

ЭФФЕКТ ШНУРОВАНИЯ ТОКА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ GaAs/AlGaAs, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЙ ПРОБОЮ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА,

С.И.Дорожкин, М.О.Дорохова

Институт физики твердого тела РАН

142432 п.Черноголовка, Московская обл., Россия¹⁾

Поступила в редакцию 29 сентября 1998 г.

В двумерной электронной системе, возникающей около гетероперехода GaAs/AlGaAs, в режиме квантового эффекта Холла обнаружено явление самоиндуцированного шнурования тока около краев образца холловской геометрии. Если при точных целочисленных значениях среднего по образцу фактора заполнения ν токи, текущие вдоль противоположных краев, примерно равны, то при отклонении от этого значения в пределах квантового плато ток все более концентрируется около того края образца, где локальное значение ν ближе к целочисленному. При этом изменение направления магнитного поля или тока приводит к переходу шнура на противоположный край образца.

PACS: 72.20.Mu, 73.20.Dx, 73.20.Mf

Состояние целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ), характеризующееся практически бездиссипативным протеканием холловского тока и квантованием холловского сопротивления в единицах h/e^2 , реализуется, когда уровень Ферми в центральной части образца оказывается в щели между делокализованными электронными состояниями, принадлежащими различным уровням Ландау. Вопрос о распределении токов в состоянии КЭХ имеет принципиальное значение для объяснения этого эффекта. Это связано с существованием двух различных подходов. В одном из них (см., например, [1]) считается, что ток переносится делокализованными электронными состояниями, находящимися под уровнем Ферми. В этом случае на масштабах, превышающих магнитную длину, существует локальная связь между величиной электрического поля и плотностью тока. В другом подходе [2] предполагается, что весь ток переносится областями на краях образца, где делокализованные состояния выходят на уровень Ферми. В таком подходе ток определяется только различным заполнением делокализованных состояний на противоположных краях образца. В принципе, эти два подхода могут быть взаимно дополняющими [3], хотя в этом случае встает вопрос о соотношении между объемным и краевыми токами. Феноменологической модификацией первого подхода являются самосогласованные расчеты [4–6] распределений электрического поля, плотности электронов и тока, использующие модельный вид тензора магнитопроводимости.

Нами были выполнены измерения распределения потенциала поперек проводящего канала холловского мостика, изготовленного на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с селективным легированием кремнием, в которой двумерная электронная система возникает около гетероперехода GaAs/AlGaAs, находящегося на расстоянии около 1000 Å под поверхностью образца. Плотность двумерных электронов $n_s = 3.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность при гелиевых температурах $\mu = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Измерения были выполнены при помощи потенциальных контактов, помещенных

¹⁾ e-mail: dorozh@issp.ac.ru

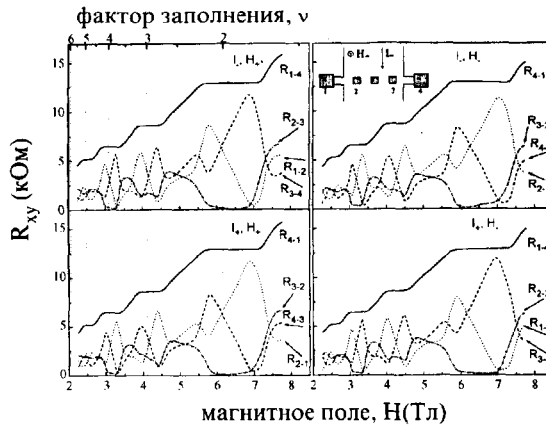


Рис.1. Зависимость от магнитного поля падения напряжения постоянного тока между различными потенциальными контактами, пересчитанного в соответствующую величину холловского сопротивления R_{i-j} ($I_0 = 5$ мкА). Здесь i и j – номера контактов, приведенные на вставке, причем первый из номеров соответствует контакту с более высоким потенциалом. Результаты, представленные на разных частях рисунка, соответствуют различным ориентациям магнитного поля и постоянного тока, обозначенным при помощи индексов "+" и "-". Отрицательные направления для соответствующих величин определены на вставке, где также показано расположение контактов, изображенных прямоугольниками; $T = 1.5$ К

