

УДК 538.9

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ПЕРЕХОДА В ФАЗУ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уро РАН Екатеринбург,

e-mail: saveliev@imp.uran.ru

Экспериментально исследовано продольное $\rho_{xx}(B, T)$ и холловское $\rho_{xy}(B, T)$ сопротивления в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой в диапазоне магнитных полей $B = 0-2$ Тл и температур $T = 0,05-20$ К. Полученные результаты проанализированы в рамках теории скейлинга на предмет получения новых данных о судьбе делокализованных состояний, ответственных за переходы между разными фазами квантового эффекта Холла, при уменьшении магнитного поля. Показано, что происхождение температурно-независимой точки, находящейся при $\omega_c \tau \approx 1$ на кривых $\rho_{xx}(B, T)$, связано с совместным действием классического циклотронного движения и квантовых интерференционных эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия. Полученные результаты свидетельствуют, что переход из диэлектрической фазы в фазу квантового эффекта Холла является кроссовером от слабой локализации (квантовые интерференционные эффекты в слабом магнитном поле) к сильной локализации в квантующих магнитных полях в режиме квантового эффекта Холла. Обсуждены современные теоретические представления, развивающиеся на основе решеточных моделей (network models), рассматривающие указанную проблему как с точки зрения гипотезы «всплывания», так и предсказывающие «антилевитацию» делокализованных состояний при уменьшении магнитного поля.

Ключевые слова: квантовый эффект Холла, одиночная квантовая яма, квантовый магнетотранспорт

ON THE NATURE OF TRANSITION TO THE QUANTUM HALL EFFECT

Savelev A.P., Arapov Yu.G., Gudina S.V., Shelushinina N.G., Yakunin M.V.

M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg,

e-mail: saveliev@imp.uran.ru

The longitudinal $\rho_{xx}(B, T)$ and Hall $\rho_{xy}(B, T)$ resistances are experimentally investigated in a magnetic field perpendicular to the sample plane in n -InGaAs/GaAs nanostructures with a single quantum well in the magnetic field range $B = 0-2$ T and temperatures $T = 0.05-20$ K. The obtained results are analyzed in the framework of the scaling theory for understanding the fate of delocalized states responsible for transitions between different phases of the quantum Hall effect with magnetic field vanishing. It is shown that the origin of the temperature-independent point located at $\omega_c \tau \approx 1$ on the curves $\rho_{xx}(B, T)$ is due to the combined action of the classical cyclotron motion and the quantum interference effects of weak localization and electron-electron interaction. The results obtained indicate that the transition from the dielectric phase to the phase of the quantum Hall effect is a crossover from weak localization (quantum interference effects in a weak magnetic field) to strong localization in quantizing magnetic fields in the quantum Hall effect regime. The modern theoretical concepts developing on the basis of lattice models (network models), which consider this problem both from the point of view of the «floating» hypothesis and predicting the «antilevitation» of delocalized states with magnetic field vanishing are discussed.

Keywords: quantum Hall effect, single quantum well, quantum magnetotransport

Дискуссия о том, какова судьба делокализованных состояний, ответственных за переходы между различными плато квантового эффекта Холла, при уменьшении магнитного поля $\mu B = \omega_c \tau \ll 1$, имеет длинную историю [1–3] и остается в центре внимания в свете того, что микроскопическая теория квантового эффекта Холла (КЭХ) до сих пор не построена [4] ($\omega_c = eB/m^*$, n_c , m^* , $\tau = l/V_F$, l и μ концентрация, эффективная масса, время свободного пробега, длина свободного пробега и подвижность носителей заряда соответственно). Главный вопрос – происходит ли исчезновение (всплывание) делокализованных состояний в ходе квантового фазового перехода или объясняется кроссовером от слабой локализации (квантовые интерференционные эффекты в слабом магнитном поле) к силь-

ной локализации в режиме КЭХ [5, 6]. Исторически теоретические представления основывались на глобальной фазовой диаграмме КЭХ [1], в которой существование делокализованных состояний в сильных магнитных полях может быть согласовано с отсутствием делокализованных состояний в нулевом магнитном поле, предсказываемым скейлинговой теорией локализации в 2D-случае [7], только если делокализованные состояния всплывают выше энергии Ферми, когда магнитное поле уменьшается до нуля (гипотеза «всплывания») [6].

