

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛОКАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В.Т.Далгополов, А.А.Шашкин, Г.М.Гусев¹⁾, З.Д.Квон¹⁾

*Институт физики твердого тела АН СССР
142432б Черноголовка*

*1) Институт физики полупроводников СО АН СССР
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 8 апреля 1991 г.

Экспериментально исследовано нелокальное электросопротивление одиночного гетероперехода специальной формы в квантующем магнитном поле. Сравнение эксперимента с расчетом при факторах заполнения, близких к $i = 1,5$, позволило определить температурную зависимость частоты переходов между квантовыми уровнями. Экспериментальные результаты объясняются электрон-фононным рассеянием с переворотом спина у границ образца.

Роль краевых состояний в переносе тока в холловских мостиках при условиях целочисленного квантового эффекта Холла продемонстрирована в ряде теоретических и экспериментальных работ (см., например, ¹⁻⁵). Обнаружено, в частности, что выравнивание заселенностей различных краевых состояний происходит на макроскопических длинах. Последнее обстоятельство позволяет надеяться, что и в диссипативном режиме краевые состояния будут оказывать значительное влияние на распределение потенциала вдоль холловского мостика ⁶. О возможном вкладе краевых состояний в ток в диссипативном режиме свидетельствуют наблюдение нелокальных эффектов ⁷⁻⁹, сообщение о зависимости удельного сопротивления от ширины образца ^{10,11} и от расстояния между потенциальными контактами ¹²⁻¹⁵.

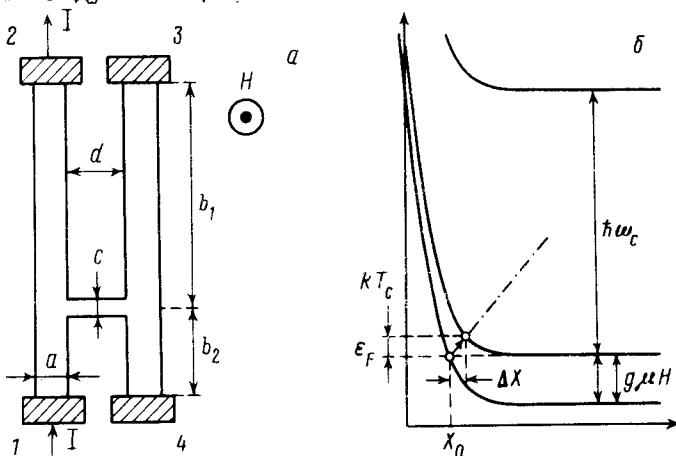


Рис. 1. а - Схематическое изображение образца. При указанных на рисунке направлениях поля и выборе токовых контактов измеряется нелокальное сопротивление R_{1234}^+ ; б - схематическое изображение спектра вблизи границы образца. Стрелкой показан электронный переход между квантовыми уровнями с поглощением фонона. Штрих-пунктиром проведена прямая $\epsilon_0(z_0) + \hbar\omega\Delta z/2$

В диссипативном режиме определяющую роль играет длина λ , на которой заселенность краевых состояний выравнивается с заселенностью верхнего уровня Ландау, обеспечивающего диссипативную проводимость. На наш

взгляд, для измерения величины λ удобно использовать нелокальные эффекты в образцах специальной геометрии, изображенной на рис. 1. В этом случае измеряются нелокальные сопротивления R_{1234}^+ и $R_{1234}^- = R_{3412}^+$. (Здесь первая пара индексов отмечает токовые, а вторая - потенциальные контакты. Положительным и отрицательным знаками отмечены два возможных направления перпендикулярного плоскости магнитного поля). Нелокальные эффекты наблюдаются при $a < \lambda$, а при $\lambda > b_1, b_2$ сопротивление $R_{1234}^+ \neq R_{1234}^-$, если $b_1 \neq b_2$. Величина нелокального сопротивления может быть вычислена в простой модели, предполагающей, что верхний уровень Ландау может быть описан в терминах тензора проводимости, вклад в ток от нижних уровней определяется исключительно заселенностью краевых состояний, а обмен между верхним уровнем Ландау и остальными квантовыми уровнями характеризуется временем τ релаксации электрохимического потенциала. Пользуясь процедурой, описанной в ⁶, для R_{1234}^+ имеем:

