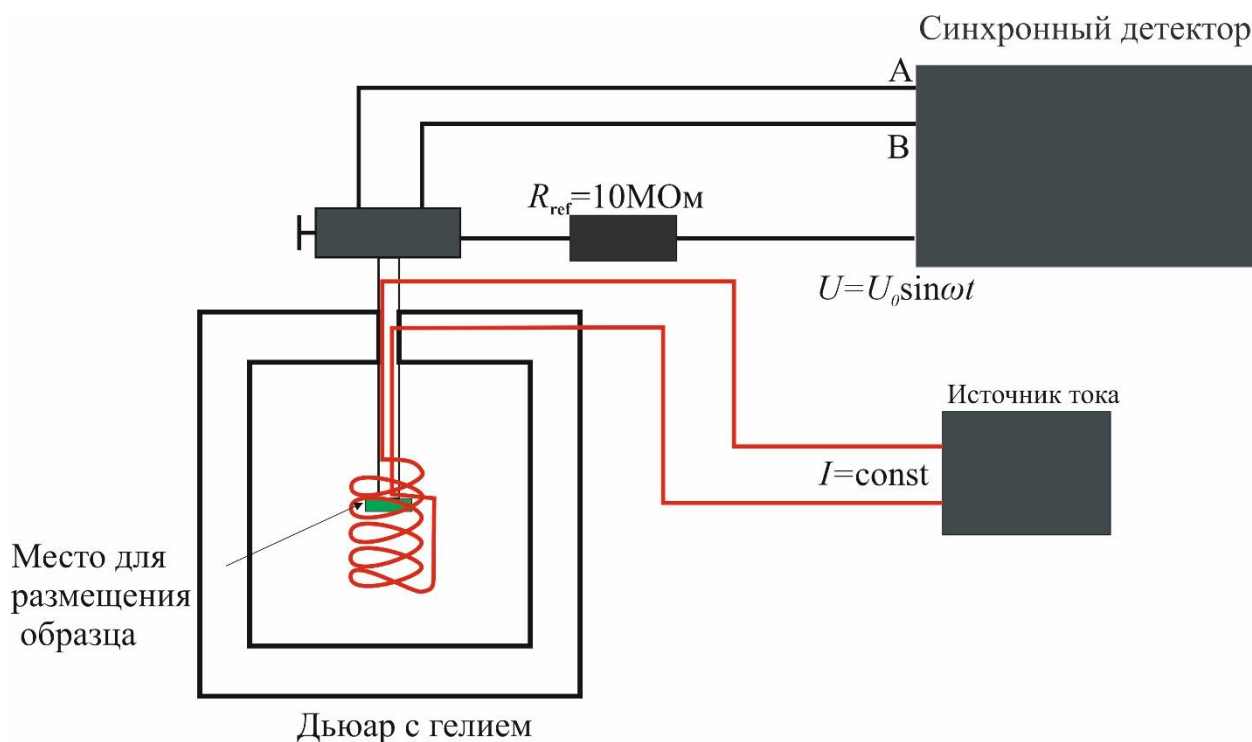


Рис.4.Схема измерительной установки.

Назначение синхронного детектора заключается в очистке сигнала от шумов, это достигается путем умножения входного сигнала на опорный - синусоидальный сигнал опорной частоты, и интегрированием получившегося по заданному промежутку времени. В результате сигналы с частотами, отличающимися от опорной гаснут с некоторой точностью, и на выходе мы имеем усредненный сигнал, очищенный от шумов.

Эксперимент проводился при температуре жидкого гелия - 4.2 К. Образец погружался в дьюар с жидким гелием при помощи ружья, оснащенного четырьмя контактами, ведущими к образцу. Вместе с образцом в дьюар помещалась сверхпроводящая катушка, подавая ток на которую задавалось магнитное поле.

Основные условия применения этого метода соблюдены, а именно: толщина образца значительно меньше длины его стороны, контакты расположены по краям образца и их площадь значительно меньше площади образца, образец односвязный, но, к сожалению, нельзя считать его изотропным. Так как концентрация зависит от ρ_{xy} она определяется точно, однако подвижность зависит ещё и от ρ_{xx} и определяется неточно, но тем не менее метод может быть использован для оценки.

