

ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПОД УРОВНЕМ ФЕРМИ В УСЛОВИЯХ ЦЕЛОЧИСЛЕННОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В. Т. Долгополов, Н. Б. Житенев, А. А. Шашкин

Выполнено измерение холловской компоненты проводимости σ_{xy} на образцах геометрии Корбино в условиях целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). Зависимость величины σ_{xy} от фактора заполнения соответствует представлениям о реализации КЭХ за счет протяженных состояний под уровнем Ферми.

Вопрос о том, является ток в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) плоскостным или краевым, до сих пор остается открытым. Все существующие теоретические модели, описывающие КЭХ, можно разделить на две группы. В первой из них квантование холловского сопротивления ρ_{xy} считается плоскостным эффектом двумерного электронного газа ¹. При целочисленном факторе заполнения уровень Ферми находится в области локализованных состояний, диссипативная компонента тензора магнетосопротивления ρ_{xx} стремится к нулю, а холловский ток переносится делокализованными состояниями под уровнем Ферми. Существование делокализованных состояний вблизи середины квантового уровня было продемонстрировано для случая крупномасштабных флуктуаций потенциала ². Численное моделирование для потенциала точечных примесей ³ также не исключает таких состояний. Наконец на наличие протяженных состояний под уровнем Ферми указывает скейлинговая теория ^{4,5}.

Во второй группе моделей КЭХ связывается со свойствами краевых токов, текущих вдоль границ образца (см., например, ⁶). В этом случае наличие или отсутствие делокализованных состояний под уровнем Ферми в плоскости двумерного газа не существенно. В работе ⁶ считается, что делокализованные состояния существуют только у границ двумерного электронного слоя.

Доказательством существования делокализованных состояний под уровнем Ферми в режиме КЭХ может служить ненулевая величина холловской проводимости σ_{xy} , поскольку последняя представляет собой отклик системы на электрическое поле в плоскости двумерных электронов ¹. Для того чтобы измерить проводимость σ_{xy} , необходимо исключить возможный вклад в измеряемую величину от краевых токов. Поскольку в образцах холловской геометрии такой вклад не исключен, вычисление проводимости σ_{xy} из тензора магнетосопротивления может оказаться неверным.

В настоящей работе холловская проводимость измерена на образцах геометрии Корбино. Эксперимент представляет собой реализацию мысленных опытов Лафлина ⁷, Вайдома и Кларка ⁸. Краевой ток в геометрии Корбино может быть только азимутальным. Если поместить образец в центр соленоида, создающего нормальное к поверхности магнитное поле H , меняющееся во времени, то вихревое электрическое поле E будет направлено по азимуту (см. рис. 1, а), и вклад краевых токов в радиальный холловский ток будет исключен. В области холловских плато, где σ_{xx} пренебрежимо мала, возникнет перенос заряда с одного берега образца на другой за счет холловского тока. Внутри окружности радиуса r при увеличении магнитного поля на величину ΔH протечет заряд, равный

$$\Delta Q(r) = - \frac{\sigma_{xy}}{c} \Delta \Phi(r) = - \frac{\sigma_{xy}}{c} (\pi r^2 \Delta H). \quad (1)$$

Для регистрации переноса заряда достаточно подключить между берегами электромметр. Схема измерений показана на рис. 1, б, где C_1 и C_2 соответствуют паразитным емкостям меж-

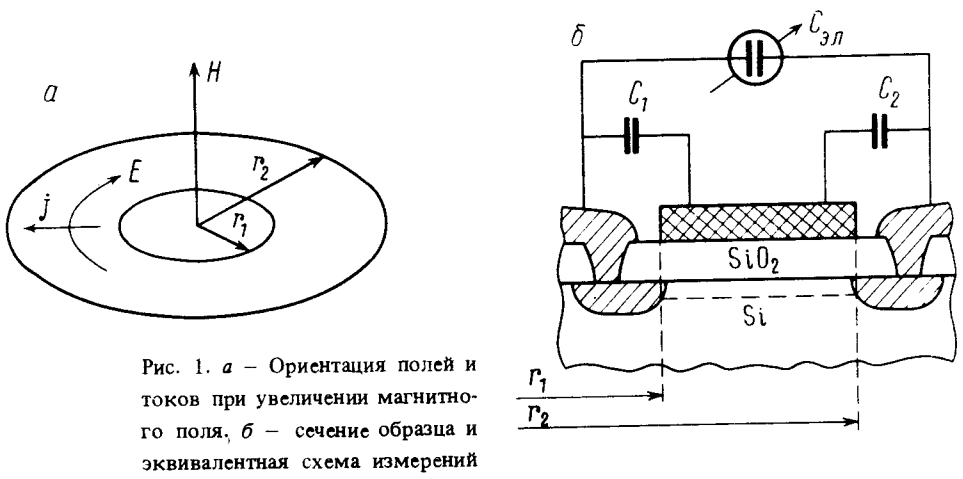


Рис. 1. *a* – Ориентация полей и токов при увеличении магнитного поля, *б* – сечение образца и эквивалентная схема измерений

