

Электрон-электронное взаимодействие и универсальность критических индексов для переходов между плато квантового эффекта Холла в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами

© Ю.Г. Арапов[†], С.В. Гудина^{†¶}, А.С. Клепикова[†], В.Н. Неверов[†], Н.Г. Шелушнина[†], М.В. Якунин^{†*}

[†] Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620990 Екатеринбург, Россия

* Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 16 июня 2014 г.)

Проведены измерения зависимостей продольного и холловского сопротивлений от магнитного поля в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в гетероструктурах n -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в диапазонах магнитных полей $B = 0$ –16 Тл и температур $T = 0.05$ –4.2 К, до и после инфракрасной подсветки. Анализ температурной зависимости ширины переходов между плато квантового эффекта Холла проведен в рамках гипотезы скейлинга с учетом эффектов электрон-электронного взаимодействия.

1. Введение

Квантовый эффект Холла (КЭХ), тесно связанный с проблемой локализации, является богатейшим и самым сложным проявлением скейлингового поведения в двумерном (2D) электронном транспорте. Предложенная в [1] гипотеза двухпараметрического скейлинга привела к существованию как локализованных, так и делокализованных (вблизи центра подзон Ландау) состояний в спектре разупорядоченных 2D систем в квантующем магнитном поле. Переходы между плато в режиме КЭХ происходят при строго определенных значениях магнитного поля $B_i = [hc/(i + 1/2)e]n$ (i — целое число, n — концентрация электронов), когда уровень Ферми (E_F) совпадает с энергией E_c делокализованных состояний в центре уровня Ландау и проводимость $\sigma_{xx}(B)$ достигает максимального значения. Равенство $E_F = E_c$ соответствует полуцелым значениям фактора заполнения $\nu = \nu_c = i + 1/2$ и полуцелым значениям σ_{xy} (в единицах e^2/h). Таким образом, режим КЭХ может рассматриваться как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик–металл–диэлектрик, когда уровень Ферми в квантующем магнитном поле сканирует плотность состояний 2D системы.

Важное предсказание двухпараметрической скейлинговой теории состоит в том, что зависимость ширины соответствующей критической области от температуры T является степенной, $\Delta B \propto T^\kappa$, с одним и тем же критическим индексом $\kappa = p/2\gamma$ (множитель p определяет температурную зависимость времени неупругого рассеяния $\tau_{in} \propto T^{-p}$, γ — критический индекс длины локализации) для переходов между плато с разными целочисленными значениями σ_{xy} [2]. В работе [3] это предсказание было экспериментально подтверждено. Так, экспериментальные исследования гетероструктур $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ [3]

показали справедливость скейлинговой гипотезы: температурные зависимости ширины пиков продольной компоненты удельного сопротивления ρ_{xx} и величины, обратной максимальному наклону на ступеньках холловской компоненты ρ_{xy} , $(d\rho_{xy}/dB)_{\max}^{-1}$, для этих структур хорошо описываются степенным законом T^κ с показателем $\kappa = (0.42 \pm 0.05)$ при $T = 0.1$ –4.2 К для уровней Ландау с номерами 0^- , 1^+ и 1^- . В более поздних работах также наблюдалась скейлинговая зависимость для переходов плато–плато в режиме КЭХ с показателем степени $\kappa = 0.42$ –0.46 для гетероструктур GaAs/AlGaAs и квантовых ям p -SiGe. Однако в некоторых экспериментальных работах ставился вопрос об универсальности данного значения κ (см. обзорную статью [4]).

Дальнейшая проверка предсказаний скейлинговой теории до сих пор остаётся в центре экспериментальных исследований целочисленного квантового эффекта Холла. Они включают в себя аккуратное измерение критических индексов, описывающих скейлинг в критической области с температурой, с частотой, с размером образца и с током. Подробное исследование фазового перехода плато КЭХ–изолятор для набора гетероструктур InGaAs/InP и квантовой ямы InGaAs/GaAs в серии работ (см. [5]) выявило универсальное скейлинговое поведение ширины перехода со средним значением критического индекса $\kappa = (0.56 \pm 0.02)$.

