

УДК 538.9

**ПЕРЕХОД ИЗОЛЯТОР – КВАНТОВО-ХОЛЛОВСКАЯ ЖИДКОСТЬ
В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ N-INGAAS/GAAS**

**Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н.,
Подгорных С.М., Якунин М.В.**

*ФГБУН Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения
Российской академии наук, Екатеринбург, e-mail: saveliev@imp.uran.ru*

Экспериментально исследовано продольное $\rho_{xx}(B, T)$ и холловское $\rho_{xy}(B, T)$ магнитосопротивление в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с одиночными и двойными сильно-связанными квантовыми ямами при изменении ширины барьера между ямами в диапазоне магнитных полей $B = (0 \div 12, 0)$ Тл и температур $T = (0, 4 \div 80)$ К. Показано, что в слабых магнитных полях существует критическое магнитное поле, вблизи которого выполняются скейлинговые соотношения $\rho_{xx} \propto |B - B_c| \cdot T^{-\kappa}$, что свидетельствует о наблюдении фазового перехода изолятор – квантово-холловская жидкость. Обнаружено, что значение критического индекса κ зависит от ширины барьера между двойными квантовыми ямами. Природа такого поведения пока не ясна.

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

**THE INSULATOR – QUANTUM HALL LIQUID TRANSITION
IN HETEROSTRUCTURES N-INGAAS/GAAS**

Savelyev A.P., Arapov Y.G., Gudina S.V., Neverov V.N., Podgornykh S.M., Yakunin M.V.

*M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
Yekaterinburg, e-mail: saveliev@imp.uran.ru*

The longitudinal $\rho_{xx}(B, T)$ and Hall $\rho_{xy}(B, T)$ magnetoresistance is experimentally investigated in the perpendicular plane of the sample magnetic field in nanostructures n-InGaAs/GaAs with a single and double quantum wells with changing the width of the barrier between the wells in the range of magnetic fields $B = (0 \div 12, 0)$ T and temperatures $T = (0, 4 \div 80)$ K. It is shown that in weak magnetic fields there is a critical magnetic field, near which is the scaling ratio $\rho_{xx} \propto |B - B_c| \cdot T^{-\kappa}$, which indicates the insulator – quantum Hall liquid phase transition. It is found that the critical index κ depends on the width between the double barrier quantum wells. The nature of such behavior is not clear.

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

Проблема перехода 2D-системы из диэлектрического состояния в нулевом магнитном поле в состояние с квантовым эффектом Холла (так называемый, квантовый фазовый переход «изолятор – квантово-холловская жидкость») остается в центре внимания исследователей со времен появления гипотезы «всплывания» энергетических уровней и связанной с ней «глобальной фазовой диаграммы» [9], согласно которым при уменьшении магнитного поля делокализованные состояния на уровне Ландау не могут исчезать скачком, а должны бесконечно всплывать по энергии. Между тем в нулевом поле существуют только локализованные состояния [3]. Если квантовый фазовый переход существует, то в некотором слабом магнитном поле должна наблюдаться какая-нибудь особенность на полевых и/или температурных зависимостях свойств системы. Было показано, что такой особенностью является появление, так называемой, температурно-независимой точки в некотором критическом поле на семействе кривых магнитосопротивления (МС), снятых при различных

температурах. Существуют два объяснения природы этой точки. Одно из них в соответствии с теорией квантовых фазовых переходов и гипотезой всплывания показывает, что все температурные зависимости масштабируются в критическом поле в две расходящиеся кривые с универсальным критическим индексом [5, 7]. Вторая же точка зрения утверждает, что температурно-независимая точка связана с совместным действием классического циклотронного движения и электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме, так называемая модель отрицательного параболического магнитосопротивления [1 (Арапов, 2009)]. Так сложилось, что авторы, анализирующие свои экспериментальные результаты в модели квантового фазового перехода изолятор – квантовохолловская жидкость, никак не обсуждают альтернативную модель параболического отрицательного магнитосопротивления, и наоборот. Было бы полезно обсудить обе модели на одном экспериментальном материале. В данной работе мы представляем результаты ана-

лиза продольного $\rho_{xx}(B, T)$ и холловского $\rho_{xy}(B, T)$ МС в диапазоне магнитных полей $B = (0-12)$ Тл и температур $T = (1,8-70)$ К в структурах n -InGaAs/GaAs с одиночными и двойными квантовыми ямами при изменении ширины барьера d_b между ямами *только в рамках модели КФП* (обсуждение результатов в модели отрицательного МС требует дальнейших исследований).

