

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Институт физики твердого тела
Российской академии наук.

М.Г.Трокина.

Измерение щели в энергетическом спектре
электронов
в дробном квантовом эффекте Холла.
(дипломная работа)

Научный руководитель:
к.ф.м.н.Храпай В. С.

Черноголовка 2007

Введение.

Целочисленный и дробный квантовый эффект Холла.

Классический эффект Холла – эффект появления поперечной ЭДС в результате отклонения движения зарядов в магнитном поле[1]. В магнитном поле на электроны, движущиеся в среднем вдоль направления тока I , действует сила Лоренца перпендикулярно направлению движения. Она "прижимает" электроны к одной из боковых сторон образца, создавая тем самым разность потенциалов между боковыми сторонами. В результате возникает напряжение V_H в поперечном по отношению к току направлении. Это означает, что сопротивление в этом случае тензор. Величина $R_H = V_H/I$, холловское сопротивление, пропорциональна отношению магнитного поля к плотности электронов на единицу площади и не зависит от формы образца. В классическом эффекте Холла на трехмерных образцах R_H линейно зависит от величины магнитного поля B .

Квантовый эффект Холла открыт в 1980 году Клаусом фон Клитцингом[2]. Было обнаружено, что в двумерной полупроводниковой системе, в которой движение электронов заковано в одном направлении, на зависимости холловского сопротивления от магнитного поля видны плато, то есть в сильном магнитном поле величина холловского сопротивления принимает дискретные значения $h/(ie^2)$, где i -целое число, h -постоянная Планка, e -заряд электрона. Иными словами, тензор проводимости, который связан с тензором удельного сопротивления соотношением $\sigma_{kl} = (\rho)_{kl}^{-1}$, имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 0 & -ie^2/h \\ ie^2/h & 0 \end{pmatrix}$$

Квантовый эффект Холла нетрудно объяснить с точки зрения квантовой механики. Гамильтониан электрона в магнитном поле: $\mathcal{H} = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar\nabla + \frac{e}{c}A(r) \right)^2$, где m – масса электрона, $A(r)$ – векторный потенциал. Задача нахождения собственных чисел для такого гамильтониана сводится к задаче нахождения

собственных чисел для гармонического осциллятора[3]. Таким образом, для энергии электрона в магнитном поле существует только дискретный набор разрешенных значений – уровней Ландау. Уровни эквидистантны и вырождены. Кратность вырождения определяется действием квантовомеханического запрета Паули и равна $n_L = eB/hc$. Энергия принимает значения $E = (i + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$, где $i = 0, 1, 2, 3, \dots$, $\omega_c = eB/mc$ – циклотронная частота, m – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, с учетом спина электрона $E = (i + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \pm g\mu_B B$ (g -фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора). Так как энергия принимает строго определенные значения, в энергетическом спектре электронов возникают щели.

Фактор заполнения ν – это отношение концентрации электронов в системе к степени вырождения одного уровня Ландау, $\nu = n_s/n_L$. При изменении магнитного поля меняется расстояние между уровнями Ландау. Положение уровня Ферми относительно уровней Ландау задается исходной концентрацией электронов и зафиксировано внешним окружением 2D-газа, с которым последний находится в термодинамическом равновесии. При понижении поля "лестница" уровней Ландау смещается вниз. Пока напротив уровня Ферми находится щель энергетического спектра, величина холловского сопротивления остается неизменной.

Оказалось, что ступеньки холловского сопротивления образцов более высокого качества(с большей низкотемпературной подвижностью носителей в отсутствие магнитного поля) появляются не только при целых значениях ν , но и при некоторых дробных. Впервые это явление было экспериментально обнаружено при $\nu = 1/3$ [21], но затем было получено квантование холловского сопротивления и при других факторах заполнения, где ν – рациональная дробь. Существование дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) нельзя объяснить в рамках невзаимодействующих электронов в идеальном образце(т.е. электронов с гамильтонианом \mathcal{H}), т.к. никакого дополнительного квантования на уровне Ландау нет.

Модели дробного квантового эффекта Холла.

Были разработаны два подхода, R.V.Laughlin[21] и J.K.Jain[5], к объяснению ДКЭХ, кратко рассмотренные ниже. Первый подход основывается на составлении вариационной волновой функции электронов, во втором вводятся квазичастицы, называемые композитными фермионами.

Лафлин предположил, что из-за сильного кулоновского взаимодействия электроны в двумерном слое сгруппировываются, сохраняя вид статистики, и образуют состояние несжимаемой жидкости. Он построил волновую функцию электронов как вариационное основное состояние для модельного гамильтониана с кулоновским потенциалом и сформулировал условие минимума энергии такой системы. Оказалось, что минимум достигается при факторе заполнения $\nu = 1/m$, где m – нечетное в силу антисимметричности волновой функции электронов и $m = 3, 5, 7$, а элементарные возбуждения ответственны за возникновение плато при других дробных $\nu = p/m$, где p – целое, m – нечетное (так называемые дочерние состояния). Другими словами, дочерние состояния являются результатом дробного квантового эффекта Холла для квазичастиц основного состояния. Позже иерархия дробных состояний была расширена и на факторы заполнения с четным знаменателем[6].

Жидкость Лафлина — новое(неизвестное ранее) квантовое состояние двумерной системы. Она обладает щелью в энергетическом спектре. Наличие конечной энергетической щели приводит к почти идеальной проводимости в лафлиновском состоянии(сопротивление стремится к нулю, как в целочисленном КЭХ). Ступеньки на зависимости $R_H(B)$ при дробных факторах заполнения объясняются несжимаемостью лафлиновского состояния, то есть концентрация носителей и, следовательно, холловское сопротивление, постоянны при изменении химпотенциала в пределах ступеньки.

