

Квантовый эффект Холла и прыжковая проводимость в наногетероструктурах n -InGaAs/InAlAs

© С.В. Гудина⁺, Ю.Г. Арапов⁺, А.П. Савельев⁺, В.Н. Неверов⁺, С.М. Подгорных^{+,*},
Н.Г. Шелушина⁺, М.В. Якунин^{+,*}, И.С. Васильевский[‡], А.Н. Виниченко[‡]

⁺ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,
620137 Екатеринбург, Россия

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

[‡] Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
115409 Москва, Россия

E-mail: svporova@imp.uran.ru

(Получена 17 апреля 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

Измерены продольное и холловское магнитосопротивления в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах n -InGaAs/InAlAs при температурах $T = (1.8-30)$ К в магнитных полях до $B = 9$ Тл. Температурно-индуцированный транспорт в области минимумов продольного сопротивления, соответствующих областям плато на холловском сопротивлении, был исследован в рамках концепции прыжковой проводимости в сильно локализованной электронной системе. Анализ проводимости с переменной длиной прыжка в областях второго, третьего и четвертого плато квантового эффекта Холла дал возможность определить критические индексы длины локализации.

1. Введение

В системе, где все электронные состояния локализованы, единственным механизмом проводимости остается температурно-индуцированная прыжковая проводимость между этими состояниями [1]. При существенно низких температурах (T) типичные разности энергии E между соседними примесями становятся больше, чем разности энергии между удаленными примесями, чьи уровни энергии близки к уровню Ферми (E_F). В этом случае характеристическая длина прыжка увеличивается с уменьшением температуры (режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка) и сопротивление (R) системы описывается хорошо известным законом Мотта [2]:

$$R(T) = R_0 \exp(T_0/T)^\alpha, \quad (1)$$

где R_0 — префактор, T_0 — характеристическая температура, значения показателя степени α различаются для различных механизмов проводимости.

Поскольку прыжковая проводимость имеет место между локализованными состояниями вблизи уровня Ферми, детали плотности состояний (DOS) вокруг E_F оказываются важны. Мотт рассматривал случай постоянной плотности состояний, для которой значение α в (1) дается выражением $\alpha = 1/(d + 1)$, где d — размерность системы. Для двумерных (2D) систем $\alpha = 1/3$. Позднее Эфрос и Шкловский показали [3], что при достаточно низких температурах DOS вблизи E_F не является постоянной, но линейно уменьшается с $|E - E_F|$, образуя в 2D системах так называемую мягкую кулоновскую щель. Форма кулоновской щели задается выражением [4,5]

$$g(E) = \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon^2}{e^4} |E - E_F|, \quad (2)$$

где ε — эффективная диэлектрическая проницаемость. Температурная зависимость сопротивления в этом случае по-прежнему описывается выражением (1), но $\alpha = 1/2$ для всех d . Температурная зависимость магнитопроводимости σ_{xx} принимает вид [4,5]

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}], \quad (3)$$

$\sigma_0 \propto 1/T$ — зависящий от температуры префактор. Характеристическая температура T_0 определяется кулоновской энергией на расстояниях, задаваемых длиной локализации ξ [4,5]:

$$T_0(\nu) = C \frac{1}{k_B} \frac{e^2}{\varepsilon \xi(\nu)}, \quad (4)$$

$\xi(\nu)$ обозначает радиус локализации состояний на уровне Ферми для данного фактора заполнения ν ($\nu = n/n_B$, n — концентрация электронов, $n_B = eB/h$ — степень вырождения уровня Ландау, B — магнитное поле), $C \approx 6$ — безразмерная константа для 2D случая, k_B — постоянная Больцмана.

Концепция проводимости с переменной длиной прыжка оказалась весьма продуктивной для интерпретации температурно-активационного транспорта в области плато целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) [4,5]. Характерной чертой КЭХ является появление узких пиков на магнитосопротивлении, разделенных глубокими минимумами [6]. Минимумы сопротивления, строго связанные с областями плато КЭХ, возникают благодаря локализации электронных состояний на уровне Ферми, когда он расположен между уровнями Ландау. Состояния на E_F локализованы практически при всех B , за исключением небольшого числа значений B_N , когда энергия Ферми находится в центре N -го уровня

Ландау. Вблизи таких значений B_N длина локализации расходуется:

$$\xi \propto |B - B_N|^{-\gamma}, \text{ при } \xi \propto |v - v_c|^{-\gamma}, \quad (5)$$

где критический фактор заполнения v_c принимает полупростые значения и γ — критический индекс длины локализации. Аналитическое получение значений γ является серьезной проблемой, численные методы дают $\gamma = (2.35 \pm 0.3)$ (см., например, обзоры [7,8]).

