

# Неуниверсальное скейлинговое поведение ширины пиков проводимости в режиме квантового эффекта Холла в структурах InGaAs/InAlAs

© С.В. Гудина<sup>1</sup>, Ю.Г. Арапов<sup>1</sup>, Е.В. Ильченко<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, А.П. Савельев<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1,2</sup>, Н.Г. Шелушина<sup>1</sup>, М.В. Якунин<sup>1,2</sup>, И.С. Васильевский<sup>3</sup>, А.Н. Виниченко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620108 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, 115409 Москва, Россия

E-mail: svporova@imp.uran.ru

(Получена 25 апреля 2018 г. Принята к печати 7 мая 2018 г.)

Проведено исследование продольного  $\rho_{xx}$  и холловского  $\rho_{xy}$  сопротивлений в области квантовых фазовых переходов в режиме квантового эффекта Холла в магнитных полях до 12 Тл при температурах  $T = 0.4–30$  К в двумерных электронных системах  $n\text{-In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}$ . Обнаружено неуниверсальное скейлинговое поведение температурной зависимости ширины пиков сопротивления  $\rho_{xx}$ , связанное с влиянием крупномасштабного случайного потенциала и смешиванием уровней Ландау с разными направлениями спина.

DOI: 10.21883/FTP.2018.12.46755.34

## 1. Введение

Критическое поведение проводимости вблизи переходов между локализованными–делокализованными состояниями в квантовом эффекте Холла является предметом неослабевающего интереса. Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) демонстрирует универсальное скейлинговое поведение [1–3] в рамках предположения о единственности критической точки (делокализованные состояния имеют одну энергию  $E_c$  в центре уровней Ландау (УЛ)). Вблизи критической точки длина локализации  $\xi$  расходится по степенному закону  $\xi(E) \sim |E_F - E_c|^{-\gamma}$  [1–3], где  $E_F$  — энергия Ферми и  $\gamma$  — критический индекс длины локализации. При этом физические величины, такие как проводимость, следуют скейлинговому закону в зависимости от переменной  $(L/\xi)^{1/\gamma} \sim L^{1/\gamma} |E_F - E_c|$ ,  $L$  — длина образца. В экспериментах, проводимых при конечных температурах, эффективной длиной образца для когерентного транспорта является длина  $L_\phi \sim T^{-p/2}$ , возникающая в результате эффектов сбоя фазы [1,2] из-за неупругого электрон-электронного рассеяния,  $T$  — температура, параметр  $p$  — так называемый критический индекс длины неупругого рассеяния. Таким образом, скейлинговый параметр  $\kappa$  для систем при конечной температуре имеет вид  $\kappa = p/2\gamma$  [1–4].

Экспериментально было обнаружено, что температурные зависимости ширины  $\Delta B$  пиков продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  и наклон  $d\rho_{xy}/dB$  холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  при переходе между плато действительно демонстрируют степенной закон:  $\Delta B \sim T^\kappa$  и  $d\rho_{xy}/dB \sim T^{-\kappa}$ . В экспериментальных работах [5–7] было установлено, что значение  $\kappa$  является универсальным и равным 0.42

независимо от типа электронной системы и номера уровня Ландау, в целом ряде других экспериментов универсальность  $\kappa$  была поставлена под сомнение [8–23,44].

Нерешенной проблемой при рассмотрении критических свойств проводимости в режиме КЭХ остается учет межэлектронных взаимодействий и спиновых эффектов, причем речь идет как о значении критических индексов, так и об особенностях локализации в присутствии смешивания УЛ, особенно для структур с сильным спин-орбитальным взаимодействием. С одной стороны, на основе различных моделей и методов расчета был сделан вывод [18,19], что при смешивании УЛ класс универсальности квантовых фазовых переходов не должен измениться. Однако существуют и работы, в которых даются весьма интересные предсказания о процессах локализации-делокализации носителей для близко расположенных УЛ [20,21,24]. В работах [20,21] показано, что около центра каждого уровня Ландау из-за межподзонного перемешивания будет формироваться узкая полоса делокализованных состояний и, как следствие, это приведет к нескейлинговому (non-scaling) поведению. Следует отметить, что до сих пор в центре внимания были в основном теоретические исследования. Есть лишь несколько экспериментов, где, в частности, исследовался один особый случай смешивания (mixing) УЛ с полностью вырожденными уровнями Ландау с противоположными ориентациями спина [25–28]. Таким образом, единая картина квантовых фазовых переходов при наличии смешивания УЛ с различными ориентациями спина в настоящее время отсутствует.

В нашей предыдущей работе [29] на системе InAlAs/InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs не было обнаружено различия в значениях критических

Конструкция и структурные параметры образцов InGaAs/InAlAs

Слой	Состав слоя	Толщина слоя, (нм)
Покрывающий слой $i\text{-In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	$y = 0.90$	6
Барьерный слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.81$	96
Легирование, $1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\delta\text{-Si}$	
Спейсер $i\text{-In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.81$	12
Квантовая яма $i\text{-In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	$y = 0.90$	14
Псевдоподложечный слой $i\text{-In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.81$	140
Инверсная ступень $i\text{-In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.83 \rightarrow 0.81$	19
Метаморфный буфер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.55 \rightarrow 0.83$	1350
Сверхрешетка $(i\text{-In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}) \cdot 6$	$y = 0.53, x = 0.52$	78
Буфер $i\text{-In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.52$	42
Подложка	(100) InP	

