

# Переходы плато–плато в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктуре $n$ -InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой до и после ИК подсветки

Ю.Г. Арапов<sup>1</sup>, С.В. Гудина<sup>1</sup>, А.С. Клепикова<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>,  
Г.И. Харус<sup>1</sup>, Н.Г. Шелушина<sup>1</sup>, М.В. Якунин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН

ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, ГСП-170, Россия

E-mail: neverov@imp.uran.ru; as\_klepikova@mail.ru

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина,

ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002, Россия

Статья поступила в редакцию 6 октября 2014 г., опубликована онлайн 22 декабря 2014 г.

Экспериментально исследованы продольное  $\rho_{xx}(B, T)$  и холловское  $\rho_{xy}(B, T)$  магнитосопротивления в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в гетероструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой в диапазоне магнитных полей  $B = 0$ –12 Тл и температур  $T = 0,4$ –4,2 К до и после ИК подсветки. Проведен анализ температурной зависимости ширины переходов плато–плато квантового эффекта Холла на основе представлений теории двухпараметрического скейлинга.

Експериментально досліджено подовжне  $\rho_{xx}(B, T)$  та холловське  $\rho_{xy}(B, T)$  магнітоопіри у режимі цілочисельного квантового ефекту Холлу в гетероструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs з поодинокую квантовою ямою в діапазоні магнітних полів  $B = 0$ –12 Тл та температур  $T = 0,4$ –4,2 К до і після ІЧ підсвічування. Проведено аналіз температурної залежності ширини переходів плато–плато квантового ефекту Холлу на основі подавань теорії двохпараметричного скейлінгу.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

**73.40.–c** Электронный транспорт на границе раздела структур;

**73.43.–f** Квантовые эффекты Холла.

Ключевые слова: квантовый эффект Холла, гипотеза скейлинга, масштаб примесного потенциала.

## 1. Введение

Квантовый эффект Холла (КЭХ) является наиболее интересным и сложным проявлением скейлингового поведения в двумерном (2D) электронном транспорте. Переходы между соседними плато целочисленного КЭХ считаются ярким примером непрерывных квантовых фазовых переходов [1–3]. Существование квантованного плато КЭХ тесно связано с наличием беспорядка в 2D системе [4,5]. В одночастичном описании все энергетические состояния электронов локализованы за исключением состояний при одной критической энергии  $E_c$  в окрестности центра каждого уровня Ландау. Переход плато–плато является необычным переходом изолятор–изолятор через промежуточную, бесконечно узкую (при  $T \rightarrow 0$ ) металлическую фазу.

Пик  $\sigma_{xx}$ , связанный с каждым переходом между плато в  $\sigma_{xy}$ , становится бесконечно острым при нулевой температуре, и значение пика должно быть универсальным и близким к  $\sigma_{xx}^c \approx 0,5e^2/h$  [1].

В работах Пруискена [6], а также Хмельницкого [7] для объяснения КЭХ была предложена гипотеза двухпараметрического скейлинга, приводящая к существованию как локализованных, так и делокализованных (вблизи середины подзон Ландау) состояний в спектре неупорядоченной 2D системы в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга ширина перехода  $\Delta B$  между соседними плато КЭХ так же, как и ширина соответствующего пика на зависимости  $\rho_{xx}(B)$  должны стремиться к нулю по степенному закону  $T^k$ .

Стандартное объяснение скейлинговой зависимости  $\Delta V \sim T^{\kappa}$  связано с традиционной теорией ширины пиков проводимости, которая была предложена Аоки и Андо [8] и Пруискенем [9]. Эта теория основана на предположении о степенной расходимости длины локализации  $\zeta(E)$ , когда энергия электронов  $E$  приближается к центру уровня Ландау ( $E = E_c$ ), а также на концепции длины фазовой когерентности  $L_{\varphi}$ , которая устанавливает предел для локализации. Если  $L_{\varphi}$  меньше длины локализации  $\zeta$  состояний на уровне Ферми, состояния считаются делокализованными и вносят вклад в проводимость. Ширина пика проводимости может быть определена из условия  $L_{\varphi} \approx \zeta$ .

Как и в теории слабой локализации,  $L_{\varphi}$  выражается через коэффициент диффузии  $D$  и время сбоя фазы  $L_{\varphi} \sim (D\tau_{\varphi})^{1/2}$ , при этом  $\tau_{\varphi} \sim T^{-p}$ , где показатель  $p$  зависит от механизма неупругого рассеяния. Из этого следует, что ширина проводящей энергетической зоны стремится к нулю с уменьшением  $T$  по степенному закону с  $\kappa = p/2\nu$ , где  $\nu$  — критический индекс длины локализации.

Хотя такой подход выглядит очень привлекательно, ввод времени сбоя фазы в режиме квантового эффекта Холла не является очевидным [10].

