

## О некоторых экспериментальных методах и трюках

В.Т. Долгополов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, г.Черноголовка, 142432, Моск. обл., Россия

E-mail: dolgop@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 18 октября 2010 г.

При изучении двумерных электронных систем использован широкий набор экспериментальных приемов, каждый из которых в отдельности достаточно прост и, в принципе, давно известен. Тем не менее большая часть этих приемов не вошла в повседневную практику исследований, частично, из-за значительной трудоемкости при их использовании, частично, из-за того, что обсуждаемые методы не получили должной популярности. Цель статьи состоит в том, чтобы дать краткий обзор этих потенциально полезных приемов и обозначить области их применения.

При вивченні двовимірних електронних систем було використано широкий набір експериментальних прийомів, кожне з яких окремо досить простий і, у принципі, давно відомий. Проте більша частина цих прийомів не увійшла в повсякденну практику досліджень, частково, через значну трудомісткість при їхньому використанні, частково, через те, що обговорювані методи не одержали винної популярності. Ціль статті полягає в тому, щоб дати короткий огляд цих потенційно корисних заходів і позначити області їх застосування.

PACS: 73.43.-f Квантовый эффект Холла.

Ключевые слова: скин-эффект, квантовый эффект Холла, химический потенциал, магнитный момент.

### 1. Скин эффект в структурах с затвором

Рассмотрим типичную двумерную структуру, имеющую встроенный в полупроводник двумерный электронный газ и металлический затвор на поверхности или в глубине полупроводника. В качестве примера рассмотрим затвор, состоящий из двух частей, одна из которых имеет конечное сопротивление, а вторая — исчезающе малое. Соответствующая структура схематически показана на рис. 1.

Будем считать сопротивление затвора при  $x < 0$ , равным нулю, а при  $x > 0$ , равным  $R_0$  на квадрат. Соответствующее сопротивление двумерного электронного газа равно  $R$  на квадрат. Рассматриваемая система при  $x > 0$  представляет собой длинную линию с распределенным сопротивлением и емкостью  $C$  на единицу площади. К ней приложено переменное напряжение частоты  $\omega$ , равное  $U - V$  при  $x = 0$ , где  $U$  — потенциал затвора, а  $V$  — потенциал двумерного электронного газа. В пренебрежении релятивистскими эффектами потенциалы описываются следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \partial^2 U / \partial x^2 &= -i\omega C R_0 (V - U), \\ \partial^2 V / \partial x^2 &= i\omega C R (V - U), \end{aligned} \quad (1)$$

которая легко преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \partial^2 (V - U) / \partial x^2 &= i 2\alpha^2 (V - U), \\ \partial^2 (R V + R_0 U) / \partial x^2 &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\alpha^2 = (\omega C / 2)(R + R_0)$ . Появился параметр размерности длины  $\alpha^{-1}$  — длина перетекания тока из затвора в двумерный электронный слой (2DEG) — эффективная глубина «скин-слоя», появляющегося у границы

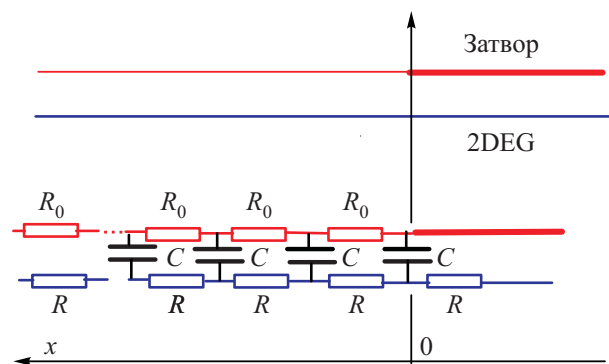


Рис. 1. Схематическое изображение двумерного электронного слоя, покрытого затвором, состоящим из низкоомной и высокоомной частей (вверху). Эквивалентная электротехническая схема (внизу).

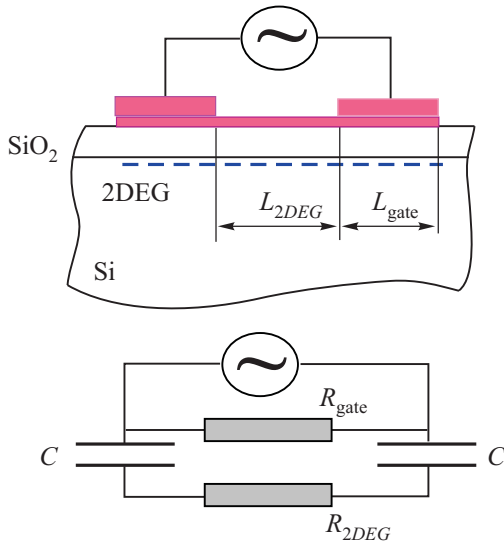


Рис. 2. Простейшая схема измерений с помощью емкостной связи.

высокоомной и низкоомной частей затвора. Легко догадаться, что процессы перетекания не ограничиваются областью  $x > 0$ , а происходят и при  $x < 0$ , только с другой характерной длиной. Последнее обстоятельство позволяет использовать емкостную связь между затвором и двумерным электронным газом для бесконтактного измерения проводимости двумерных электронных систем [1,2]. Напылив затвор, состоящий из участков с сильно отличающимися сопротивлениями (рис. 2), приложив к затвору положительное постоянное напряжение относительно подложки кремния (на рисунке не показано) и подобрав частоту переменного тока так, чтобы выполнялись условия  $\alpha_{2DEG}^{-1} \ll L_{2DEG}$ ;  $\alpha_{gate}^{-1} \gg L_{gate}$ , мы сведем реальную систему к схеме, показанной в нижней части рис. 2. Сопротивление  $R_{gate}$  измеряется на постоянном токе, поэтому измерение импеданса системы позволяет легко вычислить  $R_{2DEG}$ . Аналогичные измерения возможны и в квантующем магнитном поле в условиях квантового эффекта Холла, только в этом случае для разделения компонент проводимости необходимо использовать кольцевую систему затворов (геометрию Корбино) [3].

Ниже мы рассмотрим еще одну возможность использования скин-эффекта в структурах с затвором, а именно, локальное измерение диссипативной проводимости в нелинейных условиях квантового эффекта Холла.

## 2. Шнур холловского тока

В квантующем магнитном поле  $B$ , как хорошо известно, двумерные электронные системы демонстрируют появление плато в холловском сопротивлении при выполнении условия

$$B(\nu) = n_s h c / e \nu, \quad (3)$$

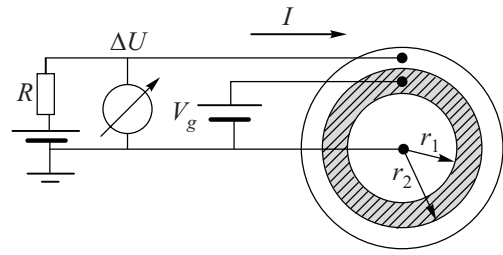


Рис. 3. Образец в виде диска Корбино и схема измерений.