Построенная Лафлиным теория хорошо объясняет наличие плато при факторах заполнения со знаменателем, меньшим 7. Однако даже для та-

ких ν объяснение последовательности появления дробей ДКЭХ стала проблемой. В частности, порядок появления и величина дробных щелей при $\frac{1}{3} < \nu < \frac{2}{3}$, экспериментально наблюдаемых для $\nu = \nu_n = \frac{n}{2n+1}$ и $\nu = 1 - \nu_n$, не объясняется в рамках модели Лафлина.

Другой подход к построению теоретического описания дробного эффекта Холла предложил Дж.К.Джейн. В этой модели вводятся квазичастицы, состоящие из электрона и присоединенных к нему ϕ квантов магнитного потока $\Phi_0 = h/e$. При медленном движении квазичастиц относительно друг друга и обмене, волновая функция должна меняться на фазовый множитель $e^{i\theta}$, где $\theta = \pi(\phi + 1)$. Чтобы квазичастицы подчинялись статистике Ферми-Дирака, ϕ должно быть четным числом. Эту новую квазичастицу называют композитным фермионом. Теорию композитных фермионов развил В.И.Halperin[7]. Он предложил концепцию среднего поля, представив взаимодействие электронов как "добавочный" векторный потенциал. Тогда гамильтониан среднего поля имеет вид: $\mathcal{H}_0 = \frac{1}{2m_{eff}} \left(-i\nabla + e\Delta A(r) \right)^2$, где m_{eff} – эффективная масса, $\Delta A(r)$ – векторный потенциал среднего поля, определяемый полем, действующим на квазичастицы $\nabla \times (\Delta A) = B^* = B - \phi\Phi_0 n_e$, где n_e – локальная плотность электронов. При факторе заполнения $\nu = 2\pi n_e / (Be) = 1/2$ эффективное поле B^* равно нулю. Таким образом, основное состояние гамильтониана \mathcal{H}_0 – заполненное Ферми море с волновым вектором $k_F = (4\pi n_e)^{1/2} = 1/l_0$, $l_0 = (eB)^{-1/2}$ – магнитная длина. Энергетический спектр композитных фермионов в эффективном магнитном поле представляет собой набор уровней Ландау с циклотронной энергией $\hbar e B^* / m^*$ (m^* – масса связанного электрона) и фактором заполнения $p = n_e \Phi_0 / B^*$. Фактор заполнения электронов связан с фактором заполнения композитных фермионов следующим соотношением $\nu = p / (\phi \pm 1)$, которое позволяет рассматривать ДКЭХ как целочисленный для квазичастиц. Однако экспериментально полученные значения щели в энергетическом спектре композитных фермионов много меньше теоретических предсказаний(с использо-

ванием m^* в формуле циклотронной энергии). Полагают, что для композитных квазичастиц масса также зависит от величины магнитного поля $m_{CF} \propto \sqrt{B}$ [7].

Модель Джейна верно определяет последовательность появления дробей в ДКЭХ. Например, если существует ДКЭХ для $\nu = p/(2pm \pm 1)$, то эффект существует и для всех дробей с $m' < m$.

Зависимость величины щели в энергетическом спектре электронов в условиях ДКЭХ от магнитного поля.

Предполагается, что щель в энергетическом спектре при дробных факторах заполнения определяется кулоновским взаимодействием между электронами вида $e^2/\epsilon l_B$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость, $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ — магнитная длина. Тогда зависимость величины энергетической щели от магнитного поля корневая ($\propto \sqrt{B}$). Наблюдение такой зависимости могло бы подтвердить предполагаемое происхождение щели.

Экспериментальные оценки величины дробной щели давали сходные результаты, по крайней мере, в больших магнитных полях, но ожидаемая зависимость не была ни подтверждена, ни отвергнута. Стандартные активационные измерения основываются на определении энергии активации по минимуму продольного холловского сопротивления $\rho_{xx} \propto \exp(-\Delta/2T)$ [8, 9]. В работе[9] исследовалась температурная зависимость минимума продольного сопротивления при $\nu = 1/3$, с помощью построения Арениуса выражалась величина щели и по полученным результатам определялась зависимость энергии активации от магнитного поля. В слабых магнитных полях наблюдалось линейная зависимость, тогда как в сильных полях ($> 8.8T$) корневая. Не внесли ясность и термодинамические измерения. В работе[10] использовался метод проникающего поля, улучшенный аналог метода емкостной спектроскопии (о котором речь пойдет дальше), позволяющий определить термодинамическую сжимаемость в абсолютных единицах. Исследуемая зависимость щели в энергетическом спектре при факторе заполнения $\nu = 1/3$ от

магнитного поля оказалась нелинейной в малых полях и выходила на прямую при $B \approx 9T$. Однако данные термодинамических измерений сильно зависели от температуры, что могло повлиять на полевую зависимость щели. По результатам более поздней работы[14] щель в энергетическом спектре возрастала с увеличением поля, а в малых полях $B \lesssim 3T$ схлопывалась из-за влияния беспорядка в двумерной электронной системе.