$$R_{1234}^+ = \alpha \left(\frac{\lambda}{L} \right)^3 \frac{2L\sigma_{zz}/a}{\sigma_{zz}^2 + \sigma_{yz}^2} \frac{1 + \alpha \exp(-(b_1 + b_2)/\lambda)}{1 - \alpha \exp(-(b_1 + b_2)/\lambda)} \times$$

$$\times \frac{(1 - \exp(-b_1/\lambda))^2 (1 + \alpha \exp(-b_2/\lambda))^2}{(1 - \alpha^2 \exp(-2b_1/\lambda))(1 - \alpha^2 \exp(-2b_2/\lambda)) + \alpha^2 (1 - \exp(-2b_1/\lambda))(1 - \exp(-2b_2/\lambda))};$$

$$\alpha = \frac{2 - \delta a/\lambda}{2 + \delta a/\lambda} \frac{L/\lambda - 1}{L/\lambda + 1}, \quad \delta = \frac{2L\sigma_{yz}/a}{n + \sigma_{yz} + 2L\sigma_{zz}/a};$$

$$\lambda = L \left(\frac{\sigma_{zz}^2 + \sigma_{yz}^2}{\sigma_{zz}^2 + (n + \sigma_{yz})^2 + 2Ln\sigma_{zz}/a} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь n - число полностью занятых уровней Ландау, между которыми ради простоты предполагается быстрый обмен электронами за время τ , малые по сравнению с τ . Нормированные на e^2/h проводимости σ_{zz} и σ_{yz} относятся к верхнему уровню Ландау; длина $L = V\tau$, где V - средняя групповая скорость скачущих электронов. Формула (1) найдена при условиях:

$$a \ll \lambda; \quad a \ll b_1, b_2; \quad d \sim c \sim a. \quad (2)$$

Выражение для R_{3412}^+ может быть получено из (1) заменой $b_1 \rightarrow b_2$, $b_2 \rightarrow b_1$.

Как видно из формулы (1), величина λ определяется не одним временем τ , но зависит еще и от ширины образца a , величин σ_{zz} и σ_{yz} . В окрестности точки $(\sigma_{zz}, \sigma_{yz}) = (0, 1)$ длина перемешивания λ с точностью до численного множителя равна L , а сопротивления R_{1234}^+ и R_{3412}^+ пропорциональны друг другу.

В настоящей работе мы приводим результаты предварительных экспериментов по наблюдению нелокальных эффектов на образце соответствующей формы. Экспериментально изучалась температурная зависимость нелокальных сопротивлений R_{1234}^+ и R_{3412}^+ в одиночном гетеропереходе AlGaAs/GaAs с концентрацией электронов $4,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $60 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При температурах ниже 1,5 К наблюдалась пики в нелокальном сопротивлении для полуцелых факторов заполнения, меньших 6. При больших факторах заполнения отсутствовало спиновое расщепление. Нами исследована температурная зависимость нелокальных сопротивлений вблизи фактора заполнения 1,5. Наш выбор обусловлен тем, что в этом случае под уровнем Ферми находится всего лишь один уровень Ландау и поэтому нет проблемы выравнивания заселенностей различных краевых состояний.