В последние годы появились работы, рассматривающие проблему перехода в фазу КЭХ в решеточных моделях (network models). Так, используя суперсимметричный подход, в [2] модель сетки была переформулирована в терминах лесенки

суперспинов, последующий анализ которой с учетом суперсимметричной нелинейной сигма-модели позволил подтвердить универсальность описания переходов в КЭХ как в области квантующих, так и классически слабых магнитных полей. В [5], используя слабо-киральную модель сетки для численного анализа предсказаний теории скейлинга относительно перехода от андерсоновского к квантово-холловскому изолятору, показано, что введение сильной локальной неоднородности подавляет интерференцию, и транспорт сводится к классической перколяции, соответствующей протеканию через две подрешетки, связанные друг с другом случайными связями. Получено скейлинговое соотношение, связывающее компоненты тензора магнетопроводимости $\sigma_{xy} \sim \sigma_{xx}^k$, где значение критического индекса k различается в пределе сильной и слабой неоднородности. В [8] в численном исследовании с использованием модели Андерсона на квадратной решетке была показана возможность существования так называемой «антилевитации», когда по мере увеличения степени беспорядка W , либо увеличения напряженности магнитного поля B , энергии делокализованных состояний оказываются меньше энергий уровней Ландау, относящихся к идеальной системе, а для достаточно сильного беспорядка существует зависящее от беспорядка критическое магнитное поле $B_c(W)$, ниже которого вообще отсутствуют делокализованные состояния. Экспериментально, наблюдалось как всплывание делокализованных состояний (ссылки в [4, 6]), так и антилевитация [9].

В работе [6] показано, что при рассмотрении систем конечных размеров при конечных температурах поведение квантового эффекта Холла ($\nu > 2$) в области слабых магнитных полей хорошо описывается возникшей из теории фазовых переходов и теории ренорм-группы скейлинговой теорией КЭХ без использования экзотических гипотез типа гипотезы «всплывания». Большая длина локализации ξ в магнитном поле в 2D системах ограничивает наблюдаемость всплывающих делокализованных состояний экспоненциально малыми температурами и экспоненциально большими размерами системы. При достижимых температурах и размерах системы холловское сопротивление будет монотонно возрастать функцией магнитного поля. Вблизи магнитных полей, $\omega_c \tau = 1$ температурная зависимость диссипативного сопротивления изменяется от слабого роста в слабых магнитных полях до уменьшения в сильных магнитных полях. Таким образом, переход

от диэлектрического поведения в нулевом магнитном поле к возникновению делокализованных состояний в режиме КЭХ происходит посредством кроссовера между слабой локализацией при $\omega_c \tau < 1$ и сильной локализацией в квантующем магнитном поле.

Обычно границей, разделяющей области магнитных полей, где отсутствуют делокализованные состояния и где делокализованные состояния ответственны за появление переходов между квантованными плато КЭХ, служит так называемая температурно-независимая точка (T_{ind} -точка) на кривых магнитосопротивления (МС), снятых при различных температурах. Скейлинговые свойства МС в T_{ind} -точке в представлении, что в ней происходит квантовый фазовый переход из диэлектрического состояния в фазу КЭХ, изучены в ряде работ [10–12]. Однако, существует точка зрения, что природа T_{ind} -точки связана с совместным действием классического циклотронного движения и квантовых интерференционных эффектов. Интерпретация экспериментальных данных (рис. 1) в рамках первой модели представлена в [12].

Цель исследования: анализ происхождения температурно-независимой точки в классически слабых магнитных полях на кривых $\rho_{xx}(B, T)$ в модели параболического отрицательного магнетосопротивления в наноструктурах n-InGaAs/GaAs для получения новой информации о природе перехода из диэлектрической фазы в фазу квантового эффекта Холла.

Материалы и методы исследования

Рост образцов n-In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs осуществлялся методом металлоорганической газовой эпитаксии на подложках GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Будут обсуждены результаты, полученные на тех же образцах, что и в работах [12]. Структуры были симметрично легированы в барьерах Si ($N_D = 10^{18}$ см⁻³), ширина спейсера $L_s = 19$ нм. Эффективная масса носителей заряда $m^* = 0,058m_0$, где m_0 – масса свободного электрона.

Проведены измерения $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$, в магнитном поле B до 2Тл и при температурах $T = 0,05$ –20 К в структурах n-InGaAs/GaAs с одиночными квантовыми ямами. Эксперименты проведены в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН на установках Oxford Instruments и Quantum Design.