Результаты исследования и их обсуждение

Образцы были выращены методом металлорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Серия структур с одиночной и двойными квантовыми ямами n -In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs выращивалась так, чтобы проследить эволюцию свойств системы при переходе от двойной квантовой ямы к одиночной при уменьшении ширины барьера между ямами при прочих равных условиях. Параметры выращенных структур представлены в таблице. Структуры были симметрично легированы в барьерах Si ($N_D = 10^{18}$ см⁻³), ширина спейсера $L_s = 19$ нм. Эффективная масса носителей $m^* = 0,058m_0$, где m_0 – масса свободного электрона.

установке Oxford Instruments и при $T = (1,8 \div 80)$ К и $B = 0 \div 9$ Тл – на установке Quantum Design.

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ для образца с одиночной квантовой ямой. В области слабых полей $B < 0,8$ Тл образец демонстрирует диэлектрическое поведение с температурой: $\rho_{xx}(B, T)$ увеличивается при уменьшении T . При некотором значении магнитного поля B_c наблюдается температурно-независимая точка, положение которой смещается в меньшие поля с ростом температуры при $T > 8$ К. Видно, что эта точка находится в полях $B_c = 0,83$ Тл вблизи $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$ ($\mu\text{В} = 1$). В полях больших B уменьшается с уменьшением T . При $B \approx 0,9$ Тл в образце начинаются осцилляции Шубникова-де Газа (с фактором заполнения $\nu = 10$ (см. вторую производную $\rho_{xx}(B, T)$ на рис. 1).

Итак, предметом нашего интереса является температурно-независимая точка B_c в области $\mu\text{В} = 1$, которая в наших образцах «размывается» с ростом T , т.е. наблюдается $B_c(T)$ (рис. 1). Такая температурная зависимость проводимости является необычной. Она наблюдалась и в более ранних работах [4], где авторами предпринимались попытки установить ее природу. Так, в работе [1 (Арапов, 2009)] было показано,

Параметры образцов

Образец	L_s , нм	d_w , нм	d_b , нм	n , 10^{15} м ⁻²	μ , м ² /В·с	Δ_{sas} , мэВ	E_F , мэВ	k
3982	19	5	10	2,30	1,1	3,0	9,4	0,55
2981	19	5	7	2,05	1,6	7,4	8,4	0,41
2984	19	5	3,5	2,35	2,6	23,1	9,6	0,27
2982	19	10	0	2,10	1,2	–	8,6	0,12

Примечание. L_s – ширина спейсера, d_w – ширина ямы, d_b – ширина барьера, n – полная концентрация носителей заряда, μ – подвижность носителей, Δ_{sas} – ширина туннельной щели, E_F – энергия Ферми, k – значение критического индекса для перехода изолятор-квантово-холловская жидкость. Значения n и μ приведены при самых низких температурах эксперимента.

Нами были проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления ($\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$) в перпендикулярных плоскости образца магнитных полях $B = 0 \div 12,0$ Тл и при температурах $T = (0,4 \div 80)$ К в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с одиночными и двойными туннельно-связанными квантовыми ямами, так что различие между ними определялось только шириной барьера между ямами. Было проведено несколько серий измерений: эксперименты в интервале температур $T = (0,4 \div 80)$ К и магнитных полей $B = 0 \div 12,0$ Тл были проведены Центре низкотемпературной гальванометрии Института физики металлов УрО РАН на

что учет вкладов от слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в диффузионном $\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} < 1\right)$ и баллистическом $\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \gg 1\right)$ (k_B – постоянная Больцмана, τ – время свободного пробега, \hbar – постоянная Планка) режимах проводимости в рамках теории [10 (и ссылки там)], учет влияния спиновых эффектов на электрон-электронное взаимодействие и учет осцилляций Шубникова-де-Газа не приводят к появлению такой температурной зависимости проводимости. Для того, чтобы получить хорошее качественное совпадение расчетных зависимостей компонент тензора

проводимости $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ с экспериментальными авторам [1 (Арапов, 2009)] пришлось прибегнуть к введению дополнительных линейных по T вкладов, как в диффузионном, так и в баллистическом режимах, причем решающую роль сыграл вклад в баллистическом режиме. В качестве механизмов проводимости, дающих появление такого линейного вклада, могут быть проводимость в параллельном канале (например, в барьерах) или проводимость, обусловленная температурно-зависимым экранированием [6], к которой обращались авторы работ [4] при объяснении полученных ими необычных зависимостей проводимости. Однако, полученные при этом параметры были далеки от теоретически предсказанных. Из неучтенных в [1, (Арапов, 2009)] механизмов температурной зависимости проводимости надо отметить поправку от электрон-электронного взаимодействия при рассеянии носителей на фриделевских осцилляциях электронной плотности вокруг примесей.