В сильно локализованной электронной системе в области плато КЭХ основным механизмом низкотемпературной проводимости вблизи уровня Ферми должна быть проводимость с переменной длиной прыжка [4,5]. Таким образом, температурно-индуцированная проводимость вдали от пиков КЭХ должна быть экспоненциально мала. Когда E_F достигает центра уровня Ландау, $E = E_N$, экспоненциальный фактор должен быстро возрастать благодаря расходимости длины локализации.

Основная идея [4,5] заключается в определении ширины пика магнитосопротивления КЭХ Δv по положению уровня Ферми, при котором экспоненциальный фактор прыжковой проводимости становится ~ 1 . Выражения для Δv как функции температуры, тока и частоты получены в рамках теории прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для взаимодействующих электронов. Показано, что Δv должно расти с T как $(T/T_1)^\kappa$, где $T_1(v) = A(1/k_B)(e^2/\epsilon\xi_0)$, κ — обратный критический индекс длины локализации, $\kappa = 1/\gamma$ для систем с кулоновской щелью вблизи уровня Ферми [4] и $\kappa = 1/2\gamma$ для систем с кулоновским взаимодействием, экранированным металлическим затвором, параллельным двумерному слою [5]. Для $\gamma \approx 2.4$ получим $\kappa \approx 0.42$ — значение, регулярно наблюдаемое экспериментально в 2D системах с короткодействующим примесным потенциалом [8].

Концепция, развитая в [4,5], была успешно применена для определения величин и магнитополевой зависимости длины локализации, а также для экспериментального определения значений критических индексов из анализа температурно-активационного транспорта (проводимости с переменной длиной прыжка) в области плато КЭХ для широкого набора низкоразмерных структур: в гетероструктурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [9], $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [10–14], $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ [15], а также для структур на основе графена [16–19], в том числе для монослойного графена [16,17].

Гетероструктуры для НЕМТ (high electron mobility transistor) $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ с высоким содержанием InAs , выращенные на подложках InP , интересны тем, что позволяют изготовить самые быстродействующие на данный момент СВЧ транзисторы (см., например, ссылки в [20]). Это связано с уменьшением эффективной массы электронов при увеличении содержания InAs в активном слое структуры и соответствующим увеличением подвижности. Кроме того, с увеличением содержания InAs увеличивается g -фактор, что дает возможность изучать особенности спин-разрешенных состояний. Интерес к таким структурам с точки зрения изучения проблемы

универсальности критических индексов в режиме КЭХ связан с тем, что при конструировании двумерных структур с высокими подвижностью и концентрацией носителей заряда, полученными в результате тщательного подбора гетеропар и внедрением удаленных примесей, вносятся разномасштабные примесные потенциалы: короткодействующий — сплавное рассеяние, далекодействующий — удаленное легирование, большое содержание замещающего компонента. Однако на системе InGaAs/InP , для которой была проведена ставшая классической работа [21], где впервые был определен обратный критический индекс длины локализации, до сих пор еще не были изучены свойства локализованных состояний в области плато КЭХ.

Целью данной работы было исследование свойств локализованных состояний в режиме КЭХ на гетероструктурах $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ с высоким содержанием InAs со сложным смешанным характером примесного потенциала.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследованная гетероструктура с квантовой ямой $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ с метаморфным буфером изменяющегося состава $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ была выращена в Национальном исследовательском ядерном университете „МИФИ“ методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке InP . Параметр решетки подложки InP сильно превышает параметр решетки в активном слое, так что получилась псевдоморфно-напряженная квантовая яма [20]. Для согласования параметров решеток слоев гетероструктуры создается специальный переходный с изменяющимся по толщине химическим составом слой, так называемый метаморфный буфер. Он согласует подложку со слоями любого состава путем постепенного изменения параметра решетки при постепенной релаксации возникающих механических напряжений. Тем не менее в метаморфном буферном слое образуется сеть дислокаций несоответствия, которые могут проникать в активный слой и придают поверхности полученной структуры волнообразный рельеф. Для подавления прорастания дислокаций в область квантовой ямы в структуру была введена сверхрешетка. Еще одним источником случайного крупномасштабного потенциала является наличие одностороннего легирующего δ -слоя Si . В области квантовой ямы решающую роль играет потенциал от сплавного рассеяния на трехкомпонентном соединении. Таким образом, исследованная структура представляет собой сложную смесь разномасштабных хаотических потенциалов. Последовательность и параметры слоев в образце представлены в таблице. Концентрация электронов $n = 4.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, подвижность $\mu = 4.6 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Образец изготовлен в форме двойного холловского мостика. Продольное, ρ_{xx} , и холловское, ρ_{xy} , магнитосопротивления снимались одновременно в магнитных полях до 9 Тл и температурах от 1.8 до 30 К. Измерения проводились на установке PPMS в секторе низкотемпературной гальванометрии центра коллективного пользования Института физики металлов УрО РАН.