В теоретических и экспериментальных работах [5–7] отмечена существенная роль короткодействующего случайного примесного потенциала для обнаружения скейлинговых зависимостей, тогда как макроскопические неоднородности в образце, например, градиент электронной концентрации и плавноменяющаяся компонента случайного потенциала (крупномасштабный примесный потенциал), значительно усложняют наблюдение критических квантовых явлений. В экспериментальной работе [8] на квантовых ямах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

[¶] E-mail: svpopova@impp.uran.ru

с контролируемым короткодействующим сплавным потенциалом наблюдалась универсальная скейлинговая зависимость с параметром $\kappa = (0.42 \pm 0.01)$ для переходов плато-плато в области концентраций $0.0065 < x < 0.016$, с хорошей точностью воспроизводящая классический результат [3]. При больших величинах x показатель степени κ увеличивается до ~ 0.58 , что вызвано образованием кластеров атомов Al и тем самым изменением характера рассеивающего потенциала.

Теоретические представления [1,2] относятся к системе невзаимодействующих электронов, тогда как в реальных системах необходимо учитывать электрон-электронное ($e-e$) взаимодействие. Попытки учесть влияние $e-e$ -взаимодействия на критические свойства переходов плато-плато в режиме целочисленного КЭХ предпринимались и ранее (см., например, [9]), однако последовательный подход развит в работах [10,11] и изложен в работе [12]. В [10–12] обосновывается применимость скейлинговой концепции при рассмотрении ширины переходов плато-плато КЭХ для взаимодействующих электронов (трехпараметрический скейлинг). В частности, для случая короткодействующего потенциала $e-e$ -взаимодействия фиксированная точка, соответствующая делокализованному состоянию при $\sigma_{xy} = i + 1/2$, остается стабильной относительно взаимодействия.

Теории двухпараметрического скейлинга (для невзаимодействующих электронов) [1,2] или трехпараметрического скейлинга (с учетом $e-e$ -взаимодействия) [11,12], решая принципиальные вопросы, не дают конкретных значений критических индексов. Результаты численных расчетов критического индекса длины локализации для модели невзаимодействующих электронов, полученные в [13] и подтвержденные во многих последующих работах (см. обзор [4]), таковы: $\gamma = (2.35 \pm 0.03)$. Эти результаты в последнее время подвергнуты ревизии, что привело к большему значению: $\gamma = (2.62 \pm 0.06)$ [14,15].

Приведем оценки предполагаемого значения параметра κ в моделях с учетом короткодействующего $e-e$ -взаимодействия, сделанные разными авторами:

- $\kappa = 0.21$ ($\gamma = 2.3$, $\kappa = 1/z\gamma$, $z = 2$ — динамический критический индекс) [9];
- $\kappa = 0.21$ ($\gamma = 2.3$, $p = 1$) [10];
- $\kappa = (0.29 \pm 0.04)$ ($\gamma = 2.30-2.38$, $p = 1.22-1.48$) или $\kappa = (0.26 \pm 0.05)$ ($\gamma = 2.62 \pm 0.06$, $p = 1.22-1.48$) [12];
- $p \approx 1.62$; $\kappa \approx 0.346$ (при $\gamma \approx 2.35$) или $\kappa \approx 0.314$ (при $\gamma \approx 2.59$) [16].

Отметим, что в [10] и [16] предлагается способ экспериментальной реализации 2D системы с конечным радиусом действия $e-e$ -потенциала, а именно введение в образец параллельного металлического слоя [10] (внешнего металлического затвора [16]), что привело бы к эффективному экранированию дальнедействующего кулоновского потенциала.

Целью данной работы является подробное экспериментальное исследование переходов плато-плато целочисленного квантового эффекта Холла в гетерострукту-

рах n -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в диапазонах магнитных полей $B = 0-16$ Тл и температур $T = 0.05-4.2$ К до и после инфракрасной (ИК) подсветки, а также анализ полученных результатов в рамках гипотезы скейлинга с учетом эффектов межэлектронного взаимодействия.

