

Оглавление

Плавный краевой потенциал	2
Образцы и методика измерений	5
Экспериментальные результаты	14
Обсуждение экспериментальных результатов	18
Заключение	23
Список литературы	24
Приложение 1	26
Приложение 2	29

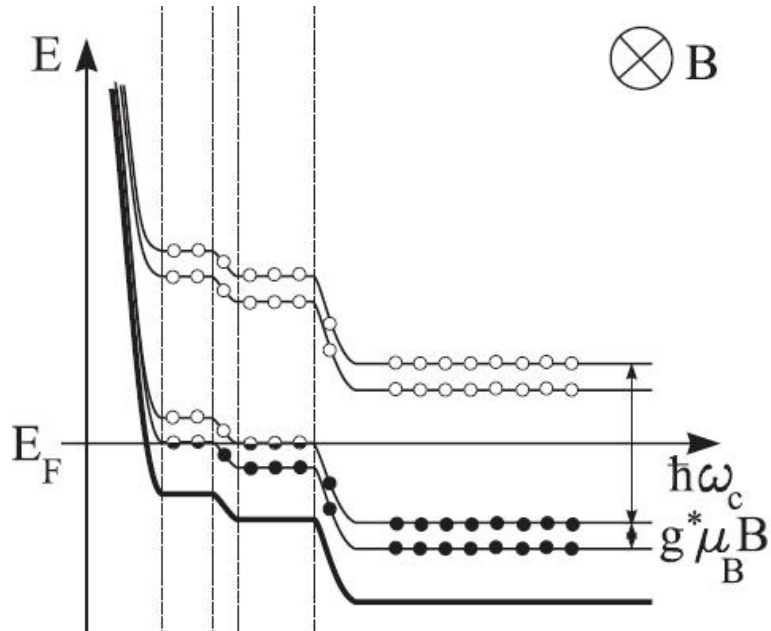


Рис. 1: Полосы сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости на краю образца (из работы [3]).

Плавный потенциал на краю и возникновение полосок сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости

В квантующем магнитном поле в двумерной электронной системе вдали от края возникает система дискретных энергетических уровней. На краю эти уровни загибаются вверх по энергии под действием краевого потенциала [1]. Рассмотрим случай плавного краевого потенциала, ограничивающего двумерную электронную систему, помещённую в квантующее магнитное поле [2]. Плавный краевой потенциал означает, что потенциальная энергия на расстояниях порядка магнитной длины меняется мало по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау. В этом случае дно подзоны размерного квантования будет следовать за изменениями краевого потенциала, а вместе с ней за этими изменениями будут следовать и уровни Ландау. Поскольку в квантующем магнитном поле плотность состояний на уровне Ферми периодически зависит от энергии Ферми, по мере приближения к краю и за-

гибания дна подзоны вверх на уровне электрохимического потенциала возникнет периодическое изменение плотности состояний. То есть возникнет структура полос сжимаемой (плотность состояний велика) и несжимаемой (плотность состояний мала) электронной жидкости [2].

По мере приближения к краю концентрация электронов уменьшается. При этом изменение химического потенциала (то есть изменение расстояния от дна подзоны до уровня электрохимического потенциала) связано с изменением концентрации согласно формуле $\Delta\mu = (D)^{-1}\Delta n$, где D - плотность состояний на уровне электрохимического потенциала. В месте, где уровень Ландау пересекает уровень Ферми, плотность состояний велика, поэтому по мере приближения к краю дна подзоны, а вместе с ним и уровень Ландау загибаются слабо. Уровень Ландау уплотняется, возникает полоска сжимаемой электронной жидкости на уровне электрохимического потенциала. Внутри полосы сжимаемой электронной жидкости изменение краевого потенциала экранируется, хотя и не полностью, поскольку двумерный электронный газ не может полностью заэкранировать трёхмерное электрическое поле [4]. Внутри полосы несжимаемой электронной жидкости, наоборот, экранирования нет и происходит загибание дна подзоны вверх по энергии. Результат изображён на рисунке 1.

Рассмотрим подробнее, откуда возникает конечная ширина полос несжимаемой электронной жидкости. Пусть вдали от края двумерной электронной системы заполнено 1.5 уровня Ландау. То есть вдали от края на уровне Ферми находится уровень Ландау с номером 2. По мере приближения к краю концентрация электронов, экранирующих краевой потенциал, уменьшается (рисунок 2), пока в некоторой точке x_1 она не достигнет концентрации электронов на одном уровне Ландау, то есть $\frac{e}{h}V$. Поскольку дна подзоны следует за изменением краевого потенциала, левее этой точки второй уровень Ландау проходит выше уровня Ферми, электроны, экранирующие краевой потенциал, находятся на первом уровне Ландау.

Этот уровень лежит на $\hbar\omega_c$ ниже по энергии, электронам со второго уровня Ландау правее x_1 выгодно переходить на первый уровень Ландау левее x_1 , где их энергия уменьшается на $\hbar\omega_c$. При таком переходе возникает перераспределение заряда в пространстве и электрическое поле, приводящее к загибу первого уровня Ландау вверх по энергии. Когда первый уровень Ландау достигнет по энергии второго уровня Ландау (ситуация равновесия, общий уровень Ферми), энергетический выигрыш для каждого отдельного электрона, связанный с переходом, исчезнет. Переход электронов прекратится, но около точки x_1 возникнет область, в которой нет электронов, экранирующих краевой потенциал (то есть возникнет полоса несжимаемой электронной жидкости). На зависимости концентрации электронов от расстояния до края возникнет плато. Справа от плато концентрация электронов меньше, а слева больше, чем концентрация в тех же самых точках в нулевом магнитном поле. Число электронов на каждом уровне Ландау не меняется, происходит лишь их перераспределение в пространстве.

Найдем ширину этого плато, то есть ширину полосы несжимаемой электронной жидкости [2]. Разность потенциалов между границами полосы,

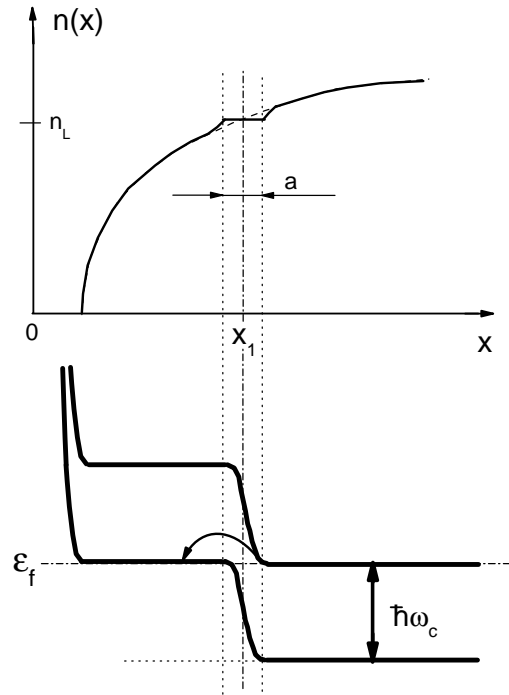


Рис. 2: Перераспределение электронов на краю образца, связанная с ним перестройка уровней Ландау и возникновение полос несжимаемой электронной жидкости

обусловленная загибом уровней Ландау, равна $\frac{\hbar\omega_c}{e}$. Поскольку этот загиб вызывается электрическим полем, то эту же разность потенциалов можно найти как Ea , где a - ширина полосы несжимаемой электронной жидкости, $E = \frac{4\pi e}{\epsilon} \Delta n$. Считая, что ширина полосы несжимаемой электронной жидкости много меньше ширины полос сжимаемой электронной жидкости, которые её окружают, можно написать $\Delta n = \left(\frac{dn}{dx}\right)_{x=x_1} a$. В последней формуле под $n(x)$ понимается концентрация электронов в зависимости от расстояния до края в нулевом магнитном поле. Отсюда получаем с точностью до постоянного коэффициента:

$$a^2 = \frac{\epsilon \hbar \omega_c}{e^2 (dn/dx)|_{x=x_1}} \quad (1)$$

где $(dn/dx)|_{x=x_1}$ это наклон на графике $n(x)$ в нулевом магнитном поле (на рисунке 2 изображено пунктиром). Из формулы (1) следует, что ширина полосы несжимаемой электронной жидкости зависит от величины магнитного поля.