где  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света в вакууме,  $e$  — заряд электрона,  $n_s$  — плотность двумерного электронного газа, а  $\nu$  — число, именуемое фактором заполнения и принимающее целые значения в целочисленном квантовом эффекте Холла и значения рациональных дробей с нечетным знаменателем при дробном квантовом эффекте Холла. Плато холловского сопротивления сопровождаются глубокими минимумами диссипативной компоненты тензора сопротивления. Поскольку в двумерном случае диссипативные компоненты тензора проводимости ( $\sigma_{xx}$ , например) пропорциональны диссипативным компонентам тензора сопротивления ( $\rho_{xx}$ ), то и диссипативная проводимость испытывает глубокие провалы при соответствующих факторах заполнения.

Если в кольцевом образце (см. рис. 3) с помощью сопротивления  $R$  во внешней цепи задан ток  $I$ , а наружный и внутренний контакты имеют радиусы  $r_2$  и  $r_1$ , то в линейном режиме измеряемое падение напряжения равно  $\Delta U = (2\pi\sigma_{xx})^{-1} \ln(r_2/r_1)$ , и в условиях квантового эффекта Холла будет наблюдаться более или менее симметричный максимум измеряемого напряжения  $\Delta U$ . Результат измерений на кремниевом полевом транзисторе геометрии Корбино в нелинейном режиме показан на рис. 4. Приведены кривые для двух различных направлений тока. Как видно на рисунке, при сме-

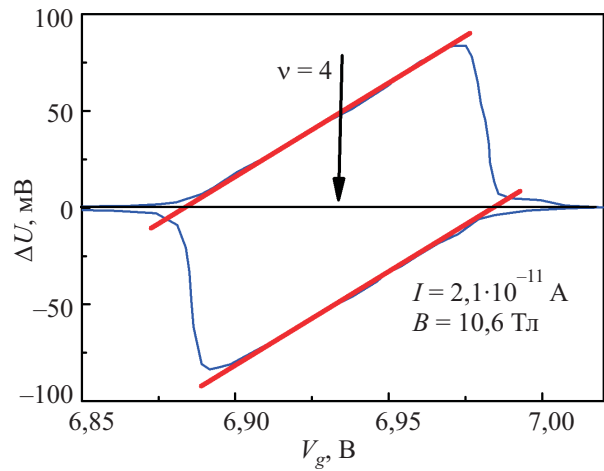


Рис. 4. Зависимость измеряемого напряжения от затворного напряжения в схеме рис. 3 при противоположных направлениях измерительного тока.

не направления тока измеряемое напряжение не просто изменяет знак, а изменяется и симметрия кривой. Другой отличительной чертой экспериментальных кривых является их характерный наклон: в нелинейном режиме  $\Delta U$  равно изменению затворного напряжения. На рис. 4 этот наклон демонстрируется сплошными линиями, наложенными на экспериментальные кривые.

Наблюдаемые особенности объясняются появлением в нелинейном режиме кольцевого шнура холловского тока. Представим себе, что на некотором радиусе  $r_2 > r_0 > r_1$  в нелинейном режиме выполнено условие (3). Поскольку металлический затвор эквипотенциален, а протекание тока по радиусу сопряжено с падением напряжения, концентрация электронов в нелинейном режиме оказывается зависящей от радиуса и при  $r$  не равном  $r_0$  условие (3) выполнено быть не может. В результате, электрическое поле, а вместе с ним и азимутальный холловский ток, будут иметь максимум при  $r = r_0$ , быстро спадая при отходе от этого радиуса [4]. Результат расчета распределения азимутального тока по радиусу для экспериментальных условий на рис. 4 иллюстрирует рис. 5. Действительно, наблюдается узкий максимум холловского тока, перемещающийся по радиусу при изменении затворного напряжения.

Возникает вопрос: можно ли обнаружить шнур холловского тока прямым экспериментом? В сущности, для этого достаточно провести локальное измерение диссипативной проводимости и обнаружить ее изменение, связанное с перемещением шнура по радиусу.

Результат соответствующего эксперимента приведен на рис. 6. К кремниевому полевому транзистору в дополнение к цепям, изображенным на рис. 3, был подключен источник переменного напряжения между внешним контактом и затвором ( $5 \cdot 10^{-4}$  В, 80 кГц) [5]. Измеряли действительную часть переменного тока, что позволяло судить о диссипативной проводимости у внешнего контакта. На рисунке видно, что введение постоянного тока модифицирует отклик по переменному току. Появляющийся на зависимости переменного

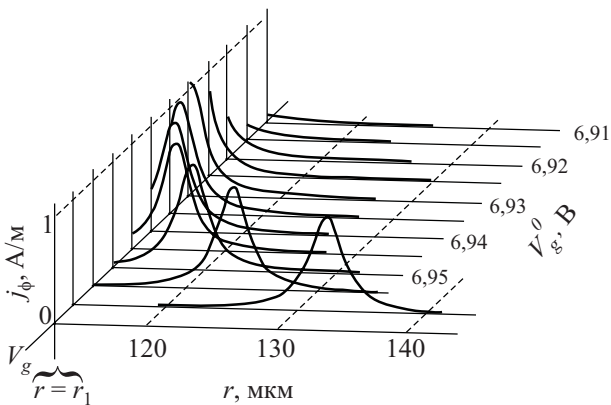


Рис. 5. Расчет распределения холловского тока по радиусу (в мкм) при различных затворных напряжениях.

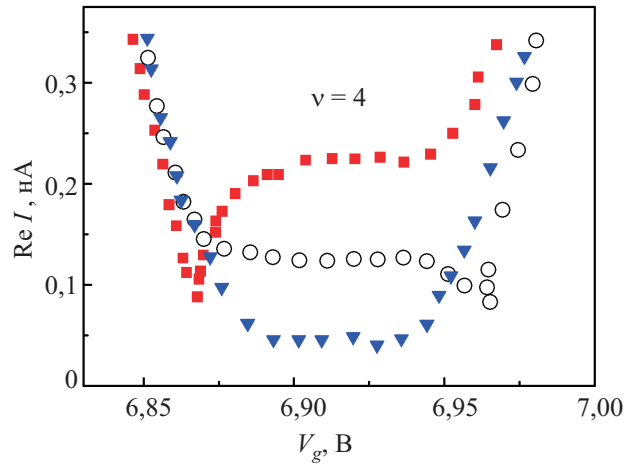


Рис. 6. Зависимость действительной части переменного тока от затворного напряжения. Прямоугольники соответствуют положительному постоянному току  $5 \cdot 10^{-10}$  А, круги отвечают отрицательному постоянному току  $-5 \cdot 10^{-10}$  А, а треугольники — отсутствию постоянного тока.

го тока от затворного напряжения узкий минимум — резкое изменение проводимости под влиянием затворного напряжения (гораздо более резкое, чем в линейном режиме) — свидетельствует о генерации шнура переменного тока. Действительно, измеряемый сигнал тем меньше, чем меньше диссипативная проводимость у внешнего контакта. Изменение затворного напряжения приводит либо к исчезновению шнура (для прямоугольников на рис. 6 — слева от минимума), либо к его смещению вглубь образца.

Следует специально отметить, что шнур холловского тока возникает довольно часто в самых неожиданных обстоятельствах (см., например, [6]). Он может быть результатом не только падения напряжения вдоль двумерного электронного слоя, но и по высокоомному затвору. Более того, поскольку для создания холловского электрического поля требуется изменение электронной плотности в образце, затвор для генерации шнура, вообще говоря, вовсе не нужен. Повышение качества двумерных структур приводит к сужению минимумов в диссипативной проводимости и, тем самым, облегчает условия перехода в нелинейный режим и генерацию шнура холловского тока.