Конструкция образца и его структурные параметры

Слой	Состав слоя	Толщина слоя, нм
Покрывающий слой $i\text{-In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	$y = 0.85$	6
Барьерный слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.82$	12.7
Легирование	$\delta\text{-Si}, 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	
Спейсер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.82$	7.2
Квантовая яма $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	$y = 0.85$	13.5
Псевдоложечный слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.82$	70
Инверсная ступень $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.83 \rightarrow 0.82$	19
Метаморфный буфер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.55 \rightarrow 0.83$	1400
Сверхрешетка $[\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}] \times 6$	$y = 0.53, x = 0.57$	22
Буфер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x = 0.52$	40
Подложка	(100) InP	

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены магнитопольные зависимости продольной проводимости σ_{xx} для исследованного образца при различных температурах в области актуальных минимумов ($\nu = 2, 3, 4$). Из уравнений (1)–(4) может быть получена прямая связь между ξ и проводимостью с переменной длиной прыжка, что позволяет определить γ . Сначала мы проверили аккуратность описания наших экспериментальных данных законом Мотта (уравнение (1), $\alpha = 1/3$, Mott's law на рис. 2) и законом Эфроса–Шкловского (уравнения (2), (3), $\alpha = 1/2$, E–S's law на рис. 2). Видно, что в интервале температур $T = 6\text{--}30\text{ К}$ оба этих закона очень хорошо описывают поведение $\sigma_{xx}(T)$ (см. вставку на рис. 2). При $T < 6\text{ К}$ выражение (1) подходит лучше, хотя при дальнейшем понижении температуры видим, что оно не описывает результаты эксперимента. Далее мы сосредоточим наши усилия на анализе результатов в

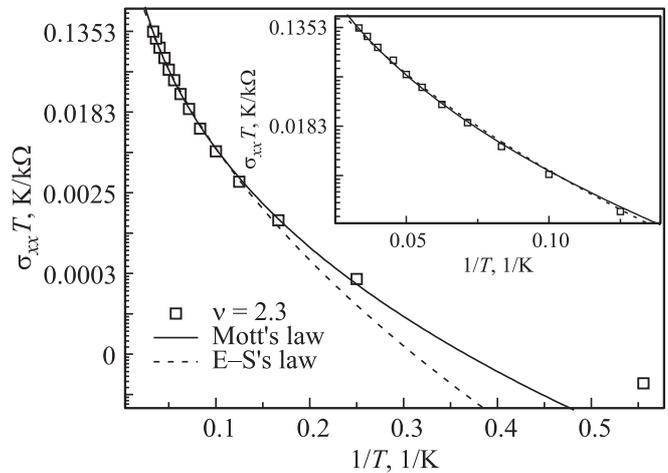


Рис. 2. Пример описания экспериментальных данных σ_{xx} для фиксированного фактора заполнения $\nu = 2.3$ законами Мотта (Mott's law, уравнение (1)), Эфроса–Шкловского (R–S's law, уравнение (3)). На вставке — фрагмент зависимости при $T > 6\text{ К}$.