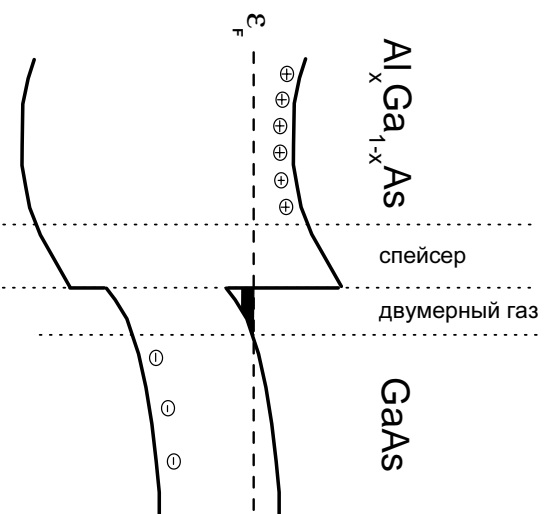


Рис. 3: Гетеропереход

Образцы и методика измерений.

Образцы для исследования перетекания тока между краевыми каналами были изготовлены на гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. Гетеропереход представляет собой контакт двух полупроводников с разными ширинами запрещённых зон, но близкими постоянными решётки и коэффициентами теплового расширения. $Al_xGa_{1-x}As$ легируется примесями p-типа, а $GaAs$ есть полупроводник с небольшой концентрацией акцепторных примесей. Донорные примеси $Al_xGa_{1-x}As$ отдают электроны в зону проводимости, которые из-за различия работ выхода перетекают через границу раздела в область $GaAs$, рекомбинируя с наибольшим числом дырок в его валентной зоне. Основная же часть перетёкших электронов локализуется вблизи границы на уровне размерного квантования в потенциальной яме, образованной загибающимся дном зоны проводимости в $GaAs$ с одной стороны и потенциальным барьером на границе из-за различия ширины запрещённых зон - с другой стороны. К загибу зон приводит наличие пространственного заряда на донорных примесях $Al_xGa_{1-x}As$, электрическое поле которого экранируется электронами в двумерном слое, а также зарядкенными акцепторными примесями в $GaAs$. Положение дна зоны проводимости и валентной зоны показано на рисунке. Для повышения подвижности электронов в двумерном слое область $Al_xGa_{1-x}As$, легированная донорными примесями, отделена от гетерограницы слоем нелегированного $Al_xGa_{1-x}As$, который называется

ся спейсером.

Из сказанного выше видно, что отличием гетероструктур от полевых транзисторов на основе кремния являются во-первых значительно более высокие подвижности электронов, а во-вторых наличие электронов в двумерном слое даже при нулевом напряжении на затворе. На наших шайбах подвижность при 4К составляет $1.83 * 10^6 \text{ см}^2/\text{Всек}$, а концентрация электронов при нулевом напряжении на затворе $8.49 * 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Как показали магнитоёмкостные измерения на наших образцах были видны дробные факторы заполнения: $1/3$ и $2/3$ - в магнитных полях порядка 5 Тесла, фактор заполнения $2/5$ - в полях порядка 8 Тесла. Двумерный электронный газ располагался на расстоянии 150 нм от поверхности.

Образцы из этих шайб $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ изготавливались при помощи оптической литографии. Для этого выполнялась следующая последовательность действий:

1) Шайба нарезалась на прямоугольные кусочки, которые затем очищались от пыли и жирных плёнок в ацетоне и изопропанолем.

2) Кусочек шайбы покрывался плёнкой фоторезиста.

3) Эта плёнка высушивалась на горячей пластине, после чего образец клался под маску и освещался ультрафиолетовым светом. Для уменьшения области полутени маска как можно лучше прижималась к образцу.

4) После проявления в специальном растворителе с поверхности кусочка шайбы смывались именно те участки фоторезиста, которые подверглись действию ультрафиолетового излучения через маску во время экспозиции. Процесс проявления останавливался погружением образца в деионизованную воду.

5) Травление мезы. Меза имела вид прямоугольника с вытравленным окошком в центре, имеющего два не связанных друг с другом края, и местами для вжигания контактов.

6) Создание контактов. Для этого напылялись слои металлов в следующей последовательности: никель 10 нм, сплав золота с германием 300 нм (удвоенное расстояние от поверхности до двумерного электронного газа), снова никель 10 нм.

7) Вжигание контактов, для чего образец нагревался на металлической пластинке, через которую протекал электрический ток. При этом внутрь слоёв гетероструктуры вплоть до двумерного электронного газа происходила диффузия германия, приводящая к образованию сильнолегированных областей. Эти области и являлись контактами. Для того, чтобы контакт считался хорошим, его сопротивление должно быть маленьким (желательно не больше килоОма при гелиевой температуре), а вольтамперная характеристика - линейной. При температурах порядка 30 мК сопротивление всех контактов на использованных для измерений образцах было в диапазоне 100-500 Ом. Линейность контактов была проверена при измерениях сопротивления между парами контактов по двухточечной схеме.

8) Сверху на последнем шаге процессинга напылялся затвор, форма ко-

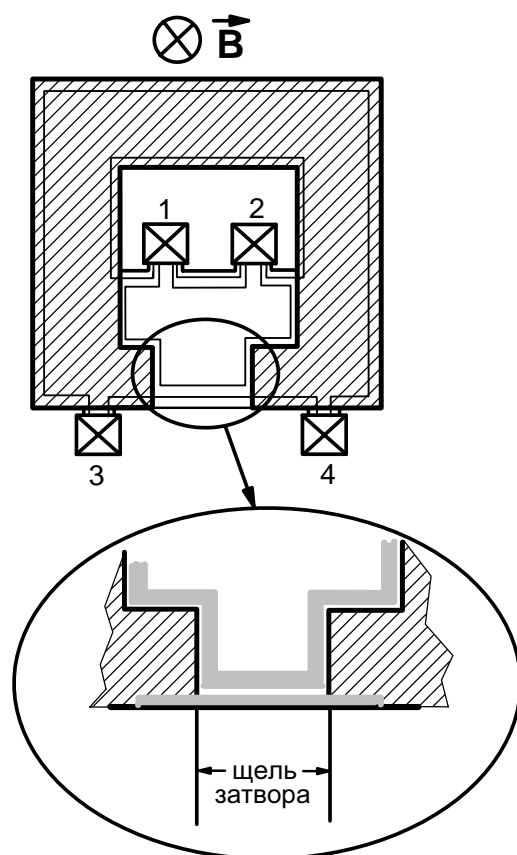


Рис. 4: Геометрия образца и структура полосок сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости в щели затвора

того изображена на рисунке(заштриховано). Для создания затвора использовалась процедура lift-off. В результате проявления на поверхности образца создавалась область, лишённая фоторезиста, имеющая форму затвора. Сверху напылялся слой нихрома толщиной 10-20 нм. Образец помещался в ацетон на время, достаточное для того, чтобы ацетон мог проникнуть в узкий промежуток между поверхностью шайбы и плёнкой нихрома и растворить фоторезист. В результате вся плёнка нихрома над фоторезистом отслаивалась, и оставался только нихром внутри области в форме затвора, не покрытой фоторезистом. Скорость проникновения ацетона зависит от толщины фоторезиста: если толщина недостаточна, проникновение медленное, и lift-off плохой. Для хорошего проникновения достаточна толщина плёнки фоторезиста порядка 1 микрона.