Наблюдаемая экспериментально зависимость щели в энергетическом спектре электронов от магнитного поля для фактора заполнения $\nu = 2/3$ также была неоднозначной. Eisenstein и др.[11] детально изучили активационным методом состояние с $\nu = 2/3$. Исследуя зависимость продольного сопротивления от температуры в наклонных магнитных полях, они получили изменение поведения минимума сопротивления от угла наклона поля (и, следовательно, от величины поперечного поля). Пересчет ρ_{xx} на энергию активации дал линейную зависимость от магнитного поля при $B > 4T$ и минимум при $B \sim 3.3T$. В работе[12] использовался подобный метод определения энергии активации при $\nu = 2/3$ и $\nu = 3/5$. Было обнаружено, что при этих факторах заполнения в зависимости энергетической щели от поля при так называемом критическом магнитном поле появляется минимум, который сопровождается расщеплением в минимуме ρ_{xx} . Причем полевая зависимость энергии при $\nu = 2/3$ имела структуру двойного минимума, а зависимость энергии активации от фактора заполнения в окрестности $\nu = 2/3$ оказалась немонотонной. Выше критического поля $B > 2.1T$ зависимость энергии активации линейна с наклоном $g\mu_B = 0.4\mu_B$ для GaAs, что соответствует энергии Зеемана. Полученные результаты указывают на наличие фазового перехода системы вблизи фактора заполнения $2/3$ из состояния, не поляризованного по спину, в спин-поляризованное.

Основное состояние при $\nu = 1/3$, по-видимому, всегда поляризовано по спину[13]. Однако, теоретические исследования предсказывают смену спиновой конфигурации элементарных возбуждений при этом факторе заполнения[13]. Недавние результаты измерения энергии активации[9] интер-

претируются в терминах такого спинового перехода в возбужденном состоянии.

Следует отметить разницу между термодинамическим методом, каким является магнитоемкостной метод, от активационных измерений. Последние дают значение щели подвижности, которая может отличаться от щели в спектре, тогда как первый в принципе позволяет получить величину щели напрямую.

Постановка задачи.

Представляет фундаментальный интерес определение функциональной магнитолевой зависимости щели при дробных факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$, что осложняется следующими проблемами:

1. Непрямое измерение щели (как измерения активационными методами);
2. Чувствительность ДКЭХ к беспорядку в двумерной электронной системе(Ref.[14]), что затрудняет сравнение щелей, полученных на разных образцах;
3. Сильная температурная зависимость щели в термодинамических методах(Ref.[10]);
4. Неизвестный спин основного и возбужденного состояний.

В связи с этим возникает задача проведения детального измерения энергетических щелей при $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ одновременно, по скачку химпотенциала 2D электронов в низкотемпературном пределе и максимально широком интервале магнитных полей на образцах высокого качества.

Методика измерений. Гетероструктура GaAs/AlGaAs, образец.

Для создания двумерной электронной системы нужно ограничить движение электронов в каком-либо направлении. На практике используются системы металл-диэлектрик-полупроводник и гетероструктуры. Гетеропереход получают наращиванием слоя одного полупроводника на слое другого методом молекулярно-лучевой эпитаксии, который позволяет контролировать процесс роста до атомарно гладких слоев. Мы использовали гетероструктуру GaAs/AlGaAs. Наши образцы выращены в Национальной Лаборатории TACS-INFM, г.Триест, Италия. Они устроены следующим образом: на подложку из арсенида галлия напыляется слой легированного кремнием GaAs, который остается хорошо проводящим даже при низких температурах и играет роль заднего затвора. На него наносится толстый слой арсенида галлия и δ -легированный кремнием слой AlGaAs, которые и образуют гетеропереход. Как известно, GaAs и AlGaAs имеют разную ширину запрещенной зоны; при приведении в контакт, происходит изгиб энергетических зон, в результате дно зоны проводимости GaAs в приконтактной области оказывается ниже уровня Ферми. Носители заряда заполняют потенциальную яму между краем зоны проводимости с одной стороны и потенциальным барьером AlGaAs с другой. При всех достижимых электронных концентрациях, частицы занимают нижний энергетический уровень размерного квантования, что приводит к понижению размерности системы.

Чтобы получить двумерный газ определенной формы, на поверхности образца вытравливается так называемая меза, затем вжигаются омические контакты из AuGe и напыляется металлический затвор методом стандартной фотолитографии. Чтобы избежать закоротки двумерного газа на задний затвор и использовать последний независимо, на глубине $\sim 5\mu\text{м}$ имеется слой так называемого низкотемпературного GaAs. Этот слой наносится на подложку, предварительно охлажденную в камере молекулярно-лучевой эпитаксии с 600°C до 270°C , и имеет большое количество де-

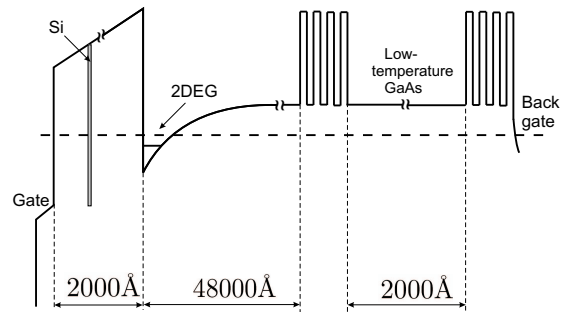


Рис. 1: Схематическое изображение дна зоны проводимости образца

фектов, которые пиннируют уровень Ферми в запрещенной зоне. Расстояние от затвора до гетерограницы 2000Å . Образцы сделаны в геометрии квази-Корбино и имеют два затвора площадью $27 \times 10^4 \mu\text{м}^2$ и $2.1 \times 10^4 \mu\text{м}^2$.

Метод емкостной спектроскопии.

Для измерений скачка химического потенциала при дробных факторах заполнения мы использовали методику измерения магнетоемкости.