### 3. Перенос заряда под уровнем Ферми. Прямое измерение холловской проводимости

В трехмерных несверхпроводящих вырожденных электронных системах любой перенос заряда сводится к возмущению функции распределения на уровне Ферми. В этом смысле можно утверждать, что ток в таких системах всегда переносится электронами в окрестности ферми-уровня. Иначе дело обстоит в условиях квантового эффекта Холла. В этом случае заряд может

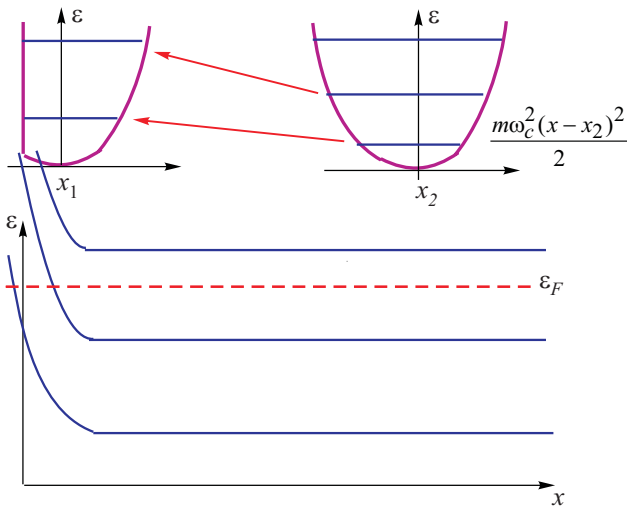


Рис. 7. «Магнитная потенциальная яма» для электрона с центром орбиты в глубине и на границе слоя.

быть перенесен с контакта на контакт под уровнем Ферми.

Рассмотрим энергетическую структуру квантовых уровней в пространственно ограниченной двумерной электронной системе, помещенной в квантующее нормальное магнитное поле. Вдали от края образца движение электрона может быть описано как одномерное в параболической потенциальной яме, центрированной в точке  $x_2$ :  $m\omega_c^2(x-x_2)^2/2$ . Здесь  $\omega_c = eB/mc$  — циклотронная частота, а  $x_2$  связано с волновым вектором электрона в  $y$ -направлении,  $x_2 = k_y l^2$ , где  $l$  — магнитная длина (рис. 7).

По мере приближения центра параболической ямы к краю образца яма становится более узкой за счет бесконечной потенциальной стенки на краю. В результате, каждый из квантовых уровней поднимается вверх по энергии. Квантовые уровни, находившиеся в глубине двумерного газа под уровнем Ферми, поднимаются у края вверх и пересекают ферми-уровень. Возникает ситуация, в которой энергетическая щель в спектре существует в объеме и, тем не менее, имеются электроны на ферми-уровне у границы системы.

Лафлиным [7] был предложен эксперимент, рассматривавшийся как «мысленный» и сводившийся, в сущности, к следующему (рис. 8). В кольцевой слой двумерного электронного газа, находящегося в условиях целочисленного квантового эффекта Холла, помещен длинный тонкий соленоид, магнитный поток  $\Delta\Phi$  в котором изменяется на один квант. При таком изменении магнитного потока на внутреннем радиусе в электронную систему будет внесено (при противоположном знаке  $\Delta\Phi$  — вынесено)  $\nu_0$  электронов, а с внешнего радиуса столько же электронов вынесено (или внесено при противоположном знаке  $\Delta\Phi$ ). Это утверждение базировалось на калибровочной инвариантности, значит, было точным. Его непосредственным следствием

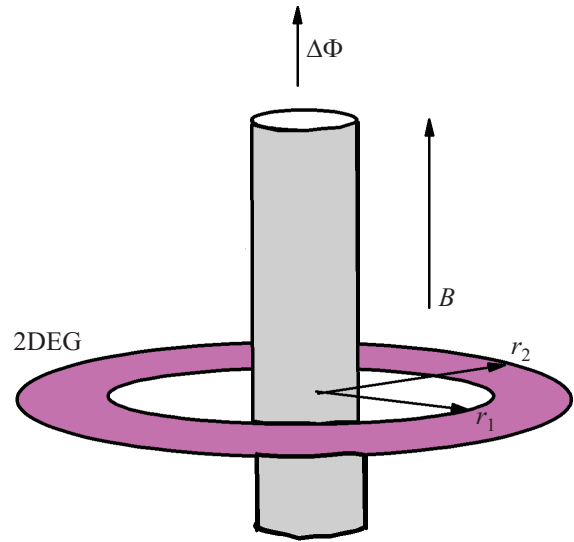


Рис. 8. Схема «мысленного» опыта Лафлина.

является равенство холловской проводимости одному из набора значений:

$$\sigma_{xy} = \nu_0 e^2 / h, \quad (4)$$

где  $\nu_0 = 0, 1, 2, \dots$

Действительно, тот же эксперимент может быть интерпретирован на другом языке.

Во время изменения магнитного потока генерируется азимутальное электрическое поле, заставляющее электроны за счет холловской компоненты проводимости двигаться по радиусу. С помощью арифметических операций легко убедиться в том, что при квантованных значениях проводимости изменение потока на квант действительно приводит к перемещению через внешнюю и внутреннюю границу  $\nu_0$  электронов.

Теперь обратимся к реальному эксперименту [8]. Ясно, что шансов вставить длинный соленоид нормально плоскости двумерного газа немного, поэтому в реальном эксперименте придется изменять внешнее магнитное поле  $B$ . Используем для измерений образец GaAs/AlGaAs в геометрии Корбино (рис. 9), между внешним и внутренним контактами которого включен конденсатор  $C_0$ . Два дополнительных конденсатора  $C_1$  и  $C_2$  включены между контактами и затвором. Измеряется напряжение на конденсаторе  $C_0$  при изменении внешнего магнитного поля. Оно связано с зарядами, перенесенными из контактов следующим соотношением:

$$V_1 = (C_2 q_1 + C_1 q_2)(C_1 C_2 + C_0 C_2 + C_0 C_1)^{-1}. \quad (5)$$

В реальных экспериментальных условиях  $C_1 = C_2 \ll C_0$  и

$$V_1 = \Delta H \sigma_{xy} C_0^{-1} c^{-1} \pi (r_2^2 - r_1^2) / 2. \quad (6)$$

Результат измерений напряжения, появляющегося при развертке магнитного поля в двух различных направ-

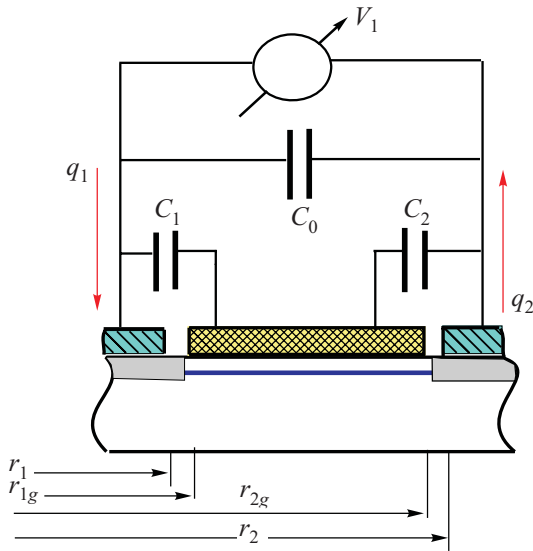


Рис. 9. Сечение образца геометрии Корбино и схема измерений.