Наличие расщеплённого затвора [3], который показан на рисунке 4 штриховкой, позволяет управлять концентрацией электронов под ним и перенаправлять часть полосок сжимаемой электронной жидкости с внутреннего края мезы на внешний. В частности, помещая образец в такое магнитное поле, что в отсутствие напряжения на затворе фактор заполнения равен $\nu = 2$, и обедняя двумерный электронный газ под затвором до фактора заполнения $\nu = 1$, можно перенаправить одну из полосок сжимаемой электронной жидкости с внутреннего края образца на внешний, как это изображено на рисунке. В этом случае приложением обедняющего напряжения на затвор искусственно создаётся электростатический край: загиб дна двумерной подзоны вверх по энергии по мере приближения к затвору. Внутри щели затвора на внешнем краю образца перенаправленная полоска приближается к другой полоске, которая проходит вблизи внешнего края и отделена от первой полоской несжимаемой электронной жидкости, соответствующей целочисленному фактору заполнения $\nu = 1$. В нижней части рисунка 4 изображена щель затвора в увеличенном масштабе. Полоски сжимаемой электронной жидкости вблизи травленого края мезы и около электростатического края, созданного затвором, изображены серым цветом. В щели затвора их разделяет полоска несжимаемой электронной жидкости (имеет белый цвет).

Схема эксперимента по измерению вольтамперных характеристик представлена на рисунке 5. Для того, чтобы увидеть все особенности и изломы на вольтамперной характеристике, измерения проводились на постоянном, а не на переменном токе. Чтобы исключить влияние на вольтамперные характеристики сопротивления контактов, измерения проводились по четырёхточечной схеме с задачей тока. Для более подробного исследования тех участков нелинейных вольтамперных характеристик, которые имеют большой наклон, использовалась двухточечная схема с задачей напряжения. Измерения тока при этом проводились при помощи конвертера тока - напряжение на операционном усилителе. Сравнение результатов измерений по двухточечной схеме с результатами по четырёхточечной схеме показало, что влиянием сопротивления контактов на результаты измерений можно пренебречь.

Поскольку вдали от края образца в области, не покрытой затвором, имеется целочисленный фактор заполнения $\nu = 2$, то диссипативный ток между контактами, один из которых располагается на внутреннем краю образца, а другой - на внешнем, может появиться только в результате туннелирования электронов между полосками сжимаемой электронной жидкости, проходящими рядом друг с другом в щели затвора. Прикладывая напряжение между контактами на внешнем и внутреннем краю, можно изучать перетекание тока между полосками на длине, определяемой длиной затворной щели. Меняя величину магнитного поля и затворное напряжение, можно изучать перетекание тока между полосками, соответствующими определённым, заранее заданным факторам заполнения.

Рассмотрим подробнее, что происходит при приложении напряжения между контактами, один из которых расположен на внутреннем краю об-

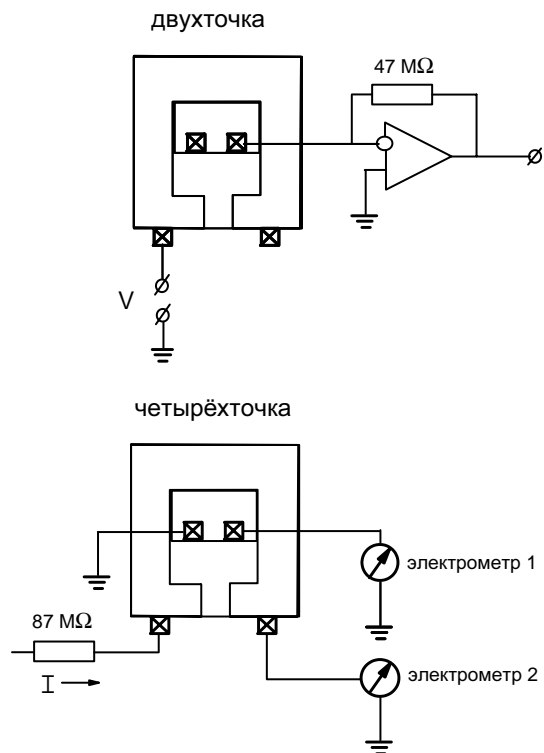


Рис. 5: Схема измерений вольтамперных характеристик

разца, а другой - на внешнем. Например, если заземлить контакт 1 (см. рисунок 4) и приложить положительное напряжение на контакт 3, то электрохимический потенциал полоски сжимаемой электронной жидкости, выходящей из контакта номер 3, станет меньше электрохимического потенциала второй полоски, которая выходит из контакта номер 1 и приходит к щели затвора с внутреннего края образца. То есть между полосками появится разность электрохимических потенциалов. В щели затвора, где расстояние между полосками минимально, происходит уравнивание электрохимических потенциалов полосок благодаря перетеканию электронов из одной полоски в другую. При этом электроны должны туннелировать через потенциальный барьер, образованный загибающимся вверх у края образца уровнем Ландау (см. рисунок 1). В первом приближении можно считать, что этот барьер имеет треугольную форму. Возможно два случая:

1. На длине перетекания успевает установиться равновесное распределение электронов между полосками сжимаемой электронной жидкости (то есть электрохимические потенциалы полосок

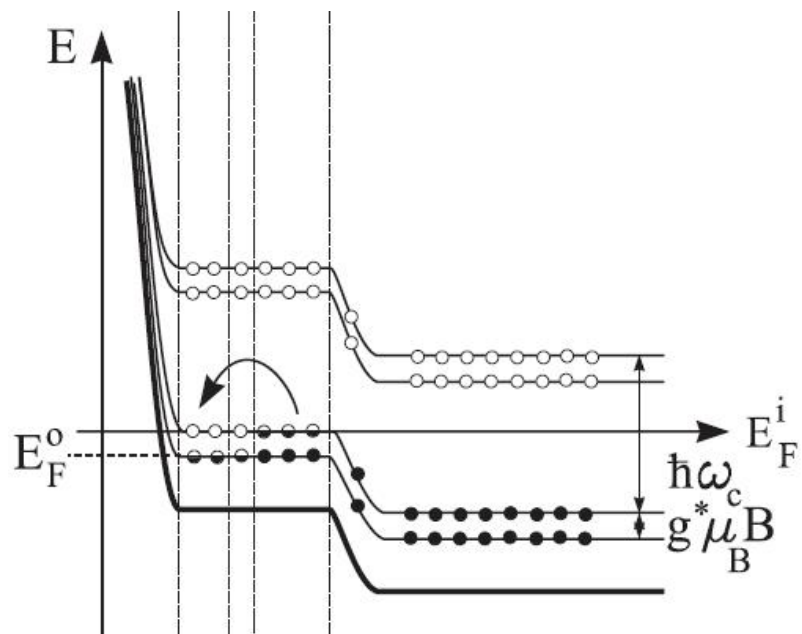


Рис. 6: При возникновении разности электрохимических потенциалов между полосками сжимаемой электронной жидкости начинается перетекание электронов. Изображён случай $V = V_{th} > 0$.