Напомним определения, которые понадобятся в дальнейшем. **Электрохимическим потенциалом** называется производная свободной энергии Гельмгольца по числу частиц в системе при постоянном объеме системы и температуре, $\tilde{\mu} = (\partial F / \partial N_s)_{T,V}$. Свободная энергия Гельмгольца включает помимо внутренней энергии электрическую энергию, которая, вообще говоря, доминирует. **Химический потенциал** μ есть разность между электрохимическим потенциалом и электрическим потенциалом внешних по отношению к системе зарядов $\mu = \tilde{\mu} - eU$. **Термодинамическая плотность электронных состояний** D — производная числа частиц в системе по химическому потенциалу, $D = dN_s/d\mu$.

Рассмотрим случай равновесия в системе, когда электрохимический потенциал однороден по двумерному слою и отличается от электрохимического потенциала

затвора на величину напряжения V_g между ними:

$$eV_g = e\varphi + \mu + e\phi,$$

где ϕ —контактная разность потенциалов, $\varphi = en_s/C_0$ —разность электрических потенциалов затвора и двумерного газа с плотностью электронов на единицу площади n_s ; $C_0 = \epsilon/4\pi d$ —геометрическая емкость на единицу площади между двумерным газом и затвором (ϵ —диэлектрическая проницаемость среды между ними, d —расстояние между электродами), а химпотенциал μ электронного газа отсчитывается от дна зоны размерного квантования, химпотенциал затвора равен нулю. При переносе некоторого числа электронов $\delta N = \delta q/e$ с затвора в двумерный слой, правая часть уравнения изменится: $\varphi = \delta q/C_0$, $\delta\mu = \delta N/D$. Тогда получим следующую формулу для измеряемой емкости на единицу площади $C = \delta q/\delta V_g$:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{e^2 D} \quad (1)$$

Отдельно следует обсудить вопрос о геометрической емкости образца. Вычисление по формуле для геометрической емкости, приведенной выше, не вполне корректно, потому что входящее в формулу расстояние между электродами может не совпадать с ростовым. Но его можно определить из построения веера Ландау. Как было сказано ранее, фактор заполнения равен $\nu = n_s/n_L$, причем n_s зависит от V_g , n_L пропорционально B , что при фиксированном ν определяет функциональную зависимость $V_g(B)$. На рисунке 2 приведена эта зависимость для факторов заполнения $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$. По коэффициенту наклона прямых и определяется геометрическая емкость на единицу площади. По полученным значениям геометрической емкости я пересчитала величину d , которая с хорошей точностью ($\sim 1\%$) совпала с ростовым значением 2000\AA .

На рисунке 3 схематически показана зависимость емкостного сигнала от напряжения на затворе для идеального образца и образца с беспорядком. Емкостной сигнал минимален как при целочисленных, так и при дробных факторах за-

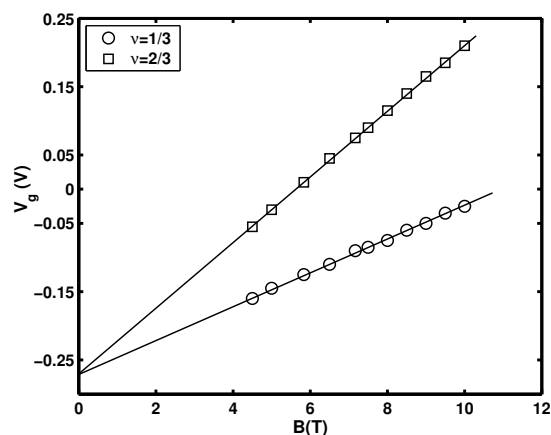


Рис. 2: Линии веера Ландау для факторов заполнения $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$.

полнения, и в одночастичном представлении достигает величины геометрической емкости между минимумами. Такое поведение соответствует бесконечной плотности состояний на уровне Ландау и ее конечному значению при целых (дробных) факторах заполнения. Увеличение концентрации электронов в системе приводит заполнению уровня Ландау. Плотность состояний оказывается минимальной, когда уровень Ферми находится в середине энергетической щели, и максимальной, когда уровень Ферми на краю щели. Химический потенциал таким образом имеет резкую зависимость от концентрации электронов и напряжения на затворе. Диапазон V_g , в котором происходит изменение химпотенциала в идеальном образце, определяется величиной щели, например, циклотронной энергией при четных факторах заполнения $\Delta V_g = \hbar\omega_c/e$. На рисунке 3(b,c) показан скачок химпотенциала при факторе заполнения $\nu = \nu_0$, дробном или целом. Формула для скачка химического потенциала получается из формулы для емкости простым интегрированием по величине про-

$$\delta\mu_e = \frac{e^2}{C_0} \int_{\min} \frac{C_0 - C}{C} dn_s = \frac{e}{C_0} \int_{\min} (C_0 - C) dV_g \quad (2)$$