Результаты исследования и их обсуждение

На рис. 1 показаны полученные из эксперимента зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ для образца с одиночной квантовой ямой. В слабых полях, $B < 0,7$ Тл, сопротивление образца показывает «диэлектрический»

ход при изменении температуры: $\rho_{xx}(B, T)$ увеличивается при уменьшении T . При достижении некоторого значения B_c отмечено обратное поведение, т.е. при повышении температуры $\rho_{xx}(B, T)$ растет. Для структуры с одиночной квантовой ямой эта тенденция хорошо прослеживается при $B > B_c$ вблизи магнитных полей, где $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}^c(B, T)$. Температурно-независимая точка смещается в большие поля с повышением температуры. При $B \approx 0,9$ Тл в образцах начинаются осцилляции Шубникова – де Газа (с фактором заполнения $\nu = 8$). Отрицательное магнитосопротивление, наблюдаемое в области магнитных полей $B \lesssim B_c$, связано с квантовыми интерференционными поправками к проводимости.

При высоких температурах и в слабых магнитных полях, квантовые эффекты являются несущественными, и проводимость может быть рассчитана из кинетического уравнения (выражение Друде)

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_D}{1 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_{xy} = \omega_c \tau \sigma_{xx}.$$

В отсутствии магнитного поля в слабоупорядоченных 2D системах ($k_F l \gg 1$) при низких температурах проводимость определяется проводимостью Друде $\sigma_D = e^2 k_F l / h$ и вкладами от квантовых интерференционных поправок двух типов $\Delta\sigma = \Delta\sigma^{WL} + \Delta\sigma^{ee}$ (слабая локализация и электрон-электронное взаимодействие). В диффузионном режиме $k_B T \tau / \hbar \ll 1$ и в магнитных полях $B > B_{tr} = \hbar(4eD\tau)^{-1}$ (D – коэффициент диффузии), где подавлены эффекты слабой ло-

кализации, продольное МС дается выражением [13]

$$\rho_{xx}(B, T) = \frac{1}{\sigma_D(T)} + (1 - (\mu(T)B)^2) \frac{|\Delta\sigma_{ee}(T)|}{\sigma_D(T)^2}. \quad (2)$$

Видно, что ρ_{xx} квадратичным образом зависит от B и при $\mu B = 1$ перестает зависеть от T (так называемая, модель параболического отрицательного МС).

На рис. 1 для образца InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой в интервале $T = (1,8 - 20$ К) представлены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$, на которых видна размытая по температуре T_{ind} точка. В [14] было показано, что такое размытие связано с температурной зависимостью подвижности электронов $\mu(T)$. В работе [12], где было изучено критическое поведение МС в области $\omega_c \tau \approx 1$, применен довольно грубый способ учета температурной зависимости $\mu(T)$: измеренные значения $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ были инвертированы в тензор магнетопроводимости (1), а при обратном превращении серия кривых $\rho_{xx}^*(B, T)$ при разных температурах была посчитана с учетом зависимости $\rho_{xy}(B, T = 1,8$ К) только для одной температуры.

На рис. 2 приведены те же данные, что и на рис. 1, построенные в координатах $[(B - B_c); \rho_{xx}/\rho_D]$, что позволяет аккуратно учесть зависимость $\mu(T)$. В полном соответствии с выражением (2) прекрасно видна температурно-независимая точка, T_{ind} . Полученные результаты позволяют сделать вывод, что природа температурно-независимой точки определяется совместным действием классического циклотронного движения и квантовых интерференционных эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия.

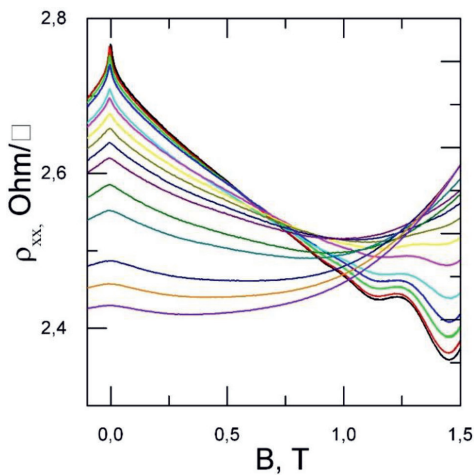


Рис. 1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ при $T = (1,8 - 20$ К)