2. Эксперимент

Исследованы 2D структуры с двойными квантовыми ямами GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газовой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Гетероструктуры представляли собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих две квантовые ямы In_xGa_{1-x}As шириной 5 нм, разделенные барьером 10 нм. Структуры симметрично δ -легированы Si в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Исходная концентрация электронов составляла $n = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и эффективная подвижность носителей — $\mu = 1.1 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ в магнитных полях $B \leq 16$ Тл в интервале температур $T = 0.05-4.2$ К и при разной концентрации электронов, которая изменялась путем подсветки образцов инфракрасным излучением при наибольшей температуре эксперимента. Было показано, что в этой структуре наблюдается положительная остаточная фотопроводимость, вызывающая более чем двукратное увеличение как концентрации, так и подвижности электронов [17].

На рис. 1 показаны зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ при $T = 0.05$ К для образца до и после ИК подсветки.

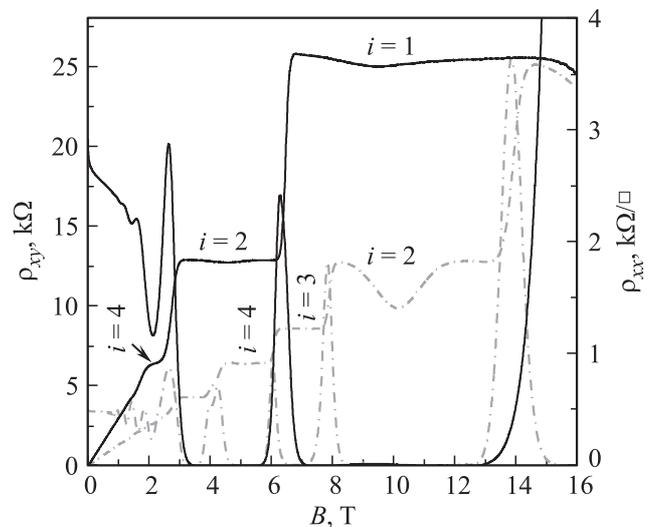


Рис. 1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в перпендикулярном плоскости структуры магнитном поле при $T = 0.05$ К для образца в темновых условиях (сплошная линия) и для образца после подсветки (штрихпунктирная).

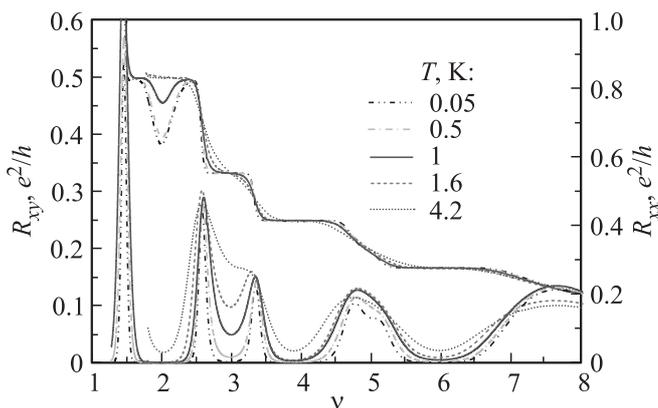


Рис. 2. Зависимости $R_{xx}(B)$ и $R_{xy}(B)$ в перпендикулярном плоскости структуры магнитном поле при $T = 0.05\text{--}4.2$ К для образца после подсветки.

Можно видеть, как сильно при этом изменились значения сопротивления и картина осцилляций Шубникова–де Гааза благодаря значительному улучшению качества образца: $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $\mu = 2.7 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Незасвеченный образец представляет собой структуру с двойной сильно связанной квантовой ямой, где электронные состояния определяются симметричной и антисимметричной комбинациями волновых функций каждой из ям [18]. В этом образце параметры носителей заряда в подзонах были определены при $T \geq 10$ К по квазиклассическому положительному магнитосопротивлению и эффекту Холла по формулам для двух типов носителей [17,18]. При $T < 10$ К наблюдается отрицательное магнитосопротивление, связанное с вкладом квантовой интерференционной поправки, который не позволил нам разделить два типа носителей квазиклассическим методом при низких температурах [18].