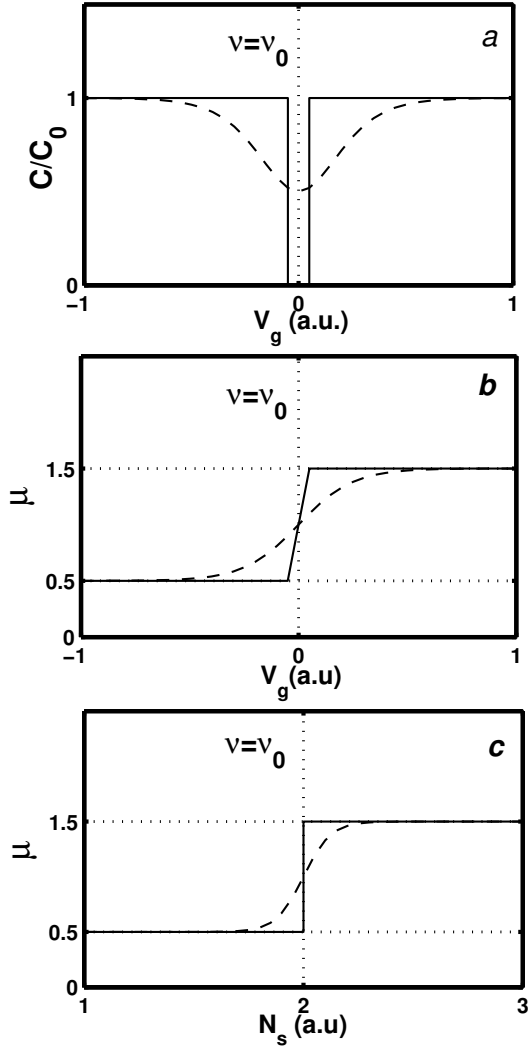


Рис. 3: (а) Зависимость емкостного сигнала от напряжения на затворе. (б) Химический потенциал системы в единицах $\hbar\omega_c$ в зависимости от напряжения на затворе. (с) Химический потенциал в единицах $\hbar\omega_c$ в зависимости от концентрации электронов в системе. Сплошная линия - идеальный образец, штриховая - образец с беспорядком.

Мы рассматривали систему в равновесии. На практике емкостной сигнал может искажаться так называемыми резистивными эффектами. При изменении напряжения на затворе, изменяется концентрация электронов в двумерном газе, однако для установления равновесной плотности требуется конечное время. Чтобы понять, от чего оно зависит, рассмотрим область неравновесной концентрации электронов. Из-за градиента концентрации возникает индуцированное электрическое поле $\vec{E} = -e\vec{\nabla}n$, которое, в свою очередь, приводит к появлению тока $\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}$ в системе. Дивергенция холловской составляющей тока $\text{div}j_H=0$ и, согласно уравнению непрерывности, не меняет плотности зарядов. В условиях КЭХ $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$. Основной (холловский) ток течет нормально градиенту концентрации, но способствует установлению равновесия диссипативная составляющая тока j_d , направленная вдоль электрического поля. Соответственно, чем меньше диагональная проводимость, тем медленнее устанавливается равновесие, т.к. максвелловское время τ_{max} обратно пропорционально σ_{xx} . В свою очередь величина σ_{xx} экспоненциально уменьшается при понижении температуры. Таким образом резистивные эффекты осложняют измерения при низких температурах. Поведение системы "двумерный газ-затвор" качественно подобно поведению распределенной RC-цепочки, параметры которой зависят от концентрации электронов в образце, температуры, магнитного поля. При высоких частотах равновесие в двумерном электронном газе не будет успевать устанавливаться из-за конечного сопротивления системы, возникает ограничение на выбор рабочих частот.

Влияние резистивных эффектов можно исключить введением в систему еще одного электрода. В схеме, используемой в работах Ашоори[15] и Аристова[16], содержится еще один (задний) электрод, от которого система заряжается относительно к величине σ_{xx} . В нашем случае избежать резистивных эффектов удалось понижением частоты вплоть до 0.1Гц и выбором затворов меньшей площади и достигнуть низкотемпературного предела.

Схема измерительной цепи.

Схема измерительной цепи изображена на рисунке 4. Для усиления сигнала и отделения его от шума использовался широкополосный усилитель с синхронным детектором Lock-in. Между металлическим затвором, напыленным на поверхность образца, и двумерным газом прикладывалось постоянное напряжение, которое модулировалось переменным сигналом низкой частоты (0.1–2.5 Гц), подаваемым с выхода генератора Lock-ina через делитель 1/100. Амплитуда модулирующего сигнала мала и равна 2.5 мВ, чему соответствует концентрация электронов $\sim 0.9 \times 10^9$. Ее величина подбиралась экспериментально и определялась малостью щели (ширина провала ~ 25 мВ по зависимости $C(V_g)$). Варьируя постоянное напряжение на затворе, мы меняли концентрацию электронов в двумерном слое. С помощью преобразователя "ток-напряжение" и Lock-ina измерялись с высокой точностью ($\sim 10^{-16}$ А) мнимая и действительная компоненты тока. Мнимая компонента тока пропорциональна емкостному сигналу, действительная компонента зависит от величины диагональной проводимости. Сигнал с преобразователя подавался на вход Lock-ina. С помощью электрометра мы постоянно следили, что на затвор подается напряжение, т.е. затвор не "течет".

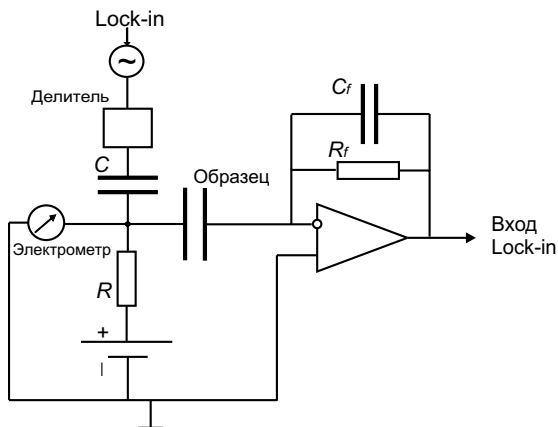


Рис. 4: Схема измерения.

Для того, чтобы исключить взаимное влияние переменного и постоянного напряжения, генератор и источник подключались через конденсатор $C = 1.044 \mu F$ и резистор $R = 9.1 M\Omega$ соответственно. Сопротивление конвертера равно $R_f = 51 G\Omega$. Оказалось, в конвертере присутствует паразитная емкость (оценочно $1.5 pF$), через импеданс которой при высоких частотах тек ток. Поэтому для высокочастотных ($f > 0.4$ Гц) измерений мы использовали сопротивление $R_f = 5.14 G\Omega$ в конвертере.