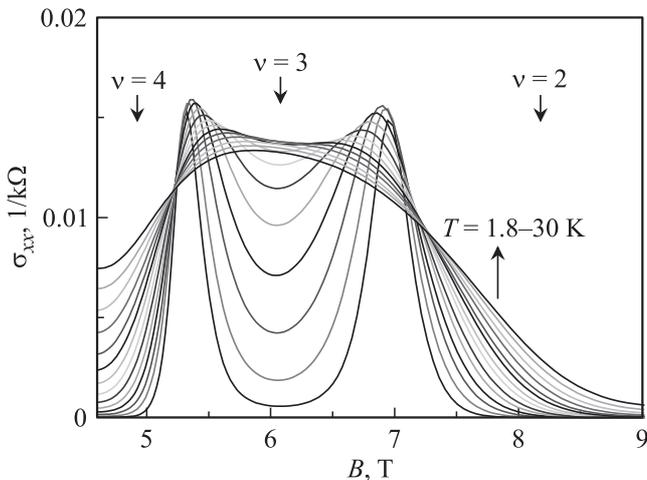


Рис. 1. Продольная магнитопроводимость σ_{xx} как функция магнитного поля B в области актуальных минимумов ($\nu = 2, 3, 4$) при различных температурах $T = 1.8\text{--}30\text{ К}$ (стрелкой показан рост температуры).

модели [4,5]. Характеристическая температура T_0 была определена из зависимости $T\sigma_{xx}$ от $1/T^{1/2}$, представленной в двойном логарифмическом масштабе в соответствии с уравнением (3), при различных значениях магнитного поля (фактора заполнения) вдали от ν_c , где находится пик σ_{xx} , для второго, третьего и четвертого плато КЭХ (рис. 3). Видно, что модель проводимости с переменной длиной прыжка [4,5] хорошо описывает экспериментальные данные в широком интервале факторов заполнения. На рис. 4 показаны результаты для T_0 как функции фактора заполнения $|\nu - \nu_c|$ для второго, третьего и четвертого плато КЭХ. В теории проводимости с переменной длиной прыжка T_0 определяется уравнением (4), и зависимость $T_0(|\nu - \nu_c|)$ связана с зависимостью $\xi(|\nu - \nu_c|)$ (выражение (5)). Отсюда находим значения критического индекса длины локализации $\gamma = (0.95 \pm 0.02)$ в интервале $0.15 < |\nu - \nu_c| < 0.35$ для второго, $\gamma = (0.73 \pm 0.01)$, (0.61 ± 0.01) в интервале $0.1 < |\nu - \nu_c| < 0.3$ для третьего плато и

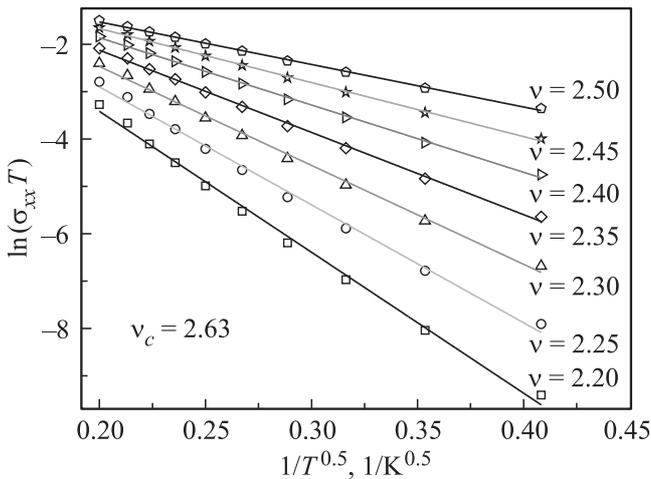


Рис. 3. Зависимости $\ln(\sigma_{xx}T)$ от $1/T^{0.5}$ при $\nu < \nu_c$ для перехода $2 \rightarrow 3$ при разных значениях фактора заполнения ν (значения указаны). Линиями показана аппроксимация экспериментальных данных согласно закону Эфроса-Шкловского (уравнение (3)).