Первые экспериментальные исследования на гетероструктурах  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  с низкой подвижностью [11] показали справедливость скейлинговой гипотезы: температурные зависимости ширины пиков  $\rho_{xx}$  и величины, обратной максимальному наклону на ступеньках  $\rho_{xy}$ ,  $(d\rho_{xy}/dV)_{\text{max}}^{-1}$ , для этих структур хорошо описываются степенным законом  $T^{\kappa}$  с показателем  $\kappa = 0,42 \pm 0,05$  для уровней Ландау с номерами  $0^{-}$ ,  $1^{+}$  и  $1^{-}$  при  $T = 0,1-4,2$  К. 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  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  и квантовых ям  $p\text{-SiGe}$ . Но в некоторых экспериментальных работах ставился вопрос об универсальности данного значения  $\kappa$  (см. обзорную статью [1]).

Результаты новаторской экспериментальной работы Вея и др. [11] недавно были воспроизведены в системах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$  при расширении области исследований вплоть до температур порядка милликельвин [12]. В экспериментальном исследовании [12] авторы наблюдали универсальную скейлинговую зависимость с параметром  $\kappa = 0,42 \pm 0,01$  для переходов плато–плато КЭХ в квантовых ямах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$  в диапазоне концентраций  $0,0065 < x < 0,016$  с регулируемым потенциалом сплавного рассеяния. В продолжение [12] авторы провели всесторонний анализ переходов плато–плато КЭХ (переход  $3 \rightarrow 4$ ) в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As}$  с  $x = 0,85\%$  при сверхнизких температурах. Анализ подтвердил существование скейлинговой зависимости с

$\kappa = 0,42 \pm 0,01$  в широком диапазоне температур от 1,2 К до 12 мК с хорошей степенью точности [13].

Кроме того, в следующем кратком сообщении [14] Ли и др. представили экспериментальные результаты по переходу плато–плато квантового эффекта Холла в гетероструктурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As}$  (с  $x = 0\%$  и  $0,21\%$ ) в широком интервале температур от 1,2 К до 1 мК. В этих образцах наблюдается кроссовер от не-универсального скейлингового режима при более высоких температурах к универсальному скейлинговому режиму при низких температурах, с показателем степени  $\kappa$ , меняющимся от  $\kappa = 0,58$  до  $0,42$  соответственно. Температура кроссовера увеличивается с ростом  $x$  от 120 мК для  $x = 0\%$  до 250 мК при  $x = 0,21\%$ . Когда концентрация Al достигает величины  $x = 0,85\%$ , при которой беспорядок определяется короткомасштабным случайным примесным потенциалом, температура кроссовера становится выше 1,2 К, и универсальный скейлинг наблюдается при изменении температуры почти на два порядка.

В настоящее время проводятся интенсивные исследования режима скейлинга для переходов плато–плато квантового эффекта Холла в графене. Так, например, в работе Гисберса и др. [15] обнаружено, что ширина пиков продольной магнитопроводимости в графене, относящихся к уровню Ландау с  $N = 1$ , обнаруживает степенную температурную зависимость,  $\Delta\nu \sim T^{\kappa}$ , с  $\kappa = 0,37 \pm 0,05$ . Аналогичным образом, производная от холловской проводимости при переходе плато–плато  $d\sigma_{xy}/d\nu$  ведет себя, как  $T^{-\kappa}$  с  $\kappa = 0,41 \pm 0,04$  для первого и второго уровней Ландау как для электронов, так и для дырок. Эти результаты подтверждают универсальность критических индексов скейлинга в режиме квантового эффекта Холла в графене для уровней Ландау с  $N > 0$ .

В нашей предыдущей работе [16] были проведены исследования гетероструктуры  $n\text{-InGaAs}/\text{GaAs}$  с двойной квантовой ямой, которые выявили реальное скейлинговое поведение с показателем  $\kappa = 0,48 \pm 0,04$  для перехода  $1 \rightarrow 2$  в отсутствие освещения, что близко к экспериментальным результатам, полученным в [11,12]. Так же, как в [11,12] такое поведение может быть связано с решающей ролью короткомасштабного примесного потенциала рассеяния (в данном случае, рассеяние на атомах In в твердом растворе InGaAs).

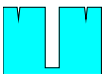
Уникальные результаты получены в [16] для системы  $n\text{-InGaAs}/\text{GaAs}$  с двойной квантовой ямой при максимальной концентрации электронов и максимальной подвижности носителей после ИК подсветки. Критическое поведение  $\Delta\nu(T)$  для переходов  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  хорошо соответствует значению  $\kappa = 0,21$ , которое ранее наблюдалось только для перехода между спин-нерасщепленными уровнями Ландау (переход  $2 \rightarrow 4$  в гетероструктурах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  [17]).

В настоящей работе мы представляем результаты детального исследования квантового эффекта Холла с акцентом на области переходов плато–плато в гетероструктуре  $n$ -InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой до и после ИК подсветки. Предварительные результаты были опубликованы в [18].

## 2. Характеристика образцов

Гетероструктуры  $n$ -In $_x$ Ga $_{1-x}$ As/GaAs были выращены методом металлоорганической газовой эпитаксии на полупроводниковой подложке GaAs в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Гетероструктуры представляют собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих квантовую яму In $_x$ Ga $_{1-x}$ As. Структура симметрично  $\delta$ -легирована Si в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Технологические параметры образца и схематический профиль структуры приведены в табл. 1. Измерения проводили в геометрии холловского мостика.