Получение низких температур.

Измерения проводились в криостате растворения "Oxford TLM-400", базовая температура которого равна 30 мК. Температуру ~ 1 К можно достичь откачкой паров изотопа 4He , температура, составляющая десятки милликельвин, достигается растворением изотопа 3He в 4He . Эффект охлаждения возникает за счет испарения с границы раздела фаз атомов 3He . Фаза 3He находится сверху, снизу находится 4He с растворенным в нем 3He . Стационарный режим растворения поддерживается откачкой 3He , у которого давление насыщенных паров больше, чем у 4He , насосом из специальной камеры.

Магнитное поле создается сверхпроводящим соленоидом, находящимся внутри криостата при гелиевых температурах. Максимальное достижимое поле 14 Тесла при температуре 4.2 К и 16.5 Тесла при $T = 2.2$ К под откачкой паров гелия.

Экспериментальные результаты.

Типичная зависимость емкостного сигнала от напряжения на затворе показана на рисунке 5(a) в магнитном поле $9T$. Узкий провал в емкости при факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ сопровождается локальными максимумами на его краях. В окрестности фактора заполнения $\nu = 1/2$ емкость при всех изучаемых значениях магнитного поля достигает геометрической емкости. Мы удостоверились, что полученное значение соответствует вычисленному по формуле (1) для емкости (см. Методика измерений) в нулевом магнитном поле и плотности состояний $D = m^*/\pi\hbar^2$ ($m^* = 0.067m_e$, m_e —масса свободного электрона). Геометрическая емкость увеличивается с увеличением электронной плотности из-за уменьшения расстояния от интерфейса(гетерограницы) до двумерного слоя. Как видно на рисунке 5(b) разность $\delta C = C - C_0$ как функция фактора заполнения почти симметрична относительно $\nu = 1/2$. Максимум в δC , наблюдаемый около $\nu = 0$ и $\nu = 1$, определяется так называемой отрицательной термодинамической сжимаемостью[17]. Причиной возникновения эффекта является взаимодействие квазичастиц одного уровня, которое дает отрицательный вклад в химический потенциал порядка $-(e^2/\epsilon l_B)\{\nu\}^{1/2}$ (здесь $\{\nu\}$ —разность фактора заполнения с ближайшим целым значением). Это приводит к увеличению емкости относительно геометрической и около дробных факторов заполнения, которое для $\nu = 2/3$ выражено сильнее. Чтобы учесть это смещение, мы заменили величину C_0 в уравнении (2) для скачка химпотенциала на C_{ref} , полученную интерполяцией зависимости $C(\nu)$ до и после особенности в емкости при дробных факторах заполнения. Основываясь на том, что $d\mu/dn_s \propto \{\nu\}^{1/2}$ [10], можно описать экспериментальную зависимость $\delta C(\nu)$, исключив структуру для дробных ν . Важно, что исследуемая величина $\Delta\mu_e$ оказывается не чувствительна к конкретному интерполяционному закону. Следует заметить, что наш метод не дает значения термодинамической сжимаемости в абсолютных единицах.

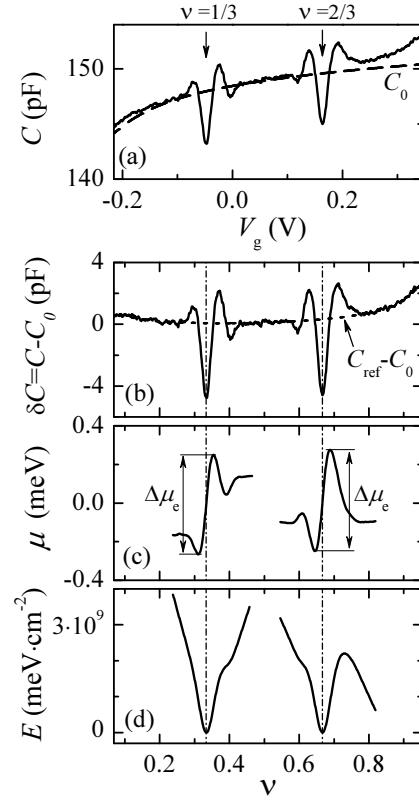


Рис. 5: (a) Магнитоёмкость как функция напряжения на затворе для образца 1 в магнитном поле $B = 9T$ при температуре $0.18K$. Пунктирная линия—геометрическая емкость. (b) Разность $C - C_0$ как функция фактора заполнения. Точками показана интерполяционная кривая. (c) Химический потенциал около $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$, полученный интегрированием магнитоёмкости. (d) Энергия 2D системы в окрестности $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$, полученная интегрированием химпотенциала. Нулевой уровень в (c),(d) соответствует дробному ν .

Нетрудно определить поведение химического потенциала когда фактор заполнения проходит дробные щели, как показано на рисунке 5(c). Скачок химпотенциала соответствует провалу в зависимости энергии основного состояния двумерной электронной системы E от фактора заполнения ν (рисунок 5(d)). Разность между значениями μ выше и много ниже скачка меньше, чем $\Delta\mu_e$ (см. "Методика измерений"), что обусловлено локальными максимумами на краях провала в емкости. В принципе, наличие этих локальных максимумов может быть вызвано как схлопыванием щели в модели Лафлина, так и эффектами взаимодействия, упомянутыми выше для целых факторов заполнения.

Температурная зависимость.