индексов для спин-расщепленных и спин-вырожденных УЛ. В данной работе мы продолжили поиски на подобных структурах с более высокой концентрацией и подвижностью электронов.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовой ямой  $\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}/\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}$  и метаморфным буфером изменяющегося состава  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  были выращены на установке RIBER Compact 21 в Институте функциональной ядерной электроники Национального исследовательского ядерного университета „МИФИ“ методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для роста использовались подложки InP (Wafer Technology Co.) с ориентацией (100). Последовательность и параметры слоев в образце представлены в таблице. Концентрация электронов  $n = 6.9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , подвижность  $\mu = 20 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Профиль состава (концентрация индия  $x$ ) в метаморфном буфере  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  был технологически задан линейным. Для подавления прораствания дислокаций в область квантовой ямы в структуру была введена сверхрешетка. Метаморфный буфер завершался инверсной ступенью с линейно уменьшающейся концентрацией, чтобы предотвратить проникновение упругих напряжений в активную область. Затем выращивался толстый слой псевдоподложки  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  в качестве подложки для последующих активных слоев квантовой ямы  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , затем следовали спейсер  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ,  $\delta$ -слой легирующей примеси Si, барьерный слой  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  и нелегированный защитный слой  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Образец на подложках InP содержал псевдоморфно-напряженную квантовую яму, чей параметр решетки превышал параметр решетки барьерных слоев. Кремний использовался в качестве донорной примеси, концентрация атомов  $1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Дополнительную информацию о технических условиях роста можно найти в работах [30,31].

Образец был изготовлен в форме двойного холловского мостика, ширина канала  $w = 0.6 \text{ мм}$ , отношение

длины к ширине  $L/w = 3.5$ . Продольное  $\rho_{xx}$  и холловское  $\rho_{xy}$  магнитосопротивления измерялись на постоянном токе  $I = 1 \text{ мкА}$  одновременно в магнитных полях до 9.0 Тл при температуре от 1.8 до 30.0 К на установке PPMS Quantum Design, а также в магнитных полях до 12 Тл при температуре от 0.4 до 1.6 К с использованием вставки  $\text{He}^3$  на установке Oxford Instruments.

## 3. Результаты и обсуждение

### 3.1. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены магнитопольные зависимости продольной и холловской компонент тензора сопротивления для исследованного образца в перпендикулярных магнитных полях до  $B = 12 \text{ Тл}$  при  $T = 1.5 \text{ К}$ . На зависимостях  $\rho_{xy}(B)$  хорошо видны квантованные плато  $\rho_{xy} = \nu h/e^2$  для четных и нечетных факторов заполнения  $\nu = 3, 4, 5, 6$  и т.д. до  $\nu = 20$ , на  $\rho_{xx}(B)$  — хорошо выраженные осцилляции Шубникова-де Гааза. На вставке к рис. 1 показаны типичные зависимости  $\rho_{xx}(B)$  при фиксированных температурах.

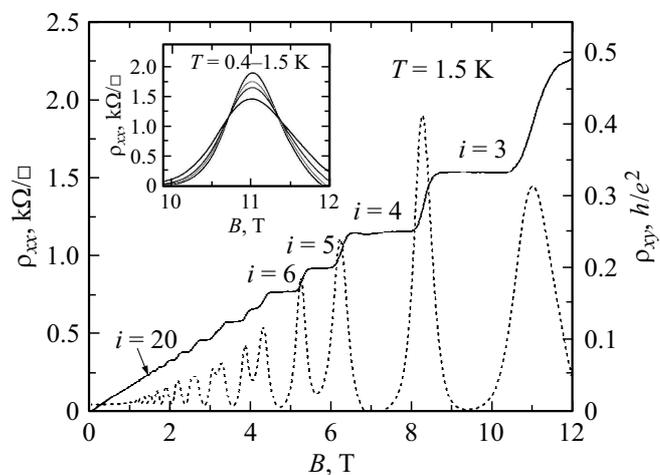
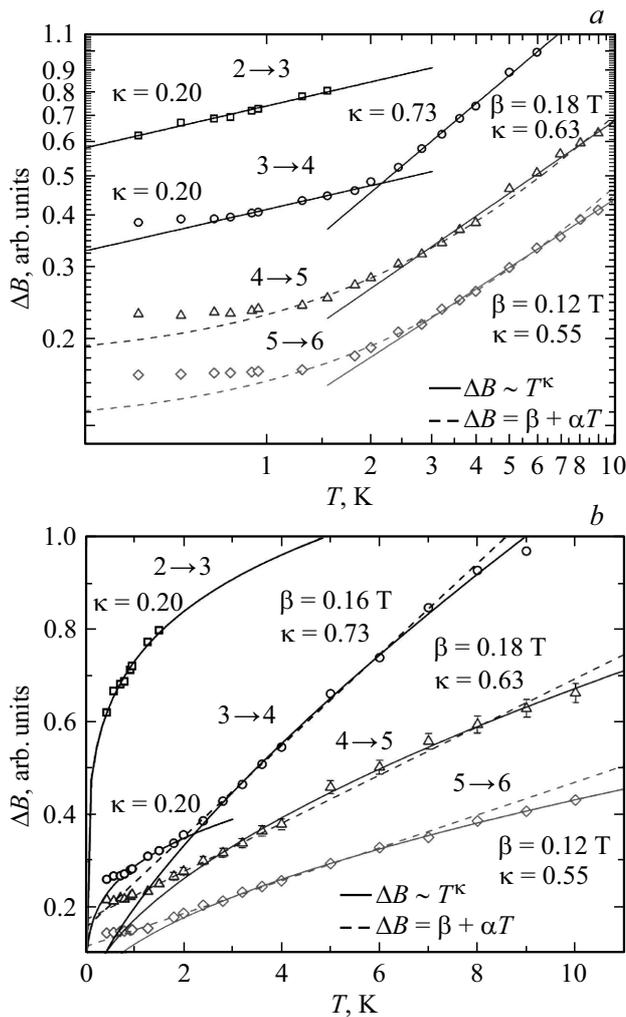


Рис. 1. Магнитопольные зависимости  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  при температуре  $T = 1.5 \text{ К}$ . На вставке — зависимости  $\rho_{xx}(B)$  для перехода  $2 \rightarrow 3$  при фиксированных температурах 0.4–1.5 К.