лениях, показан на рис. 10. Внешне этот рисунок похож на рис. 4. Однако наклон прямолинейных участков теперь зависит от фактора заполнения, и знак сигнала изменяется при смене направления развертки магнитного поля. На рисунке указаны наклоны, ожидаемые по соотношению (6) при холловской проводимости, заданной выражением (4). Любопытно отметить, что заряды  $q_1$  и  $q_2$  не равны друг другу, а их разность соответствует изменению числа электронов в системе таким образом, чтобы при старте со середины холловского плато электронная система оставалась бы в середине этого холловского плато в любом магнитном поле.

По мере изменения магнитного поля растут и заряды, накопленные на конденсаторах  $C_1$  и  $C_2$ . При до-

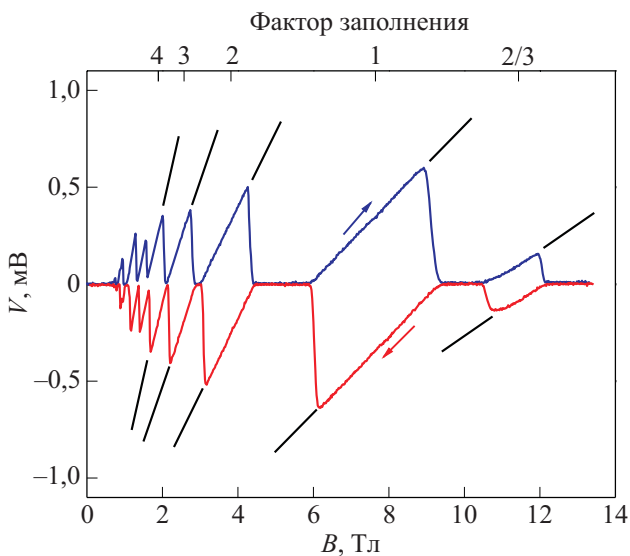


Рис. 10. Экспериментальные кривые, полученные на образце одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs в геометрии рис. 9 при температуре 25 мК.  $C_0 = 0,6$  мкФ.

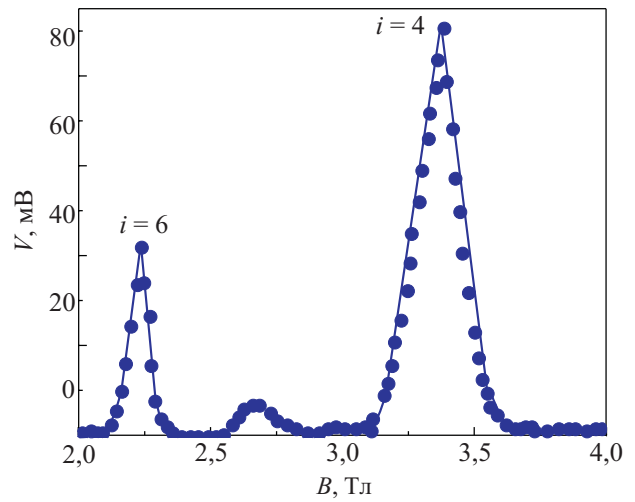


Рис. 11. Экспериментальные условия совпадают с рис. 10,  $C_0 = 1,2$  нФ.

стижении критического напряжения (зависящего, вообще говоря, от магнитного поля) происходит пробой и заряд на  $C_0$  перестает расти. Если же емкость  $C_0$  сильно уменьшить, и, тем самым, увеличить появляющиеся напряжения, то экспериментальная кривая будет отражать зависимость потенциала пробоя от магнитного поля и утратит прямолинейные участки с наклонами, определяемыми холловской проводимостью (рис. 11).

Теперь перейдем к вопросу о проверке возможности переноса электрона с контакта на контакт под уровнем Ферми. Для этого необходимо, чтобы заряд, вынесенный на емкость  $C_0$  в результате изменения магнитного поля, превысил суммарный заряд всех электронов, исходно располагавшихся под затвором. В реальном эксперименте [8] под затвором был расположен заряд  $3,4 \cdot 10^9 e$ , а перенесенный заряд составил  $4,5 \cdot 10^9 e$ . Соотношение этих зарядов с несомненностью демонстрирует перенос электронов под уровнем Ферми.

#### 4. Минимальная ширина плато в режиме квантового эффекта Холла

Будем, по-прежнему, рассматривать двумерный электронный газ в структуре с металлическим затвором. Еще в первые годы изучения квантового эффекта Холла, когда качество структур не было особенно высоким, выяснилось, что ширина плато целочисленного квантового эффекта Холла зависит от подвижности электронов немонотонно: по мере увеличения подвижности ширина плато проходит через максимум, пройдя который ширина уменьшается с ростом качества структуры. Подобное поведение послужило основанием для широко распространенной экстраполяции, согласно которой в идеальной структуре плато исчезнет. Ниже мы продемонстрируем эксперимент, позволяющий измерить минимальную ширину плато.

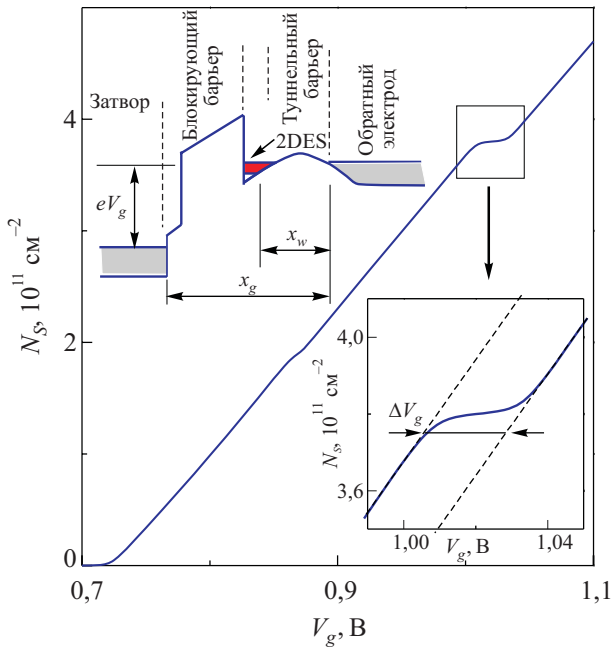


Рис. 12. Зависимость электронной концентрации (при  $B = 16$  Тл) от напряжения на затворе в трехэлектродной структуре, показанной на вставке. Отдельно показана область вблизи плато на зависимости концентрации от затворного напряжения.