На рисунке 6 изображена температурная зависимость щели при факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$. С уменьшением температуры величина $\Delta\mu_e$ увеличивается, в пределе низких температур щель насыщается и становится независимой от температуры. Мы изучали функциональную зависимость этого низкотемпературного значения $\Delta\mu_e^0$ от магнитного поля.

Зависимость $\Delta\mu_e^0$ от магнитного поля.

На рисунке 7 показано, как изменяется величина $\Delta\mu_e^0$ при $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ с магнитным полем. Выше $B \approx 5T$ данные для $\nu = 1/3$ хорошо описываются линейной зависимостью от B и практически совпадают с данными для $\nu = 2/3$. В малых магнитных полях величина щели $\Delta\mu_e^0$ для $\nu = 2/3$ имеет минимум, что соответствует спиновому переходу в основном состоянии. Наличие спинового перехода может быть проверено и по зависимости $C(V_g)$. При $B \approx 4T$, вблизи перехода, в емкости при факторе заполнения $2/3$ наблюдается структура двойного минимума (вставка рис.7). Структура проявляется при низких температурах и подобна структурам в магнитных переходах, наблюдаемых в целочисленном и дробном квантовом эффекте Холла для $\nu = 2/3$. При $B = B_c \approx 4T$ наблюдается отклонение $\Delta\mu_e^0(B)$ от линейной зависимости для факторов заполнения $\nu = 2/3$ и

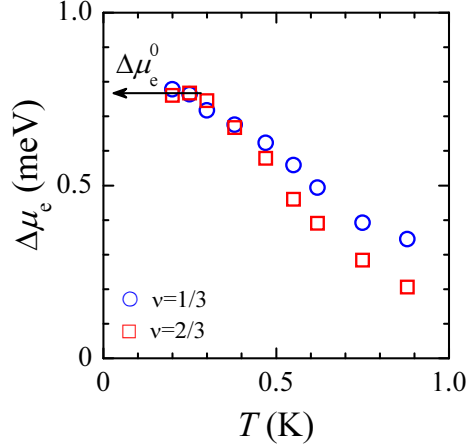


Рис. 6: Зависимость щели с дробным фактором заполнения от температуры при $B = 11.5T$ для образца 2.

$\nu = 1/3$, причем для $\nu = 1/3$ щель в малых полях сравнима с зеемановским расщеплением. Данные, полученные для наших двух образцов в магнитных полях, в которых щели $\nu = 1/3$ $\nu = 2/3$ совпадают, схожи. В полях ниже $4T$ данные для образца 2 отсутствуют по экспериментальной причине.

Так как в сильных магнитных полях значение щели при дробных факторах заполнения, определяемое в эксперименте, подобно ранее полученным результатам[8, 10], сильное влияние беспорядка в двумерной электронной системе маловероятно. Имея в виду упомянутые выше трудности с интерпретацией данных транспортных измерений, можно сравнить щель $\Delta\mu_e^0$, полученную термодинамическим методом, с последними результатами активационных измерений[9] на подобных образцах при $\nu = 1/3$. Удвоенная энергия активации, Δ_{act} , приблизительно равна $\Delta\mu_e^0$ при $B \lesssim 8T$, в сильных магнитных полях энергия активации растет с полем медленнее $\Delta\mu_e^0$, причем отношение

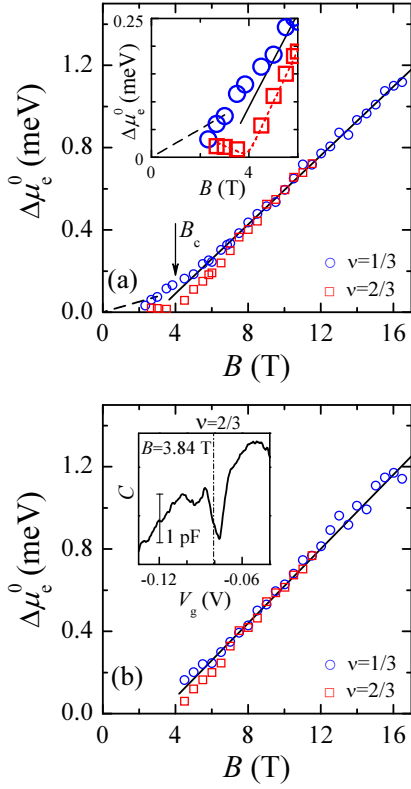


Рис. 7: (а) Изменение щели $\Delta\mu_e^0$ с дробным ν с магнитным полем для образца 1. Сплошная линия—линейная подгонка данных для $\nu = 1/3$ в сильных полях. Пунктирная линия соответствует зеемановской энергии объемного GaAs. На вставке—область малых полей. (б) То же для образца 2. На вставке—зависимость емкостного сигнала от напряжения на затворе для образца 1 при $T \approx 30\text{mK}$.

$\Delta\mu_e^0/\Delta_{act} \approx 1.7$, что сильно отличается от теоретического значения $\Delta\mu_e^0/\Delta_{act} = 3$. Таким образом полученные результаты не подтверждают предположение, что возбуждения при $\nu = 1/3$, которые существенны для измерений энергии активации,— квазичастицы с дробным зарядом $e/3$.

Обсуждение полученных результатов.