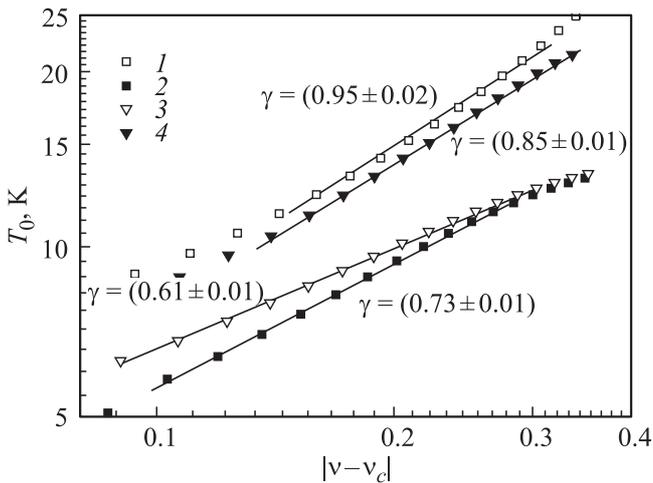


Рис. 4. Характеристическая температура T_0 как функция расстояния до критической точки $|\nu - \nu_c|$ с обеих сторон от переходов $2 \rightarrow 3$ ($1 - \nu < \nu_c$, $2 - \nu > \nu_c$) и $3 \rightarrow 4$ ($3 - \nu < \nu_c$, $4 - \nu > \nu_c$) в двойном логарифмическом масштабе. Указаны значения γ , определенные согласно $\ln(T_0) \propto \ln|\nu - \nu_c|$ (сплошные линии).

$\gamma = (0.85 \pm 0.01)$ в интервале $0.15 < |\nu - \nu_c| < 0.35$ для четвертого плато. Бросается в глаза, что кривые $T_0(|\nu - \nu_c|)$ сгруппировались по „происхождению“ энергетических щелей, которым соответствуют номера плато КЭХ: $\nu = 2$ и 4 — циклотронные, $\nu = 3$ — спиновая щель.

Полученные значения γ согласуются с результатами теории классического протекания для крупномасштабного хаотического потенциала рассеяния, которая предсказывает расходимость длины локализации с показателем степени $\gamma = 4/3$ (см. [22] и ссылки там).

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. Идеи, которые связывают локализацию с классическим протеканием в контексте целочисленного КЭХ, интенсивно развивались большим числом авторов (см. ссылки в [8]).

В работе [23], 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. Используя упрощающие возможности медленно меняющегося потенциала, модель включила в рассмотрение эффекты интерференции и квантового туннелирования. Оказалось, что модель такой решетки содержит особенности, необходимые для качественного понимания целочисленного КЭХ: локализованные состояния в хвостах уровней Ландау и протяженные состояния в их центрах, существующие только при одном значении энергии. В этих терминах классическая картина справедлива и при учете квантового туннелирования.

Однако существуют количественные различия. В классической картине [23] длина локализации экспоненциально расходится с показателем $\gamma = 4/3$. Для модели сетки [23] авторы получили значение $\gamma = (2.5 \pm 0.5)$, в разумном согласии со значениями для быстро меняющегося потенциала: $\gamma \geq 2$ [24] и $\gamma = (1.9 \pm 0.2)$ [25].

Последовательные теоретические исследования критического поведения невзаимодействующих электронов в квантово-холловской системе с короткодействующим рассеивающим потенциалом привели к заключению о единственности расходящейся шкалы длин, и результаты численных расчетов дали значение $\gamma = (2.35 \pm 0.03)$ (см., например, обзоры [7,8]).

Для крупномасштабного примесного потенциала современные теоретические модели (network models) с учетом квантового туннелирования дают значение критического индекса $\gamma = 2.33$ в непосредственной близости от критической энергии $E = E_c$ ($\nu = \nu_c$) (см., например, [26] и ссылки там) в соответствии с [23]. С другой стороны, далеко от E_c зависимость ξ от $E = E_c$ ($\nu = \nu_c$) определяется моделью классического протекания с $\gamma = 4/3$. Предполагается в [27], что с ростом масштаба беспорядка процессы квантового туннелирования (для короткодействующего примесного потенциала) сменяются процессами классического протекания (для крупномасштабного потенциала).

Более того, в работе [26] предложен способ оценить ширину полосы квантового протекания, т.е. интервал энергий W_0 , где сохраняется квантовая фазовая когерентность, по отношению к полной ширине W уровня Ландау. В предположении простой квадратичной формы 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 , W — амплитуда флуктуаций потенциала.

В нашей системе режим проводимости с переменной длиной прыжка реализуется на большом расстоянии от центра уровня Ландау, $|v - v_c| > 0.1$. Таким образом, возможно, мы имеем дело с прыжками между локализованными состояниями в хвостах уровней Ландау, т.е. в пределах действия законов классического протекания, вне полосы квантового туннелирования: $|v - v_c| \geq W_0/W$. Это позволяет предположить, что эффективный крупномасштабный потенциал играет важную роль при описании локализованных состояний в исследуемой системе. В то же время при анализе проводимости по делокализованным состояниям в рамках гипотезы скейлинга [24,28] в данной структуре получены универсальные значения обратного критического индекса длины локализации $\kappa = 0.41$ для переходов $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 4^1$. Хотя величина параметра κ в настоящее время является предметом дискуссии, имеется консенсус, что для систем с короткодействующим потенциалом рассеяния значение $\kappa \approx 0.42$ действительно описывает переходы в режиме КЭХ (когда они не замаскированы макроскопическими неоднородностями) [29].