**Рис. 2.** Температурные зависимости ширины  $\Delta(B)$  пиков  $\rho_{xx}$ , для переходов между плато 2 → 3, 3 → 4, 4 → 5 и 5 → 6 (сдвинуты для наглядности) в двойном логарифмическом масштабе (а) и в линейном масштабе (б). Сплошные линии —  $\Delta B \propto T^\kappa$ , пунктирные линии —  $\Delta B \propto \beta + \alpha T$ .

На рис. 2 показаны температурные зависимости ширины  $\Delta B(T)$  пиков  $\rho_{xx}(B)$ , определенные как расстояние между двумя экстремумами  $d\rho_{xx}/dB$ .  $\Delta B$  является мерой доли делокализованных состояний на уровне Ландау, участвующих в проводимости при конечных температурах. Видно (рис. 2, а), что  $\Delta B(T)$  при  $T \rightarrow 0$  уменьшается по степенному закону  $T^\kappa$ , причем для переходов между плато с разными факторами заполнения значения критических индексов при  $T > 2$  К отличаются. Можно выделить три температурные области, в которых скорость изменения ширины перехода между плато КЭХ при изменении температуры различна: 1) наблюдается скейлинговое поведение  $\Delta B \sim T^\kappa$  с критическим индексом  $\kappa = [(0.55-0.73) \pm 0.02]$  при  $T > 2$  К для переходов 3 → 4, 4 → 5, 5 → 6; 2)  $\kappa = [0.20 \pm 0.02]$  при  $T < 2$  К для 2 → 3 и 3 → 4; 3) при  $T < 0.9$  К для переходов 3 → 4, 4 → 5, 5 → 6 зависимость  $\Delta B$  стремится к на-

сыщению. Для переходов 4 → 5 и 5 → 6 при  $T < 5$  К зависимости  $\Delta B(T)$  лучше описываются линейным законом  $\Delta B(T) = \alpha T + \beta$ .

Начиная с пионерского экспериментального исследования на низкоподвижных гетероструктурах InGaAs/InP [5], где был подтвержден степенной закон поведения  $\Delta B(T)$  и  $d\rho_{xy}/dB|_{B_c}(T)$  для нескольких уровней Ландау, значение  $\kappa = 0.42 \pm 0.04$  считается универсальным. Скейлинговое поведение с  $\kappa = 0.42 \pm 0.01$  было обнаружено и для переходов плато — плато КЭХ в гетероструктурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  в области сплавного рассеяния [6,7]. Недавние эксперименты на структурах  $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  с двойными квантовыми ямами выявили реальное скейлинговое поведение с  $\kappa = 0.48 \pm 0.04$  для переходов между плато 1 → 2, что авторы связывают с решающей ролью мелкомасштабного примесного потенциала [32]. Значения  $\kappa = 0.42$  были обнаружены для первого и второго уровней Ландау (как для электронов, так и для дырок) в монослое графена [33]. Последние результаты по КЭХ в структурах на основе HgTe с квантовыми ямами шириной 5.9 нм для переходов 1 → 2, 2 → 3 также показывают значения  $\kappa = 0.45 \pm 0.04$  в интервале температур 0.4–50 К [34].

Однако в других экспериментальных работах универсальность критического индекса  $\kappa$  была поставлена под сомнение. Основными причинами такой неуниверсальности называются влияние крупномасштабного примесного потенциала [3,6,7,35,36], макронеоднородности в образце (в частности, неоднородности распределения концентрации носителей заряда по образцу) [3,37], межэлектронные взаимодействия и спиновые эффекты [3,38,39].

### 3.2. Влияние крупномасштабного случайного потенциала

Значения  $\kappa$  при  $T > 2$  К, определенные в настоящем исследовании, хорошо согласуются со значениями, получаемыми на системах с крупномасштабным случайным потенциалом [6,7,11,15,28,29,33,35,36,40–44]. В частности, во множестве работ для наиболее изученной структуры GaAs/AlGaAs регулярно наблюдаются  $\kappa = 0.5-0.75$ .

Так, при исследованиях перехода плато КЭХ (с номером  $i = 1$ ) — холловский изолятор для структур с квантовыми ямами  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  и GaAs/AlGaAs выявлено скейлинговое поведение с  $\kappa = 0.56 \pm 0.02$  ([3] и ссылки там). Показана необходимость учета макроскопических неоднородностей в образце и важность исследования переходов плато-холловский изолятор по сравнению с переходами плато-плато КЭХ, так как это дает возможность ввести так называемые поправки к скейлингу [3]. Причем такие факторы, как крупномасштабный случайный потенциал и наличие макронеоднородностей, являются конкурирующими: крупномасштабный потенциал увеличивает значение  $\kappa$ , в то время как присутствие неоднородностей уменьшает  $\kappa$  [3].

В работах [6,7,36] наблюдение зависимости значения  $\kappa$  от концентрации Al ( $x$ ) в квантовой яме  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  явилось ярким доказательством влияния масштаба случайного потенциала на значение  $\kappa$ . Изменение  $\kappa$  от 0.56 до 0.42 и вновь до 0.56 при изменении  $x$  от 0 до 0.0065 и до 0.016, сопровождаемое изменением масштаба случайного потенциала [45], трактуется авторами как смена процессов классического протекания (крупномасштабный потенциал) процессами квантового туннелирования (короткодействующий случайный потенциал) и обратно с ростом степени беспорядка при изменении содержания алюминия в активном слое квантовой ямы.