Результаты и обработка

Измерения проводились для четырех различных образцов. Измеренные для четвертого образца зависимости представлены на Рис.5. Красным цветом показана зависимость $\rho_{xy} = R_{2-4,1-3}$ от B , черный и синий соответствует

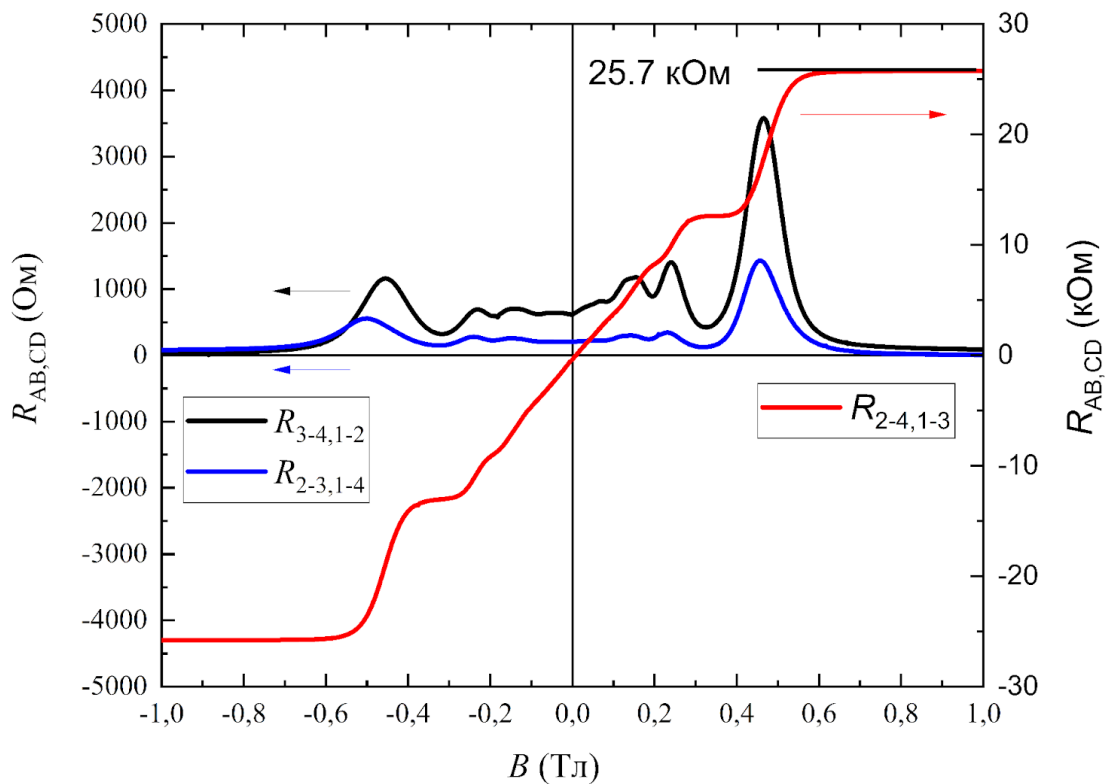


Рис.5. Магнитопольные зависимости четырехточечных сопротивлений $R_{3-4,1-2}$, $R_{2-3,1-4}$, $R_{2-4,1-3}$.

$R_{ver} = R_{3-4,1-2}$ и $R_{hor} = R_{2-3,1-4}$ от B . Вблизи нуля зависимость ρ_{xy} почти линейна, отдаляясь начинают появляться осцилляции, связанные с уменьшением заполненных уровней Ландау, и переходом к квантовому режиму. Четко видно, что каждому плато на ρ_{xy} соответствует минимуму на ρ_{xx} , причем на последнем плато они приближаются к нулю. Это явное проявление квантового эффекта Холла.

Второй и третий столбцы Таб.1. Это значения R_{ver} и R_{hor} , соответственно, для каждого из образцов измеренные при нулевом магнитном поле B .