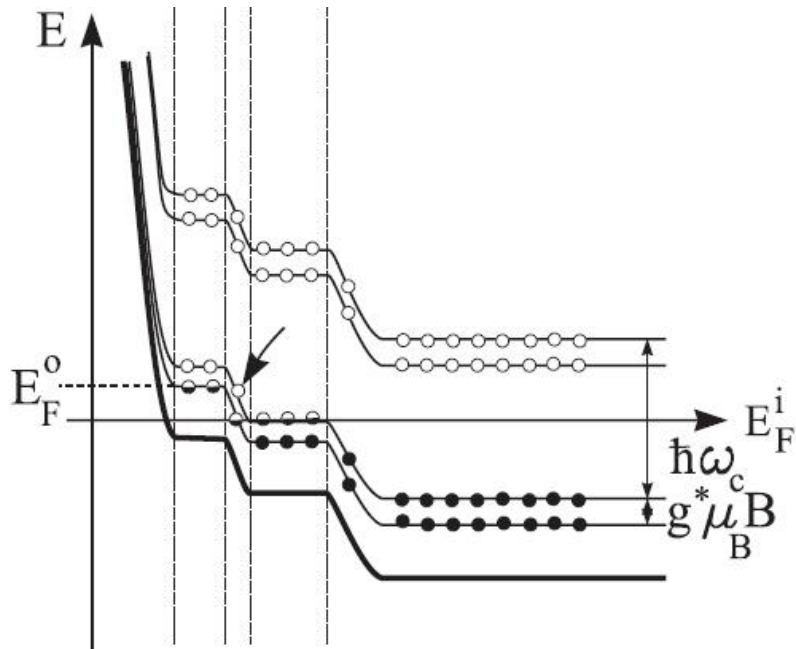


Рис. 7: При возникновении разности электрохимических потенциалов между полосками сжимаемой электронной жидкости начинается перетекание электронов. Изображён случай $V < 0$.

становятся равными на правой стороне щели затвора, где полоски вновь должны разойтись);

2. Равновесное распределение электронов не успевает установиться, в этом случае полоски сжимаемой электронной жидкости покидают щель затвора с разными электрохимическими потенциалами.

На рисунке 8 представлено схематическое изображение вида вольтамперной характеристики в случае перетекания тока между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения (2; 1) при температуре 30 мК и длине щели затвора 10 мкм. Форма вольтамперной характеристики определяется соотношением между длиной щели затвора, на которой происходит перетекание тока, и длиной установления равновесия, то есть длиной, на которой электрохимические потенциалы полосок, выведенных из равновесия, снова становятся равными.

На положительной ветке вольтамперной характеристики наклон выходит на равновесный только при разбалансе по напряжению, большем неко-

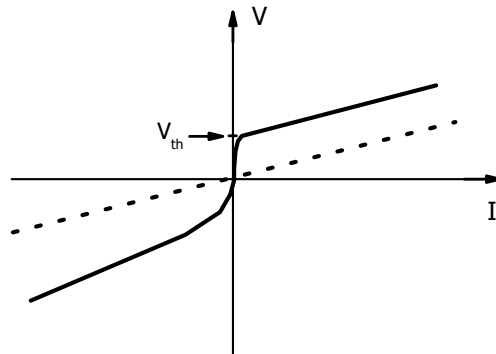


Рис. 8: Схематический рисунок вольтамперной характеристики. Показаны два случая: 1. сильно нелинейная ВАХ при достаточно маленькой ширине щели затвора и низкой температуре 2. линейная и равновесная ВАХ в случае, когда на длине затворной щели успевает установиться равновесие между полосками сжимаемой электронной жидкости.

торого порогового значения. При напряжениях больше нуля но меньше порогового наклон вольтамперной характеристики велик. Это означает, что длина установления равновесия сильно больше длины щели затвора, равновесие не успевает установиться и ток между полосками пренебрежимо мал. При напряжениях больше порогового уровни Ландау уплотняются (см. рисунок 6), потенциальный барьер между полосками сжимаемой электронной жидкости исчезает, длина установления равновесия сильно уменьшается и становится меньше длины щели затвора. Это и обуславливает выход наклона вольтамперной характеристики на равновесный.

При приложении между полосками сжимаемой электронной жидкости напряжения отрицательной полярности загиб по энергии происходит в противоположную сторону (см. рисунок 7). Форма потенциального барьера между полосками сжимаемой электронной жидкости меняется, но уплотнения уровней Ландау не происходит ни при каком значении напряжения. Поэтому на отрицательной ветке вольтамперной характеристики при перетекании тока между полосками сжимаемой электронной жидкости наклон меняется плавно и не имеет такого порогового поведения, как на положительной ветке.

В случае перетекания тока между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими дробным факторам заполнения ($2/3$; $1/3$) при температуре 30 мК и той же длине щели затвора, вольтамперная характеристика линейна и имеет равновесный наклон. Это значит, что для этих факторов заполнения длина установления равновесия меньше, чем 10 микрон.

Подведём итог. В случае, если длина установления равновесия между полосками сжимаемой электронной жидкости больше, чем длина, на которой происходит перетекание заряда между ними, то наклон вольтамперной характеристики больше равновесного. По величине отклонения вольтамперной характеристики от равновесного наклона можно судить о величине длины установления равновесия.

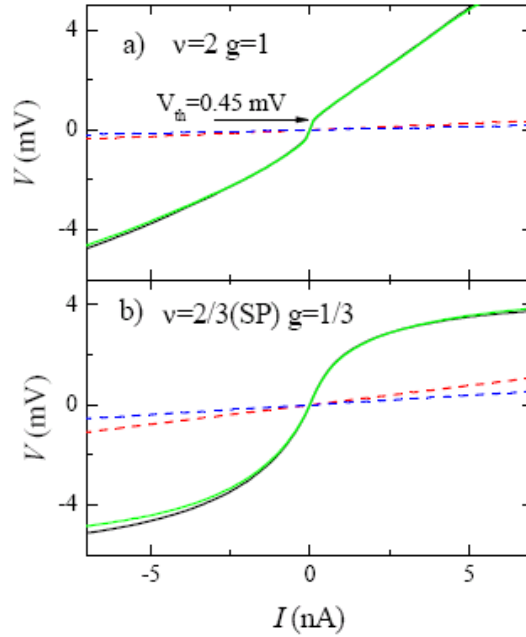


Рис. 9: Вольтамперные характеристики для целочисленных и дробных факторов заполнения в случае узкой щели затвора 0.5 микрон при $T = 30 \text{ mK}$. Для факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ магнитное поле равно 1.67 Т, для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ магнитное поле равно 5.18 Т

Экспериментальные результаты

Для того, чтобы увидеть неравновесные вольтамперные характеристики в случае дробных факторов заполнения, нужно, чтобы щель затвора была очень узкая (меньше 10 микрон). В наших образцах [5] была сделана очень узкая щель шириной 0.5 микрона. Благодаря такой узкой щели затвора при низких температурах 30-600 мК в эксперименте наблюдались сильно неравновесные вольтамперные характеристики. На рисунке номер 9 изображены типичные вольтамперные характеристики для факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ (вверху) и $\nu = 2/3, g = 1/3$ (внизу).