Для измерений [9] использована довольно сложная структура на базе GaAs. Поверх подложки из GaAs выращена сильно легированная область (back electrode), служившая одним из электродов. На нее эпитаксиально нанесен слой «чистого» GaAs, имевшего очень слабое естественное легирование  $p$ -типа. Этот слой представлял собой туннельный барьер (tunnel barrier) для электронов (two-dimensional electron systems (2DES)), появившихся на границе чистого GaAs при приложении положительного потенциала к металлическому затвору, покрывавшему структуру. Наконец, блокирующий барьер (blocking barrier) между двумерным электронным газом и металлическим затвором был создан сверхрешеткой GaAs/AlAs. Электрохимические потенциалы сильно легированной области и двумерного электронного газа в измерениях поддерживались одинаковыми за счет понижения частоты переменного тока, использовавшегося в эксперименте, и относительно высокой вероятности туннелирования. Исходные кривые показаны на рис. 13. Там же показана емкость между затвором и сильно легированной областью в отсутствие двумерных электронов ( $C_{high}$ ).

Минимумы в емкости соответствуют целочисленным факторам заполнения. Обращает на себя внимание тот факт, что при включении квантующего магнитного поля емкость возрастает в областях высокой плотности состояний. Этот эффект обусловлен улучшением экранирования электрического поля затвора двумерными электронами. В нулевом магнитном поле часть нормаль-

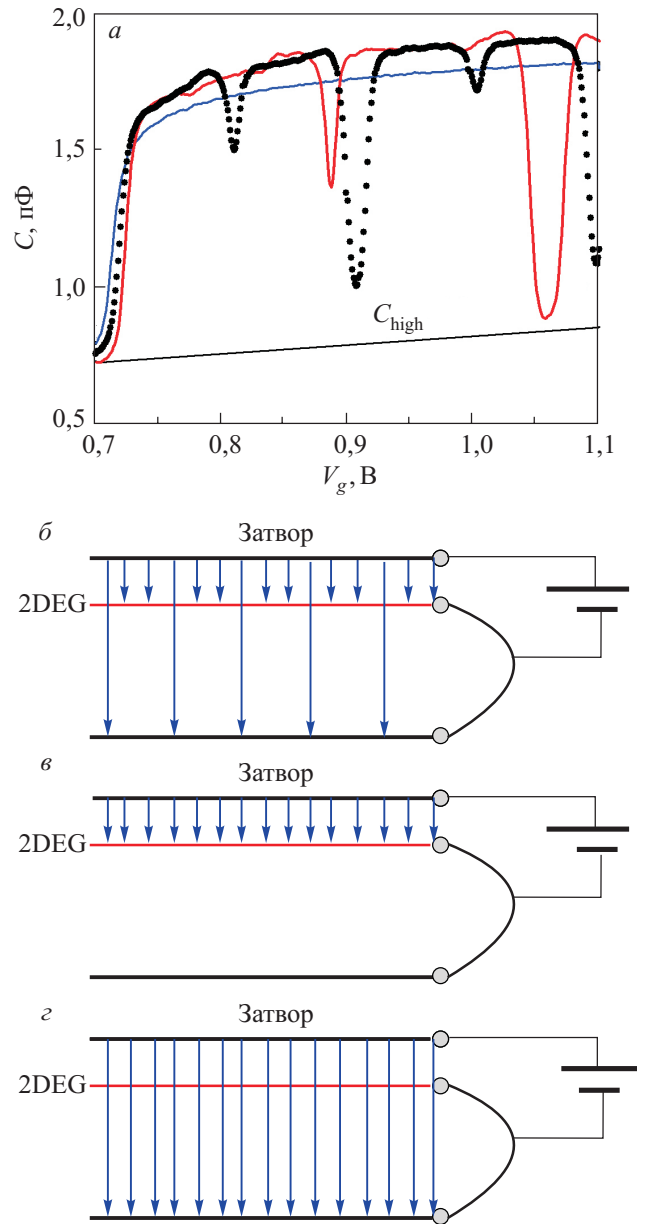


Рис. 13. Зависимость емкости структуры, изображенной на вставке рис. 12, от затворного напряжения в магнитном поле 0, 5 и 9 Тл [10] (а). Силовые линии электрического поля затвора в отсутствие магнитного поля (б). Силовые линии в максимумах плотности состояний (в). Отсутствие экранирования двумерными электронами в минимумах плотности состояний (г).

ного электрического поля проникает сквозь двумерный электронный газ и дотягивается до сильно легированной области. В максимуме плотности состояний поле затвора экранируется двумерными электронами полностью (см. рис. 13). Зная зависимость емкости от затворного напряжения, легко вычислить число электронов, внесенных в двумерную систему. Действительно,

$$dN_s = dV_g (x_g/x_w) (C_{low} - C_{high}) / e, \quad (7)$$

где  $x_g$  и  $x_w$  — расстояния, показанные на вставке к рис. 12, а емкости нормированы на  $A$  — площадь структуры. Результат интегрирования (7) по затворному напряжению показан на рис. 12. Хорошо видны плато, в пределах которых изменение затворного напряжения не изменяет плотность двумерных электронов. В этой области затворных напряжений химический потенциал пересекает щель электронного спектра, а заряд, компенсирующий изменение заряда на затворе, помещается на третий электрод. Ширина плато  $\Delta V_g$  с точностью до известного численного множителя совпадает со спектральной щелью, деленной на заряд электрона. Именно величина спектральной щели задает минимальный интервал затворных напряжений и для плато в холловском сопротивлении.

Для реализации минимальной ширины плато необходимо выполнить довольно жесткое условие. Неоднородность образца по электронной концентрации  $\Delta N_s$  должна быть исключительно мала.

$$\Delta N_s \ll \Delta E x_g^2 (C_{\text{low}} - C_{\text{high}}) / (e^2 x_w^2). \quad (8)$$

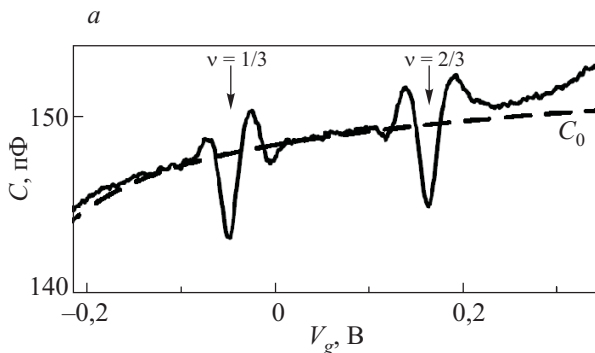
Соотношение (8) является достаточно жестким. Например, при  $\Delta E$  порядка 1 мэВ флуктуации электронной плотности не должны превышать  $10^8 \text{ см}^{-2}$ . Даже для циклотронной щели в гетероструктуре GaAs/AlGaAs это требует однородности лучше, чем в процент.

### 5. Термодинамическая плотность состояний, химический потенциал, магнитный момент, фактор Ланде

В низкочастотном пределе емкость трехэлектродной системы описывается следующим выражением:

$$C_{\text{low}} = C_{\text{high}} + e^2 A (x_w/x_g)^2 \{4\pi e^2 x_w \varepsilon^{-1} (1 - x_w/x_g) + 1/D\}^{-1}, \quad (9)$$

в котором мы пренебрегли изменением ширины волновой функции электрона при модуляции затворного напряжения, т.е. считали электронный газ в  $z$ -направлении бесконечно узким. Величина  $D$ , входящая в выражение (9), определяет экранирование электронным газом в томас-фермиевском пределе.



$$D = dN_s/d\mu, \quad (10)$$

где  $\mu$  является химическим потенциалом, отсчитанным от дна двумерной электронной подзоны. Как мы видим, в предыдущих разделах была допущена неточность: всюду, где обсуждались экранирующие свойства электронного газа, слова «плотность состояний» следует заменить на «термодинамическая плотность состояний».