После воздействия ИК излучением структура оказывается выведенной из баланса, туннельный эффект сильно ослабевает, электроны оказываются преимущественно локализованными (в направлении z) в одной из ям так, что система представляет собой две почти независимые квантовые ямы с разной концентрацией носителей. Параметры носителей в ямах были определены методом фурье-анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза [17].

На рис. 2 представлены зависимости продольной и холловской компонент магнитосопротивления, $R_{xx}(\nu)$ и $R_{xy}(\nu)$, при $T = 0.05\text{--}4.2$ К для образца после ИК освещения. Экспериментальные данные были получены на двух установках: в интервале температур $T = 0.05\text{--}1$ К — в институте Ван-дер-Ваальса–Зеемана университета Амстердама, при $T = 0.4\text{--}4.2$ К — в центре сильных магнитных полей и сверхнизких температур Института физики металлов УрО РАН. Концентрации электронов, полученные при максимальной засветке в разных установках и в разных сериях экспериментов, могут различаться на 2–5%, что может быть связано с зависимостью концентрации электронов от темпе-

ратуры [17], режимом охлаждения образца, режимом засветки и другими причинами, которые требуют дополнительного исследования. Поэтому характерные кривые R_{xx} и R_{xy} при нескольких температурах приведены в зависимости от фактора заполнения ν .

3. Результаты и обсуждение

Температурные зависимости ширины переходов между плато в КЭХ исследовались в рамках двухпараметрической ренормгрупповой теории скейлинга [1,2,19]. Для того чтобы описать переход между плато КЭХ с номерами $(i-1)$ и i ($\nu_c = i - 0.5$), мы использовали функциональную зависимость недиагональной компоненты тензора проводимости от параметра s в форме [20] (в единицах e^2/h) $\sigma_{xy} = i - s^2/(1 + s^2)$.

Анализируя функцию $\sigma_{xy}(\nu)$ в окрестности точки ν_c , мы можем получить функцию $s(\nu)$, из которой можно определить ширину полосы делокализованных состояний $\nu_0(T)$ при данной температуре $s(\nu) = \exp[-\Delta\nu/\nu_0(T)]$.

По описанной схеме мы проанализировали экспериментальные данные для переходов между плато 1 и 2 ($1 \rightarrow 2$) в образце в темновых условиях и для переходов $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 4$ в образце после максимальной засветки при различных температурах.

Для образца в темновых условиях обнаружено, что температурная зависимость ширины полосы делокализованных состояний для перехода $1 \rightarrow 2$ описывается степенной зависимостью $\nu_0 \propto T^\kappa$ с показателем степени $\kappa = (0.48 \pm 0.04)$ (рис. 3), что достаточно хорошо соответствует классическому результату [3] для гетероструктуры $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$, $\kappa = (0.42 \pm 0.01)$, и новым экспериментальным результатам [8] для гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$, $\kappa = (0.42 \pm 0.01)$. Как и в [8], подобное поведение можно связать с решающей ролью короткодействующего потенциала при сплавленном рассеянии (в данной работе это рассеяние на атомах In в твердом растворе InGaAs).

Уникальные результаты были получены для образца с максимальной концентрацией электронов и максимальной подвижностью носителей после инфракрасной подсветки. При исследовании переходов $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 4$ также наблюдалась степенная зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры, однако с другими значениями показателя степени: $\kappa = (0.22 \pm 0.01)$ для перехода $2 \rightarrow 3$ и $\kappa = (0.21 \pm 0.01)$ для перехода $3 \rightarrow 4$ (рис. 3). Такое критическое поведение $\nu_0(T)$ для переходов $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 4$ хорошо соответствует значению $\kappa = 0.21$, которое ранее наблюдалось только для перехода между спин-вырожденными уровнями Ландау (переход $2 \rightarrow 4$ в гетероструктуре $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ [21]). Авторы даже предложили новый вид диаграммы скейлинга, введя в качестве третьего параметра эффективный g -фактор, что свидетельствовало о влиянии спиновых взаимодействий

на неупругие процессы рассеяния либо на изменение класса универсальности.