В случае целочисленных факторов заполнения (2; 1) вольтамперная характеристика подобна той, что была схематически изображена на рисунке 8. На её положительной ветке имеется резкий излом, отражающий пороговое по току поведение вольтамперной характеристики (это место отмечено на рисунке стрелкой). Напряжение, которое соответствует этому излому,

отражает величину зеемановской щели, увеличенной за счёт обменного взаимодействия. В данном случае в поле 1.67 Тесла щель равна 0.45 meV. Этот факт хорошо проверен в измерениях при разных длинах щелей затвора ранее и является надёжно установленным.

Кроме того, эта вольтамперная характеристика становится линейной, если разбаланс по напряжению превышает пороговое значение. Однако наклон этого линейного участка выше равновесного, который для используемых комбинаций контактов изображён пунктирной линией (см. приложение). Это означает, что длина установления равновесия в случае перетекания заряда между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения (2; 1), при разбалахсах по напряжению, превышающих порог, больше длины щели затвора 0.5 микрон (но меньше, чем десять микрон, поскольку при длине щели затвора 10 микрон линейный участок при напряжениях выше порогового имеет равновесный наклон).

Как и в случае длины щели затвора 10 микрон, на отрицательной ветке вольтамперной характеристики нет никаких изломов, наклон меняется плавно.

В случае дробных факторов заполнения (2/3; 1/3) при длине щели затвора 0.5 микрон удаётся наблюдать нелинейную вольтамперную характеристику. Это означает, что длина установления равновесия больше 0.5 микрон. Однако эта вольтамперная характеристика качественно отличается от вольтамперной характеристики в случае целочисленных факторов заполнения (2; 1) :

1. Ни одна из веток вольтамперной характеристики для дробных факторов заполнения не имеет изломов. Её наклон меняется всюду плавно.
2. Вольтамперная характеристика в случае дробных факторов заполнения нелинейна во всём диапазоне прикладываемых напряжений и практически симметрична.

Даже если провести касательную, воспользовавшись для этого самым правым участком вольтамперной характеристики, она пересечёт ось ординат в точке с координатой 3 mV. Если бы на вольтамперной характеристике и был порог, то он соответствовал бы величине щели в спектре порядка 3 meV в магнитном поле 5.18 Тесла. В таком же поле обменно увеличенная зеемановская щель для факторов заполнения (2; 1) была бы $0.45\text{meV} * 5.18 / 1.67 = 1.4\text{meV}$. Но щели в режиме дробного квантового эффекта Холла меньше щелей в режиме целочисленного квантового эффекта Холла [6]. Поэтому на нашей вольтамперной характеристике для факторов заполнения (2/3; 1/3) нет никакого порога.

Общим у этих вольтамперных характеристик, изображённых на рис. 9, является то, что они обе сильно неравновесны, поскольку они проходят значительно выше равновесных кривых, изображённых пунктирными линиями.

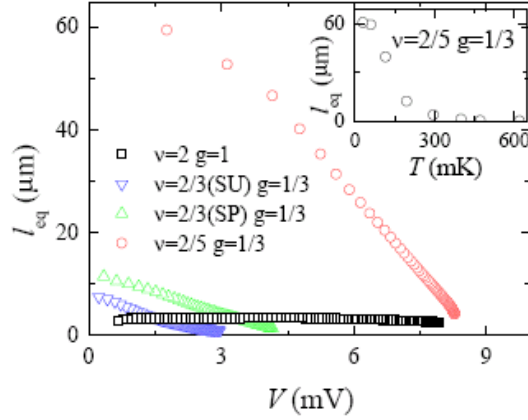


Рис. 10: Зависимость длины установления равновесия l_{eq} от разбаланса по напряжению между полосками сжимаемой электронной жидкости, вычисленная из вольтамперных характеристик (из работы [5])

Для проверки того, что сопротивление контактов не влияет на вид вольтамперных характеристик, измерения проводились на разных комбинациях контактов. Тот факт, что вольтамперные характеристики, измеренные на разных комбинациях контактов, с хорошей точностью совпадают, говорит о том, что их нелинейность отражает не поведение контактов, а именно транспорт через полоску несжимаемой электронной жидкости.

Равновесные наклоны вычислялись для разных комбинаций контактов с помощью формул, приведённых в Приложении 1. В частности для факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ равновесные значения сопротивлений, вычисленные по формулам $1/(\nu - g)h/e^2$ и $\nu/g(\nu - g)h/e^2$, дают значения $R_{eq} = 2h/e^2$ и $R_{eq} = 1h/e^2$. Для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ вычисления дают $R_{eq} = 6h/e^2$ и $R_{eq} = 3h/e^2$.

Отличие наклонов наших вольтамперных характеристик от равновесных позволяет вычислить длину установления равновесия. Зависимость длины установления равновесия от напряжения, приложенного между полосками сжимаемой электронной жидкости, представлена на рисунке номер 10.

Квадратами изображена зависимость в случае целочисленных факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ для напряжений больше порога на положительной ветке вольтамперной характеристики. В широком диапазоне напряжений длина установления равновесия не меняется, оставаясь равной 3 мкм. Это отражает тот факт, что после уплощения уровня Ландау потенциальный барьер исчезает, и вероятность транспорта между соседними полосками сжимаемой электронной жидкости перестает зависеть от формы этого барьера, определяемой напряжением. Эта длина установления равновесия, полученная из эксперимента, равная 3 микрометра, действительно лежит между зна-

чениями 10 микрон и 0.5 микрон, о чём мы говорили заранее, исходя из вида этих вольтамперных характеристик в случае этих двух разных длин щелей затвора.

Для дробных факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ исследовались два случая: случай поляризованной по спину двумерной системы электронов с фактором заполнения $2/3$ в объёме образца и случай неполяризованной. Полученные зависимости длины установления равновесия для обоих случаев изображены треугольниками. Кривые идут практически параллельно друг другу, но все точки для случая спиновой поляризации сдвинуты вверх, что отражает увеличение длины установления равновесия. Действительно, случай поляризации по спину наблюдается в больших магнитных полях (у нас - в поле 5.18 Тесла в отличие от неполяризованного случая в поле 4.68 Тесла). Но в большем магнитном поле полоса несжимаемой электронной жидкости, через которую происходит туннелирование, имеет большую ширину (в соответствии с формулой (1) из введения). Это, по-видимому, и обуславливает различие в длинах установления равновесия в двух рассматриваемых случаях.

Из рисунка 10 видно, что в отличие от случая целочисленных факторов заполнения длина установления равновесия для дробных факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ зависит от приложенного между полосками сжимаемой электронной жидкости напряжения.

Ещё более сильная зависимость от напряжения наблюдается в случае установления равновесия между полосками сжимаемой электронной жидкости, первая из которых отделяется от внутренней части образца полоской несжимаемой электронной жидкости с фактором заполнения $1/3$, а вторая ограничена с внешнего края той же самой полоской с фактором заполнения $1/3$, а с внутреннего края - объёмной областью с фактором заполнения $2/5$. На рисунке 10 эта зависимость изображена кружками.

На вставке к рисунку номер 10 изображена зависимость длины установления равновесия от температуры в случае перетекания тока между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$, при разбалансе 1.6 мВ между ними.