внутри канала (см. вставку к рис. 1). Ширина канала составляла 240 мкм, а площадь внутренних контактных площадок была 40×60 мкм, причем меньшая из сторон площадки ориентировалась поперек канала. Контакты к слою создавались диффузией материала слоистой структуры, образованной напыленными на поверхность образца пленками Ni и Au/Ge с толщинами 400 Å и 2000 Å, соответственно. Диффузия осуществлялась нагреванием образца до 450 °C на ~ 90 с. Измерения были выполнены на постоянном и переменном токах в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерной системы при температуре 1.5 К. Сигнал напряжения с контактов усиливался широкополосным усилителем с входным сопротивлением 10^8 Ом. В исследованном материале существует два типа энергетических расщеплений: циклотронное и спиновое, причем второе значительно меньше первого. Уровень Ферми попадает в них при четных и нечетных факторах заполнения магнитных уровней, соответственно. Основные результаты этой работы получены для холловских плато на факторах заполнения 2 и 4.

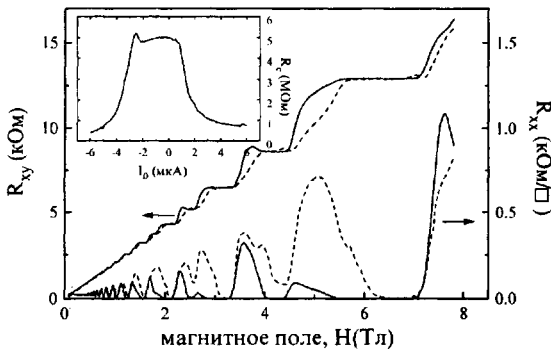


Рис.2. Зависимости от магнитного поля магнитосопротивления R_{xx} и холловского сопротивления R_{xy} , измеренные на переменном токе 0.04 мкА (сплошные кривые) и постоянном токе 5 мкА (штриховые кривые). На вставке показана зависимость от величины постоянного тока через образец сопротивления R_c между контактами 1 и 2, измеренного на переменном токе частоты 9 Гц при приложении между этими контактами напряжения 10 мВ; $H = 6.37$ Тл ($\nu = 1.94$)

Отметим прежде всего, что измерения распределения потенциалов в режиме КЭХ при помощи внутренних контактов чрезвычайно затруднены из-за контактного сопротивления, которое пропорционально обратной величине диссипативной проводимости σ_{xx}^{-1} в области около контакта и обычно очень велико. Мы обошли эту проблему, ограничившись измерениями распределения потенциала при сравнительно больших величинах постоянного тока I_0 через образец (в несколько мкА), при которых сопротивления внутренних контактов значительно уменьшались (см. вставку к рис. 2) и не искажали результатов. Существенно, что такие токи не разрушали состояний КЭХ при четных факторах заполнения 2 и 4 (рис. 2). Значительный рост магнитосопротивления R_{xx} при нецелочисленных факторах, по-видимому, связан с пробоем КЭХ в бездиссипативных краевых полосках (подробнее см. работу [7]). Зависимости падения напряжения между различными парами контактов от магнитного поля показаны на рис.1. Из этих данных легко видеть, что вблизи краев плато холловского сопротивления, измеряемого между контактами 1 и 4, основная часть напряжения падает между одним из этих контактов и ближайшим к нему внутренним контактом. Этот эффект наиболее наглядно проявляется около правых краев плато. Любопытно отметить, что эффект гораздо сильнее выражен для добавки к напряжению, возникающей при слабой модуляции тока через образец (рис 3). Переход с одного края плато на другой, а также изменение знаков тока или магнитного поля приводят к перемещению области основного падения напряжения с одного края образца на другой. Следует отметить еще два важных факта. Во-первых, в пределах плато холловского сопротивления падение напряжения между двумя внутренними потенциальными контактами 2 и 3 близко к нулю. И, во-вторых, вблизи целочисленного фактора заполнения падения напряжений около противоположных краев образца примерно равны друг другу. Все представленные на рис. 1 зависимости сведены вместе на рис.4а. Видно, что они группируются по 4 около четырех универсальных кривых. Правильность наших измерений при помощи внутренних контактов подтверждается сравнением полного холловского напряжения на образце, вычисленного как сумма напряжений, измеренных с использованием внутренних контактов, с измеренным между контактами 1 и 4 (см. рис.4б). Нам представлялось также любопытным посмотреть нелинейные свойства образца на переменном токе достаточно большой амплитуды. Пример таких измерений показан на вставке к рис.4б. Отметим, что наблюдаемая асимметричная форма сигнала сохранялась до частот около 1 кГц.