Химический потенциал, в свою очередь, определяется как

$$\mu = (\delta F/\delta N_s)_{A,T}. \quad (11)$$

Здесь  $F$  — свободная энергия:

$$F = -T \ln \left[ \sum_k \exp(-\varepsilon_k/T) \right]. \quad (12)$$

С учетом того, что в двухэлектродной системе  $x_g \sim x_w$ , выражение (9) сводится к

$$C_{\text{low}}^{-1} = C_{\text{geom}}^{-1} + e^{-2} A^{-1} d\mu/dN_s. \quad (13)$$

Таким образом, измерения зависимости емкости от различного рода внешних параметров позволяют интегрированием по электронной плотности, согласно (13), судить о поведении химического потенциала, а после двойного интегрирования — о свободной энергии.

Любопытно отметить, что на дробных факторах заполнения измеряемая емкость может превысить геометрическое значение. На рис. 14,а показаны соответствующие экспериментальные записи. Пунктиром проведена линия, соответствующая геометрической емкости. Формально столь сильное возрастание емкости означает появление отрицательной термодинамической плотности состояний, что в замкнутой электронной системе невозможно из-за потери устойчивости. Физически емкость выше геометрической означает переэкранирование, при котором электрическое поле в промежутке между сильно легированной областью и двумерным электронным газом изменяет знак (рис. 14,б). Еще раз подчеркнем, что причина появления отрицательной плотности состояний лежит в незамкнутости двумерной электронной системы (наличии встроенного положительного электрического заряда и/или затвора).

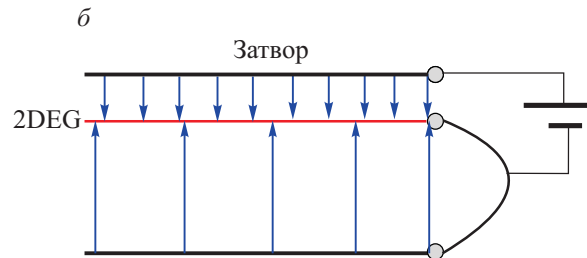


Рис. 14. Магнетоемкость на дробных факторах заполнения [11] (а). Распределение электрического поля по образцу в максимумах магнетоемкости (б).

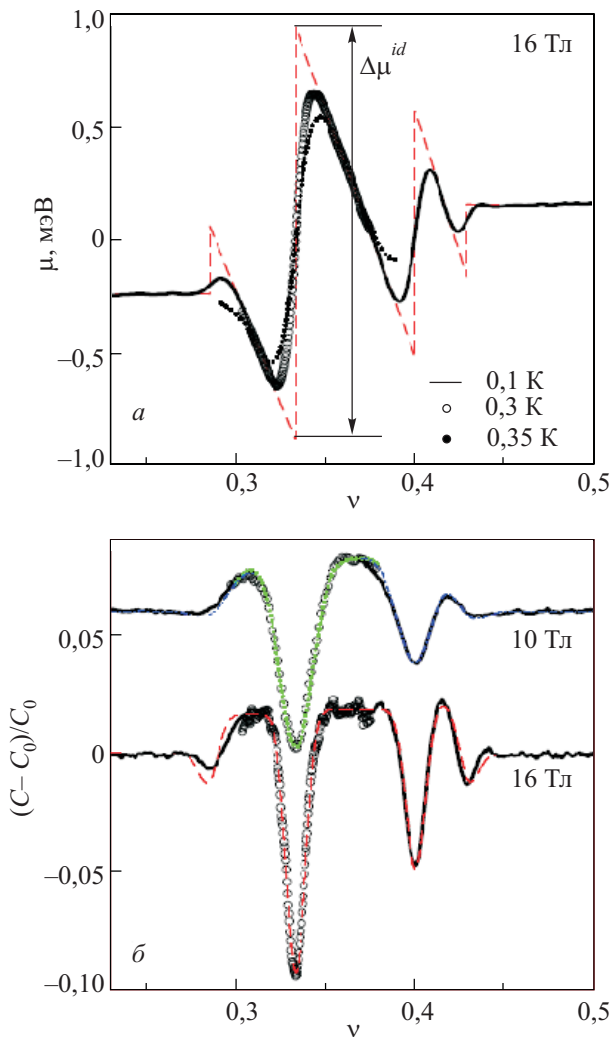


Рис. 15. Зависимость химического потенциала  $\mu$  (а) и приведенной емкости  $(C - C_0)/C_0$  (б) от фактора заполнения  $\nu$ . Пунктирной линией показан результат экстраполяции к нулевой температуре в идеальном, без беспорядка, образце [12].

Измерение термодинамической плотности состояний открывает путь к исследованию равновесных термодинамических свойств электронной системы. В первую очередь, это поведение химического потенциала при вариации магнитного поля и температуры (рис. 15). Однако есть и менее очевидные возможности, например, исследование статической намагниченности. Измерения базируются на так называемом соотношении Максвелла

$$\frac{\partial \mu}{\partial B} = -\frac{\partial M}{\partial N_s} \quad (14)$$

Если интересоваться спиновым магнитным моментом электронной системы в магнитном поле, лежащем в плоскости электронного газа, то нужно модулировать магнитное поле, измерять глубину модуляции химического потенциала при разных электронных концентрациях и, с помощью соотношения (14), вычислять магнитный момент. Впервые подобная программа была реализована в работе [13].

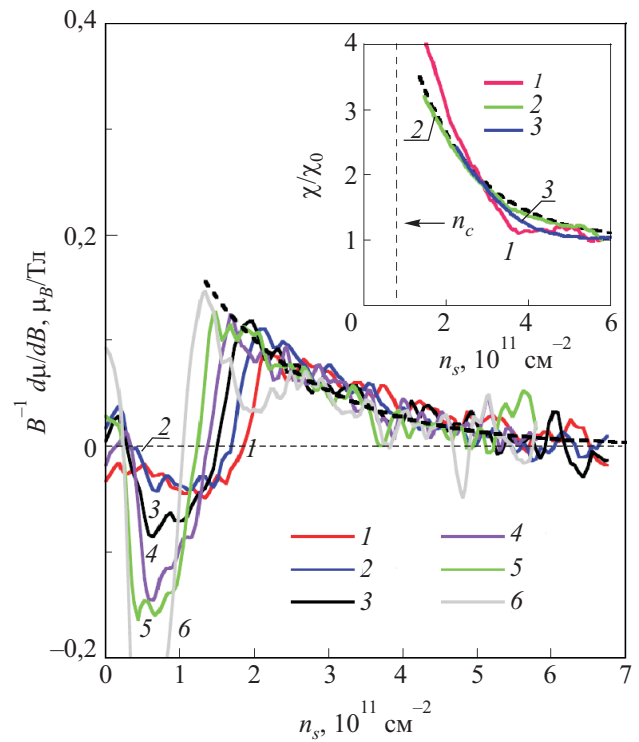


Рис. 16. Экспериментальные зависимости  $\frac{\partial \mu}{\partial B}$  при  $B$ , Тл: 7 (1), 6 (2), 5 (3), 4 (4), 3 (5), 2 (6). На вставке — вычисленная с их помощью спиновая восприимчивость, Тл: 1,5 (1), 3 (2), 6 (3).

