

©1995 г.

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ОБРАЗЦЕ НЕСТАНДАРТНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Б.А.Аронзон, Н.А.Городилов, А.Л.Чернов**, Г.Л.Штропенин**

Российский научный центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, Россия

* Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, Россия

** Научно-исследовательский физико-технический институт
при Нижегородском государственном университете,
603600, Нижний Новгород, Россия

(Получена 17 января 1995 г. Принята к печати 8 февраля 1995 г.)

Исследуется квантование холловского сопротивления в условиях заданного диссипативного тока через образец. Показано, что в этом случае максимум напряжения на потенциальных контактах соответствует плато холловского напряжения.

Интенсивные исследования квантового эффекта Холла (КЭХ) [1] позволили к настоящему моменту понять многие черты этого явления [2-4]. Первоначальные усилия исследователей были направлены на объяснение квантования холловского сопротивления как фундаментального явления, присущего двумерным неупорядоченным системам. Следующий шаг в понимании КЭХ был сделан, когда произошло осознание важности краевых состояний для физики переноса заряда в двумерной неупорядоченной системе в квантующих магнитных полях [5-7]. В частности, было показано теоретически, что квантование холловского сопротивления может объясняться бездиссипативным характером тока через краевые состояния и что точность квантования зависит от равновесия в заселенности этих состояний [6]. Экспериментальные работы выявили многочисленные явления, успешно объясняемые в рамках модели краевых токов [8]. Существование двух различных подходов к проблеме КЭХ, до известной степени противопоставляющих «объемные» и краевые состояния в двумерной системе, поднимают важный вопрос об изучении холловского сопротивления R_{xy} в режиме КЭХ в отсутствие краевых токов. Квантование холловской проводимости σ_{xy} в подобных условиях ранее изучалось в работе [9], авторы которой, используя геометрию Корбино и ток, индуцированный

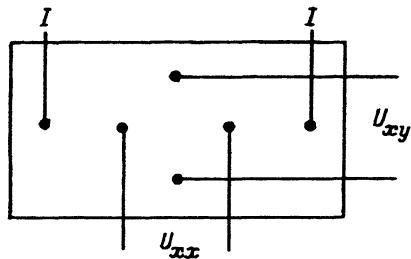


Рис. 1. Геометрия расположения контактов на образце.

плавно меняющимся магнитным полем, наблюдали перенос заряда де-локализованными объемными состояниями под уровнем Ферми. Однако в геометрии Корбино не существует холловского напряжения, поэтому для исследования влияния краевых токов на эффект Холла требуется иная постановка измерений.

В настоящей работе мы сообщаем о наблюдении КЭХ в условиях, когда токовые контакты непосредственно не связаны с краевыми состояниями образца и отмечаем сильную зависимость КЭХ от установления равновесия между «объемным» и краевым током.

Поскольку геометрия измерений важна для исследования КЭХ, мы кратко обсудим этот аспект в связи с интересующей нас проблемой. Обычно в измерениях используются две топологически различные геометрии — стандартный прямоугольный образец с контактами на границе образца и диск Корбино, в котором токовые контакты не принадлежат к одной и той же границе. Это геометрическое различие порождает наиболее важное отличие между ними. С точки зрения настоящей работы, оно состоит в невозможности переноса заряда через диск Корбино краевыми токами. Другое отличие связано с бездиссипативностью тока через образец в режиме КЭХ в стандартной геометрии, в то время как ток через образец в геометрии Корбино обязан диссипативным процессам. Чтобы иметь возможность изучения эффекта Холла в отсутствие краевых токов, мы используем геометрию, представленную на рис. 1. Она выглядит как комбинация стандартной геометрии и геометрии Корбино и обнаруживает поведение, соответствующее одной из двух геометрий в подходящих экспериментальных условиях.

Цель настоящей работы — изучение возможности квантования R_{xy} в условиях, когда полный ток через образец определяется «объемными» диссипативными процессами, а не краевыми состояниями.

Гальвано-магнитные измерения были проведены на сверхрешетках $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, выращенных методом газовой фазной эпитаксии из метал-

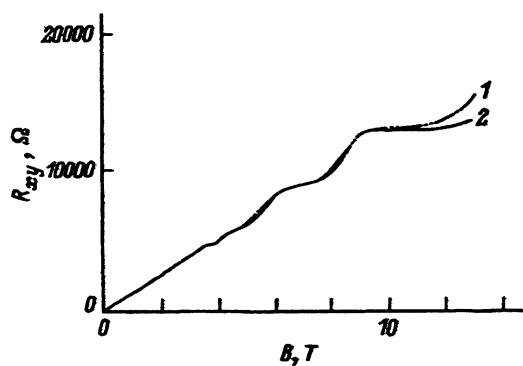


Рис. 2. Сравнительные зависимости холловского сопротивления от магнитного поля в двух геометриях. 1 — нестандартная геометрия, 2 — контакты на границе образца.

