

Температурный скейлинг в квантовом эффекте Холла в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром

© Ю.Г. Арапов*, С.В. Гудина*, В.Н. Неверов*, С.М. Подгорных*[†], М.Р. Попов*[‡],
Г.И. Харус*, Н.Г. Шелушина*, М.В. Якунин*[†], Н.Н. Михайлов*^{♦♦}, С.А. Дворецкий*[■]

* 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

[♦] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

[◆] Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

[■] Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия

(Получена 22 апреля 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

Измерены продольное и холловское магнитосопротивления в режиме квантового эффекта Холла на гетероструктурах HgTe/HgCdTe с инвертированным энергетическим спектром (ширина квантовой ямы HgTe $d = 20.3$ нм) при $T = 2-50$ К в магнитных полях до $B = 9$ Тл. Из проведенного анализа температурных зависимостей проводимости в области перехода между первым и вторым плато квантового эффекта Холла показана реализуемость режима скейлинга для квантового фазового перехода плато–плато в 2D-структурах на основе теллурида ртути.

1. Введение

Квантовый эффект Холла (КЭХ) это универсальное явление для всех двумерных (2D) электронных систем в сильном перпендикулярном магнитном поле. Уже в пионерских работах (см. ссылки в обзоре [1]), посвященных объяснению природы КЭХ, было показано, что для его существования необходимо наличие узких полос делокализованных состояний вблизи центра каждого уровня Ландау при условии, что все остальные состояния являются локализованными.

Переходы между плато на зависимости холловского магнитосопротивления в режиме КЭХ могут быть описаны последовательным прохождением уровня Ферми по полосам локализованных–делокализованных–локализованных состояний, что соответствует квантовым фазовым переходам диэлектрик–металл–диэлектрик.

Эффекты локализации–делокализации в режиме квантового эффекта Холла подробно изучались в различных электронных 2D системах: InGaAs/InP [2,3], AlGaAs/GaAs [4,5], $Al_xGa_{1-x}As/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ [6], p -Ge/GeSi [7], n -InGaAs/GaAs [8], а в последнее время и в монослойном графене [9].

В работе [10] впервые исследованы и проанализированы в рамках представлений скейлинга переходы плато–плато КЭХ, а также переход плато КЭХ–изолятор в высококачественных гетероструктурах на основе теллурида ртути с инвертированной зонной структурой. В данной работе мы представляем новые данные по температурной зависимости квантового магнитотранспорта

для гетероструктуры HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным энергетическим спектром.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследованная гетероструктура $Hg_xCd_{1-x}Te/HgTe/Hg_xCd_{1-x}Te$, $x \approx 0.7$, с шириной квантовой ямы HgTe $d = 20.3$ нм, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (013), была симметрично легирована In по обе стороны квантовой ямы с шириной спейсеров около 10 нм. Концентрация электронов составляла $n = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а подвижность — $\mu = 22 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Образец был 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 2.9 К до 50 К. Измерения проводились на установке PPMS в отделе магнитных измерений центра коллективного пользования ИМФ УрО РАН.

На вставке рис. 1 показан закон дисперсии для наименьшей электронной ($h1$) и наивысшей дырочной ($h2$) подзон квантовой ямы HgTe с инвертированным энергетическим спектром ($d > d_c \approx 6.5$ нм), рассчитанный в рамках изотропной 6×6 кР модели [11]. Нумерация подзон соответствует обозначениям работы [12].

В исследованной нами системе проводимость осуществляется носителями зоны проводимости $h1$ с непараболическим законом дисперсии. Отметим чрезвычайно малую величину эффективной массы носителей: для $n \approx 1.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ масса на уровне Ферми $m = (0.022-0.026)m_0$ [10,13], и большую величину g -фактора, $g \approx 50$ [13].