Обсуждение экспериментальных результатов

Отсутствие порога на ВАХ, соответствующих дробным факторам заполнения

Отсутствие порога и практически симметричные вольтамперные характеристики в случае перетекания тока между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими дробным факторам заполнения [7], можно объяснить тем, что полоски сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости находятся в пределах одного и того же уровня Ландау (первого). При приближении к краю образца локальная концентрация электронов и локальный фактор заполнения уменьшаются. При некоторых (дробных) факторах заполнения возникает щель на уровне электрохимического потенциала, которая приводит к возникновению полосы несжимаемой электронной жидкости. При переходе к полосе сжимаемой электронной жидкости и дальнейшем уменьшении локального фактора заполнения щель на уровне электрохимического потенциала исчезает. Таким образом, полоски сжимаемой электронной жидкости оказываются разделёнными полоской несжимаемой электронной жидкости, имеющей дробный фактор заполнения и щель на уровне электрохимического потенциала, определяющую потенциальный барьер. В отличие от случая целочисленных факторов заполнения, когда происходит загибание уровней Ландау при приближении к краю образца, полоски сжимаемой электронной жидкости, соответствующие дробным факторам заполнения, принадлежат одному и тому же уровню Ландау. Потенциальный барьер, обусловленный наличием щели на уровне электрохимического потенциала в пределах полоски несжимаемой электронной жидкости для дробного фактора заполнения, изображён на рисунке 11. Полоски сжимаемой электронной жидкости на этом рисунке схематически изображены пунктиром. Если не принимать во внимание незначительный загиб по энергии в пределах полоски несжимаемой электронной жидкости, вызванный отсутствием экранирования плавного краевого потенциала, то можно сказать, что нет разницы, какой полярности прикладывать напряжение, положительное или отрицательное, вольтамперная характеристика практически симметричная, никаких резких изломов, связанных с уплощением уровней Ландау, на ней быть не может.

Степенная зависимость обратной длины установления равновесия от температуры и разбаланса по напряжению

Отличие наклонов вольтамперных характеристик от равновесных и выполнение условия $l \ll l_{eq}$ позволяют вычислить длину установления равновесия по формуле $l_{eq} = R/R_{eq} * l$ (см. Приложение 2), где l - длина щели

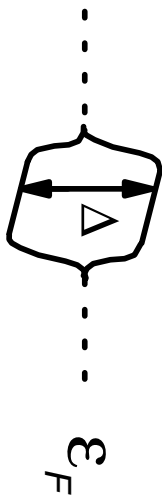


Рис. 11: Щель на уровне электрохимического потенциала в пределах полоски несжимаемой электронной жидкости, соответствующей дробному фактору заполнения (полоски сжимаемой электронной жидкости изображены пунктиром)

зазора (в нашем случае она составляет 0.5 микрона), а $R = U/I$ определяется из вольтамперной характеристики.

На рисунке 12 изображена в логарифмических осях обратная длина установления равновесия в зависимости от разбавленса электрохимических потенциалов и температуры для комбинаций факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ и $\nu = 2/5, g = 1/3$. В довольно большом диапазоне температур и разбавленсов по напряжению эти зависимости ложатся на прямые. Это означает, что зависимость степенная. По сути на рисунке изображена величина, пропорциональная обратному сопротивлению, полученному из наклона вольтамперных характеристик.

Тот факт, что зависимость обратной длины установления равновесия от температуры не является активационной, был проверен дополнительно построением этой зависимости в соответствующих осях (по оси ординат логарифм, по оси абсцисс - обратная температура).

Для того, чтобы понять, чем определяется степенная зависимость обратной длины установления равновесия от температуры и разбавленса электрохимических потенциалов, нужно вспомнить, что вероятность перехода электрона между полосками сжимаемой электронной жидкости на единице длины $w \sim 1/l_{eq}$ (см. Приложение 2). С другой стороны эта вероятность есть произведение вероятности того, что электрон преодолевает потенциальный барьер, на вероятность того, что состояние по другую сторону потенциально-го барьера окажется свободным. То есть можно написать $w \sim D(V, T)T_0(V)$, где T_0 есть одночастичная проникаемость барьера, а D - туннельная плотность состояний. В квазиклассическом приближении в случае треугольного потенциального барьера и большого разбавленса по напряжению ($eV \gg \Delta$) одночастичную проникаемость потенциального барьера можно посчитать

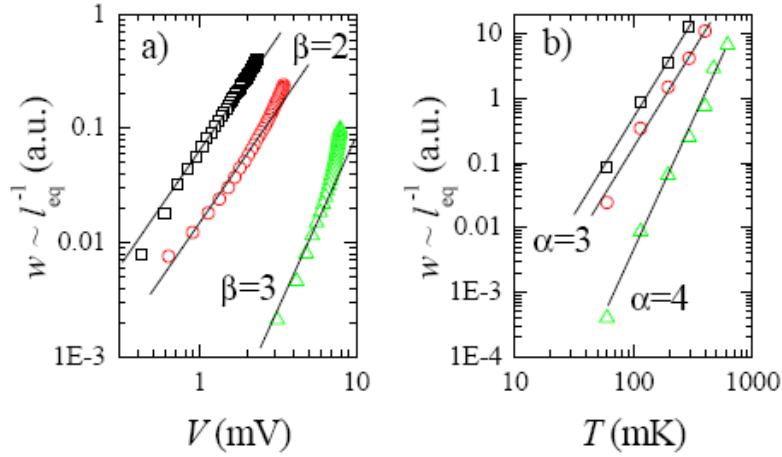


Рис. 12: Зависимость обратной длины установления равновесия от разбаланса электрохимических потенциалов и от температуры в логарифмическом масштабе (из работы [5]). Кружки и квадраты: $\nu = 2/3, g = 1/3$; треугольники $\nu = 2/5, g = 1/3$.

[8]:

$$T_0 \sim \exp\left\{-\frac{4(2m)^{1/2}a}{3\hbar eV}\Delta^{3/2}\right\}$$

В этой формуле Δ - высота потенциального барьера между полосками сжимаемой электронной жидкости, a - ширина полоски несжимаемой электронной жидкости, eV - разность электрохимических потенциалов между полосками. При достаточно больших разбалансах электрохимических потенциалов можно считать, что $T_0 \sim 1$. Из соотношения для T_0 можно получить нижнюю границу значений разбалансов, при которых можно считать, что одночастичная проницаемость барьера близка к единице. В случае дробного квантового эффекта Холла ограничение на V более мягкое, поскольку величина щелей (Δ) меньше, чем в случае целочисленного квантового эффекта Холла [9, 10, 6]. В частности, можно считать, что уже при разбалансах больше 0.3 мВ одночастичная проницаемость туннельного барьера для транспорта между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими дробным факторам заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$, близка к единице. Но тогда обратная длина установления равновесия в случае этих дробных факторов заполнения при разбалансах по напряжению больше 0.3 мВ целиком определяется туннельной плотностью состояний. То же верно и для полосок сжимаемой электронной жидкости, соответствующих факторам заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$, поскольку в этом случае полоска несжимаемой электронной жидкости на том же самом краю ещё уже. Итак,

для рассматриваемых нами дробных факторов заполнения при разбалансах по напряжению больше 0.3 мВ обратная длина установления равновесия должна отражать поведение туннельной плотности состояний.

Для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ из наклонов прямых на рисунке 12 получается $D(V, T) \sim V^2$ и $D(V, T) \sim T^3$. Соответствующие полосы сжимаемой электронной жидкости разделены полосой несжимаемой электронной жидкости с фактором заполнения $1/3$.

В случае факторов заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$ полосы сжимаемой электронной жидкости разделены полосой несжимаемой электронной жидкости с тем же самым фактором заполнения $1/3$, но показатели степенных зависимостей на единицу больше: $D(V, T) \sim V^3$ и $D(V, T) \sim T^4$.