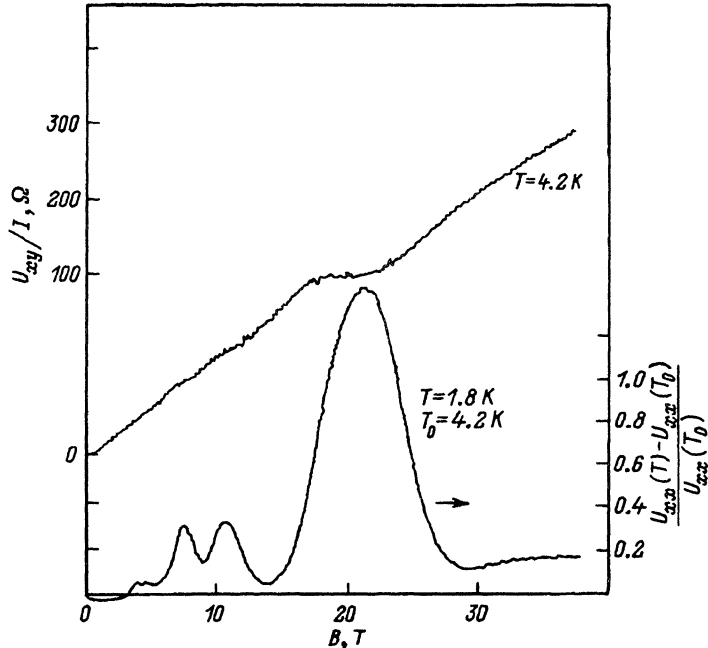


Рис. 3. Зависимости напряжения с холловских и потенциальных контактов от магнитного поля в условиях КЭХ.

лорганических соединений. Представленные результаты относятся к образцу, содержащему 90 слоев германия с толщиной 25 нм и 90 слоев твердого раствора с толщиной 18 нм. Слои твердого раствора в центральной части селективно легировались бором, оставляя на спейсер по 1/4 толщины слоя. Концентрация и подвижность дырок, измеренные при температуре 4.2 К, были соответственно $p = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 15100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Техника изготовления таких структур описана в [10], а параметры исследованных образцов в [11,12].

Типичные результаты представлены на рис. 2 в сравнении с аналогичными результатами для образца в стандартной геометрии. Видно хорошее соответствие холловских зависимостей, в том числе для полей соответствующих плато. Точность квантования R_{xy} от величины h/e^2 составляет 3–4%, что свидетельствует о выполнении условий КЭХ. Данные, полученные на образцах в полях до 14 Т и при температурах до 0.35 К, находятся в согласии с измерениями в стандартной геометрии. Это относится к положению и величине плато на холловских зависимостях. В то же время шубниковские осцилляции смещены относительно плато так, что максимум магнетосопротивления в случае нестандартной геометрии совпадает с холловским плато в отличие от геометрии измерений с контактами на границе образца (рис. 3).

Смещение максимума магнетосопротивления связано с характером распределения уровней Ландау одинаковой энергии в образце. Токовые контакты задают геометрическое положение максимального и минимального значений потенциала в образце. Эквипотенциальные линии окружают токовые контакты, и линии бездиссипативного тока, которые расположены на эквипотенциалах, образуют петли. Диссипа-

тивный ток обязан переходом между уровнями Ландау, расположенными на разных линиях тока, аналогично геометрии Корбино. Перемещение химического потенциала в область локализованных состояний соответствует максимальному сопротивлению образца для диссипативного тока. В этих условиях магнетосопротивление должно расти с увеличением магнитного поля, как B^2 , и при заданном токе через образец напряжение на токовых контактах должно расти. Это могло бы привести к разогревным эффектам при инжекции носителей с контактов. Однако в наших экспериментах измерения с разным уровнем заданного тока показали отсутствие разогрева.

Для анализа экспериментальных зависимостей необходима связь холловского сопротивления R_{xy} с магнетосопротивлением ρ_{xy} . Такую связь можно получить воспользовавшись точным решением электродинамической задачи для рассматриваемой геометрии измерений [13]. Мы перепишем формулы работы [13] в удобном для обсуждения эксперимента виде:

$$U_{xx} = C_1 \rho_{xx} I + C_3 (\rho_{xy}^2 / \rho_{xx}) I \quad (1a)$$

$$U_{xy} = C_2 \rho_{xy} I. \quad (1b)$$

Здесь C_1, C_2, C_3 — коэффициенты, учитывающие форму образца и расположение контактов (в нашем случае C_1, C_2, C_3 равны соответственно 0.353, 0.266 и 0.084). Как видно из выражения (1b), холловское сопротивление образца связано весьма просто с холловской компонентой тензора магнетосопротивления, что в свою очередь обусловлено симметрией расположения контактов на образце. Использование формулы (1b) в случае малого отклонения от симметричного случая не ведет к серьезным ошибкам, так как согласно результатам работы [13] добавка к холловскому напряжению оказывается четной функцией магнитного поля, и, усредняя измерения по направлению поля, мы можем эту добавку исключить. Значение константы C_2 можно уточнить подгонкой концентрации и подвижности, определяемых в слабых полях, к значениям, полученным из измерений в стандартной геометрии.