Недавно была исследована температурная зависимость ширины области перехода между плато КЭХ в квантовых ямах  $\text{HgTe}$  с инвертированным зонным спектром [40]. Было обнаружено скейлинговое поведение с критическим индексом  $\kappa = 0.54 \pm 0.01$  на переходе  $1 \rightarrow 2$  в широком интервале температур  $T = 2.9\text{--}30\text{ K}$  [40]. Этот результат объяснен на основе того факта, что основной причиной рассеяния электронов в исследованной структуре являлась примесь In, отделенная спейсером от двумерного слоя, так что в системе имелся крупномасштабный случайный потенциал.

Крупномасштабный (медленно меняющийся) потенциал считается основным типом беспорядка в стандартных гетероструктурах на основе GaAs, что исторически привело к полуклассическому рассмотрению (перколяционной картине) эффектов делокализации вблизи центра размытого уровня Ландау (см. ссылки в работе [2]).

В работе [4], посвященной протеканию и квантовому туннелированию в режиме КЭХ, была предложена модель регулярной сетки, которая сделала возможным численные расчеты систем с медленно меняющимся на масштабе магнитной длины беспорядком и включила в рассмотрение эффекты интерференции и квантового туннелирования, авторы работы [4] получили значение  $\gamma = 2.5 \pm 0.5$ , в разумном согласии со значениями для быстро меняющегося (короткодействующего) потенциала [2]. В классической картине длина локализации экспоненциально расходится с показателем  $\gamma = 4/3$  [4].

В работе [46] предложен способ оценки ширины полосы квантового протекания, т.е. интервала энергий  $W_0$ , где сохраняется квантовая фазовая когерентность, по отношению к полной ширине  $W$  уровня Ландау. Предполагая простую квадратичную форму потенциала вблизи седловой точки, было получено выражение  $W_0 \approx (l_B/a)^2 W$ , где  $l_B$  — магнитная длина,  $a$  — характерная корреляционная длина случайного потенциала, которая должна быть много больше  $l_B$  и  $W$  равно амплитуде флуктуаций потенциала. Эта оценка означает, что для разных образцов и разных номеров УЛ ширина полосы  $W_0$ , где наблюдается так называемый истинный скейлинг, различна, а значит, и условия ее достижения различны. Для классического протекания  $\gamma = 4/3$ , тогда, зная  $\kappa = p/2\gamma$  и  $p = 2$ , получаем  $\kappa = 0.75$ , значение, ре-

гулярно получаемое в системах с медленно меняющимся потенциалом.

Таким образом, значения  $\kappa$ , полученные в наших экспериментах при  $T > 2\text{ K}$ , связаны с присутствием в образце крупномасштабного случайного потенциала, сформированного различными причинами: удаленное легирование, особенности конструкции образца, например, дислокации, возникающие в метаморфном буфере [30].

Разные значения  $\kappa$  для переходов между плато КЭХ с разными номерами получены в систематических исследованиях серий образцов  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [11,22]. В работе [22] показано, что, как и в настоящей работе,  $\kappa$  уменьшается с увеличением номера уровня Ландау и с уменьшением концентрации, изменяемой в пределах от  $2.2$  до  $5.9 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$  с помощью напряжения на затворе.

### 3.3. Влияние межэлектронного взаимодействия и спиновых эффектов

Значения  $\kappa = 0.20 \pm 0.02$ , полученные при  $T < 2\text{ K}$ , наблюдались и ранее. Впервые  $\kappa = 0.21$  было обнаружено для спин-вырожденных уровней Ландау (переход  $2 \rightarrow 4$  в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  [25]). Если вспомнить, что  $\kappa = p/2\gamma$  есть комбинация двух микроскопических параметров, а именно  $p$ , который определяет температурную зависимость времени неупругого рассеяния,  $\tau_{in} \propto T^{-p}$ , и  $\gamma$ , определяющего скорость расходимости длины локализации при приближении к критической точке, то возникает вопрос (см. работу [25]), на какой критический индекс,  $p$  или  $\gamma$ , влияет спиновое вырождение.

Значения  $\kappa = 0.21 \pm 0.01$  для спин-поляризованных уровней Ландау для переходов  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  были получены в гетероструктурах  $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  с двойными квантовыми ямами с максимальной концентрацией электронов, достигнутой путем подсветки инфракрасным излучением, и объяснены влиянием электрон-электронного взаимодействия конечного радиуса, связанного с эффективным экранированием дальнего действия потенциала кулоновского электрон-электронного взаимодействия в одной квантовой яме с помощью другой [32].

В работе [23] на структурах  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  анализировалось изменение ширины пиков  $\Delta B$  проводимости  $\rho_{xx}$  в режиме КЭХ с температурой  $\Delta B \sim T^\kappa$  и частотой  $\Delta B \sim f^\kappa$ . Неуниверсальное поведение ( $\kappa > 0.4$ ), связанное с примесями, было отделено от универсального скейлинга ( $\kappa \approx 0.4$ ). При сравнении спин-расщепленных ( $\kappa \sim 0.4$ ) и спин-вырожденных ( $\kappa \sim 0.2$ ) пиков  $\sigma_{xx}$  была продемонстрирована важность учета обменного взаимодействия и усиления  $g$ -фактора.

Кроме того, интересным является тот факт, что значения критических индексов  $\kappa \cong (0.2\text{--}0.3)$  регулярно наблюдаются на различных типах двумерных структур на основе графена ([47] и ссылки в ней). Такое неуниверсальное поведение, по мнению исследователей графена, свидетельствует о протекании в присутствии

крупномасштабного случайного потенциала, в противовес традиционным полупроводниковым 2D системам, рассмотренным в разд. 3.2 настоящей статьи.