При анализе квантового эффекта Холла в реальных системах необходимо принимать во внимание электрон-электронное взаимодействие. Последовательный подход был развит в работах [11,12] — так называемый трехпараметрический скейлинг, где в качестве третьего параметра на диаграммах потока выступает параметр взаимодействия в синглетном канале. Поведение исследованной системы после ИК подсветки (реальный скейлинг $\kappa \approx 0.21$) согласуется с заключениями [9,10] или с оценками [12] (с учетом ошибки измерений и расчета) для случая $e-e$ -потенциала с конечным радиусом взаимодействия.

Мы думаем, что изучение скейлинга в режиме квантового эффекта Холла может быть многообещающим именно в двойных квантовых ямах, где туннельная связь (или независимость отдельных слоев) может контролироваться напряжением на затворе и(или) параллельным плоскости структуры магнитным полем (см., например, [22] и ссылки там). Авторами, по аналогии и в продолжение [21], был предложен еще один новый скейлинговый параметр, характеризующий туннельную связь.

Скейлинговые зависимости нарушаются в рассматриваемой системе в сильном магнитном поле, $B \approx 14$ Тл, где, в отличие от результата для темнового образца, в случае засвеченного образца для перехода $1 \rightarrow 2$ наблюдается линейная зависимость ширины полосы де-

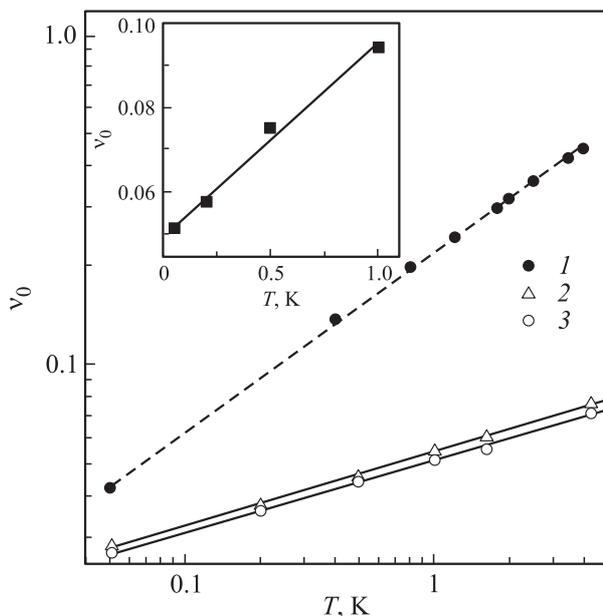


Рис. 3. Ширина полосы делокализованных состояний как функция температуры для образца в темновых условиях (1) для перехода $1 \rightarrow 2$ и для освещенного образца для переходов $2 \rightarrow 3$ (2), $3 \rightarrow 4$ (3) в двойном логарифмическом масштабе. На вставке — та же зависимость для освещенного образца для перехода $1 \rightarrow 2$ в линейном масштабе.