Термодинамические измерения позволяют изучить изменение энергии основного состояния двумерной электронной системы при изменении плотности состояний квазичастиц в окрестности $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ (щель при дробных факторах заполнения равна $\Delta\mu_e^0 = dE/dn_s|_{\nu+0} - dE/dn_s|_{\nu-0}$). Изменение зависимости щели для $\nu = 1/3$ от магнитного поля при $B = B_c$ связана с предполагаемым изменением спина "возбужденного" состояния[13], то есть двумерная электронная система с ν больше $1/3$ должна быть полностью спин-поляризована при $B > B_c$, в противоположном случае при $B < B_c$ предполагается, щель с $\nu = 1/3$ имеет Зеемановское происхождение. Состояния с малой энергией Зеемана в поле $B \gtrsim 5T$ были изучены в Ref.[18], где было найдено, что уменьшение g-фактора(энергии Зеемана), вызванное давлением, ответственно за уменьшение щели с $\nu = 1/3$. Поведение при низких полях, возможно, будет более сложным, потому что щель, в принципе, может схлопнуться из-за беспорядка в 2D системе. В сильных магнитных полях щели для $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ совпадают друг с другом, отражая электрон-дырочную симметрию в расщепленном по спину уровне Ландау.

Следует подчеркнуть, что линейная зависимость дробной щели от магнитного поля наблюдается в режиме, когда система полностью спин-поляризована. Линейное поведение перекликается с поведением усиленных щелей в целочисленном квантовом эффекте Холла[19, 20] и ,следовательно, линейный закон кажется неслучайным, будучи справедливым для щелей различного происхождения в разных двумерных электронных системах с разным взаимодействием и силой беспорядка. Это означает ошибочность общеприня-

той трактовки электрон-электронного взаимодействия в 2D системе, которая приводит к корневой зависимости щели от магнитного поля. Существует важное отличие между увеличенной щелью в целочисленном КЭХ и дробной щелью: в первом случае вовлекается обменная энергия из-за изменения спинового числа, тогда как вклад от обменной энергии в щель с дробным фактором заполнения в режиме полной поляризации по спину не ожидается.

Для построения теории, объясняющей функциональную зависимость дробных щелей от магнитного поля, электрон-электронное взаимодействие должно быть рассмотрено более аккуратно.

ИТОГИ.

В этой работе изучалось изменение энергии основного состояния двумерной электронной системы в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с изменением фактора заполнения в окрестности $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ и определялась щель в энергетическом спектре при этих факторах заполнения в пределе низких температур. Было найдено, что в малых магнитных полях минимум в щели при $\nu = 2/3$, который соответствует спиновому переходу в основном состоянии, сопровождается изменением в поведении полевой зависимости щели с $\nu = 1/3$. Корреляция между зависимостями обеих щелей от магнитного поля, возможно, указывает на наличие спинового перехода для щели с $\nu = 1/3$. В сильных магнитных полях, в режиме, когда система полностью спин-поляризована, щель при факторе заполнения $1/3$ увеличивается линейно с полем и совпадает с щелью с $\nu = 2/3$, отражая электрон-дырочную симметрию расщепленного по спину уровня Ландау.

Благодарности.

Выражаю большую благодарность А.А.Шашкину и В.Т.Долгополову, без участия и внимания которых эта работа не была бы выполнена.

Также выражаю благодарность моему научному руководителю В.С.Храпая, неустанно меня направлявшему, исправлявшему мои ошибки и многому меня научившему.

Литература

- [1] Д.В.Сивухин, "Общий курс физики", том 3, "Электричество", Москва, Физматлит(1996).
- [2] K. von Klitzing, G.Dorda, M.Pepper, Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980).
- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, "Квантовая механика", Москва, Физматлит, (2002).
- [4] D.C.Tsui, H.L.Stormer, A.C.Gossard, Phys. Rev. Lett. 48, 1559 (1982).
- [5] J.K.Jain, Phys. Rev. Lett. 63, 199(1989).
- [6] B.I.Halperin, Phys. Rev. Lett. 52, 1583, 2390(E)(1984).
- [7] B.I.Halperin, P.A.Lee, N.Read, Phys. Rev. B 47, 7312(1993).
- [8] G.S.Boenbinger, A.M.Chang, H.L.Stormer, D.S.Tsui, Phys. Rev. Lett. 55, 1606 (1985).
- [9] A.F.Dethlefsen, E.Mariani, H.P.Trانيتz, W.Wegscheider, R.J.Haug, Phys. Rev. B 74, 165325 (2006).
- [10] J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, K.W.West, Phys. Rev. B 50, 1760(1994).
- [11] J.P.Eisenstein, H.L.Hwang, L.N.Pfeiffer, K.W.West, Phys. Rev. B 41, 7910(1990).
- [12] L.Engel, S.W.Hwang, T.Sajoto, D.C.Tsui, M.Shayegan, Phys. Rev. B 45, 3418 (1992).
- [13] T.Chakraborty, Adv. Phys. 49, 959 (2000).
- [14] S.S.Murzin, S.I.Dorozhkin, G.E.Tsydynzhapov, V.N.Zverev, arXiv:cond-mat/0603835 .
- [15] Ashoori, Cornell University (1992).
- [16] V.T.Dolgoplov, A.A.Shashkin, A.V.Aristov, D.Schmerek, H.Drexler, W.Hansen, J.P.Kotthaus, M.Holland, Phys. Low-Dim. Struct., 6(1996) pp 1-22.
- [17] A.L.Efros, Solid State Commun. 65, 1281 (1988).
- [18] D.R.Leadley, R.J.Nicholas, D.K.Maude, A.N.Utjuzh, J.C.Portal, J.J.Harris, C.T.Foxon, Phys. Rev. Lett. 79, 4246 (1997).
- [19] V.T.Dolgoplov, A.A.Shashkin, A.V.Aristov, D.Schmerek, H.Drexler, W.Hansen, J.P.Kotthaus, M.Holland, Phys. Rev. Lett. 79, 729 (1997).
- [20] V.S.Khrapai, A.A.Shashkin, V.T.Dolglplov, Phys. Rev. B 67, 113305 (2003).
- [21] R.B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. 50, 1395 (1983).