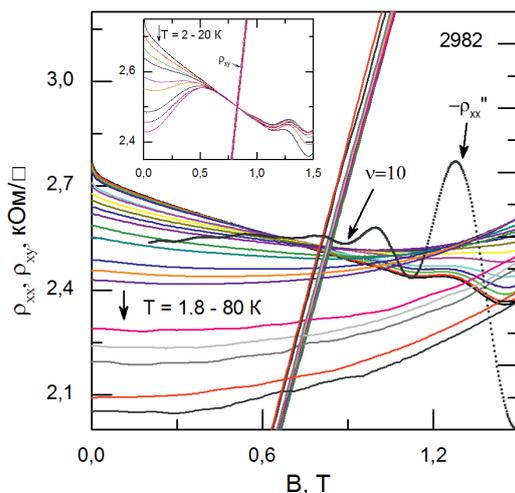


Рис. 1. Зависимости $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$, при температурах $T = 1,8-80$ К для образца 2982 в слабых магнитных полях. На вставке: скорректированные зависимости $\rho_{xx}^*(B, T)$ и $\rho_{xy}^*(B, T)$ (см. текст)

В [1 (Арапов, 2015)] было показано, что зависимость $B_c(T)$ связана с температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$ носителей заряда. Если учесть эту температурную зависимость, и построить скорректированные компоненты тензора сопротивления $\rho_{xx}^*(B, T)$ и $\rho_{xy}^*(B, T)$ (рис. 1), то видно, что в области $\mu B = 1$ появилась ярко выраженная температурно-независимая точка, разделяющая две разные по проводящим свойствам фазы: «диэлектрическую» и «металлическую». Вблизи точки такого

фазового перехода можно ожидать выполнения скейлинговых закономерностей [2] $|d\rho_{xx}/dB|_{B_c} \propto T^{-\kappa}$ где κ – критический индекс. Мы извлекли критический индекс из наклона зависимостей $\ln(d\rho_{xx}/dB)$ от $\ln(1/T)$, а затем экспериментальные значения ρ_{xx}^* были построены от скейлинговой переменной $|B - B_c| \cdot T^{-\kappa}$, как показано на рис. 2. Видно, что все кривые $\rho_{xx}^*(B, T)$ разбиваются на две ветви и прекрасным образом ложатся одна на другую для всех температур $T < 20$ К. Начиная с $T = 20$ К эта закономерность нарушается (пунктирная кривая на рис. 2). Кроме того, следует обратить внимание на высокую симметричность относительно горизонтальной оси двух ветвей $\rho_{xx}^*(B)$ на рис. 2. Все вышеперечисленное свидетельствует о том, что при $B = B_c$ происходит фазовый переход изолятор – квантово-холловская жидкость с фактором заполнения $\nu > 2$ ($\nu = n/n_B$, $n_B = eB/h$ – кратность вырождения уровня Ландау, e – заряд электрона, h – постоянная Планка). Таким же образом были определены значения κ для всех образцов (таблица).

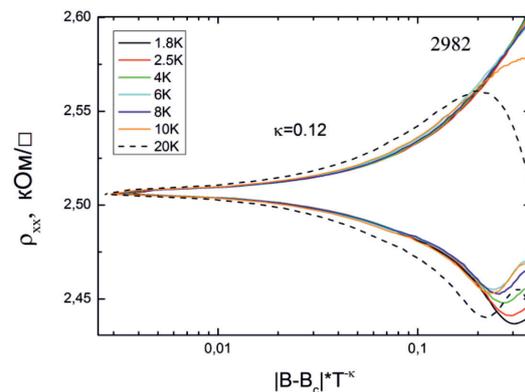


Рис. 2. Зависимости ρ_{xx}^* от $|B - B_c| \cdot T^{-\kappa}$ при температурах $T = 1,8-20$ К для образца 2982

В рамках скейлинговых представлений, следующих из теории фазовых переходов и теории ренорм-группы, значение κ определяется двумя факторами $\kappa = p / 2\gamma$, где p – показатель степени температурной зависимости длины фазовой

когерентности $L_\phi \propto T^{-\frac{p}{2}}$, который зависит от механизма неупругого рассеяния, а γ – критический индекс длины локализации ξ , которая определяет размер области, где электронные состояния локализованы. Гипотеза скейлинга [2] основана на предположении о степенной расходимости длины локализации $\xi(E)$, когда энергия электронов E приближается к критической энергии

фазового перехода $E = E_c$: $\xi(E) = |E - E_c|^{-\gamma}$ или $\xi(B) = |B - B_c|^{-\gamma}$. При реальных температурах размер области локализованных состояний задается длиной фазовой когерентности L_ϕ , когда $\xi < L_\phi$ – все состояния локализованы, в обратном случае – делокализованы.