[†] E-mail: rafaelp@yandex.ru

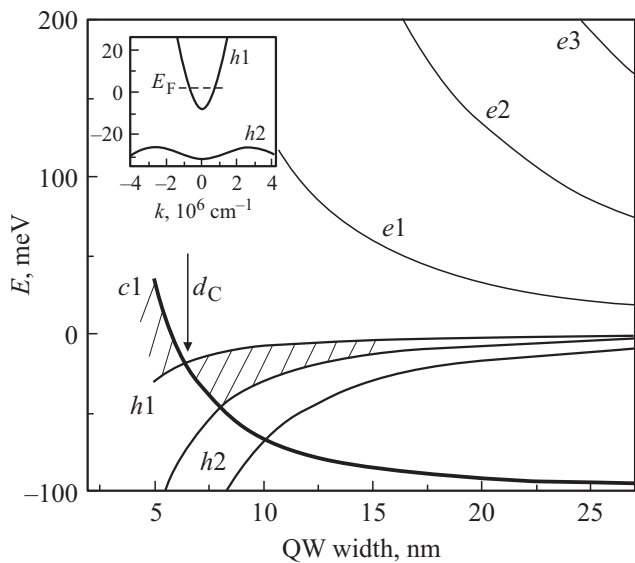


Рис. 1. Энергия уровней пространственного квантования в зависимости от ширины квантовой ямы HgTe для гетероструктуры HgCdTe/HgTe/HgCdTe, рассчитанная в рамках 6×6 kP модели в работе [11]. Заштрихованные области соответствуют энергетическим щелям при $k = 0$.

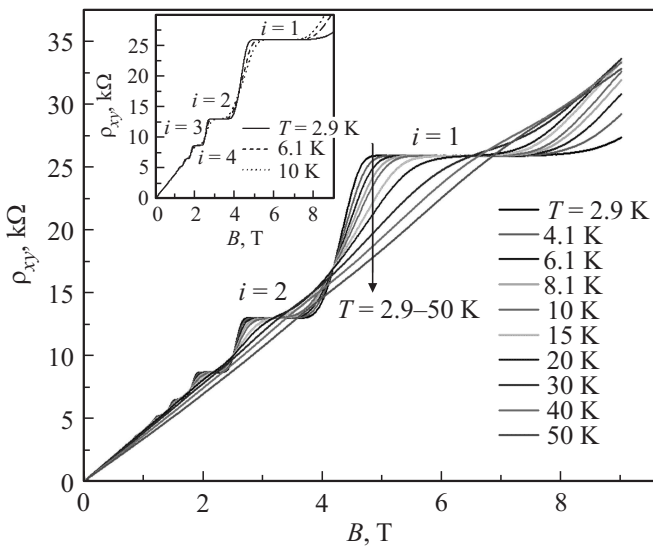


Рис. 2. Зависимость холловской компоненты тензора магнетосопротивления ρ_{xy} от магнитного поля B при различных температурах. На вставке — отдельно представлены данные при низких температурах.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} для исследованного образца при различных температурах. На вставке приведены данные для температур: $T = 2.9, 6.1$ и 10 К. Видно, что особенности, характерные для режима КЭХ, а именно области плато на зависимостях $\rho_{xy}(B)$ с доста-

точно резкими переходами между ними, наблюдаются до $T = 15\text{--}30$ К. При самых низких температурах для $B \geq 2$ Тл можно видеть плато с номерами $i = 4, 3, 2, 1$ (см. вставку на рис. 2).

Сосредоточимся на исследовании области перехода между первым и вторым плато КЭХ и будем анализировать температурную зависимость ширины перехода в окрестности критического значения магнитного поля ($B_c = 4.1$ Тл). На рис. 3 приведены величины продольной σ_{xx} (рис. 3, a) и холловской σ_{xy} (рис. 3, b) проводимостей как функций числа заполнения ν ($\nu = n/n_B$, $n_B = eB/h$ — кратность вырождения уровня Ландау), рассчитанных из экспериментальных данных для ρ_{xx} и ρ_{xy} в интервале значений $1 < \nu < 2$ с критическим значением $\nu_c = 1.5$.

Рассмотрение перехода плато–плато (перехода между соседними квантовыми холловскими жидкостями через промежуточную металлическую фазу) как квантового фазового перехода локализация–делокализация–локализация электронов относится уже к первым работам по интерпретации КЭХ и широко используется в настоящее время (см., например, обзоры [1,14–17]). В целом режим целочисленного квантового эффекта Холла можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик–металл–диэлектрик при сканировании уровнем Ферми плотности состояний неупо-