Таблица 1. Технологические параметры исследованного образца ( $d_w$  — ширина ямы,  $d_b$  — ширина барьера,  $L_s$  — ширина спейсера)

Образец	$L_s$ , Å	$d_w$ , Å	$d_b$ , Å	$x$	Профиль
2982	190	100	0	$\approx 0,18$	

На рис. 1 представлена энергетическая диаграмма образца GaAs/  $n$ -In $_x$ Ga $_{1-x}$ As /GaAs с одиночной квантовой ямой, рассчитанная при следующих значениях параметров: содержание индия  $x = 0,18$ ; эффективная масса электронов  $m^*/m_0 = 0,067 - 0,044x = 0,059$  (линейная интерполяция); высота барьера 0,125 эВ.

В исследуемой системе  $n$ -In $_x$ Ga $_{1-x}$ As с одиночной квантовой ямой изначальная полная концентрация электронов  $n = 2,17 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , квантовая яма имеет ширину 10 нм. На рис. 1 представлены профиль потенциала исследуемого образца  $U(z)$ , наименьший уровень энергии  $E_1$ , его волновая функция  $F_1$ , а также уровень Ферми  $E_F$  в исходном состоянии образца.

Таблица 2. Концентрация  $n$  и подвижность носителей заряда  $\mu$  в исследованной структуре: темновой образец (а); засвеченный образец (б). Приведены значения концентрации, определенные разными методами: 1 — квантовый эффект Холла, 2 — осцилляции Шубникова–де Гааза, 3 — коэффициент Холла в слабом поле. Во второй колонке указаны температуры, при которых определялись параметры образцов, в скобках указан способ получения температуры для засвеченных образцов.

Образец	$T$ , К	$n$ , $\text{м}^{-2} \cdot 10^{15}$			$\mu$ , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
		1	2	3	
2982a	1,8	2,2	2,2	2,2	1,2
	0,4 ( $^3\text{He}$ )	3,8	3,8	3,9	
2982b	1,8 ( $^4\text{He}$ )	3,6	3,7	3,7	2,9

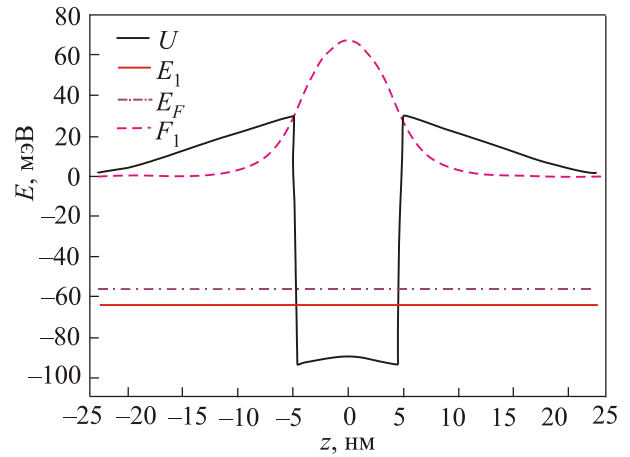


Рис. 1. Энергетическая диаграмма образца с одиночной квантовой ямой (2982a).

Концентрация носителей заряда изменялась путем максимального засвечивания образца инфракрасным светом (максимальная концентрация) и при последующем ее снижении при высоких температурах.

Сложность экспериментов с засветкой заключается в том, что при разных циклах охлаждения (измерения в разных температурных вставках) трудно получить одинаковую концентрацию электронов  $n$ . В разных сериях экспериментов получены следующие значения концентраций: для вставки  $^3\text{He}$   $n = 3,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и для вставки  $^4\text{He}$   $n = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

В табл. 2 приведены значения электрофизических параметров носителей заряда в структуре в зависимости от воздействия ИК излучения. Видим, что ИК подсветка приводит к существенному возрастанию как концентрации  $n$ , так и подвижности  $\mu$  электронов в образце.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  в магнитных полях  $B \leq 12$  Тл, в интервале температур  $T = 0,4\text{--}4,2$  К при разной концентрации электронов, которая изменялась путем подсветки образцов инфракрасным излучением.

На рис. 2 представлена сравнительная картина зависимостей продольного  $\rho_{xx}$  и холловского  $\rho_{xy}$  сопротивлений от магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла для исследованного образца при  $T = 1,8$  К до и после ИК подсветки. Обратим внимание на существенный сдвиг особенностей на кривых  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для образца 2982b в область сильных магнитных полей, обусловленный резким ростом концентрации носителей тока в результате воздействия ИК облучения: ИК подсветка позволила повысить концентрацию проводящих электронов почти в два раза.