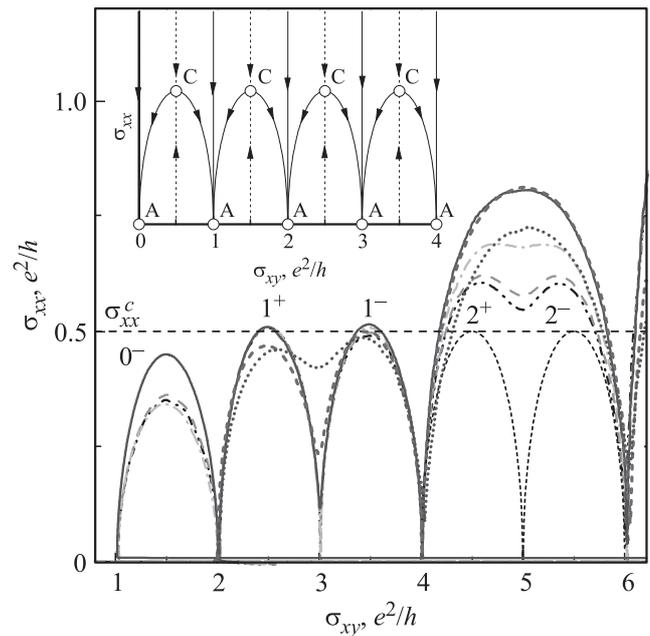


Рис. 4. Зависимости $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ для освещенного образца при разных температурах (обозначения соответствуют рис. 2, пунктир — $T = 0.2$ К). На вставке — интегральные кривые системы уравнений двухпараметрического скейлинга в соответствии с теоретическими представлениями [2–4]: А — фиксированные точки, соответствующие плато квантового эффекта Холла; С — фиксированные точки, соответствующие делокализованным состояниям в центре подзоны Ландау.

локализованных состояний от температуры ($\alpha T + \beta$) с параметрами $\alpha = (0.045 \pm 0.03)$ и $\beta = (0.049 \pm 0.02)$ (вставка к рис. 3). Мы полагаем, что в соответствии с квантовой моделью двумерной перколяционной сетки, развитой в [23], переход от степенного закона к линейной зависимости ν_0 от T связан с инверсией отношения $\langle \text{магнитная длина } l_B = (hc/2\pi eB)^{1/2} \rangle / \langle \text{корреляционная длина хаотического примесного потенциала} \rangle$ в увеличивающемся магнитном поле (см. [24], где этот вопрос рассматривается детально).

На рис. 4 представлена диаграмма скейлинга в координатах $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$ в диапазоне $\sigma_{xy} = (1-6)e^2/h$ для образца с максимальной концентрацией электронов и максимальной подвижностью носителей после ИК подсветки. На рисунке показаны огибающие кривые при фиксированных температурах в интервале $T = 0.05-4.2$ К. Симметрия огибающих $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ по отношению к полуцелым значениям ($\sigma_{xy} = 2.5$ и $\sigma_{xy} = 3.5$ в единицах e^2/h), так же как и критические (максимальные) значения $\sigma_{xx} \equiv \sigma_{xx}^c$ для пиков 1^+ и 1^- , которые практически не зависят от номера пика, находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории двухпараметрического скейлинга [1,2,19] в режиме квантового эффекта Холла (см. вставку к рис. 4).

Наблюдаемые критические значения $\sigma_{xx}^c = (0.5 \pm 0.05)e^2/h$ для пиков 1^- ($\sigma_{xy} = 3.5e^2/h$) и 1^+

($\sigma_{xy} = 2.5e^2/h$) соответствуют результатам численных расчетов для различных моделей примесного потенциала (см. работу [25] и ссылки в ней; в большом числе работ численные расчеты дают значение критической проводимости в интервале от 0.5 до 0.6).

Из рис. 4 видно, что спиновое расщепление пика 2^\pm становится все более и более выраженным с уменьшением температуры, что соответствует образованию плато квантового эффекта Холла с номером $i = 5$. Для каждого из пиков, 2^- или 2^+ , $\sigma_c \approx 0.6e^2/h$ при $T = 0.05$ К. С другой стороны, в ультраквантовом магнитном поле, где скейлинговое поведение $\nu_0(T)$ пропадает, для пика 0^- при $T = 0.05$ К мы имеем $\sigma_c \approx 0.35e^2/h$, что так же, как и во множестве других экспериментов (см., например, [26]), намного меньше, чем теоретическое значение.