Обсудим предсказания теории относительно значений критических индексов. Теоретическая концепция [1] относится к системам невзаимодействующих электронов, в то время как в реальных системах требуется учет электрон-электронных ( $e-e$ ) взаимодействий. Попытки учета  $e-e$ -взаимодействий при рассмотрении критических свойств для переходов плато-плато КЭХ предпринимались постоянно (см., например, [48]), но последовательный подход был развит в работах [38,39,49] и систематизирован в [3]. Обобщенный подход [3] согласует механизм делокализации в сильном квантующем магнитном поле с теорией Финкельштейна для явлений локализации и  $e-e$ -взаимодействия [50]. Этот подход оправдывает применимость концепции скейлинга для анализа ширины переходов между плато КЭХ для взаимодействующих электронов (трехпараметрический скейлинг, в качестве третьего безразмерного параметра принимается константа взаимодействия в триплетном канале). В частности, в случае короткодействующего потенциала  $e-e$ -взаимодействия фиксированная точка, соответствующая делокализованному состоянию  $\sigma_{xy} = i + 1/2$ , остается стабильной по отношению к взаимодействию [3,38,48,49].

Теории двухпараметрического скейлинга (для невзаимодействующих электронов) [1] или трехпараметрического скейлинга (с учетом  $e-e$ -взаимодействия) [3], хотя и решают фундаментальные проблемы, но не дают конкретных значений критических индексов. Результаты численных расчетов критического индекса длины локализации для модели невзаимодействующих электронов, полученные во многих последующих исследованиях (см. обзоры [2,3]), дают значение  $\gamma = 2.35 \pm 0.03$ . Принимая  $\kappa = p/2\gamma$  и  $p = 2$ , немедленно получаем классическое и считающееся универсальным значение  $\kappa = 0.42$ . Количественные оценки предполагаемого значения параметра  $\kappa$  в моделях с короткодействующим  $e-e$ -взаимодействием следующие:  $\kappa = 0.21$  ( $\gamma = 2.3$  и  $z = 2$  — динамический критический индекс,  $\kappa = 1/z\gamma$ ) [48];  $\kappa = 0.21$  ( $\gamma = 2.3$  и  $p = 1$ ) [49];  $\kappa = 0.27 \pm 0.04$  ( $\gamma = 2.75$  и  $p = 1.35 \pm 0.15$ ) [3,38].

Принимая во внимание существующие предсказания теории и результаты предыдущих экспериментов, можно сделать два предположения о природе низкотемпературных ( $T < 2$  К) значений  $\kappa$  в изучаемой системе: 1) экспериментально извлеченные  $\kappa$  хорошо согласуются с теоретически предсказываемыми для систем с малым радиусом  $e-e$ -взаимодействия; 2) мы не можем игнорировать влияние неоднородностей.

### 3.4. Переход от неуниверсального скейлинга к универсальному

Работы, в которых наблюдается переход от высокотемпературного, неуниверсального режима скейлин-

га к низкотемпературному, универсальному, единичны. Первой следует назвать одну из пионерских работ [35], где кроссовер от нескейлингового поведения к скейлинговому с  $\kappa = 0.42$  наблюдался для серии гетероструктур GaAs/AlGaAs из-за доминирования крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала. В работе [6] представлены экспериментальные данные по переходам плато-плато КЭХ в гетероструктурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$  ( $x = 0$  и 0.21%) в диапазоне температур от 1.2 К до 1 мК, где наблюдался кроссовер от неуниверсального режима ( $\kappa = 0.58$ ) при высоких температурах к универсальному ( $\kappa = 0.42$ ) при низких температурах. Температура кроссовера увеличивалась с ростом  $x$  от 120 мК при  $x = 0\%$  до 250 мК при  $x = 0.21\%$  благодаря увеличению вклада в беспорядок от короткодействующего по природе сплавного рассеяния. Когда концентрация Al достигает  $x = 0.85\%$ , тогда беспорядок полностью определяется короткодействующим случайным примесным потенциалом, температура кроссовера  $T_{\text{cross}}$  превышает 1.2 К и универсальный скейлинг ( $\kappa = 0.42$ ) наблюдается во всем исследованном диапазоне температур.

Это поведение интерпретируется в работе [6] как переход от процессов теплового возбуждения через потенциальный барьер в седловых точках при  $T > T_{\text{cross}}$  к процессам квантового туннелирования при  $T < T_{\text{cross}}$ . Универсальный скейлинг с критическим индексом  $\kappa = 0.42$  становится наблюдаемым только при достаточно низких температурах, когда при  $T < T_{\text{cross}}$  длина фазовой когерентности превышает типичный размер флуктуаций примесного потенциала и доминируют процессы когерентного туннелирования.

В работе [51] мы наблюдали кроссовер из неуниверсального скейлингового режима при  $T > 2$  К с  $\kappa = 0.70 \pm 0.12$  к универсальному при  $T < 2$  К с  $\kappa = 0.25 \pm 0.02$  в структурах  $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  с одиночной квантовой ямой с максимальной концентрацией электронов, полученной с помощью ИК-подсветки.

Значения  $\kappa$  с точностью до погрешности измерения, как до кроссовера, а также после него [51], хорошо согласуются со значениями, полученными в настоящем исследовании. Совпадает также и температура  $T_{\text{cross}} = 2$  К. Можно предположить случайное совпадение объема вклада в потенциал беспорядка от короткодействующего сплавного рассеяния в двух разных по составу, конструкции и свойствам 2D электронов гетероструктурах на основе InGaAs, который, как показано в работе [6], определяет как  $\kappa$ , так и  $T_{\text{cross}}$ .

### 3.5. Насыщение температурной зависимости ширины перехода $\Delta B(T)$

Насыщение, обнаруженное на переходах  $3 \rightarrow 4$ ,  $4 \rightarrow 5$ ,  $5 \rightarrow 6$  при  $T < 0.9$  К, наблюдалось и ранее [6,7,10,11] и связано с размерными эффектами, а именно с ограничением режима скейлинга в пределе низких температур, когда длина фазовой когерентности сравнивается с

характерным размером образца. Так, в работе [7] было показано, что температура насыщения растет с 0.06 до 0.2 К при уменьшении размера образца с 500 до 100 мкм. При этом необходимо следить, чтобы были исключены нелинейные эффекты, связанные с разогревом электронного газа за счет величины тока, пропускаемого через образец. У нас насыщение происходит при высокой температуре  $T \cong 0.9$  К при достаточно больших размерах образца (наименьший характерный размер это ширина токового канала на холловском мостике 600 мкм). С другой стороны, эксперименты показали [52], что разогрев 2D электронного газа пропускаемым током начинается при  $I > 4$  мкА при температуре образца  $T = 0.4$  К. Таким образом, вопрос о насыщении требует дополнительного исследования.