Надо отметить, что отклонения полученных в данной работе значений γ от теоретического $\gamma = 4/3$ все же значительны. Близкие значения наблюдались ранее на гетероструктурах Si/Si_{1-x}Ge_x [9] и на двуслойном графене, помещенном между двумя слоями гексагонального нитрида бора [19]. Для двуслойного графена [19] получены $\gamma = 0.96, 1.25, 1.54$ для разных концентраций носителей, изменяемых напряжением на затворе. Авторы [19] отмечают, что переходы в режиме КЭХ в такой специфической структуре на основе графена, в отличие от монослойного графена, где удалось наблюдать универсальные значения обратного критического индекса длины локализации $\kappa = (0.4 \pm 0.02)$ и критического индекса длины локализации $\gamma = (2.6 \pm 0.5)$ [16], свидетельствуют о существовании эффективного крупномасштабного потенциала, подобного тому, который формирует перколяционную картину. Обсуждая значение $\gamma = (0.9 \pm 0.07)$, полученное на модулированно-легированных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x [9], авторы отмечают, что модель [4] нуждается в улучшении с учетом реальной природы рассеивающего потенциала и его влияния на локализацию.

4. Заключение

Проведены измерения продольного, $\rho_{xx}(B)$, и холловского, $\rho_{xy}(B)$, магнитосопротивлений в режиме КЭХ в наногетероструктурах n -InGaAs/InAlAs в диапазоне температур $T = 1.8\text{--}30\text{ К}$ в магнитных полях до $B = 9\text{ Тл}$.

¹ Неопубликованные данные С.В. Гудиной, Ю.Г. Арапова, А.П. Савельева, В.Н. Неверова, С.М. Подгорных, Н.Г. Шелушиной, М.В. Якунина, И.С. Васильевского, А.Н. Виниченко.

В результате анализа проводимости в областях второго, третьего и четвертого плато квантового эффекта Холла в рамках модели Полякова–Шкловского прыжковой проводимости в сильно локализованной электронной системе были получены значения критических индексов длины локализации $\gamma = 0.61\text{--}0.95$. Эти значения существенно отличаются от предсказанного теорией универсального значения $\gamma = 2.33$, что свидетельствует о необходимости дальнейшего совершенствования теории с учетом истинной природы беспорядка. Полученные результаты показывают, что квантовые фазовые переходы плато–плато КЭХ в наших специфических структурах, скорее всего, описываются в рамках модели классической локализации, в которой критический индекс длины локализации считается равным $\gamma = 4/3$.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Спин“ № 01201463330 при поддержке РФФИ: гранты № 14-02-00151, 16-32-00725.

Список литературы

- [1] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1984).
- [2] N.F. Mott. *J. Non-Cryst. Sol.*, **1**, 1 (1968).
- [3] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. *J. Phys. C*, **8**, L49 (1975).
- [4] D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3796 (1993); D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **48**, 11 167 (1993).
- [5] I.L. Aleiner, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **49**, 13 721 (1994).
- [6] *The Quantum Hall Effect*, ed. by R.E. Prange, S.M. Girvin [*Graduate Texts in Contemporary Physics* (Springer, Berlin, 1987)].
- [7] B. Kramer, T. Ohtsuki, S. Kettmann. *Phys. Reports*, **417**, 211 (2005).
- [8] B. Huckestein. *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 367 (1995).
- [9] D.-H. Shin, C.E. Becker, J.J. Harris, J.M. Fernandez, N.J. Woods, T.J. Thornton, D.K. Maude, J.-C. Portal. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 762 (1999).
- [10] M. Furlan. *Phys. Rev. B*, **57**, 14 818 (1998).
- [11] F. Hohls, U. Zeitler, R.J. Haug. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 036 802 (2002).
- [12] Tao Tu, Yong-Jie Zhao, Guo-Ping Guo, Xiao-Jie Hao, Guang-Can Guo. *Phys. Lett. A*, **368**, 108 (2007); Tu Tao, Zhao Yong-Jie, Hao Xiao-Jie, Wang Cheng-You, Guo Guang-Can, Guo Guo-Ping. *Chin. Phys. Lett.*, **25**, 1083 (2008); Y.J. Zhao, T. Tu, X.J. Hao, G.C. Guo, H.W. Jiang, G.P. Guo. *Phys. Rev. B*, **78**, 233 301 (2008).
- [13] N.A. Doodoo-Amoo, K. Saeed, D. Mistry, S.P. Khanna, L. Li, E.N. Linfield, A.G. Davies, J.E. Cunningham. *J. Phys.: Condens. Matter*, **26**, 475 801 (2014); N.A. Doodoo-Amoo, K. Saeed, L. Li, E.N. Linfield, A.G. Davies, J.E. Cunningham. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **456**, 012 007 (2013); K. Saeed, N.A. Doodoo-Amoo, L. Li, S.P. Khanna, E.N. Linfield, A.G. Davies, J.E. Cunningham. *Phys. Rev. B*, **84**, 155 324 (2011).
- [14] S. Koch, R.J. Haug, K. von Klitzing, K. Ploog. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 209 (1995).