### 3.1. Температурная зависимость ширины переходов плато–плато КЭХ

При изучении переходов плато–плато в наших образцах использована методика описания  $\sigma_{xy}(B)$  с помощью параметра экранирования [19]:

$$s(\nu) = \exp[-\Delta\nu/\nu_0(T)]. \quad (1)$$

Здесь фактор заполнения  $\nu = n/n_B$  ( $n$  — концентрация электронов,  $n_B = eB/h$ ),  $\Delta\nu = |\nu - \nu_c|$  — отклонение фактора заполнения от критического значения  $\nu_c$ , а  $\nu_0(T)$  — ширина полосы делокализованных состояний при температуре  $T$ . Для перехода между плато КЭХ с номерами  $(i-1)$  и  $i$  ( $\nu = i + 0,5$ ) недиагональная компонента тензора проводимости зависит от параметра экранирования следующим образом (в единицах  $e^2/h$ ):

$$\sigma_{xy} = i - \frac{s^2}{1+s^2}. \quad (2)$$

Анализируя зависимость  $\sigma_{xy}(\nu)$  в окрестности точки  $\nu_c$ , можно получить зависимость  $s(\nu)$ , а из нее определить ширину полосы делокализованных состояний при данной температуре  $\nu_0(T)$ .

*Темновой образец n-InGaAs/GaAs.* На рис. 3 приведены зависимости продольного и холловского сопро-

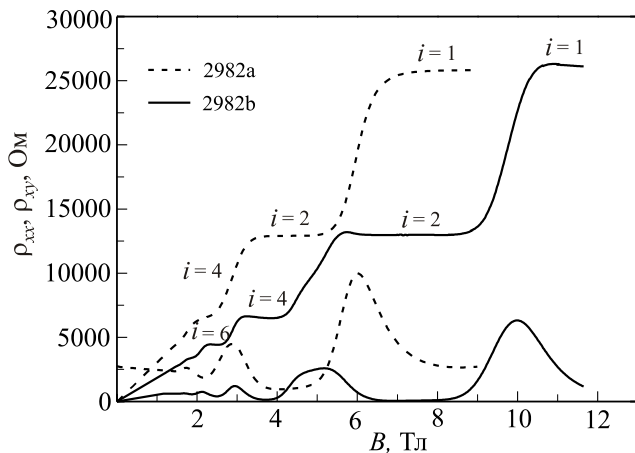


Рис. 2. Зависимости компонент тензора сопротивления  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  от магнитного поля  $B$  в режиме квантового эффекта Холла при  $T = 1,8$  К для образцов 2982a и 2982b.

тивления от фактора заполнения  $\nu$  в режиме квантового эффекта Холла при фиксированных температурах от 0,4 К до 4,2 К для темнового образца 2982a.

Для оценки ширины полосы делокализованных состояний в нашем образце были проанализированы данные по магнитосопротивлению в области перехода между первым и вторым плато КЭХ.

На рис. 4 представлены зависимости ширины полосы делокализованных состояний от температуры для незасвеченного образца  $n$ -InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой (2982a) в линейном и двойном логарифмическом масштабах.

На рис. 4 видно, что зависимость  $\nu_0(T)$  носит линейный характер. То, что не наблюдается степенная зависимость ширины делокализованных состояний от температуры, предсказанная теорией скейлинга, наглядно демонстрирует график  $\nu_0(T)$  в двойном логарифмическом масштабе (см. вставку на рис. 4).

Полученные экспериментальные данные описываются линейной зависимостью:

$$\nu_0(T) = \alpha T + \beta, \quad (3)$$

с параметрами  $\alpha = 0,031 \pm 0,002$  и  $\beta = 0,034 \pm 0,007$ .

В работе Шахара и др. [20] впервые обнаружены зависимости, существенно отличающиеся от критического поведения, предсказанного теорией скейлинга, вплоть до самых низких температур. При изучении перехода плато КЭХ–изолятор на серии гетероструктур GaAs/AlGaAs и InGaAs/InP при температурах до 70 мК найдено, что эффективная ширина перехода меняется с изменением температуры по линейному закону  $(\alpha T + \beta)$  с  $\beta \neq 0$ . Это означает, что при стремлении  $T \rightarrow 0$  ширина перехода остается конечной, что не соответствует концепции квантового фазового перехода.

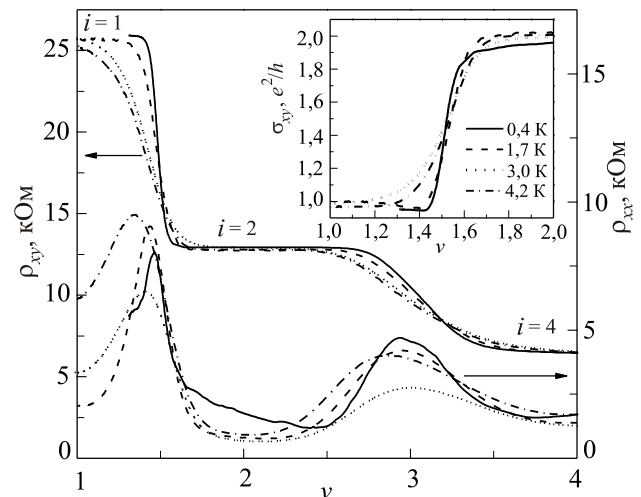


Рис. 3. Зависимость продольного и холловского сопротивления от фактора заполнения для образца 2982a. На вставке: зависимость холловской проводимости от фактора заполнения для перехода 1→2 для образца 2982a.