Эволюция картины квантового эффекта Холла может быть прослежена при анализе зависимостей $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ для пиков $1^-, 1^+$ и $2^+, 2^-$ при T от 4.2 до 0.05 К (рис. 4). Исходное увеличение амплитуды пика с уменьшением температуры ($4.2 \rightarrow 1.6 \rightarrow 1.0$ К) является обычным следствием температурной зависимости функции распределения Ферми–Дирака, когда $k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана) сравнимо с уширением уровня Ландау, и только поведение в интервале 1.0–0.05 К может быть отнесено к реальному скейлингу кондактанса [3].

Как видно из рис. 4, спиновое расщепление уровня Ландау с номером $N = 1$ при 4.2, 1.6 и даже 1.0 К еще не полностью разрешено. При более низких температурах есть определенное стремление к фиксированной точке $\sigma_{xy} = 3$, т.е. происходит образование плато с номером $i = 3$ с полным расщеплением пиков 1^- и 1^+ . Физически это соответствует как обменному усилению электронного g -фактора, так и сужению полосы делокализованных состояний для подуровней 1^- и 1^+ в режиме скейлинга с уменьшением температуры [3]. Спиновое расщепление уровня Ландау с номером $N = 2$ еще не полностью разрешено даже при 0.05 К, так что холловское плато с $i = 5$ только находится в процессе формирования.

4. Заключение

Мы исследовали температурную зависимость ширины переходов плато–плато квантового эффекта Холла в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами в широком диапазоне магнитных полей и температур до и после инфракрасной подсветки. Обнаружено, что температурная зависимость ширины перехода $1 \rightarrow 2$ в неосвещенном образце хорошо описывается степенной функцией $\nu_0(T) \propto T^\kappa$ с критическим индексом $\kappa = (0.48 \pm 0.04)$. Полученные значения κ находятся в хорошем согласии с экспериментально наблюдаемыми значениями критического индекса в классических [3] и новых [8] работах, в которых авторы исследовали двумерные системы с короткодействующим примесным потенциалом.

Реальное скейлинговое поведение $\nu_0(T) \propto T^\kappa$ наблюдается для переходов $2 \rightarrow 3$, $\kappa = (0.22 \pm 0.01)$, и $3 \rightarrow 4$, $\kappa = (0.21 \pm 0.01)$, в образце после инфракрасной подсветки. Наблюдаемые значения κ в этой системе прекрасно соответствуют теоретическим оценкам для случая экранированного электрон-электронного взаимодействия [9–11]. Подробный количественный анализ значений критических индексов требует дополнительного осмысления.

Следует отметить очень хорошее качество диаграмм скейлинга $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ для системы после освещения. Наблюдается симметрия диаграммы зависимостей продольного кондактанса от холловского кондактанса относительно полуцелых значений последнего в единицах e^2/h (симметрия частица–дырка) при $T = 0.05$ –4.2 К в магнитных полях до 16 Тл. Кроме того, пиковые значения продольного кондактанса для первого ($\sigma_{xx}^c = 0.5e^2/h$) и для второго ($\sigma_{xx}^c = 0.6e^2/h$) спин-расщепленных уровней Ландау хорошо согласуются с теоретически предсказанными значениями [1,2,19] для истинно скейлингового поведения в режиме квантового эффекта Холла.

Работа частично поддержана РФФИ, гранты № 12-02-00202, 14-02-00151, 14-02-31164, и программой президента РАН 12-П-2-1051.