- [15] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, N.G. Shelushinina, G.I. Harus, M.V. Yakunin, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. *J. Low Temp. Phys.*, **182**, в печати (2016).
- [16] A.J.M. Giesbers, U. Zeitler, L.A. Ponomarenko, R. Yang, K.S. Novoselov, A.K. Geim, J.C. Maan. *Phys. Rev. B*, **80**, 241 411(R) (2009).
- [17] K. Bennaceur, P. Jacques, F. Portier, P. Roche, D.C. Glatli. *Phys. Rev. B*, **86**, 085 433 (2012).
- [18] C. Chuang, R.K. Puddy, H.-D. Lin, S.-T. Lo, T.-M. Chen, C.G. Smith, C.-T. Liang. *Sol. St. Commun.*, **152**, 905 (2012).
- [19] C. Cobaleda, S. Pezzini, A. Rodriguez, E. Diez, V. Bellani. *Phys. Rev. B*, **90**, 161 408(R) (2014).
- [20] И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Л. Кванин, С.С. Пушкарев, М.А. Пушкин. *ФТП*, **45**, 1203 (2011); И.С. Васильевский, С.С. Пушкарев, М.М. Грехов, А.Н. Виниченко, Д.В. Лаврухин, О.С. Коленцова. *ФТП*, **50**, 567 (2016).
- [21] H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1294 (1988).
- [22] S.A. Trugman. *Phys. Rev. B*, **27**, 7539 (1983).
- [23] J.T. Chalker, P.D. Coddington. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **21** (1988).
- [24] H. Aoki, T. Ando. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 831 (1985).
- [25] S. Hikami. *Prog. Theor. Phys.*, **76**, 1210 (1986).
- [26] A.M.M. Pruisken, B. Skoric, M.A. Baranov. *Phys. Rev. B*, **60**, 16 838 (1999).
- [27] W. Li, G.A. Csáthy, 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); W. Li, J.S. Xia, C. Vicente, N.S. Sullivan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. B*, **81**, 033 305 (2010).
- [28] A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1297 (1988).
- [29] A.M.M. Pruisken, I.S. Burmistrov. *Письма ЖЭТФ*, **87**, 252 (2008); I.S. Burmistrov, S. Bera, F. Evers, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. *Ann. Phys.*, **326**, 1457 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Quantum Hall effect and hopping conductivity in n -InGaAs/InAlAs nanoheterostructures

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[‡]

⁺ Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620990 Yekaterinburg, Russia

^{*} Yeltsin Ural Federal University, 620002 Yekaterinburg, Russia

[‡] National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), 115409 Moscow, Russia

Abstract The longitudinal and Hall magnetoresistances of n -In_{0.85}Ga_{0.18}As/In_{0.82}Al_{0.82}As heterostructures were measured up to the magnetic fields of 9 T at the temperatures $T = 1.8$ –30 K. The temperature-induced transport at the resistivity minima, corresponding to the quantum Hall plateaus, has been studied within the concept of hopping conduction in a strongly localized electron system. An analysis of variable-range hopping conductivity at the regions of the second, third and fourth quantum Hall plateaus provided an opportunity to determine the value of the critical indices of the localization length.