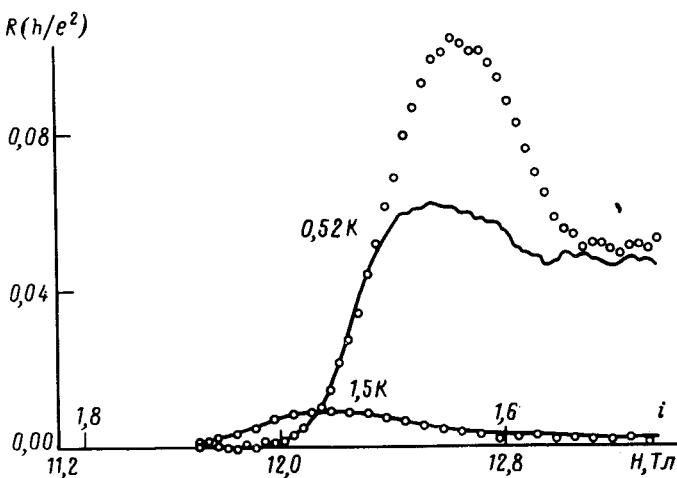


Рис. 2. Экспериментальные зависимости нелокальных сопротивлений R_{1234}^+ (сплошные кривые) и R_{3412}^+ (точки) от магнитного поля для двух температур. Сопротивление R_{3412}^+ при температуре 1,5 К умножено на 5,5, а при температуре 0,52 К - на 14

Примеры экспериментальных записей приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, на левом краю линии, т. е. в окрестности точки (0,1) сопротивления R_{1234}^+ и R_{3412}^+ отличаются лишь зависящим от температуры численным множителем. По величине численного множителя можно определить с помощью (1) температурную зависимость длины L . У нашего образца геометрические размеры составляли $b_1 = 350$ мкм, $b_2 = 30$ мкм, $a = 6$ мкм, $c = d = 3$ мкм. Однако легированная область не покрывала полностью контактные площадки. В результате размеры b_1 и b_2 могли превышать геометрические, что было существенно только для малого размера b_2 . Его величину можно оценить как $30 \text{ мкм} < b_2 < 4-60 \text{ мкм}$. Для вычислений мы использовали $b_2 = 50$ мкм, однако изменение b_2 в указанных пределах не оказывается существенно на приводимых ниже результатах. При этом удается не только описать температурную зависимость отношения нелокальных сопротивлений, но и качественно объяснить температурное изменение каждого из них.

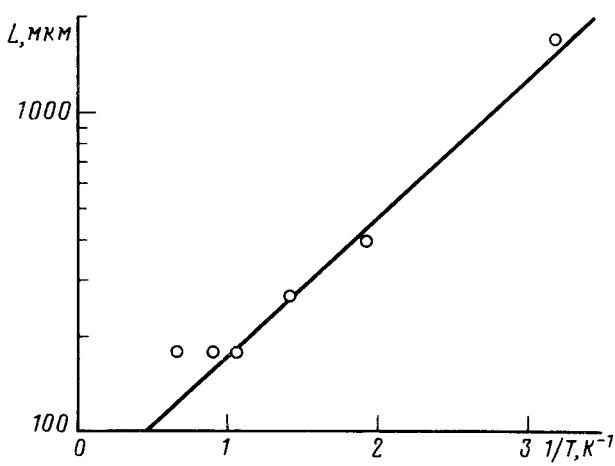


Рис. 3. Зависимость длины L от обратной температуры. Наклон прямой соответствует $T_e = 1 \text{ К}$

Температурная зависимость L в интервале температур $0,3 \div 1,5$ К изображена на рис. 3. Видно, что имеется область температур, в которой частота обмена электронами между краевыми состояниями и верхним из занятых уровней Ландау имеет активационный характер $\tau^{-1} = V/L \sim \exp(-T_c/T)$. Предполагая фононный механизм рассеяния и пользуясь законом сохранения компоненты импульса, направленной вдоль края, можно определить смещение центра орбиты электронов при рассеянии

$$\Delta z = \frac{kT_c l^2}{\hbar s}, \quad (3)$$

где l - магнитная длина, а s - скорость звука. Экспериментальное значение энергии активации соответствует смещению $\Delta z = 18 \text{ \AA} = 0,24l$ при значении средней скорости звука $4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

Следует отметить, что исследуемый процесс рассеяния сопряжен с переворотом спина. Как известно¹⁶, спиновое расщепление много меньше циклотронного и сильно зависит от фактора заполнения i . При переходе электрона с одного квантового уровня на другой существует минимальная передаваемая энергия kT_c , играющая роль энергии активации (рис. 1). Значения этой энергии и соответствующего ей Δz связаны с величиной g -фактора. Связь может быть получена из законов сохранения энергии и импульса с использованием оценочного выражения для энергии $\epsilon_0(x_0) \approx \hbar\omega_c(1/2 + \exp(-x_0^2/l^2))$

$$\Delta z/l \approx \left(\ln \frac{\omega_c l}{s(\Delta z/l)} \right)^{1/2} - \left(\ln \frac{\hbar\omega_c}{g\mu H} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где ω_c - циклотронная частота, $g\mu H$ - энергия спинового расщепления.