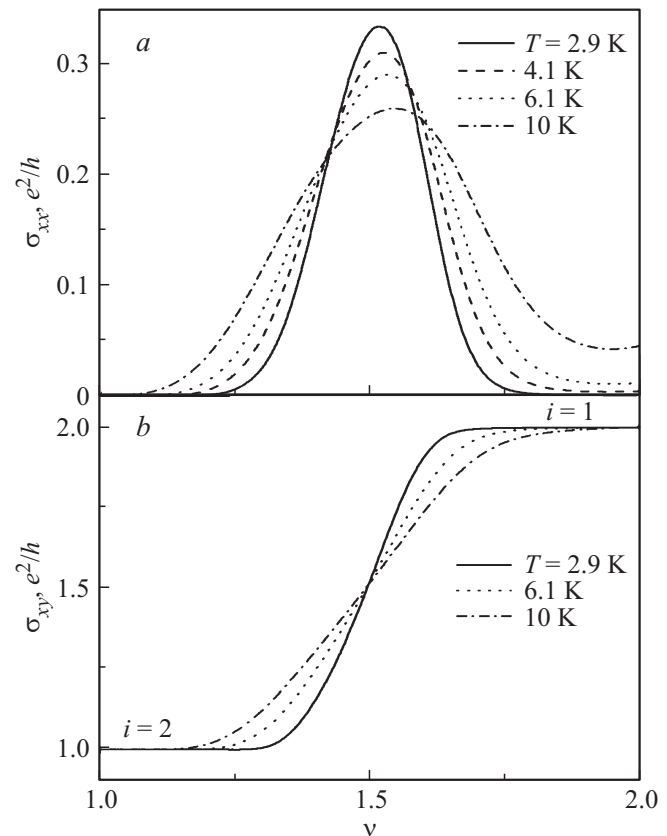


Рис. 3. Зависимости продольной σ_{xx} (a) и холловской σ_{xy} (b) компонент тензора магнитопроводимости от фактора заполнения уровней Ландау ν для перехода между плато КЭХ $1 \rightarrow 2$.

рядоченной 2D-системы в квантующем магнитном поле. Анализ данных по магнитолевой и температурной зависимостям проводимости в области перехода плато–плато 1 → 2 проведен нами в рамках гипотезы скейлинга для квантового фазового перехода [1,18,19]. Концепция скейлинга основана на предположении о степенной расходимости длины локализации $\xi(E)$, когда энергия электронов E приближается к критической энергии фазового перехода $E = E_c$ в центре уширенного уровня Ландау:

$$\xi(E) \sim |E - E_c|^{-\gamma} \quad \text{или} \quad \xi(\nu) \sim |\nu - \nu_c|^{-\gamma}, \quad (1)$$

где γ — критический индекс длины локализации.

Численные расчеты в различных теоретических моделях дают значение $\gamma = 2.35 \pm 0.03$ для короткодействующего хаотического примесного потенциала (см. обзор [1] и подробную таблицу в обзоре [14]).

Область делокализованных состояний в центре уровня Ландау можно описать интервалом энергий, где длина локализации $\xi(E)$ возрастает до некоей характерной длины $\xi(E) > L$; при $\xi(E) < L$ состояния электронов остаются локализованными. При конечных температурах ширина полосы делокализованных состояний $\Delta\nu$ определяется из условия $\xi(E) \cong L_\phi$, где длина фазовой когерентности $L_\phi \sim T^{-p/2}$, а показатель p зависит от механизма неупругого рассеяния. Таким образом, в рамках концепции скейлинга [1,18,19] ширина перехода $\Delta\nu$ между соседними плато КЭХ, так же как и ширина соответствующего пика на магнитолевой зависимости $\rho_{xx}(B)$, должна стремиться к нулю по степенному закону T^κ , где $\kappa = p/2\gamma$.

Значение критического индекса $\kappa \cong 0.42$, экспериментально полученное впервые в классической работе [2] для систем InGaAs/InP ($\kappa = 0.42 \pm 0.04$), прекрасно согласуется с выводами новых уникальных исследований для систем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ в области сплавного рассеяния ($\kappa = 0.42 \pm 0.01$) [6], а также с результатами последних исследований для первого и второго уровней Ландау (как электронов, так и дырок) в монослойном графене [9]. Хотя величина параметра κ в настоящее время является предметом дискуссии, имеется консенсус, что для систем с короткодействующим потенциалом рассеяния значение действительно описывает переходы в режиме КЭХ (когда они не замаскированы макроскопическими неоднородностями) [20].

Для корректной обработки данных по зависимостям продольной $\sigma_{xx}(\Delta\nu)$ (рис. 3, а) и холловской $\sigma_{xy}(\Delta\nu)$ (рис. 3, б) проводимостей в области перехода плато–плато 1 → 2 мы использовали интерполяционные формулы через так называемый параметр рассеяния (см., например, [21] и ссылки там):

$$\sigma_{xx} = s/(1 + s^2), \quad \sigma_{xy} = 2 - s^2/(1 + s^2), \quad (2)$$

где s — параметр рассеяния, варьируется от 0 до ∞ , равен 1 в критической точке $\nu = \nu_c$ и экспоненциально