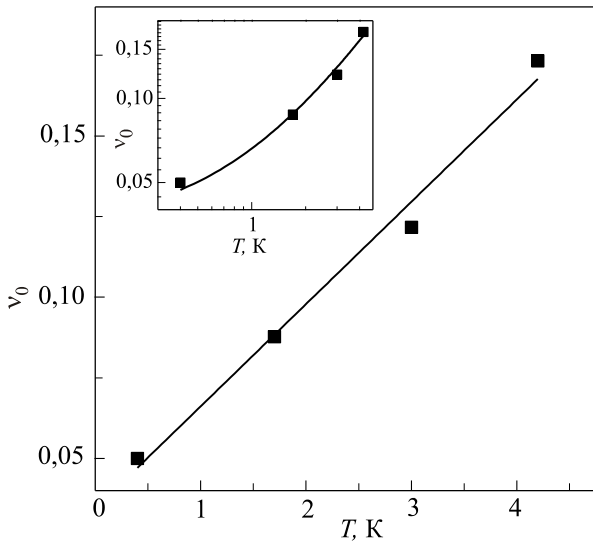


Рис. 4. Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры для незасвеченного образца  $n\text{-InGaAs/GaAs}$  с одиночной квантовой ямой (2982a) в линейном и двойном логарифмическом (на вставке) масштабах.

В настоящее время считается, что линейная по температуре зависимость ширины полосы делокализованных состояний является квазиклассической по природе и может наблюдаться в образцах с медленно меняющимся потенциалом (крупномасштабный потенциал) [21,22] или в неоднородных по концентрации образцах [23].

В работах [21–23] отмечается решающая роль короткодействующего случайного примесного потенциала для экспериментального обнаружения скейлинговых зависимостей, тогда как *крупномасштабный* (по сравнению с магнитной длиной) примесный потенциал значительно усложняет наблюдение критических квантовых явлений.

В работе [24] показано, что для плавного случайного потенциала с  $a > l_B$  эффективная ширина полосы состояний  $W_{\text{eff}}$ , вносящая вклад в проводимость, остается конечной даже при  $T \rightarrow 0$  из-за квантового туннелирования в окрестности седловых точек. При конечной температуре, согласно [24],

$$W_{\text{eff}} = W_0 + \tau_{\text{in}}^{-1}, \quad (4)$$

где  $W_0 \approx (l_B/a)^2 W$  — ширина полосы делокализованных состояний при  $T=0$ ,  $W$  — полное уширение уровня Ландау за счет беспорядка,  $\tau_{\text{in}}$  — время неупругой релаксации, определенное в [24] (см. разд. II.B.4) как характерное время установления равновесия между системами проводящих и локализованных электронов. Результат (4) соотносится с экспериментальной подгонкой (6) как  $\beta = W_0/W$ , а наблюдаемая линейная температурная зависимость соответствует  $\tau_{\text{in}} \sim T^{-1}$ .

Оценки параметров для темнового образца таковы:  $W = \hbar/\tau = 1,7$  мэВ,  $\tau = 0,36 \cdot 10^{-12}$  с — время упругой релаксации импульса, определенное из величины подвижности электронов,  $W_0 = \beta W = 0,058$  мэВ,  $\tau_{\text{in}}^{-1} = (W/\hbar)\alpha T$ ,  $\alpha W = 0,053$  мэВ. Отметим чрезвычайно малое (хотя и конечное) значение  $W_0$  — ширины перехода плато–плато при  $T \rightarrow 0$ .

*Образец  $n\text{-InGaAs/GaAs}$  после ИК подсветки.* Была проведена серия экспериментов на образце  $n\text{-InGaAs/GaAs}$  с одиночной квантовой ямой после ИК подсветки для получения зависимостей  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  при фиксированных температурах от 0,4 до 4,2 К и магнитных полях до 12 Тл. На рис. 5 представлены зависимости ширины полосы делокализованных состояний от температуры для засвеченного образца (2982b) в двойном логарифмическом масштабе.

Полученные экспериментальные данные описываются степенной зависимостью:

$$v_0(T) \sim (T/T_0)^{\kappa} \quad (5)$$

с параметрами  $\kappa = 0,25 \pm 0,02$  (вставка  $^3\text{He}$ ) и  $\kappa = 0,70 \pm 0,12$  (вставка  $^4\text{He}$ ). Температура кроссовера  $T_{\text{cross}}$  от одного температурного режима к другому, полученная путем экстраполяции, равна 2 К (см. рис. 6).