Латтинжеровская жидкость

Найденная нами туннельная плотность состояний в случае перетекания тока между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения $2/3$ и $1/3$, хорошо согласуется с предсказанной теоретически Венем [11]. Вен изучал туннелирование в резкий край двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла. На таком краю возникают коллективные возбуждения типа краевых магнетоплазмонов. Вен рассмотрел такие возбуждения, пользуясь представлением о латтинжеровской жидкости. Латтинжеровская жидкость [12] - это одномерная система взаимодействующих фермионов. Край двумерной электронной системы обеспечивает одномерность, а режим дробного квантового эффекта Холла - существенность взаимодействия. Вен предсказал для туннельной плотности состояний степенную зависимость от разбаланса электрохимических потенциалов и от температуры: $D(eV) \sim (eV)^{1/\nu-1}$ и $D(T) \sim T^{1/\nu}$, где $\nu = 1/m, m = 2k + 1, k$ - целое.

В нашем случае транспорт электронов происходил между полосками сжимаемой электронной жидкости на плавном краю. В отличие от случая резкого краевого потенциала, который рассматривал Вен, на плавном краю коллективные возбуждения возникают на границах полосок несжимаемой электронной жидкости. При туннелировании каждого электрона через полосу несжимаемой электронной жидкости возникает локальное изменение формы этой полоски. Фактически эти возбуждения можно рассматривать, как колебания формы полоски несжимаемой электронной жидкости, которые распространяются вдоль этой полоски. Это нейтральные коллективные возбуждения, поскольку происходит лишь перенос электрона с одного края полоски несжимаемой электронной жидкости на другой.

То, что найденная нами туннельная плотность состояний при транспорте между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения $2/3$ и $1/3$, совпадает с предсказаниями Вена, говорит о том, что нейтральные коллективные возбуждения на плавном краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла описываются теорией латтинжеровской жидкости.

Несовпадение показателей степенных зависимостей в случае факторов заполнения $2/5$ и $1/3$ с теоретическим предсказанием может быть следствием того, что объём образца, имеющий фактор заполнения $\nu = 2/5$, находится очень близко от полосы несжимаемой электронной жидкости, имеющей фактор заполнения $g = 1/3$, поскольку $2/5 - 1/3 \ll 1$. Тогда на туннельную плотность состояний при транспорте между обеими полосками сжимаемой электронной жидкости может оказывать влияние близость объёма образца, а не только полоска несжимаемой электронной жидкости с фактором заполнения $1/3$.

Итак, поскольку измеренная нами туннельная плотность состояний в случае транспорта электронов через полоску несжимаемой электронной жидкости с дробным фактором заполнения соответствует предсказанной теоретически для коллективных возбуждений в латтинжеровской жидкости, это можно рассматривать в качестве свидетельства в пользу того, что электронная жидкость на границе двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла является латтинжеровской, а не фермиевской.

Заключение

1. Благодаря образцам с маленькой щелью затвора 0.5 мкм можно исследовать неравновесные вольтамперные характеристики в режиме дробного квантового эффекта Холла.
2. Путём сравнения наклонов этих характеристик с равновесными была определена длина установления равновесия между полосками сжимаемой электронной жидкости на краю образца в режиме дробного квантового эффекта Холла.
3. Обратная длина установления равновесия отражает поведение туннельной плотности состояний. Проявление степенной зависимости туннельной плотности состояний от температуры и разбаланса по напряжению свидетельствует о том, что электронная жидкость на плавном краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла является не фермиевской, а латтинжеровской.

В заключение я хочу выразить благодарность всем сотрудникам лаборатории квантового транспорта ИФТТ РАН и особенно Александру Александровичу Шашкину за обсуждение и понимание, а также Эдуарду Валентиновичу Девятову и Валерию Тимофеевичу Долгополову за руководство.

Литература

- [1] Quantized Hall conductance, current-carrying edge states and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential. B.I.Halperin, Physical Review B 25, 2185 (1982)
- [2] Electrostatics of edge channels. D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii and L.I. Glazman, Physical Review B 46, 4026(1992)
- [3] Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect. A. Wuertz, R. Wildfeuer, A.Lorke, E.V.Deviatov and V.T.Dolgoplov Physical Review B 65, 075303(2002)
- [4] Hall photovoltage imaging of the edge of a quantum hall device. A.A.Shashkin, A.J.Kent, J.R.Owers-Bradley, A.J.Cross, P.Hawker and M.Henini, Physical Review Letters 79, 5114 (1997)
- [5] Evidence for the Luttinger liquid density of states in transport across the incompressible stripe at fractional filling factors. E.V. Deviatov, A.A. Kapustin, V.T. Dolgoplov, A.Lorke, D.Reuter and A.D.Wieck, A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics 77, 37002(2007)
- [6] Direct measurements of the fractional quantum Hall effect gaps V.S.Khrapai, A.A.Shashkin, M.G.Trokina, V.T.Dolgoplov, V.Pellegrini, F.Beltram, G.Biasiol and L.Sorba arXiv: cond-mat/0702390
- [7] Edge Channels for the Fractional Quantum Hall Effect. C.W.J. Beenakker, Physical Review Letters 64, 216(1990)
- [8] Квантовая механика ,А.С. Давыдов , Москва, Государственное Издательство Физико-Математической Литературы, 1963 г.
- [9] Negative compressibility of interacting two-dimensional electron and quasiparticle gases. J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer and K.W. West, Physical Review Letters,68, 674 (1992)
- [10] Compressibility of the two-dimensional electron gas: measurements of the zero-field exchange energy and fractional quantum Hall effect gap. J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer and K.W. West, Physical Review B 50, 1760 (1994)

- [11] Edge transport properties of the fractional quantum Hall states and weak-impurity scattering of a one-dimensional charge-density wave. Xiao-Gang Wen, *Physical Review B* 44, 5708 (1991)
- [12] Взаимодействующие электроны в нормальных металлах (лекции для студентов 5 курса МФТИ) В.Т.Долгополов

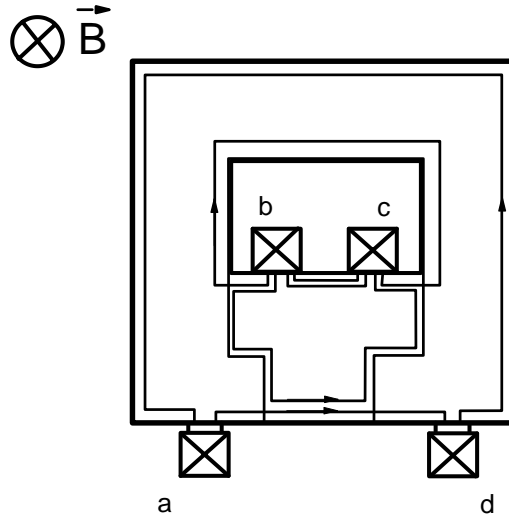


Рис. 13: Образец и нумерация контактов (стрелками показано направление дрейфа электронов)

ПРИЛОЖЕНИЕ 1: вывод формулы для равновесного наклона для разных комбинаций контактов