Скейлинговые представления нашли прекрасное подтверждение при исследовании переходов между разными состояниями квантово-холловской жидкости, что соответствует переходам между плато квантового эффекта Холла [2]. Дискуссионным остается только вопрос об универсальности значений критических индексов κ , ρ и γ , которую предсказывает теория.

Теоретические представления о судьбе делокализованных состояний при уменьшении магнитного поля продолжают развиваться [8, 9]. В пионерских работах [9], основываясь на следующем из скейлинговой гипотезы предсказании [3], что в нулевом магнитном поле даже слабо разупорядоченная двумерная система невзаимодействующих электронов при нулевой температуре должна быть изолятором, было показано, что в слабых магнитных полях делокализованные состояния должны смещаться вверх по энергии («всплывать»), уходя на бесконечность по мере уменьшения B (гипотеза «всплывания»). В [8 (Huckestain, 2000)] утверждается, что переход изолятор – квантово-холловская жидкость из «диэлектрического» состояния в состояние с $\nu > 2$ в полном соответствии со стандартной скейлинговой теорией КЭХ определяет границы кроссовера между слабой локализацией (квантовые интерференционные эффекты в слабом магнитном поле) и сильной локализацией (КЭХ в квантующих магнитных полях). При этом, возможность наблюдения «всплывания» состояний существенно ограничена большой длиной локализации при экспоненциально малых температурах и экспоненциально малых размерах системы. Тем не менее, недавно в работе [8 (Mikhitaryan, 2010)] была предложена модель микроскопического описания этого перехода, согласно которой по разные стороны от него в пространстве разделяются области фазового действия магнитного поля, где оно влияет на интерференцию в процессе множественных актов рассеяния носителей заряда, и орбитального действия магнитного поля, где существенным становится изгиб траектории движения электрона и формирование циклотронной орбиты. В этой модели получен результат, подтверждающий сценарий «всплывания» и сделано количественное предсказание об удвоении критического индекса длины ло-

кализации γ при «всплывании» делокализованных состояний.

Обсудим полученные нами количественные результаты для критического индекса κ (таблица). Видно, что значения κ уменьшаются с уменьшением ширины барьера в наших структурах. В литературе можно обнаружить значения κ в интервале 0,15 до 0,82 [5, 7 (также см. ссылки там)]. В работе [5] показано, что κ увеличивается от 0,3 до 0,8 с ростом концентрации электронов в структуре $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ при изменении напряжения на затворе, что объясняется усилением влияния дальнедействующего потенциала. Авторы [7 (Kim, 2004)] также показывают, что в квантовых ямах GaAs с самоорганизующимися квантовыми точками InAs, которые служат источником короткодействующего потенциала, отклонения значений κ (причем как большую сторону $\kappa \approx 0,47$, так и в меньшую – $\kappa \approx 0,15$) от среднего значения $\kappa \approx 0,33$, полученного в широком интервале напряжений на затворе, наблюдаются только при самых больших концентрациях носителей, когда электроны эффективно экранируют рассеивающий потенциал, и он становится существенно дальнедействующим. Видно, что у нас никакой корреляции с изменением концентрации носителей нет. Корреляция полученных значений критических индексов κ с изменением ширины барьера между ямами фактически означает связь с шириной самой квантовой ямы, поскольку в туннельно-прозрачных двойных квантовых ямах ширина ямы равна $d_b + 2d_w$. Природа такого поведения пока не ясна: отклонение κ к значениям больше универсального $\kappa = 0,42$, полученного в пределе короткодействующего потенциала рассеяния [2], обычно связывают с влиянием крупномасштабного рассеивающего потенциала (см. примеры, описанные выше); отклонение κ к значениям меньше универсального связано с уменьшением времени неупругого рассеяния электронов при увеличении степени беспорядка в системе.

Таким образом, нами проведены исследования квантового магнитотранспорта на серии структур с одиночной и двойными квантовыми ямами $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$, отличающимися шириной барьера между ямами, в слабых магнитных полях в широком интервале температур $T = 0,4\div 80$ К. Показано, что существует критическое магнитное поле B_c , вблизи которого удалось провести масштабирование по температуре кривых $\rho_{xx}(B, T)$, что соответствует наличию истинного фазового перехода изолятор – квантово-холловская жидкость. Обнаружено, что значение критического индекса,

характеризующего этот переход, зависит от ширины барьера в структурах с двойными квантовыми ямами.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН № 15-9-2-21.