Отметим аналогию с экспериментальными результатами работы [14] для ширины перехода плато–плато КЭХ (переход  $3 \rightarrow 4$ ) в гетероструктурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As}$  (с  $x = 0\%$  и  $0,21\%$ ) в широком диапазоне температур от 1,2 К до 1 мК. В этих образцах обнаруживается неуниверсальный скейлинговый режим при сравнительно высоких температурах,  $T > T_{\text{cross}}$ , и

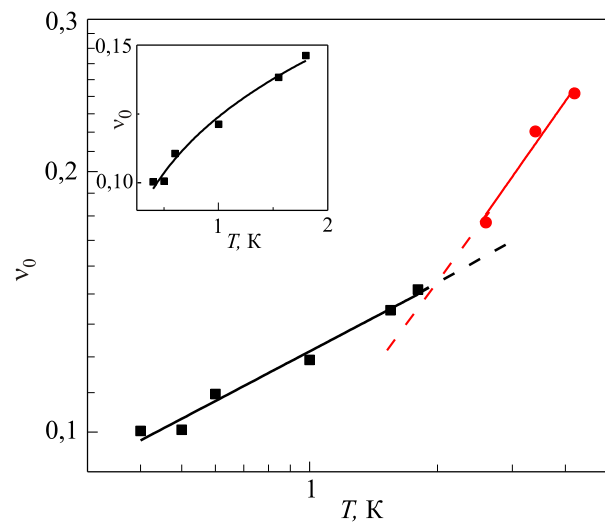


Рис. 5. Температурная зависимость ширины полосы делокализованных состояний в двойном логарифмическом масштабе для засвеченного образца: при измерениях в  $^3\text{He}$  (■), в  $^4\text{He}$  (●). На вставке: зависимость  $v_0(T)$  при  $T \leq 1,8$  К в линейном масштабе.

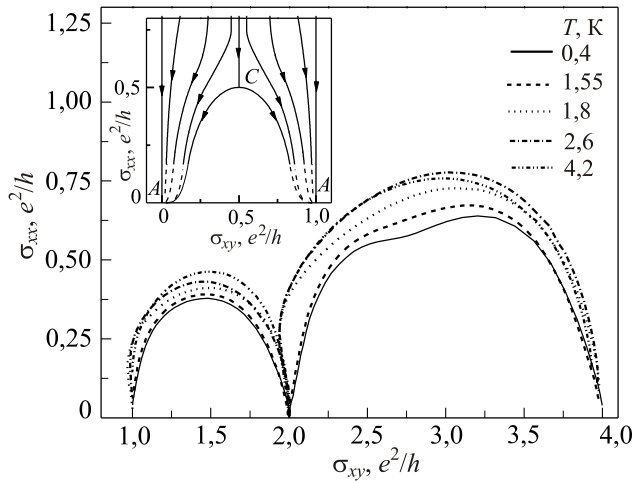


Рис. 6. Диаграмма скейлинга в координатах  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  для засвеченного образца. На вставке: интегральные кривые системы уравнений двухпараметрического скейлинга согласно теоретическим представлениям [9]. *A* — фиксированные точки, соответствующие плато квантового эффекта Холла; *C* — фиксированная точка, соответствующая делокализованному состоянию в центре подзоны Ландау.

универсальный скейлинговый режим при низких температурах,  $T < T_{\text{cross}}$ , с показателем степени  $\kappa$ , меняющимся от  $\kappa = 0,58$  до  $0,42$  соответственно. Температура кроссовера  $T_{\text{cross}}$  возрастает с ростом  $x$  (от 120 мК для  $x = 0\%$  до 250 мК при  $x = 0,21\%$ ) из-за роста степени беспорядка, обусловленного короткодействующим потенциалом сплавного рассеяния.

Авторы [14] интерпретируют такое поведение как переход от процесса термического возбуждения через потенциальные барьеры в различных седловых точках при  $T > T_{\text{cross}}$  к процессу квантового туннелирования при  $T < T_{\text{cross}}$ . Универсальный скейлинг с критическим индексом  $\kappa = 0,42$  становится наблюдаемым лишь при достаточно низких температурах, когда при

$T < T_{\text{cross}}$  длина фазовой когерентности  $L_{\phi}$  превышает типичный размер флуктуаций примесного потенциала (потенциала беспорядка) и процессы когерентного туннелирования преобладают.

Отметим также, что при низких температурах мы можем описать наши данные степенной зависимостью  $\nu_0(T) \sim T^{\kappa}$  с  $\kappa = 0,25 \pm 0,02$ , что близко к значениям  $\kappa$ , найденным в нашей предыдущей работе [16] для переходов  $2 \rightarrow 3$  ( $\kappa = 0,22 \pm 0,01$ ) и  $3 \rightarrow 4$  ( $\kappa = 0,21 \pm 0,01$ ) в гетероструктуре *n*-InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой после воздействия ИК излучения. Значение  $\kappa = 0,21$  соответствует результатам теоретических работ [25–27], а также оценкам работы [28], где учитывается короткодействующий потенциал электрон-электронного взаимодействия (в частности, рассматривается ситуация с введением в систему параллельного металлического слоя, что привело бы к эффективному экранированию дальнедействующего кулоновского потенциала электрон-электронного взаимодействия [25–27]).