Оценка g -фактора по формуле (4) дает величину, равную 0,45 и совпадающую с объемным значением g -фактора электрона в GaAs. Полученное значение g -фактора при $i \approx 1,7$ не противоречит известной картине осцилляций величины g -факторы в одиночных гетеропереходах на основе GaAs.

Интерпретация экспериментальных результатов существенно базируется на предположении об идеальности контактов, т.е. на предположении, что в области контакта уравниваются все электрохимические потенциалы. Как известно¹⁷, в реальных образцах контакты могут быть неидеальными. Степень неидеальности контакта возрастает с понижением температуры. В наших экспериментах это означало бы только ослабление температурной зависимости отношения нелокальных сопротивлений и понижение энергии активации. Неидеальность контактов заметно проявлялась на нашем образце при температурах ниже 0,3 К.

Таким образом, в эксперименте обнаружена температурная зависимость длины выравнивания заселеностей краевых состояний и верхнего из занятых уровней Ландау. Наблюдаемая температурная зависимость может быть объяснена процессом электрон-фононного рассеяния с переворотом спина у границ образца.

Авторы выражают искреннюю благодарность за полезные обсуждения и замечания Дорожкину С.И., Матвееву К.А., Хаецкому А.В., Фалько В.И., Шикину В.Б.

Литература

1. Büttiker M. Phys. Rev. B, 1988, 38, 9375.
2. Washburn S., Fowler A.B., Schmid H., Kern D. Phys. Lett., 1988, 61, 2801.
3. Haug R.J., Kucera J., Streda P., von Klitsing K. Phys. Rev. B, 1989, 39, 10892.

4. Komiyama S., Hirai H., Sasa S., Fujii T/ Sol. St. Comm., 1990, 73, 91.
 5. Alphenaatr B.W., McEuen P.L., Wheeler R.G., Sacks R.N. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 766.
 6. Dolgopolov V.T., Kravchenko G. Shashkin A.A. Sol. St. Comm., 1991.
 7. Takaoka S., Kubota H., Murase K. et al. Sol. St. Comm., 1990, 75, 293.
 8. McEuen P.L., Szater A., Richter C.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2062.
 9. Gusev G.M., Kvon Z.D., Sarichev A.Yu. et al. J. Physics: Cond. Matter, 1991.
 10. Zheng H.Z., Choi K.K., Tsui D.C., Weimann G. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1144.
 11. Kane B.E., Tsui D.C., Weimann G. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1353.
 12. von Klitzing K., Ebert G., Kleinmichel N. et al. Proc. of 17-th Int. Conf. Physics of Semiconductors, San Francisco (1984), Ed. by J.D. Chadi, W.A.Harrison, Springer Verlag, New York, p. 271.
 13. Haug R.J., von Klitzing K. Europhys. Lett., 1989, 10, 489.
 14. Doroshkin S.I., Koch S., von Klitzing K., Dorda G. Proc. of Int. Conf. The Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Würzburg (1990), p. 377.
 15. Дорожкин С.И., Кох III., фон Клицинг Л., Дорда Г. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 1233.
 16. Kukushkin I.V., Timofeev V.B., von Klitzing K., Ploog K. In Festkörperprobleme (Advances in Sol. St. Phys.), 1988, 28, 21.
 17. Komiyama S., Hirai H., Sasa S., Fujii T., Hiyamizu S. In Conf. Magnetotransport in Mesoscopic Systems, Prague, 1990.
-