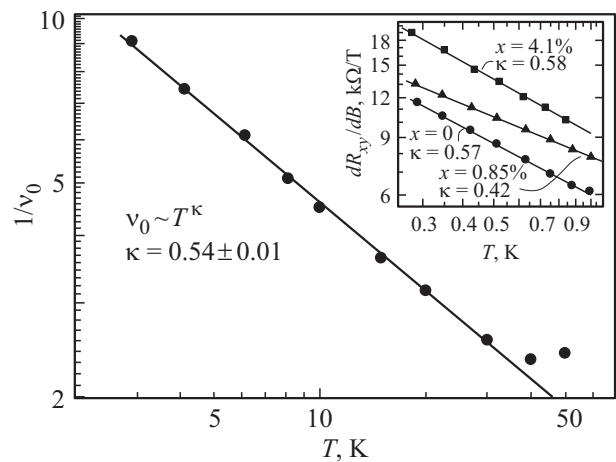


Рис. 4. Зависимость величины, обратной эффективной ширине полосы делокализованных состояний ν_0 , от температуры для перехода 1 → 2 в двойном логарифмическом масштабе. На вставке — температурная зависимость производной холловской компоненты сопротивления по магнитному полю, dR_{xy}/dB , в области перехода КЭХ 3 → 4 для системы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ с различным содержанием Al (по [6]).

зависит от фактора заполнения в окрестности критической точки:

$$s(\nu) = \exp(-\Delta\nu/\nu_0(T)). \quad (3)$$

Здесь $\Delta\nu = |\nu - \nu_c|$ — отклонение фактора заполнения от критического значения, а $\nu_0(T)$ — эффективная ширина полосы делокализованных состояний при температуре T .

На графике рис. 4 представлена температурная зависимость величины $1/\nu_0$ в двойном логарифмическом масштабе для перехода 1 → 2 в исследованном образце. Видно, что зависимость $\nu_0(T)$ с хорошей точностью описывается прямой линией в широком интервале температур $2.9 \leq T \leq 30$ К. Таким образом, температурное поведение ширины перехода определяется скейлинговой зависимостью $\nu_0 \sim T^\kappa$ со значением критического индекса $\kappa = 0.54 \pm 0.01$. Это значение не соответствует „классическому“ результату $\kappa \approx 0.42$ для короткодействующего потенциала рассеяния (см. выше), однако хорошо коррелирует с результатами, полученными в экспериментах на системах с крупномасштабным примесным потенциалом. Так, подробное исследование фазового перехода плато КЭХ–изолятор для набора гетероструктур InGaAs/InP и квантовой ямы InGaAs/GaAs в серии работ Пруискена и де Визера с соавт. (см. [3] и ссылки там) выявило универсальное скейлинговое поведение ширины перехода со средним значением критического индекса $\kappa = 0.56 \pm 0.02$.

В работе [5] исследовалась температурная зависимость ширины $\Delta\nu$ перехода 1 → 2 плато–плато КЭХ в модуляционно легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Для трех исследованных гетероструктур вплоть до $T = 60$ мК наблюдалась скейлинговая за-

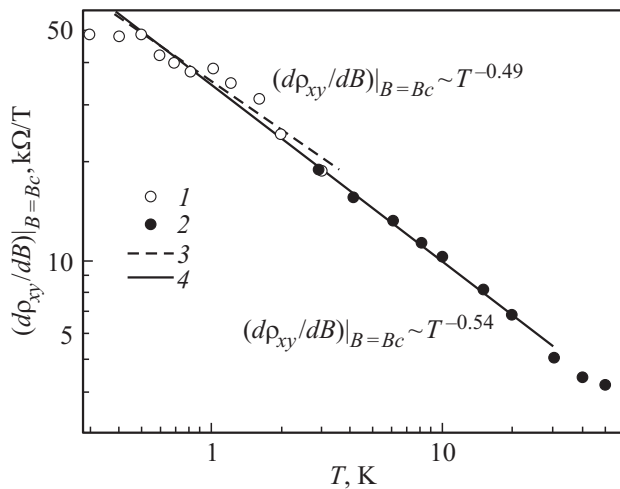


Рис. 5. Зависимость производной холловской компоненты магнитосопротивления по магнитному полю $(d\rho_{xy}/dB)|_{B=B_c}$ от температуры для перехода $1 \rightarrow 2$ в двойном логарифмическом масштабе: 1 и 3 — данные работы [10]; 2 — наши данные; 4 — аппроксимация по всем данным в интервале температур $T = 0.6–20$ К.

висимость $\Delta\nu \propto T^\kappa$ с величиной κ , не соответствующей „универсальному“ значению $\kappa \approx 0.42$, а именно $\kappa = 0.66 \pm 0.02$, $\kappa = 0.60 \pm 0.02$ и $\kappa = 0.62 \pm 0.03$.