В табл. 3 представлены значения критических магнитных полей и вид температурной зависимости  $\nu_0(T)$  для исследованных переходов плато-плато КЭХ в гетероструктуре *n*-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой до (образец 2982a) и после (образец 2982b) воздействия ИК излучения.

### 3.2. Диаграммы скейлинга для образца *n*-InGaAs/GaAs после ИК подсветки

На рис. 6 представлена диаграмма скейлинга в координатах  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  для образца 2982b после ИК подсветки для  $1 \leq \sigma_{xy} \leq 4$  (в единицах  $e^2/h$ ), что соответствует заполнению следующих подуровней Ландау: спин-отщепленного  $0^-$  ( $1 \leq \sigma_{xy} \leq 2$ ) и вырожденного по спину  $1^{\pm}$  ( $2 \leq \sigma_{xy} \leq 4$ ). На рисунке показаны огибающие кривые  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  для фиксированных температур.

Согласно имеющимся представлениям [6,7], максимальное значение  $\sigma_{xx}(B) = \sigma_c$  должно достигаться,

Таблица 3. Критические магнитные поля  $B_c$  и вид температурной зависимости  $\nu_0(T)$  для исследованных переходов плато-плато КЭХ в образцах 2982a,b

Образец	Переход	$B_c$ , Тл	$\nu_0(T)$	Значения параметров
2982a	1→2	6,5	$\alpha T + \beta$	$\alpha = (0,031 \pm 0,002) \text{ K}^{-1}$ $\beta = 0,034 \pm 0,007$
2982b	1→2			—
$^3\text{He}$		10	$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\kappa}$	$\kappa = 0,25 \pm 0,02$ $T_0^{\kappa} = 8,12 \pm 0,01$
$^4\text{He}$		10	$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\kappa}$	$\kappa = 0,70 \pm 0,12$ $T_0^{\kappa} = 10,94 \pm 0,01$

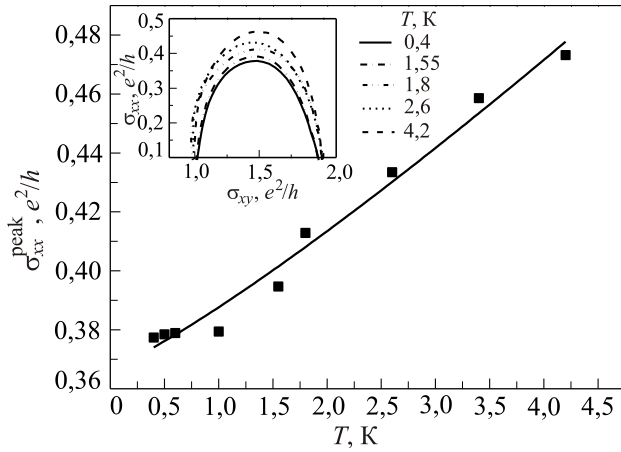


Рис. 7. Зависимость максимальных значений проводимости  $\sigma_{xx}$  для  $0^-$  пика от температуры. На вставке: фрагмент диаграммы скейлинга в координатах  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  для  $0^-$  пика.

когда уровень Ферми совпадает с энергией  $E_c$  делокализованных состояний в середине подзоны Ландау, что соответствует полуцелому (целому) значению фактора заполнения  $\nu$  для спин-отщепленного (вырожденного по спину) подуровня Ландау, так же, как и полуцелому ( $\sigma_{xy} = i + 1/2$ ) или целому ( $\sigma_{xy} = i$ ) значению  $\sigma_{xy}$  (в единицах  $e^2/h$ ).

На рисунке видно, что форма кривых  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  близка к полуэллиптической с достаточно хорошей симметрией относительно значений  $\sigma_{xy} = 1,5$  для пика  $0^-$  и  $\sigma_{xy} = 3$  для пика  $1^\pm$  (при  $T > 1$  К), в соответствии с предсказаниями теории двухпараметрического скейлинга (см. вставку на рис. 6). При  $T < 1$  К видна тенденция к спиновому расщеплению пика  $1^\pm$  и формированию плато с  $i = 3$ .

На рис. 7 представлена зависимость максимальных (пиковых) значений проводимости  $\sigma_{xx}^{\text{peak}}$  в области  $(1 \rightarrow 2)$  перехода плато–плато КЭХ ( $0^-$  пик) от температуры для засвеченного образца. Экстраполируя зависимость  $\sigma_{xx}^{\text{peak}}(T)$ , можно оценить предельные значения проводимости  $\sigma_{xx}^c$  по делокализованным состояниям в центре уровня Ландау (точка С на графике вставки рис. 7) при  $T \rightarrow 0$ . Мы находим, что  $\sigma_{xx}^c = (0,37 \pm 0,03)e^2/h$  для  $0^-$  пика в исследованном образце, что достаточно хорошо соответствует теоретическим расчетам, дающим значение  $\sigma_{xx}^c \approx 0,5e^2/h$  для наинизшего уровня Ландау (см., например, [1] и приведенные там ссылки).

### Заключение

Экспериментально изучены магнитопольные зависимости продольного  $\rho_{xx}(B)$  и холловского  $\rho_{xy}(B)$  сопротивления в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой в широком диапазоне магнитных полей и температур до и после ИК подсветки.