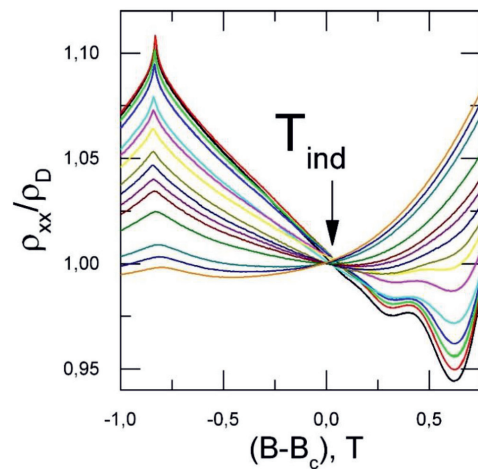


Рис. 2. Зависимость ρ_{xx}/ρ_D от $(B - B_c)$ при $T = (1,8 - 20$ К)

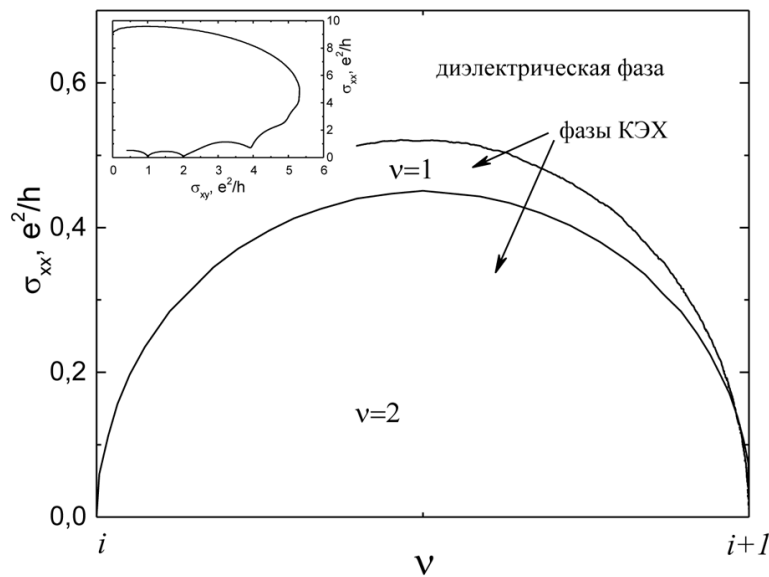


Рис. 3. Часть фазовой диаграммы КЭХ, согласно представлениям [3], структуры $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с одиночной квантовой ямой при $T = 0,05$ К, полученная в магнитных полях до 16 Тл. Обрыв линии, разграничивающей диэлектрическую фазу и фазу КЭХ с $\nu = 1$, соответствует достижению предельных значений магнитных полей в экспериментальной установке. На вставке: зависимость σ_{xx} (σ_{xy}) при $T = 0,05$ К

Согласно выводам [6] квантовый фазовый переход из диэлектрической фазы в фазу КЭХ возможен только тогда, когда в режиме КЭХ наблюдается только плато с номером $n = 1$ ($\nu = 1$). В этом случае классическая проводимость (1) при переходе КЭХ-диэлектрическая фаза в слабых магнитных полях может быть порядка $e^2/2h$ и масштаб кроссовера ξ может быть микроскопическим. И тогда в T_{ind} точке должно наблюдаться скейлинговое поведение [10].

Для иллюстрации условий, в которых в нашей системе происходит переход из диэлектрической фазы в фазу КЭХ, была построена фазовая диаграмма (рис. 3), представляющая собой аналог глобальной фазовой диаграммы КЭХ [1]. В зависимости от степени беспорядка в системе переход из диэлектрической фазы в фазу КЭХ может происходить как через промежуточные фазы квантовохолловской жидкости, соответствующие факторам заполнения $\nu > 1$, так и непосредственно в фазу с $\nu = 1$ [10]. Видно, что в нашей системе наблюдаются две хорошо выраженные фазы КЭХ с $\nu = 2$ и $\nu = 1$, а значит, согласно [6], мы должны иметь дело с кроссовером в T_{ind} точке, что подтверждает наши выводы относительно ее происхождения.

Хочется отдельно выделить, что наблюдаемые нами пиковые значения $\sigma_{xx} = 0,45 e^2/h$

для $\nu = 2$ и $\sigma_{xx} = 0,52 e^2/h$ $\nu = 1$ замечательно соответствуют предсказаниям теории (см., например, обзоры [7], что наблюдалось на эксперименте в единичных случаях (см. ссылки в работе [15]), что характеризует выбранную систему как идеальный модельный объект.