Список литературы

1. Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Савельев А.П., Якунин М.В. Квантовый магнитотранспорт в структурах n – InGaAs/GaAs при изменении концентрации электронов под воздействием инфракрасного излучения // Физика низких температур. – 2015. – Т. 41. – С. 289–303.
2. Арапов Ю.Г., Карсканов И.В., Неверов В.Н., Харус Г.И., Шелушнина Н.Г., Якунин М.В. Магнитотранспорт в 2D-структурах n – InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами в области перехода из диэлектрического состояния в режим квантового эффекта Холла // Физика низких температур. – 2009. – Т. 35. – С. 44–58.
3. Долгополов В.Т. Целочисленный квантовый эффект Холла и сопряжённые с ним явления // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184, № 2. – С. 113–136.
4. A.M.M. Pruisken, The Quantum Hall Effect, R.E. Prange and S.M. Gorvin (eds.), Springer-Verlag, Berlin (1990).
5. Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C. and T.V. Ramakrishnan, Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions, Phys. Rev.Lett. 1974. – v. 42. – P. 673–676.
6. Emeleus C.F., Wall T.E., D.W. Smith, N.L.Matthey, R.A. Kubik, E.H.C. Parker, and M.J. Kearney, Observation of novel transport phenomena in a Si0.8Ge0.2 two-dimensional hole gas. Phys. Rev. B47, 10016 (1983); P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, and P. Zawadzki, Weak localization, interaction effects, and the

metallic phase in p-SiGe. Phys. Rev. B65, 125328 (2002); A. Senz, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Dehlinger, D. Gr_tzmacher, and U. Gennser, Analysis of the Metallic Phase of Two-Dimensional Holes in SiGe in Terms of Temperature Dependent Screening. Phys. Rev. Lett. 85, 4357 (2000).

7. K.H. Gao, G. Yu, Y.M. Zhou, et al. Insulator-quantum Hall conductor transition in high electron density gated InGaAs/InAlAs quantum wells // J.Appl.Phys. 2010. Vol.108. P.063701.

8. A. Gold and V.T. Dolgopopov, Temperature dependence of the conductivity for the two-dimensional electron gas: Analytical results for low temperatures. Phys. Rev. B33, 1076 (1986); S. Das Sarma and H.W. Hwang, Calculated temperature-dependent resistance in low-density two-dimensional hole gases in GaAs heterostructures. Phys. Rev. B 61, R7838 (2000).

9. Gil-Ho Kim, C.T. Liang, C.F. Huang, J.T. Nicholls, D.A. Rittchie, P.S. Kim, C.H. Oh, J.R. Juang, Y.H. Chang. From localization to Landau quantization in a two-dimensional GaAs electron system containing self-assembled InAs quantum dots. Phys.Rev.B. 2004. V.69. P.073311; Shun-Tsung Lo, Chang-Shun Hsu, Y.M. Lin, S.-D. Lin, C.P. Lee, Sheng-Han Ho, Chiashain Chuang, Yi-Ting Wang, C.-T. Liang. Insulating state to quantum Hall-like state transition in a spin-orbit-coupled two-dimensional electron system // Appl.Phys.Lett. 2014. Vol.105. P.012106.

10. Bodo Huckestein. Quantum Hall Effect at Low Magnetic Fields // Phys.Rev.Lett. 2000. Vol.84, №14. P.3141; V.V. Mikhitarian, V. Kagalovsky, M.E. Raikh. Weakly chiral networks and two-dimensional delocalized states in a weak magnetic field // Phys.Rev.B. 2010. Vol.81. P.165426.

11. D.E. Khmel'nitskii. Quantum hall effect and additional oscillations of conductivity in weak magnetic fields // Phys. Lett. A. 1984. Vol.106. P.182; R.B. Laughlin. Levitation of Extended-State Bands in a Strong Magnetic Field // Phys.Rev.Lett. 1984. Vol.52. P.2304; S.A. Kivelson, et al. Global phase diagram in the quantum Hall effect // Phys.Rev.B. 1992. Vol.46. P.2223.

12. Zala G., Narozhny B.N., Aleiner I.L. Interaction corrections at intermediate temperatures: Magnetoresistance in a parallel field. Phys.Rev. B 65, R020201 (2001).