### 3.6. Линейная температурная зависимость ширины перехода $\Delta B(T)$

Обсудим теперь линейный ход зависимости  $\Delta B(T)$ , обнаруженный для переходов между плато КЭХ с большими номерами. На рис. 2, *b* зависимости  $\Delta B(T)$  представлены в линейном масштабе. Видно, что при  $T < 3$  К для переходов  $4 \rightarrow 5$  и  $5 \rightarrow 6$  данные не могут быть удовлетворительно описаны степенным законом  $\Delta B \sim T^\kappa$ . С другой стороны, данные хорошо описываются линейной зависимостью  $\Delta B(T) = \alpha T + \beta$  с параметрами  $\alpha = 0.055$  Тл/К,  $\beta = 0.18$  Тл для перехода  $4 \rightarrow 5$ ,  $\alpha = 0.036$  Тл/К,  $\beta = 0.12$  Тл для перехода  $5 \rightarrow 6$ . В температурном интервале от 3 до 6–9 К как степенной, так и линейный законы вполне хорошо подходят для описания экспериментальных данных. Отклонение между двумя подгонками лежит в пределах экспериментальных погрешностей (см. данные для перехода  $4 \rightarrow 5$  на рис. 2, *b*).

В работах [12,13] сообщалось о новом транспортном режиме, отличающемся от критического скейлингового поведения, который существует асимптотически близко к переходу при очень низких температурах. Изучая переход „КЭХ–диэлектрик“ в образцах различных структур GaAs/AlGaAs и InGaAs/InP при температурах до 70 мК, была обнаружена экспоненциальная зависимость  $\rho_{xx}$  по обе стороны от значения критического фактора заполнения  $\nu_c$  ( $\Delta\nu = |\nu - \nu_c|$ ),  $\rho_{xx} = \exp(-\Delta\nu/\nu_0(T))$ , и отмечено, что эффективная ширина перехода  $\nu_0(T)$  изменяется как  $\alpha T + \beta$ , вместо  $T^\kappa$  для скейлингового поведения. Это означает, что даже при  $T = 0$  переход имеет конечную ширину и другой механизм проводимости при более низких температурах. Авторы отметили, что некоторые из их образцов на основе InGaAs/InP были из той же серии, что и в работе [5], и что они также пересмотрели свои предыдущие данные для образцов GaAs/AlGaAs в работах [12,13].

Какова причина появления линейной зависимости  $\Delta B(T) = \alpha T + \beta$ ? Самой простой и естественной причиной для линейной зависимости  $\Delta B(T)$  является температурное уширение квантового критического фазового пе-

рехода. Она была предложена и подтверждена расчетами в работе [14]. Было показано, что температурное уширение функции распределения Ферми–Дирака  $f(E)$  приводит к линейной температурной зависимости  $\Delta B(T)$ . Однако такое поведение должно предшествовать скейлинговым закономерностям при уменьшении температуры, как показано, например, в работах [14 и ссылки в ней]. В работах [12,17], как и в настоящей, линейная зависимость наблюдается вплоть до самых низких температур.

В теоретической работе [46] и в экспериментальной работе [13] было отмечено очень важное значение короткодействующего случайного потенциала рассеяния для изучения скейлинговых явлений, так как дальнедействующий потенциал рассеяния резко усложняет наблюдаемость критических явлений. По их мнению, линейный ход ( $\Delta B(T) = \alpha T + \beta$ ) является квазиклассическим по своему характеру и должен наблюдаться при конечных  $T$  и на образцах с преобладанием медленно меняющихся флуктуаций потенциала беспорядка.

Авторы работы [16] считают, что ответ на вопрос о конечной ширине переходов КЭХ при  $T \rightarrow 0$  может быть найден при учете влияния кулоновских электрон-электронных взаимодействий на экранирование плавного потенциала беспорядка [54,55]. Эта теория рассматривает экранирование в рамках приближения Томаса–Ферми, которое подходит для плавного потенциала беспорядка. Когда имеет место смешивание уровней Ландау, взаимодействие электронов на разных уровнях Ландау с одинаковыми номерами и противоположно направленными спинами серьезно усложняет эту проблему, особенно в случае структур с сильным спин-орбитальным взаимодействием, каковыми являются структуры на основе InGaAs с высоким содержанием InAs.

Кроме того, возникает еще один вопрос, изменит ли смешивание уровней Ландау закон универсальности скейлингового поведения. В целом ряде теоретических работ был сделан вывод о том, что смешивание уровней Ландау не меняет класс универсальности при квантовых фазовых переходах в режиме КЭХ [17,18]. Однако в работе [20] было убедительно показано, что узкие металлические области образуются около каждого центра УЛ из-за их смешивания. Следует отметить, что в работе [21] теория была развита дальше путем включения в рассмотрение межзонных перекрытий. Было показано, что только для очень чистых образцов делокализованные состояния на каждом уровне Ландау остаются в одной критической точке при нулевой температуре, в отличие от достаточно грязных образцов, в которых делокализованные состояния на каждом уровне Ландау могут сформировать узкую полосу вместо одной критической точки. Кроме того, в [21] показано, что при определенной степени беспорядка возможен режим, когда для разных номеров УЛ могут реализовываться противоположные ситуации: для малых номеров УЛ при нулевой температуре остается только одно делокализованное состояние в критической точке, в то время как для больших номеров УЛ могут быть сформированы узкие полосы состояний

конечной ширины, как раз то, что мы наблюдаем в этой работе. Таким образом, наш эксперимент может свидетельствовать о наличии полосы делокализованных состояний, являющейся следствием сильного смешивания и перекрытия уровней Ландау с одинаковыми номерами и противоположно направленными спинами.