Выводы

Итак, экспериментально показано, что происхождение температурно-независимой точки на семействе кривых $\rho_{xx}(B, T)$, находящейся при $\omega_c \tau \approx 1$, связано с совместным действием классического циклотронного движения и квантовых интерференционных эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, что может свидетельствовать в пользу того, что переход из диэлектрической фазы в фазу квантового эффекта Холла является кроссовером от слабой локализации (квантовые интерференционные эффекты в слабом магнитном поле) к сильной локализации в квантующих магнитных полях в режиме КЭХ.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проекты № 18-02-00172 и № 18-02-00192; при частичной поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН, проект № 18-10-2-6.

Список литературы

1. Kivelson S.A., Lee D.-H., Zhang Sh.-Ch. Global phase diagram in the quantum Hall effect. 1992. Phys. Rev. B. Vol. 46. P. 2223. DOI: 10.1103/PhysRevB.46.2223.
2. Bhardwaj S., Mkhitarian V.V., Gruzberg I.A. Supersymmetry approach to delocalization transitions in a network model of the weak-field quantum Hall effect and related models. 2014. Phys. Rev. B. Vol. 89. P. 235305. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.235305.
3. Kai-Tong Wang, Fuming Xu, Yanxia Xing, Hong-Kang Zhao. Evolution of individual quantum Hall edge states in the presence of disorder. 2018. Front. Phys. Vol. 13. no. 4. P. 137306. DOI: 10.1007/s11467-018-0784-0.
4. Долгополов В.Т. Успехи физических наук. 2014. № 184. С. 113.
5. Ortuno M., Somoza A.M., Mkhitarian V.V., Raikh M.E. Phase diagram of the weak-magnetic-field quantum Hall transition quantified from classical percolation. 2011. Phys.Rev. B. Vol. 84. P. 165314. DOI: 10.1103/PhysRevB.84.165314.
6. Bodo Huckestein. Quantum Hall Effect at Low Magnetic Fields. 2000. Phys. Rev. Lett. Vol. 84. P. 3141. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.3141.
7. A.M.M. Pruisken, Topological principles in the theory of Anderson localization. 2010. International Journal of Modern Physics B. Vol.24. P. 1895. DOI: 10.1142/S0217979210064654.
8. Wang C., Avishai Y., Yigal Meir, X.R. Wang. Anti-levitation in integer quantum Hall systems. 2014. Phys.Rev.B. Vol. 89. P. 045314. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.045314.
9. Pan W., Baldwin K.W., West K.W., Pfeiffer L.N., Tsui D.C. Antilevitation of Landau levels in vanishing magnetic fields. 2016. Phys.Rev.B. Vol. 94. P. 161303(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.94.161303.
10. Song S.-H., Shahar D., Tsui D.C., Xie Y.H., Don Monroe. New Universality at the Magnetic Field Driven Insulator to Integer Quantum Hall Effect Transitions. 1997. Phys. Rev. Lett. Vol. 78. P. 2200. DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.2200.
11. Gao K.H., Yu G., Zhou Y.M. et al. Insulator-quantum Hall conductor transition in high electron density gated InGaAs/InAlAs quantum wells. 2010. J. Appl. Phys. Vol. 108. P. 063701. DOI: 10.1063/1.3468376.
12. Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Якунин М.В. Переход изолятор – квантово-холловская жидкость в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2015. № 12–3. С. 439–443.
13. Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Карсканов И.В., Неверов В.Н., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г. Вклады электрон-электронного взаимодействия и слабой локализации в проводимость гетероструктур p-Ge/Ge_{1-x}Si_x // Физика низких температур. 2007. Т. 33. № 2/3. С. 222. DOI: 10.1063/1.2409654.
14. Gudina S.V., Arapov Yu.G., Neverov V.N., Saveleyev A.P., Podgonykh S.M., Shelushinina N.G., Yakunin M.V. Effect of exchange electron-electron interaction on conductivity of InGaAs single and double quantum wells in ballistic regime. 2018. arXiv.org. arXiv:1808.08727.
15. Arapov Yu.G., Gudina S.V., Klepikova A.S., Neverov V.N., Harus G.I., Shelushinina N.G., Yakunin M.V. The Temperature Dependence of the Conductivity Peak Values in the Single and the Double Quantum Well Nanostructures n-InGaAs/GaAs After IR-illumination. 2017. Semiconductors. Vol. 51. no. 2. P. 272. DOI: 10.1134/S1063782617020026.