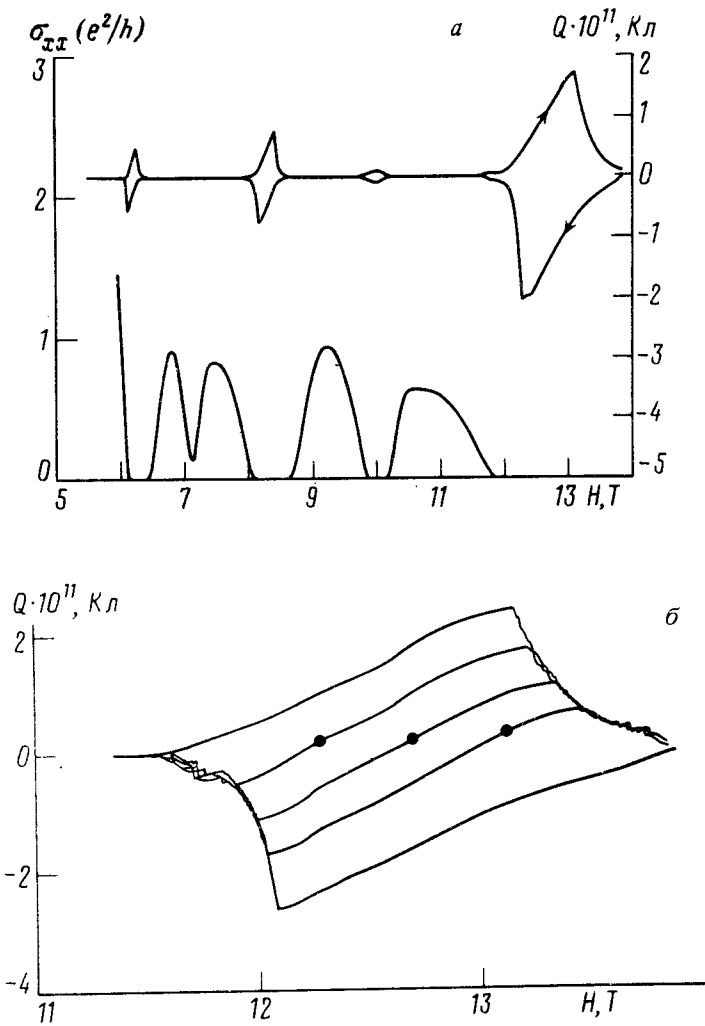


Рис. 2. *a* – Зависимость от магнитного поля перенесенного заряда (верхняя кривая) и σ_{xx} . Стрелки указывают направление развертки магнитного поля; *б* – зависимость перенесенного заряда от магнитного поля при старте из различных точек по фактору заполнения

ду берегами и затвором, а $C_{\text{зл}}$ – входная емкость электрометра. Элементарный расчет показывает, что измеряемая разность потенциалов равна

$$\Delta V = \frac{\sigma_{xy}}{c} \pi \frac{C_2 r_1^2 + C_1 r_2^2}{C_1 C_2 + (C_1 + C_2) C_{\text{зл}}} \Delta H, \quad (2)$$

что соответствует переносу заряда

$$\Delta Q = \frac{\sigma_{xy}}{c} \pi \frac{C_2 r_1^2 + C_1 r_2^2}{C_1 + C_2} \Delta H. \quad (3)$$

Эксперименты выполнены на двух МОП структурах кремния (100) при температуре ≈ 25 мК. Образцы обладали максимальной подвижностью $\mu \approx 2 \text{ м}^2/\text{Вс}$ при $T = 1,5$ К. Толщина двуокиси кремния составляла 1300 \AA ; $2r_1 = 225$ мкм, $2r_2 = 675$ мкм. Типичные экспериментальные кривые показаны на рис. 2, а, б. При измерениях использовалась следующая последовательность операций. В начале между затвором и одним из берегов МОП структуры подключали источник постоянного напряжения и создавали двумерный электронный слой с заданной концентрацией. Затем затвор отключали от источника напряжения и с постоянной скоростью вводили магнитное поле. Типичные времена, за которые достигалось поле $H \approx 14$ Тл, составляли 40 мин и более. Изменение электронной концентрации за счет токов утечки во время развертки было несущественным $\Delta N_s/N_s \approx 0,5\%$. Перед началом всякой последующей записи магнитное поле устанавливали так, чтобы величина σ_{xx} была близка к максимуму, и производили коррекцию напряжения на затворе.

Как видно из рис. 2, а, в минимумах σ_{xx} действительно наблюдается перенос заряда с берега на берег, причем знак заряда зависит от направления развертки магнитного поля, то есть от знака ΔH . Было проверено, что в согласии с формулами (2), (3) при увеличении $C_{\text{зл}}$ величина ΔV уменьшается, а ΔQ не изменяется.