#### 4. Заключение

Проведены измерения температурных зависимостей продольной  $\rho_{xx}$  и холловской  $\rho_{xy}$  компонент тензора сопротивления в режиме квантового эффекта Холла в двумерных электронных системах  $n\text{-In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}$ . В рамках концепции скейлинга проведен анализ температурных зависимостей ширины пиков  $\rho_{xx}(B)$  для переходов между плато КЭХ  $2 \rightarrow 3$ ,  $3 \rightarrow 4$ ,  $4 \rightarrow 5$  и  $5 \rightarrow 6$ .

Обнаружено, что для переходов  $2 \rightarrow 3$ ,  $3 \rightarrow 4$  при  $T < 2$  К наблюдается скейлинговое поведение  $\Delta B \sim T^\kappa$  с критическим индексом  $\kappa = 0.20 \pm 0.02$ , предсказываемым теорией для систем с короткодействующим электрон-электронным взаимодействием.

Для перехода  $3 \rightarrow 4$  при  $T > 2$  К наблюдается переход к неуниверсальному значению  $\kappa = 0.73 \pm 0.02$ , регулярно наблюдающемуся в системах с крупномасштабным примесным потенциалом.

Для переходов  $4 \rightarrow 5$  и  $5 \rightarrow 6$  при  $T > 3$  К температурные зависимости ширины пиков сопротивления описываются скейлинговым законом с  $\kappa = 0.63 \pm 0.02$  и  $\kappa = 0.55 \pm 0.02$  соответственно. Наблюдаемый при понижении температуры переход к линейной зависимости  $\Delta B = \alpha T + \beta$  может свидетельствовать о конечной ширине полосы делокализованных состояний при  $T \rightarrow 0$  из-за перемешивания и перекрытия уровней Ландау с одинаковыми номерами и противоположно направленными спинами.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (шифр „Электрон“, г.р. № АААА-А18-118020190098-5) и проекта № 18-10-2-6 программы ФИ УрО РАН, при поддержке РФФИ: 18-02-00172 (образцы), 18-32-00382 (экспериментальные результаты), 18-02-00192 (теоретическое сопровождение).

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования НИЯУ МИФИ „Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников“. Измерения выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН „Испытательный центр нанотехнологий и передовых материалов“.

#### Список литературы

- [1] A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. Lett., **61**, 1297 (1988)
- [2] B. Huckestein. Rev. Mod. Phys., **67**, 357 (1995).
- [3] A.M.M. Pruisken. Int. J. Mod. Phys. B, **24**, 1895 (2010).
- [4] J.T. Chalker, P.D. Coddington. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **21**, 2665 (1988).
- [5] H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. Lett., **61**, 1294 (1988).
- [6] W. Li, J.S. Xia, C. Vicente, N.S. Sullivan, W. Pan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. B, **81**, 033305 (2010).
- [7] W. Li, C.L. Vicente, J.S. Xia, W. Pan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett., **102**, 216801 (2009).
- [8] N.Q. Balaban, U. Meirav, I. Bar-Joseph. Phys. Rev. Lett., **81**, 4967 (1998).
- [9] J. Wakabayashi, M. Yamane, S. Kawaji. J. Phys. Soc. Jpn., **58**, 1903 (1989).
- [10] S. Koch, R.J. Haug, K. von Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **67**, 883 (1991).
- [11] S.Koch, R.J. Haug, K. von Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. B, **43**, 6828 (1991).
- [12] D. Shahar, M. Hilke, C.C. Li, D.C. Tsui, S.L. Sondhi, J.E. Cunningham, M. Razeghi. Sol. St. Commun., **107**, 19 (1998).
- [13] D. Shahar, D.C. Tsui, M. Shayegan, E. Shimshoni, S.L. Sondhi. Phys. Rev. Lett., **79**, 479 (1996).
- [14] P.T. Coleridge. Sol. St. Commun., **112**, 241 (1999).
- [15] R.T.F. van Schaijk, A. de Visser, S. Olsthoorn, H.P. Wei, A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. Lett., **84**, 1567 (2000).
- [16] Yu.G. Arapov, G.A. Alshanskii, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, O.A. Kuznetsov. Nanotechnology, **13**, 86 (2002).
- [17] L. Wang, T. Tu, C. Zhou, Y.-J. Zhao, G.-C. Guo, G.-P. Guo. Mod. Phys. Lett., **27**, 1350202 (2013).
- [18] Z. Wang, D.-H. Lee, X.-G. Wen. Phys. Rev. Lett., **72**, 2454 (1994).
- [19] D.K. Lee, J.T. Chalker. Phys. Rev. Lett., **72**, 1510 (1994).
- [20] G. Xiong, S.-D. Wang, Q. Niu, Y. Wang, X.C. Xie, D.-C. Tian, X.R. Wang. J. Phys.: Condens. Matter, **18**, 2029 (2006).
- [21] G. Xiong, S.-D. Wang, Q. Niu, Y. Wang, X.R. Wang. EPL, **82**, 47008 (2008).
- [22] F.W. VanKeuls, H.W. Jiang, A.J. Dahm. Czech. J. Phys., **46**, Suppl. S5, 2467 (1996).
- [23] R. Meisels, F. Kuchar, W. Belitsch, B. Kramer. Microelectron. Eng., **47**, 23 (1999).
- [24] D.G. Polyakov, M.E. Raikh. Phys. Rev. Lett., **75**, 1368 (1995).
- [25] S.W. Hwang, H.P. Wei, L.V. Engel, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. Phys. Rev. B, **48**, 11416 (1993).
- [26] L.W. Engel, D.Shahar, C. Kurdak, D.C. Tsui. Phys. Rev. Lett., **71**, 2638 (1993).
- [27] H.P. Wei, L.W. Engel, D.C. Tsui. Phys. Rev. B, **50**, 14609 (1994).
- [28] Y.J. Zhao, T. Tu, X.J. Hao, G.C. Guo, H.W. Jiang, G.P. Guo. Phys. Rev. B, **78**, 233301 (2008).
- [29] S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, A.P. Savelyev, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, K. Rogacki, I.S. Vasil'evskii, A.N. Vinichenko. JMMM, **440**, 10 (2017).
- [30] I.S. Vasil'evskii, S.S. Pushkarev, M.M. Grekhov, A.N. Vinichenko, D.V. Lavrukhin, O.S. Kolentsova. Semiconductors, **50**, 559 (2016).
- [31] I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev, E.A. Klimov, A.L. Kvanin, S.S. Pushkarev, M.A. Pushkin. Semiconductors, **45**, 1158 (2011).
- [32] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, A.S. Klepikova, V.N. Neverov, S.G. Novokshonov, G.I. Kharus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin. JETP, **117**, 144 (2013).