№	$R_{1-2,3-4}$, Ом	$R_{1-4,2-3}$, Ом	$R_{1-3,2-4}/B$ Ом/Тл	n , 10^{10} см^{-2}	Δn , 10^{10} см^{-2}	ρ_{xx} , Ом	μ , 10^5 $\text{см}^2/\text{Вс}$
1	205	344	21176	2,94	0,017	1218	1,7
2	447	1320	28787	2,16	0,012	3650	0,8
3	1018	1126	43091	1,44	0,008	4867	0,9
4	618	200	42530	1,46	0,008	1672	2,5

Таб.1. Измеренные значения R_{ver} и R_{hor} при $B=0$, величины используемые при вычислении n и μ , и они сами.

После того как получены зависимости различных компонентов сопротивления от величины магнитной индукции, зная заряд проводящих частиц можно определить концентрацию и подвижность по формуле (1), По виду соотношения для ρ_{xy} видно, что концентрация может быть найдена по наклону графика ρ_{xy} от B (это значение записано в четвертом столбце таблицы). Брать это значение нужно на линейной области вблизи нулевых значений магнитного поля т.к. при больших магнитных полях начинается режим квантового эффекта Холла. Посчитанные значения концентрации указаны в следующем столбце.

Чтобы оценить погрешность при вычислении концентрации посчитаем погрешность при определении величины магнитного поля и ρ , и сложим. Начало и прекращение подачи тока на соленоид осуществлялись вручную, то есть погрешность определяется скоростью реакции экспериментатора, можно с уверенностью сказать, что такого рода, ошибка не превышает одной секунды. Ток подавался в течении 5 минут, значит мы можем найти относительную погрешность как $\frac{\Delta B}{B} = \frac{1}{300}$.

Погрешность при определении ρ можно посчитать, зная значение кванта сопротивления ($\frac{h}{e^2} = 25\ 812$ Ом). На Рис.5 видно несколько участков на которых сопротивление почти не меняется, каждое из них соответствует определенному числу заполненных носителями заряда уровней Ландау. Один из них соответствует заполнению только одного уровня, значение сопротивления на нем в теории [5] должно равняться одному кванту сопротивления. Таким образом, сравнив экспериментальные данные с теоретическими, оценим значение относительной погрешности.

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.0023\right).$$

Погрешности для подвижности же находить не имеет смысла, так как наши образцы вероятнее всего анизотропны, что препятствует точному определению удельного сопротивления методом ван дер Пау, однако мы все равно можем оценить его по порядкам величины, что является достаточным для тестовых измерений. Сделать это можно пользуясь соотношением для ρ_{xx} из (1), а чтобы найти ρ_{xx} можно воспользоваться (2), полученные приближенные значения указаны в последнем столбце.

Выводы

Были проведены измерения зависимости удельного и холловского сопротивлений квантовой ямы на основе HgTe критической толщины от магнитного поля для четырех различных образцов. В малых магнитных полях (до 0.2 Тл) холловское сопротивление хорошо описывается классической моделью Друде для одного типа носителей заряда, а в больших полях наблюдается переход

к режиму квантового эффекта Холла. По линейной области холловского сопротивления была определена концентрация носителей заряда, а по удельному сопротивлению в нулевом магнитном поле была определена их подвижность.

Лучшим вариантом для дальнейших поисков дробного квантового эффекта холла оказался четвертый образец, концентрация носителей которого оказалась достаточно низкой - $1,44 \pm 0,008 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, и при этом с наибольшей для всех четырех образцов подвижностью около $2,5 \cdot 10^5 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}$.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Худайбердиеву Данияру Азаматовичу за консультацию и помощь в работе.

Список литературы:

1. Жолудев М.С., дис. к.ф.-м.н. Терагерцовая спектроскопия квантовых ям HgCdTe, ИФМ РАН Нижний Новгород (2013)
2. Khudaiberdiev D.A., Gusev G.M., Olshanetsky E.V. et.al., Magnetohydrodynamics and electron-electron interaction of massless Dirac fermions // Phys. Rev. Res. 2021. Vol. 3. L032031.
3. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников // Изд.Наука 1990 С. 1-35
4. van der Pauw, L.J. A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape // Philips Technical Review : journal. 1958. Vol. 20. P. 220—224.
5. Klitzing K. von, Dorda G., Pepper M., New method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P.494—497.