На рисунке изображён образец с четырьмя контактами, два из которых находятся на внутреннем краю мезы и два - на внешнем. Измерения вольтамперных характеристик происходят по четырёхточечной схеме. Пусть напряжение снимается с контактов а и b, а ток задан между контактами с, d (d - земля). Обозначим электрохимические потенциалы контактов $\mu_a, \mu_b, \mu_c, \mu_d$ соответственно, а токи, вытекающие из них, I_a, I_b, I_c, I_d соответственно. Пусть ещё g - фактор заполнения под затвором, а ν - фактор заполнения в части образца, не покрытой затвором. Будем записывать токи, втекающие в контакт, со знаком "минус", а токи, вытекающие из контакта, - со знаком "плюс". Рассматриваем задачу в общем виде, когда есть g краевых каналов, текущих на внешнем краю образца и $(\nu - g)$ краевых каналов, которые перенаправляются с внутреннего края образца на внешний при помощи затвора. Для четырёх токов, текущих через контакты а, b, с и d, имеем четыре уравнения:

$$I_a = e/h(\mu_a - \mu_d)g$$

$$I_b = e/h(\mu_b - \mu_c)\nu$$

$$I_c = e/h(\mu_c\nu - \mu_b g - (\nu - g)[\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b)])$$

$$I_d = e/h(\mu_d - \mu_a - \alpha_2(\mu_a - \mu_b))g$$

В этих уравнениях α_1 и α_2 - коэффициенты, определяющие распределение электрохимического потенциала между краевыми каналами после того, как они выходят из щели затвора. Эти коэффициенты после установления равновесия между краевыми каналами не должны быть равны $1/2$, поскольку число краевых каналов, между которыми перетекает ток, может быть произвольным, не обязательно равным 2. Поскольку напряжение снимается с контактов а и b, токи, которые текут через них должны быть равны нулю. Можно записать $I_a = I_b = 0, I_c = I > 0, I_d = -I$. Отсюда сразу следует $\mu_a = \mu_d, \mu_b = \mu_c$. У нас остаются два уравнения:

$$I = e/h(\mu_b\nu - \mu_b g - (\nu - g)[\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b)])$$

$$-I = e/h(\mu_a - [\mu_a + \alpha_2(\mu_a - \mu_b)])g$$

Из этих уравнений можно получить первое условие, для нахождения коэффициентов α_1 и α_2 . Второе условие заключается в том, что на выходе из щели затвора электрохимические потенциалы полосок сжимаемой электронной жидкости должны быть равны. Итак, для нахождения электрохимических потенциалов имеем два условия:

$$e/h\alpha_2 g(\mu_a - \mu_b) = e/h(\nu - g)\alpha_1(\mu_a - \mu_b)$$

$$\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b) = \mu_a + \alpha_2(\mu_a - \mu_b)$$

Из них получаем:

$$g\alpha_2 = \alpha_1(\nu - g)$$

$$1 + \alpha_1 + \alpha_2 = 0$$

Отсюда находим коэффициенты $\alpha_1 = -g/\nu, \alpha_2 = -(\nu - g)/\nu$. Теперь можно найти равновесный наклон

$$R_{eq} = (\mu_a - \mu_b)/(eI) = -\frac{h}{e^2} \frac{\alpha_2^{-1}}{g} = \frac{h}{e^2} \frac{\nu}{g(\nu - g)}$$

Теперь найдём равновесный наклон для случая, когда токовые и потенциальные контакты расположены "крест-накрест", например а,с - ток (с - земля), b, d - напряжение. В этом случае $I_a = I, I_c = -I, I_b = I_d = 0$. Тогда система уравнений примет вид:

$$I_a = e/h(\mu_a - \mu_d)g = I$$

$$I_b = e/h(\mu_b - \mu_c)\nu = 0$$

$$I_c = e/h(\mu_c\nu - \mu_b g - (\nu - g)[\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b)]) = -I$$

$$I_d = e/h(\mu_d - [\mu_a + \alpha_2(\mu_a - \mu_b)])g = 0$$

Решая эту систему, как раньше, получим $\alpha_2 = -(\nu - g)/\nu$, $1 + \alpha_2 = g/\nu$.
Тогда для равновесного наклона получится

$$R_{eq} = (\mu_b - \mu_d)/(eI) = \frac{h}{e^2} \frac{1 + \alpha_2}{\alpha_2} \frac{1}{g} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{\nu - g}$$

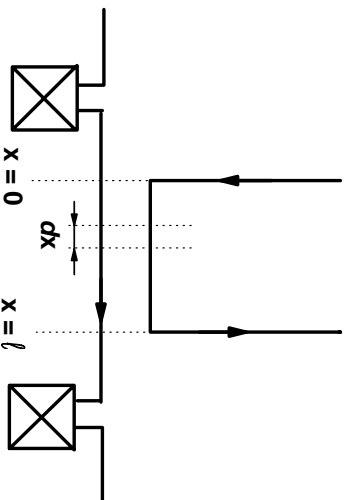


Рис. 14: Область перетекания тока

ПРИЛОЖЕНИЕ 2: Связь между током и напряжением при транспорте поперёк края через полосу несжимаемой электронной жидкости.

Рассмотрим подробнее, как соотношение между длиной установившегося равновесия и величиной пели затвора влияет на отклонение вольтамперной характеристики от равновесного наклона. На рисунке схематически изображены две полосы сжимаемой электронной жидкости, между которыми происходит перетекание тока.

Обозначим через $I(x)$ ток, перетекающий между полосками сжимаемой электронной жидкости, которые приближаются и идут параллельно друг другу на длине x . Пусть $d\mu(x)$ есть часть разбаланса электрохимического потенциала, которая перетекает между полосками на длине dx . $d\mu$ можно найти так: $d\mu = \text{вероятность транспорта между полосками на длине } dx \times \text{разбаланс, который ещё остался между полосками}$. Этот разбаланс равен $\mu(x) - \mu(\text{установившегося равновесия})$. Предположим теперь, что вероятность транспорта электронов между полосками внутри пели затвора не зависит от координаты x . Это будет так, если форма потенциального барьера на протяжении всей длины перетекания остаётся неизменной. Такое возможно в двух случаях:

1. Маленький разбаланс по напряжению, который заметно не влияет на форму потенциального барьера.
2. Очень большой разбаланс по напряжению, когда потенциальный барьер фактически исчезает.

Итак, в этих двух случаях можно считать, что вероятность транспор-

та электронов между полосками на длине dx есть dx/l_{eq} , где l_{eq} - длина установления равновесия.

Поэтому $d\mu = - [\mu(x) - \mu(\text{установившегося равновесия})] * dx/l_{eq}$.

Введём новую переменную $\mu^* = \mu(x) - \mu(\text{установившегося равновесия})$.
Нужно решить уравнение

$$\frac{d\mu^*}{\mu^*} = - \frac{dx}{l_{eq}}$$

Его решение записывается в виде $\mu^* = C * \exp(-x/l_{eq})$. Для нахождения константы C воспользуемся граничным условием при $x=0$. Из него следует, что $C = \mu(0) - \mu(\text{установившегося равновесия})$. Пусть I_{eq} - ток между полосками поперёк края в случае, когда на длине затворной щели успевают установиться равновесие электрохимических потенциалов полосок, а $I(l)$ - этот ток при длине щели затвора l , меньшей длины установления равновесия. Пользуясь формулами Бюттикера, можно записать $I_{eq} = e/h * C$ и $I(l) = e/h * [\mu(0) - \mu(l)]$.

Отсюда получаем

$$I(x=l) = I_{eq}(1 - \exp(-l/l_{eq})) \quad (2)$$

Здесь l - длина щели затвора, в пределах которой происходит перетекание тока между полосками сжимаемой электронной жидкости. Из последнего выражения видно, что если $l \ll l_{eq}$, то наклон будет отличаться от равновесного, рассчитанного по формулам Бюттикера, и составит $R_{eq}l_{eq}/l$.