Следует отметить два обстоятельства. Во-первых, вид кривой $Q(H)$ не зависел от скорости развертки магнитного поля. Ограничение скорости развертки снизу накладывалось лишь дрейфом нуля электрометра. Во-вторых, согласно (3) наклон кривой $\Delta Q/\Delta H$ пропорционален σ_{xy} , поэтому эксперимент позволяет судить о наличии плато в зависимости холловской проводимости от фактора заполнения i . На рис. 2, б показаны результаты измерений при старте с различных значений фактора заполнения. Точка старта достигалась при относительно высокой температуре (0,5 – 0,7 К), при которой проводимость σ_{xx} была достаточно велика для установления равновесия за короткое время (~ 10 мин). Затем температура понижалась до ≈ 25 мК и производилась запись кривой $Q(H)$ при увеличении H . Для записи части кривой, отвечающей уменьшению магнитного поля, образец заново при высокой температуре ставили в точку старта. Наклон определяли по средней части кривой между двумя экстремумами. Результаты пересчета экспериментальных кривых по формуле (3) для различных факторов заполнения приведены на рис. 3. Величины емкостей, входящих в эту формулу, были измерены независимо.

Наблюдаемая картина соответствует представлениям о реализации КЭХ за счет протяженных состояний под уровнем Ферми. С экспериментальной точностью ($\pm 5\%$) величина σ_{xy} в окрестности целочисленных факторов заполнения равна числу квантовых уровней под уровнем Ферми, умноженному на e^2/h . При факторах заполнения $i \approx 2; 4$ хорошо прослеживаются плато в σ_{xy} .

Заметим в заключение, что ранее в нескольких работах были сделаны попытки измерения разности потенциалов между берегами образца при изменении магнитного поля⁹⁻¹¹. Однако разность потенциалов, обнаруженная в^{9,10}, возникала за счет детектирования паразит-

ного сигнала наводки (см. ¹⁰). Результаты работы ¹¹ могут быть интерпретированы как демонстрирующие возможность переноса заряда с берега на берег в азимутальном электрическом поле, но не позволяют сделать каких-либо выводов ни о величине σ_{xy} , ни о том, какие состояния (на уровне Ферми или под ним) ответственны за перенос заряда.

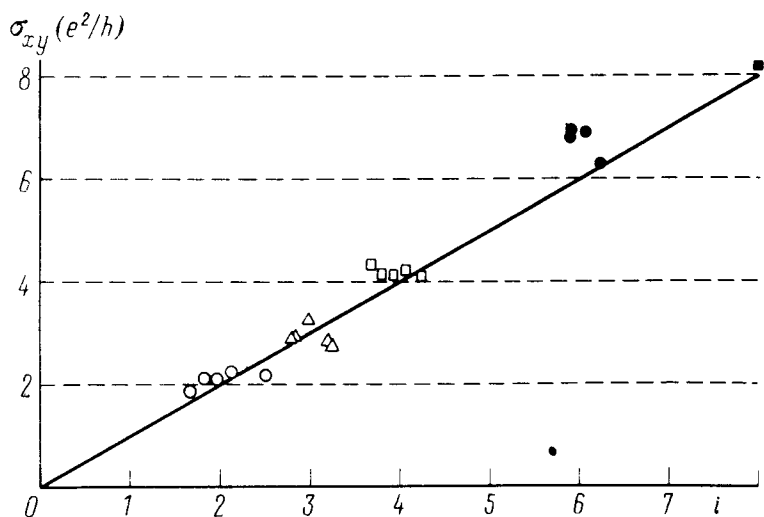


Рис. 3

Постановка нашего эксперимента стимулирована беседами с Э.И.Рашба, которому авторы выражают искреннюю благодарность. Полезными были обсуждения полученных результатов с В.И.Фалько, С.В.Иорданским и С.В.Мешковым.

Литература

1. The Quantum Hall Effect. Ed. by R.E.Prange, S.M.Girvin. Springer-Verlag, 1987. Русск. перев. Квантовый эффект Холла, М.: Мир, 1989.
2. *Jordansky S.V.* Sol. St. Comm., 1982, 43, 1.
3. *Ando T.* J. Phys. Soc. Jap., 1983, 52, 1740.
4. *Pruisken A.M.M.* In "Localisation, interaction and transport phenomena", Ed. by B.Kramer, G.Bergman and Y.Bruynseraede. Springer-Verlag, 1984.
5. *Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 454.
6. *Buttiker M.* Phys. Rev. B, 1988, 38, 9375.
7. *Laughlin R.B.* Phys. Rev. B, 1981, 23, 5632.
8. *Widom A., Clark T.D.* J. Phys. D: Appl. Phys., 1982, 15, L181.
9. *Веселаго В.Г., Заварицкий В.Н., Нукупаров М.С., Беркут А.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 382.
10. *Сайдашев И.И., Савельев И.Г., Крещук Л.М.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 45, 95.
11. *Syphers D.A., Martin K.P., Higgins R.J.* EP2DS VI, Kyoto, Jap., 1985, p. 273.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июля 1990 г.