Нам представляется естественным отождествить область с максимальным падением напряжения со шнуром холловского тока. Обсудим сначала шнурование тока около одного из краев образца, происходящее вблизи краев холловских плато. Перемещение шнура с края на край образца указывает на то, что эффект шнурования не связан с исходной неоднородностью образца. Дополнительным подтверждением этого является близость сигналов, измеренных около разных краев образца при противоположных полярностях тока или поля (рис.4а). На основании простого качественного анализа перераспределения плотности электронов в образце, необходимого для создания холловской разности потенциалов, легко убедиться, что в нашем эксперименте шнур тока всегда находится около того края образца, где фактор заполнения ближе к целочисленному значению. Это правило описывает все наблюдаемые перемещения шнура. Этот результат легко качественно объяснить на основании соображений, приведенных в работе [4], где эффект шнурования и был предсказан. Действительно, в холловском мостике связь между плотностью тока вдоль канала j_x и электрическим полем в том же направлении E_x имеет вид $j_x = E_x / \rho_{xx}$. В длинном

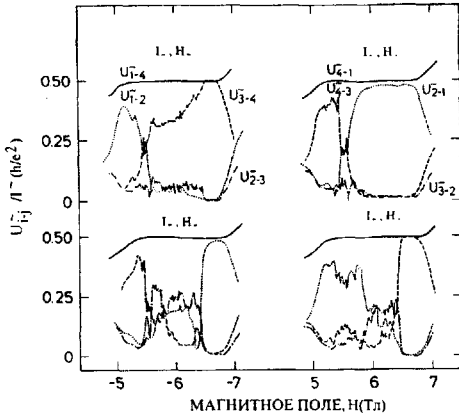


Рис.3. То же самое, что и на рис.1, для падений напряжения переменного тока в области плато с $\nu = 2$ при постоянном токе $I_0 = 6$ мкА и переменном токе 0.1 мкА

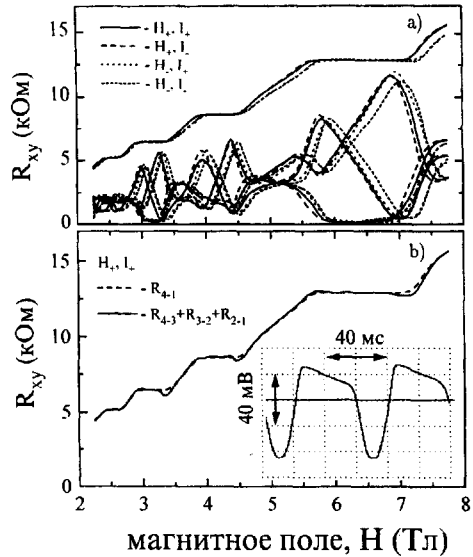


Рис.4. а) Данные рис.1, сведенные на один рисунок. Разные типы линий соответствуют разным направлениям магнитного поля и тока, расшифрованным на рисунке. б) Сравнение суммы падений напряжений, измеренных с использованием внутренних контактов (сплошная кривая), с полным холловским напряжением на образце (штриховая кривая) для положительных ориентаций поля и тока (по данным рис.1). На вставке показана осциллограмма переменного напряжения, измеренного между контактами 1 и 2 при пропускании через образец переменного тока амплитудой 3 мкА и частотой 16 Гц

образце на основании условия $\text{rot} \mathbf{E} = 0$ следует ожидать незначительных изменений поля E_x поперек канала (в направлении y). Как хорошо известно, в режиме КЭХ ρ_{xx} может изменяться на несколько порядков величины при небольшом изменении фактора заполнения, имея глубокий минимум при его целочисленном значении. Следовательно, в случае неоднородной плотности электронов поперек канала ток будет шнуроваться в том месте, где фактор заполнения целочисленный. В этом же месте будет иметь максимум холловское электрическое поле $E_y = \rho_{xy} j_x = \rho_{xy} E_x / \rho_{xx}$. Эти соображения подтверждаются расчетами как для полевых транзисторов [4, 5], так и для двумерных систем без затвора [6]. Таким образом, эффект шнурования тока около одного из краев образца, наблюдаемый на краях плато, вполне может быть объяснен зависимостью ρ_{xx} от координаты y , обусловленной перераспределением плотности электронов поперек канала, необходимым для создания холловского напряжения. Отметим, что, несмотря на значительное число исследований распределения потенциала в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в режиме КЭХ, выполненных различными методами (см., например, работы [8–11]), в чистом виде такой эффект в этой системе прежде никогда не наблюдался. Косвенные свидетельства эффекта шнурования и перемещения шнура с края на край образца были получены только для

полевых транзисторов [12, 13, 5], в которых, в отличие от гетероструктур без затвора, связь между потенциалом и плотностью электронов имеет локальный характер и простой вид.