На рис. 16. показаны исходные экспериментальные кривые, нормированные на магнитное поле, полученные на МДП структуре Si-(100) [14,15]. Усредненные нормированные кривые (пунктир на рис. 16) воспроизводят универсальную зависимость от электронной плотности, известную из независимых экспериментов.

Предложенный метод измерений содержит одну, ранее нами полностью игнорировавшуюся, неточность: химические потенциалы в выражениях (13) и (14) отсчитываются от разных уровней. В выражении (13) химический потенциал отсчитан от дна двумерной подзоны, а в (14) — от уровня свободного электрона. Казалось бы, поскольку для нас важны только производные, начало координат не может быть существенно. Однако модуляция магнитного поля способна (при конечной протяженности электронной волновой функции вглубь полупроводника) модулировать положение дна электронной подзоны. В результате, к измеряемому сигналу может быть добавлена диамагнитная компонента, величина которой определяется устройством образца. Судя по работам [14,16], вклад этой компоненты в реальном эксперименте оказался малым.

Идея с модуляцией магнитного поля применима и к случаю нормального магнитного поля. Вдалеке от целочисленных факторов заполнения производная от химического потенциала по магнитному полю равна

$$\frac{\partial \mu}{\partial B} = \mu_B [(N + 1/2) 2m_e/m \pm 1/2g], \quad (15)$$



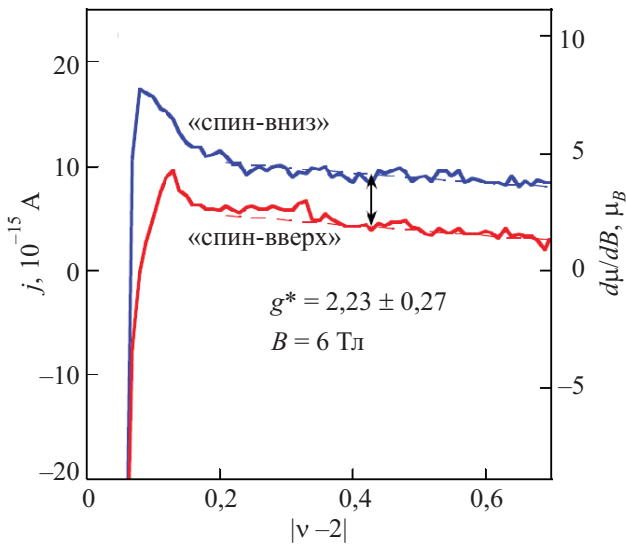


Рис. 17. Зависимость  $\partial\mu/\partial B$  и токовой компоненты  $j$  от фактора заполнения в нормальном магнитном поле в окрестности  $\nu = 2$ . Уровни сигнала справа и слева от минимума различны.

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $m_e$  — масса свободного электрона,  $g$  — фактор Ланде.

Как видно из выражения (15), уровни сигнала справа и слева от четного (спинового) фактора заполнения должны различаться, причем разница непосредственно определяется фактором Ланде. Результат соответствующего эксперимента [17] на Si MOSFET (100) показан на рис. 17. Он демонстрирует возможность прямого измерения  $g$ -фактора.

### 6. Туннельная плотность состояний в зависимости от энергии

До сих пор мы рассматривали только низкочастотный предел измерений с использованием трехэлектродной системы рис. 12. Обратимся теперь к случаю произвольной частоты измерений. Отношение переменного тока к приложенному напряжению частоты  $\omega$  в общем случае имеет вид

$$I/V = \omega \left\{ (\omega\tau + i)(C_{\text{low}} - C_{\text{high}})(\omega^2\tau^2 + 1)^{-1} + iC_{\text{high}} \right\}, \quad (16)$$

где характерное время  $\tau$  равно

$$\tau = R_{\text{tun}}(C_{\text{low}} - C_{\text{high}})(x_g/x_w)^2, \quad (17)$$

$$R_{\text{tun}} = \tau_{\text{tun}}(AD_s e^2)^{-1}.$$

Здесь введены две новые величины —  $\tau_{\text{tun}}$ , определенная как обратная частота попыток туннелировать, и плотность состояний  $D_s = (\partial N/\partial \epsilon)_{\mu}$ .

При  $\omega\tau < 1$  действительная часть в (16) пропорциональна  $\tau$ , следовательно, из нее можно извлечь информацию об одночастичной плотности состояний  $D_s$ . В работе [18] подобным способом было продемонстрировано существование кулоновской щели вблизи фак-

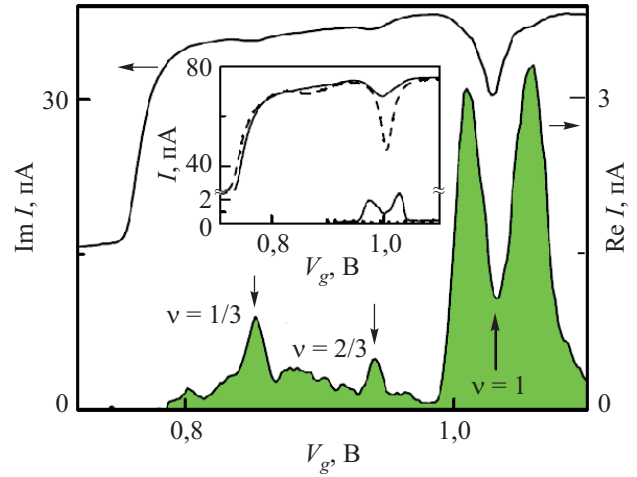


Рис. 18. Действительная и мнимая компоненты тока высокоподвижной электронной системы при  $T = 30$  мК,  $B = 14$  Тл. На вставке показаны записи в магнитных полях 13,7 Тл и 6,9 Тл.

тора заполнения  $\nu = 1$ . Активная компонента тока обладала двумя максимумами, расположенными вблизи этого фактора заполнения (рис. 18), демонстрировавшими резкое возрастание туннельного сопротивления. Как показано на вставке к рис. 18, аналогичное возрастание при  $\nu = 2$  отсутствовало. Был сделан вывод о существовании глубокой кулоновской щели при  $\nu = 1$  и ее отсутствии (или, по крайней мере, значительном ослаблении) при  $\nu = 2$ .

Очень информативной оказалась версия нестационарных измерений на трехэлектродной системе [19,20]. Структура, использованная для измерений, схематически показана на рис. 19,а. До начала измерений к ней приложена разность потенциалов  $V_{dc}$ , задающая фактор заполнения. Туннельный контакт и двумерный электронный слой находятся в равновесии. Затем напряжение резко увеличивается на небольшую величину. В

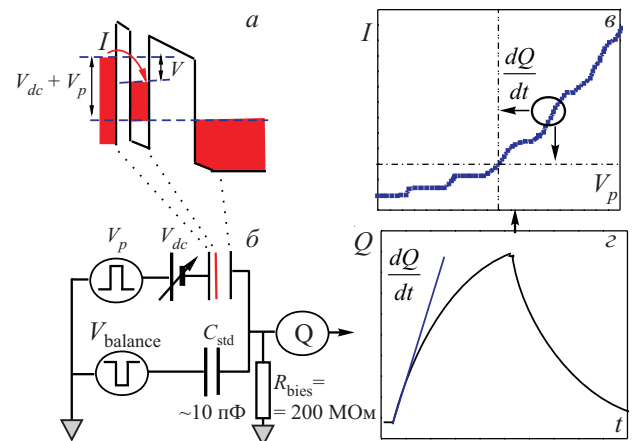


Рис. 19. Схематическое изображение образца и приложенных потенциалов (а); схема измерений (б); ток в начальный момент при различных напряжениях (в); эволюция измеряемого заряда (г).