- [33] A.J.M. Giesbers, U. Zeitler, L.A. Ponomarenko, R. Yang, K.S. Novoselov, A.K. Geim, J.C. Maan. *Phys. Rev. B*, **80**, 241411(R) (2009).
- [34] T. Khouri, M. Bendias, P. Leubner, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, U. Zeitler, N.E. Hussey, S. Wiedmann. *Phys. Rev. B*, **93**, 125308 (2016).
- [35] H.P. Wei, S.Y. Lin, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. B*, **45**, 3926(R) (1992).
- [36] W. Li, G.A. Csáthy, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 206807 (2005).
- [37] B. Karmakar, M.R. Gokhale, A.P. Shah, B.M. Arora, D.T.N. de Lang, A. de Visser, L.A. Ponomarenko, A.M.M. Pruisken. *Physica E*, **24**, 187 (2004).
- [38] A.M.M. Pruisken, I.S. Burmistrov. *JETP Lett.*, **87**, 220 (2008).
- [39] I.S. Burmistrov, S. Bera, F. Evers, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. *Ann. Phys.*, **326**, 1457 (2011).
- [40] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy. *Semiconductors*, **49**, 1545 (2015).
- [41] S. Koch, R.J. Haug, K.v. Klitzing, K. Ploog. *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 209 (1995).
- [42] K.-H. Yoo, H.C. Kwon, J.C. Park. *Sol. St. Commun.*, **92**, 821 (1994).
- [43] F. Hohls, U. Zeitler, R.J. Haug. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 036802 (2002).
- [44] N.A. Dadoo-Amoo, K. Saeed, D. Mistry, S.P. Khanna, L. Li, E.N. Linfield, A.G. Davies, J.E. Cunningham. *J. Phys.: Condens. Matter*, **26**, 475801 (2014).
- [45] W. Li, G.H. Csathy, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2832 (2003).
- [46] A.M.M. Pruisken, C.B. Scoric, M.A. Baranov. *Phys. Rev. B*, **60**, 16838 (1999).
- [47] C.-H. Liu, P.-H. Wang, T.-P. Woo, F.-Y. Shih, S.-C. Liou, P.-H. Ho, C.-W. Chen, C.-T. Liang, W.-H. Wang. *Phys. Rev. B*, **93**, 041421(R) (2016).
- [48] D.H. Lee, Z. Wang. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4014 (1996).
- [49] A.M.M. Pruisken, M.A. Baranov. *Europhys. Lett.*, **31**, 543 (1995).
- [50] A.M. Finkelstein. *Int. J. Mod. Phys. B*, **24**, 1855 (2010).
- [51] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, A.S. Klepikova, V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin. *Low Temp. Phys.*, **41**, 106 (2015).
- [52] S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, A.P. Saveliev, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, I.S. Vasil'evskii, A.N. Vinichenko (unpublished).
- [53] С.В. Гудина, Е.В. Ильченко, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Тез. докл. XIII Росс. конф. по физике полупроводников* (Екатеринбург, 2017) с. 174.
- [54] A.L. Efros. *Phys. Rev. B*, **45**, 11354 (1992).
- [55] N.R. Cooper, J.T. Chalker. *Phys. Rev. B*, **48** 4530 (1994).

Редактор А.Н. Смирнов

## Non-universal scaling behavior of conductivity peak widths in quantum Hall regime in InGaAs/InAlAs structures

S.V. Gudina<sup>1</sup>, Yu.G. Arapov<sup>1</sup>, E.I. Ilchenko<sup>1</sup>, V.N. Neverov<sup>1</sup>, A.P. Saveliev<sup>1</sup>, S.M. Podgornykh<sup>1,2</sup>, N.G. Shelushinina<sup>1</sup>, M.V. Yakunin<sup>1,2</sup>, I.S. Vasil'evskii<sup>3</sup>, A.N. Vinichenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620108 Yekaterinburg, Russia

<sup>2</sup> Ural Federal University, 620002 Yekaterinburg, Russia

<sup>3</sup> National Research Nuclear University „MEPhI“, 115409 Moscow, Russia

**Abstract** For an investigation of the quantum phase transitions in quantum Hall effect regime on  $n$ -In<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As/In<sub>0.81</sub>Al<sub>0.19</sub>As structures the longitudinal  $\rho_{xx}$  and Hall  $\rho_{xy}$  magnetoresistances were measured in magnetic fields up to 12 T at  $T = 0.4$ –30 K. Non-universal scaling behavior of temperature dependence of resistivity peak widths associated with the presence of large-scale random potential and mixing of Landau levels with opposite spin directions was found.