Исследована температурная зависимость ширины переходов плато–плато КЭХ и, тем самым, получены сведения о температурной зависимости ширины полосы делокализованных состояний  $\nu_0(T)$  вблизи середины подзон Ландау в квантующем магнитном поле. Полученные экспериментальные данные проанализированы на основе представлений теории двухпараметрического скейлинга.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 (проекты №12-П-2-1051 и №14-2-НП-33) и при частичной поддержке РФФИ, гранты 14-02-31164, 14-02-00151.

1. B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 367 (1995).
2. Z. Wang, M.P.A. Fisher, S.M. Girvin, and J.T. Chalker, *Phys. Rev. B* **61**, 8326 (2000).
3. F. Evers and A.D. Mirlin, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1355 (2008).
4. R.B. Laughlin, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981).
5. B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
6. A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. B* **32**, 2636 (1985); A.M.M. Pruisken, *The Quantum Hall Effect*, R.E. Prange and S.M. Girvin (eds.), Springer-Verlag, Berlin (1990).
7. D.E. Khmel'nitsky, *Письма ЖЭТФ* **38**, 454 (1983).
8. H. Aoki and T. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 831 (1985).
9. A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1297 (1988).
10. D.G. Polyakov and B.I. Shklovskii, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3796 (1993).
11. H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, and A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1294 (1988).
12. W. Li, G.A. Csáthy, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 206807 (2005).
13. W. Li, C.L. Vicente, J.S. Xia, W. Pan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 216801 (2009).
14. W. Li, J.S. Xia, C. Vicente, N.S. Sullivan D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **81**, 033305 (2010).
15. A.J.M. Giesbers, U. Zeitler, L.A. Ponomarenko, R. Yang, K.S. Novoselov, A.K. Geim, and J.C. Maan, *Phys. Rev. B* **80**, 241411 (2009).
16. Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, A.S. Klepikova, V.N. Neverov, S.G. Novokshonov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, and M.V. Yakunin, *ЖЭТФ* **144**, 166 (2013).
17. S.W. Hwang, H.P. Wei, L.W. Engel, D.C. Tsui, and A.M. Pruisken, *Phys. Rev. B* **48**, 11416 (1993).
18. Ю. Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.Г. Новокшонов, А.С. Клепикова, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, *ФНТ* **39**, 66 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 50 (2013)].
19. P.T. Coleridge, *Phys. Rev. B* **60**, 4493 (1999).
20. D. Shahar, M. Hilke, C.C. Li, D.C. Tsui, S.L. Sondhi, J.E. Cunningham, and M. Razeghi, *Solid State Commun.* **107**, 19 (1998).
21. A.M.M. Pruisken, D.T.N. de Lang, L.A. Ponomarenko, and A. de Visser, *Solid State Commun.* **137**, 540 (2006).

22. A. de Visser, L.A. Ponomarenko, G. Galistu, D.T.N. de Lang, A.M.M. Pruisken, U. Zeitler, and D. Maude, *e-print cond-mat/0608482*, and references therein.
23. B. Karmakar, M.R. Gokhale, A.P. Shah, B.M. Arora, D.T.N. de Lang, A. de Visser, L.A. Ponomarenko, and A.M.M. Pruisken, *Physica E* **24**, 187 (2004).
24. A.M.M. Pruisken, B. Škorić, and M.A. Baranov, *Phys. Rev. B* **60**, 16838 (1999).
25. D.-H. Lee and Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4014 (1996).
26. A.M.M. Pruisken and M.A. Baranov, *Europhys. Lett.* **31**, 543 (1995).
27. I.L. Aleiner and B.I. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **49**, 13721 (1994).
28. A.M.M. Pruisken and I.S. Burmistrov, *JETP Lett.* **87**, 220 (2008); *cond-mat 0907.0356*.
29. H.P. Wei, D.C. Tsui, and A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. B* **33**, 1488 (1985).
30. Yu.G. Arapov, G.A. Alshanskii, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, and O.A. Kuznetsov, *Nanotechnology* **13**, 86 (2002).

Plateau–plateau transitions in the quantum Hall regime for a single quantum well heterostructure *n*-InGaAs/GaAs before and after IR illumination

Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, A.S. Klepikova,  
V.N. Neverov, G.I. Harus,  
N.G. Shelushinina, and M.V. Yakunin

The longitudinal  $\rho_{xx}(B,T)$  and Hall  $\rho_{xy}(B,T)$  resistivities in the quantum Hall effect (QHE) regime for *n*-InGaAs/GaAs nanostructures with single quantum wells are investigated at  $B = 0\text{--}12$  T and  $T = 0.4\text{--}4.2$  K, before and after IR illumination. The temperature dependences of QHE plateau-to-plateau transition width are analyzed by using the two-parameter scaling theory.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;  
**73.40.–c** Electronic transport in interface structures;  
**73.43.–f** Quantum Hall effects.

Keywords: quantum Hall effect, scaling hypothesis, a scale of impurity potential.