Авторы выражают благодарность И.С. Бурмистрову и Д.Г. Полякову за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] H. Levine, S. Libby, A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. Lett., **51**, 1915 (1983).
- [2] A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. Lett., **61**, 1297 (1988); *The Quantum Hall Effect*, ed. by R.E. Prange and S.M. Girvin (Springer Verlag, Berlin, 1986; Mir, Moscow, 1989) p. 127.
- [3] H.P. Wei, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. B, **33**, 1488 (1985); H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. Lett., **61**, 1294 (1988); H.P. Wei, S.W. Hwang, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. Surf. Sci., **229**, 34 (1990).
- [4] B. Huckestein. Rev. Mod. Phys., **67**, 367 (1995).
- [5] A.M.M. Pruisken, D.T.N. de Lang, L.A. Ponomarenko, A. de Visser. Sol. St. Commun., **137**, 540 (2006).
- [6] A.M.M. Pruisken, B. Scoric, M.A. Baranov. Phys. Rev. B, **60**, 16 838 (1999).
- [7] A.M.M. Pruisken, D.T.N. de Lang, L.A. Ponomarenko, A. de Visser. Sol. St. Commun., **137**, 540 (2006).
- [8] W. Li, G.A. Csathy, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett., **94**, 206 807 (2005); W. Li, C.L. Vicente, J.S. Xia, W. Pan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett., **102**, 216 801 (2009).
- [9] D.-H. Lee, Z. Wang. Phys. Rev. Lett., **76**, 4014 (1996).
- [10] A.M.M. Pruisken, M.A. Baranov. Europhys. Lett., **31**, 543 (1995).
- [11] A.M.M. Pruisken, I.S. Burmistrov. Ann. Phys. (N.Y.), **322**, 1265 (2007).
- [12] A.M.M. Pruisken, I.S. Burmistrov. Письма ЖЭТФ, **87**, 252 (2008).
- [13] B. Huckestein, B. Kramer. Phys. Rev. Lett., **64**, 1437 (1990).
- [14] K. Slevin, T. Ohtsuki. Phys. Rev. Lett., **82**, 382 (1999).

- [15] H. Obuse, I.A. Gruzberg, F. Evers. Phys. Rev. Lett., **109**, 206 804 (2012).
- [16] I.S. Burmistrov, S. Bera, F. Evers, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. Ann. Phys. (N.Y.), **326**, 1457 (2011).
- [17] S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.V. Yakunin. Low Temp. Phys., **39**, 374 (2013).
- [18] Yu.G. Arapov, I.V. Karskanov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin. Low Temp. Phys., **35**, 32 (2009).
- [19] D.E. Khmel'nitskii. JETP Lett., **38**, 552 (1983).
- [20] P.T. Coleridge. Phys. Rev. B, **60**, 4493 (1999).
- [21] S.W. Hwang, H.P. Wei, L.W. Engel, D.C. Tsui. Phys. Rev. B, **48**, 11 416 (1993).
- [22] K. Kodera, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. Physica E, **34**, 112 (2006).
- [23] A.M.M. Pruisken, B. Scoric, M.A. Baranov. Phys. Rev. B, **60**, 16 838 (1999).
- [24] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, A.S. Klepikova, V.N. Neverov, S.G. Novokshonov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin. JETP, **144**, 166 (2013).
- [25] F. Evers, A.D. Mirlin. Rev. Mod. Phys., **80**, 1355 (2008).
- [26] H.P. Wei, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. In: *High Magnetic Fields in Semiconductor Physics*, ed. by G. Landwehr (Springer Verlag, Berlin, 1987) p. 11.

Редактор Л.В. Шаронова

Electron–electron interaction and universality of critical indices for transitions between quantum Hall effect plateaus in n -InGaAs/GaAs nanostructures with double quantum wells

Yu.G. Arapov[†], S.V. Gudina[†], A.S. Klepikova[†],
V.N. Neverov[†], N.G. Shelushinina[†], M.V. Yakunin^{†*}

[†] Institute of Metal Physics,
Ural Division of the Russian Academy of Sciences,
620990 Ekaterinburg, Russia
* Ural Federal University named after the first President
of Russia B.N. Yeltsin,
620002 Ekaterinburg, Russia

Abstract The longitudinal $\rho_{xx}(B)$ and Hall $\rho_{xy}(B)$ magnetoresistances are investigated in the integer quantum Hall effect regime in n -InGaAs/GaAs double quantum well nanostructures in the magnetic fields B up to 16 T at temperatures $T = 0.05$ – 4.2 K before and after infrared illumination. The analysis of the temperature dependence of the quantum Hall effect plateau–plateau transition width based on the scaling hypothesis with regard to electron–electron interaction was carried out.