начальный момент времени дополнительное электрическое поле не экранируется двумерными электронами и, как на рис. 13,з, распределено между внешними контактами. Разность потенциалов между туннельным контактом и двумерным слоем  $V$  рассчитывается по правилу рычага. Туннелирование происходит во все свободные состояния двумерной системы. Для измерений используется начальный участок релаксационной кривой, как это показано на рис. 19,з, поэтому можно считать, что туннелирование идет в изначально невозмущенную систему. Для устранения сигнала с крутыми фронтами, проходящего непосредственно на вход измерительной схемы, использована цепь компенсации (см. рис. 19,б). Результатом измерений является зависимость тока на начальном участке релаксационной кривой от напряжения  $V$ , схематически изображенная на рис. 19,в. Для того чтобы извлечь величину, пропорциональную плотности состояний, осталось продифференцировать полученную зависимость. Результат для одного из образцов [19] показан на рис. 20.

Рисунок 20 требует небольшого комментария. Прежде всего отметим, что по способу получения данных все энергии отсчитываются от уровня химического потенциала. Максимумы плотности состояний соответствуют светлым областям. При нулевой энергии (на уровне химического потенциала) при всех факторах заполнения имеется минимум плотности состояний (кулоновская щель). Ее ширина по энергии зависит от фактора заполнения и, как можно судить по рис. 20, максимальна при  $\nu = 1$ . Резкие ступеньки соответствую-

ют скачкам химического потенциала и прекрасно согласуются с величинами циклотронной и спиновой щелей. Интересно отметить, что при использованном способе измерений в условиях сильной неравновесности кулоновская щель обнаруживается не только при туннелировании на уровень Ферми, но и на заполненных квантовых уровнях, а также при туннелировании в пустые состояния (рис. 20). Описанная техника с успехом использована для исследования дробного квантового эффекта Холла [20].

Автор выражает искреннюю благодарность своим коллегам, принимавшим участие в разработке и реализации описанных методов, а также РФФИ, РАН и Министерству науки и образования за финансовую поддержку.

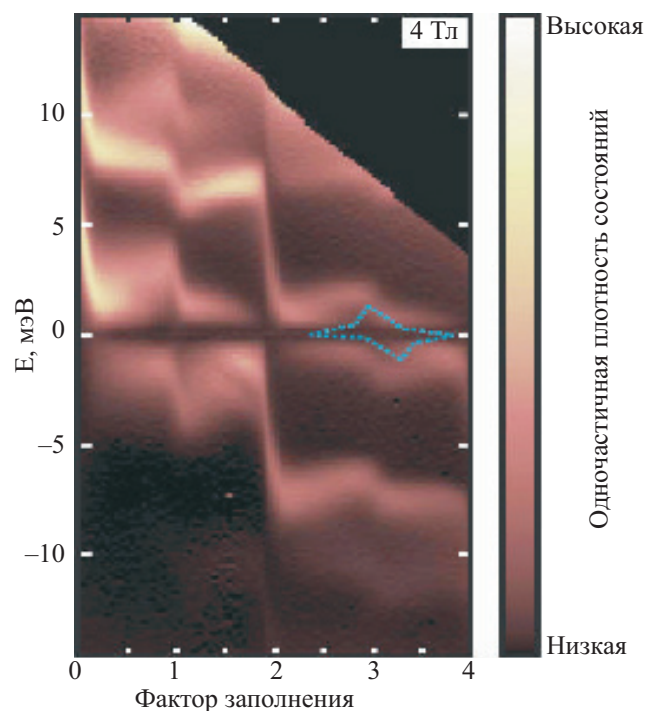


Рис. 20. Плотность состояний в зависимости от энергии (вертикальная ось) и фактора заполнения (по горизонтали).

1. V. Dolgoplov, C. Mazure, A. Zrenner, and F. Koch, *J. Appl. Phys.* **55**, 4280 (1984).
2. V.T. Dolgoplov, S.I. Dorozhkin, and A.A. Shashkin, *Solid State Commun.* **50**, 273 (1984).
3. А.А. Шашкин, Дисс. канд. физ.-мат. наук, Черноголовка (1989).
4. А.А. Шашкин, В.Т. Долгополов, С.И. Дорожкин, *ЖЭТФ* **91**, 1897 (1986); A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, and S.I. Dorozhkin, *Sov. Phys. JETP* **94**, 1124 (1986).
5. S.I. Dorozhkin, A.A. Shashkin, N.B. Zhitenev, and V.T. Dolgoplov, *JETP Lett.* **44**, 244 (1986).
6. А.А. Шашкин, В.В. Ларкина, *ЖТФ* **58**, 2257 (1988).
7. R.B. Laughlin, *Phys. Rev.* **B23**, 5632 (1981).
8. V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, N.B. Zhitenev, S.I. Dorozhkin, and K. von Klitzing, *Phys. Rev.* **B46**, 12560 (1992).
9. V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schme-rek, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).
10. V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schme-rek, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Low-Dim. Struct.* **6**, 1 (1996).
11. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, M.G. Trokina, V.T. Dolgo-plov, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasol, and L. Sorba, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 086802 (2007).
12. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, M.G. Trokina, V.T. Dolgo-plov, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasol, and L. Sorba, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 196805 (2008).
13. O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, and V. Pudalov, *Phys. Rev.* **B67**, 205407 (2003).
14. A.A. Shashkin, S. Anissimova, M.R. Sakr, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 036403 (2006).
15. S.V. Kravchenko, A.A. Shashkin, S. Anissimova, A. Venka-tesan, M.R. Sakr, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Ann. Phys.* **321**, 1588 (2006).
16. N. Tenen, A.Yu. Kuntscevich, V.M. Pudalov, T.M. Klap-wijk, and M. Reznikov, *arXiv: 0910.5724*.

17. S. Anissimova, A. Venkatesan, A.A. Shashkin, M.R. Sakr, S.V. Kravchenko, and T.M. Klawijk, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 046409 (2006).
18. E.V. Deviatov, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, W. Hansen, and M. Holland, *Phys. Rev.* **B61**, 2939 (2000).
19. O.E. Dial, R.C. Ashoori, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Nature* **448**, 176 (2007).
20. O.E. Dial, R.C. Ashoori, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Nature* **464**, 566 (2010).

## Some experimental methods and tricks

V.T. Dolgoplov

The experimental methods developed for investigation of the high-mobility two-dimensional electron systems in magnetic fields are presented, each of the methods being rather simple by itself and principally has long been known. Nevertheless, most of the methods have not become the practice partially because of considerable difficulties in their use and partially because of the lack of their popularity. Our main concern is to review briefly these potentially useful methods and to outline the fields of their use.

Pacs: **73.43.-f** Quantum Hall effect.

Keywords: skin-effect, quantum Hall effect, chemical potential, magnetic moment.