Расчеты [4–6], однако, предсказывают, что при целочисленном среднем значении фактора заполнения шнур должен находиться в центральной части образца, чего в нашем эксперименте не наблюдается. Этот экспериментальный результат, кстати, согласуется с наблюдениями [10], выполненными на гетеропереходах GaAs/AlGaAs при помощи метода, основанного на вращении плоскости поляризации света оптически активным GaAs. Надо, однако, отметить, что сегодня мы не можем утверждать, что наличие шнуров на двух краях образца не может быть следствием исходных неоднородностей в нашем образце (например, являющихся результатом изготовления внутренних контактов), при которых параметры образца в центральной части канала между контактами 2 и 3 хуже, чем на краях. Некоторыми аргументами против такой возможности являются достаточно однородное распределение тока поперек образца в областях факторов заполнения между различными квантовыми плато, а также влияние тока на сопротивление внутренних контактов.

Эффект концентрации токов на двух краях образца при целочисленном факторе заполнения во всем образце был получен в рамках квантовомеханического расчета [1], учитывающего ненулевую сжимаемость электронной системы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Однако в настоящее время неясно, как перенести этот подход на нецелочисленные значения факторов заполнения, находящиеся в пределах плато. Отметим также возможность усовершенствования расчетов, базирующихся на использовании тензора магнитопроводимости, путем учета диффузионного (пропорционального градиенту химического потенциала) тока [14, 15]. Возможно, что это усовершенствование улучшит согласие таких расчетов с нашими данными при целочисленных факторах заполнения.

Авторы с благодарностью отмечают поддержку работы проектами РФФИ 98-02-16633 и ГНТП "Статистическая физика". С.И.Д. и М.О.Д. благодарны, соответственно, фонду RFBR-PICS (grant 98-02-22037) и фонду Сороса за стипендию. Авторы также хотели бы поблагодарить В.Т.Долгополова за полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе.

-
1. A.H.MacDonald, T.M.Rice, and W.F.Brinkman, *Phys. Rev.* **B28**, 3648 (1983).
 2. M.Buttiker, *Phys. Rev.* **B38**, 9375 (1988).
 3. D.J.Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1879 (1993).
 4. В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский, Письма в ЖЭТФ **42**, 188 (1985).
 5. А.А.Шашкин, В.Т.Долгополов, С.И.Дорожкин, ЖЭТФ **91**, 1897 (1986).
 6. M.I.Dyakonov and F.G.Pikus, *Solid State Commun.* **83**, 413 (1992).
 7. С.И.Дорожкин, Ш.Кох, К. фон Клитцинг, Г.Дорда, Письма в ЖЭТФ **52**, 1233 (1990).
 8. G.Ebert, K. von Klitzing, and G.Weimann, *J.Phys.* **C18**, L257 (1985).
 9. H.Z.Zheng, D.C.Tsui, and A.M.Chang, *Phys. Rev.* **B32**, 5506 (1985).
 10. P.F.Fontein, J.A.Kleinen, P.Hendriks et al., *Phys. Rev.* **B43**, 12090 (1991).
 11. R.Knott, W.Dietsche, K.von Klitzing et al., *Proc. of 11-th Intern. Conf. "High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors"*, Ed. D.Heiman, World Scientific, 1994, p.122.
 12. С.И.Дорожкин, А.А.Шашкин, Н.В.Житенев, В.Т.Долгополов, Письма в ЖЭТФ **44**, 189 (1986).
 13. С.Г.Семенчинский, ЖЭТФ **91**, 1804 (1986).
 14. Г.В.Кравченко, Дипломная работа, МФТИ, 1990 г.; В.Т.Долгополов, частное сообщение.
 15. В.Б.Шишкин, Письма в ЖЭТФ **66**, 545 (1997).