Качественное различие ситуаций, описываемых соотношениями (1), фиксируется геометрическими константами. Так, значения

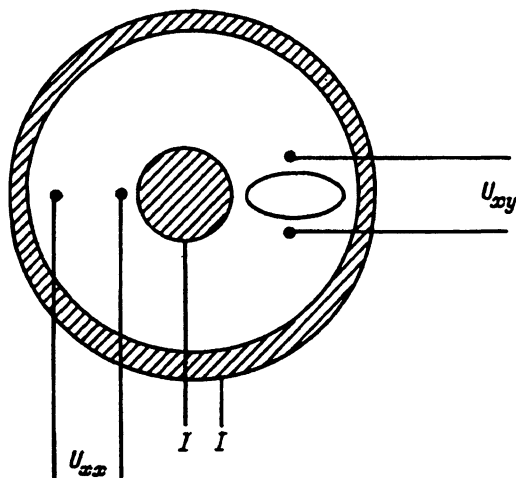


Рис. 4. Представление геометрии измерений в виде, аналогичном диску Корбино с отверстием (см. текст).

$C_2 = 0$, $C_1 = C_3 = 1$ соответствуют геометрии Корбино, а $C_3 = 0$, $C_1 = C_2 = 1$ — обычной холловской геометрии с контактами на границе образца. $C_2 = 0$ означает равенство нулю холловского напряжения в диске Корбино и является следствием аксиально-симметричного распределения тока. Если, однако, в диске вырезать отверстие рис. 4, то нарушение аксиальной симметрии выразится в появлении холловского напряжения, поскольку окружности перестанут быть эквипотенциальными линиями. С электродинамической точки зрения изменение размера отверстия с нулевого до такого, что оно касается токовых контактов, эквивалентно переходу от геометрии Корбино к геометрии холловского образца. Фактически диск с отверстием связан конформным преобразованием с геометрией, показанной на рис. 1. Изменяя расстояние между контактами и краем отверстия, мы можем реализовать все промежуточные ситуации между случаем диска Корбино и стандартной геометрией.

Наличие отверстия порождает краевой ток, который шунтирует диссипативный ток в центральной части образца. Изменение температуры приводит к конкуренции этих токов и может изменять поведение образца с корбиноподобного на обычное. В нашем случае в полях <15 Т и при температурах >0.35 К или в полях <40 Т и при температурах >4 К ток носит «объемный» характер. Существование и величина холловского сопротивления для указанных выше режимов доказывают это.

Как следует из выражений (1), в отличие от обычной геометрии минимумы на зависимости ρ_{xx} от B и плато на зависимости ρ_{xy} от B соответствуют максимуму U_{xx} и плато U_{xy} . Этот факт хорошо виден на экспериментальных зависимостях (рис. 2).

Таким образом, мы представили свидетельства квантования холловского сопротивления в новой геометрии, где ток через образец определяется диссипативными процессами.

Мы признательны Р.А. Рубцовой, О.А. Кузнецову за стимулирующие обсуждения и изготовление образцов.

Данная работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований N 93-02-14178 и N 94-02-05263(N 18), а также межотраслевой программы «Физика твердотельных наноструктур», грант № 052.

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 494 (1980).
- [2] R.B. Laughlin. *Phys. Rev. B*, **23**, 5632 (1981).
- [3] B.I. Halperin. *Phys. Rev. B*, **25**, 2185 (1982).
- [4] R.E. Prange, S.M. Girvin. *Quantum Hall Effect* (N.Y., Springer, 1987).
- [5] P. Streda, J. Kucera, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1973 (1987).
- [6] M. Buttiker. *Phys. Rev. B*, **38**, 9375 (1988).
- [7] K. von Klitzing. *Proc. 10th Int. Conf. on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics* (1992) P. 3.
- [8] R.J. Haug. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 131 (1993).
- [9] В.Т. Долгополов, Н.Б. Житнев, А.А. Шашкин. *Письма ЖЭТФ*, **52**, 826 (1990).
- [10] Л.К. Орлов, О.А. Кузнецов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов, В.И. Гавриленко, О.Е. Миронов, И.Ю. Скрылев, В.В. Никаноров, С.В. Чистяков. *ЖЭТФ*, **71**, 573 (1990).

- [11] О.А. Кузнецов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов, Ю.А. Арапова, Н.А. Городилов, Г.Л. Штропенин. Письма ЖЭТФ, **54**, 351 (1991).
- [12] B.A. Aronzon, N.K. Chumakov, J. Leotin, J. Galibier, L. Essalech, A.L. Chernov, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov, R.A. Rubtsova, O.A. Mironov. Superlat. Microstruct., **13**, 159 (1993).
- [13] Н.И. Павлов, Ю.И. Якунин. ФТП, **17**, 731 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

Quantum Hall effect in a sample of non-standard geometry

*B.A. Aronzon, N.A. Gorodilov**, *A.L. Chernov***, *G.L. Shtropenin**

Russian Scientific Center «Kurchatov's Institute», 123182, Moscow

* Institute of Physical Metallurgy, 620219, Ekaterinburg, Russia

** Scientific-Research Physicotechnical Institute at Nizhny Novgorod State University, 603600, Nizhny Novgorod, Russia