Зависимость критического показателя κ от x для гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$, тщательно исследованная в работах Ли с соавт. [6] в широком интервале концентраций Al, приведена на вставке рис. 4. Исходя из значений x , авторами [6] выделено три режима. Для образцов в первом режиме ($x < 0.65\%$), где концентрация нейтральных примесей замещения x очень мала, основным является потенциал рассеяния на удаленных ионизированных примесях. Экранирование 2D электронами приводит к тому, что флуктуации кулоновского потенциала становятся медленно меняющимися с большой корреляционной длиной (крупномасштабный потенциал). В этом режиме κ достигает значений $0.56–0.58$.

Для второго режима ($0.65\% < x < 1.6\%$) вероятность сплавного рассеяния становится существенно выше вероятности фонового рассеяния на ионизованных примесях. В этом режиме доминирует рассеяние на мелко-масштабных флуктуациях сплавного потенциала (короткодействующий потенциал), транспорт носит квантовый характер и $\kappa \approx 0.42$ для всех образцов.

И наконец, при $x > 1.6\%$ система переходит в третий режим, где κ вновь возрастает до значений $0.57–0.59$. В третьем режиме, скорее всего, имеет место кластеризация атомов Al, что приводит к изменению характера беспорядка в системе (макроскопические неоднородности), разрушая тем самым универсальный скейлинг. Предполагается в [6], что с ростом масштаба беспорядка процессы квантового туннелирования (для короткодействующего примесного потенциала) сменяются процессами классического протекания (для крупномасштабного потенциала). В исследованной нами системе

основным источником рассеяния электронов являются отделенные спейсером от 2D слоя примеси In, и мы, по-видимому, действительно имеем дело с крупномасштабным примесным потенциалом.

На рис. 5 представлены результаты сопоставления наших данных для зависимости $(d\rho_{xy}/dB)|_{B=B_c}$ от T в области перехода $1 \rightarrow 2$ при $T \geq 2.9$ К с данными работы [10] при $0.3 \leq T \leq 3$ К. Отметим, что данные хорошо „сшиваются“, при этом если использовать интерполяцию работы [10] с $\kappa = 0.49$ (линия 3 на рис. 5), то можно было бы сделать вывод об уменьшении величины κ при понижении температуры. Такое поведение неоднократно наблюдалось ранее для систем с крупномасштабным примесным потенциалом [4,6]. Однако можно описать ситуацию и другим способом: все данные, как работы [10] при $0.6 \leq T \leq 3$ К, так и полученные нами при $2.9 \leq T \leq 20$ К в пределах ошибки измерения, можно описать общей зависимостью $d\rho_{xy}/dT \sim T^\kappa$ с $\kappa = 0.54 \pm 0.03$ (линия 4 на рис. 5). Сопоставляя рис. 4 и 5, видим также, насколько более надежной и аккуратной является обработка экспериментальных данных в переходной области плато–плато КЭХ с использованием интерполяционных формул (2) и (3) для $\sigma_{xx}(\nu)$ и $\sigma_{xy}(\nu)$ по сравнению с непосредственным извлечением производной $(d\rho_{xy}/dB)|_{B=B_c}$ из зависимости $\rho_{xy}(B)$.

4. Заключение

Проведены измерения продольного $\rho_{xx}(B)$ и холловского $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивлений в режиме КЭХ, и исследована температурная зависимость ширины переходов плато–плато, $\nu_0(T)$, в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром ($d = 20.3$ нм) в диапазоне температур $T = 2.9–30$ К в магнитных полях до $B = 9$ Тл. Реальное скейлинговое поведение, $\nu_0(T) \sim T^\kappa$, наблюдается для перехода плато–плато $1 \rightarrow 2$ ($\nu_c = 1.5$) в широком интервале температур $T = 2.9–30$ К, при этом критический индекс $\kappa = 0.54 \pm 0.01$. Найденное значение κ находится в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными других авторов для систем с крупномасштабным примесным потенциалом [3,5,6].

Результаты, полученные нами, свидетельствуют о возможности реализации режима скейлинга для квантового фазового перехода плато–плато КЭХ в полупроводниковых 2D структурах на основе теллурида ртути. Отметим, что области температур, где наблюдаются скейлинговые закономерности, существенно различны для различных веществ: от гелиевых и субгелиевых температур для структур $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ [2–6,8] до температур порядка 100 К для монослойного графена (см., например, [9]). Для исследованной нами структуры на основе HgTe эта область простирается до $T \approx 30$ К благодаря большой величине циклотронного и спинового расщеплений уровней Ландау из-за чрезвычайной малости эффективной массы и большой величины g -фактора.

Что касается предыдущих исследований структур HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным энергетическим спектром, то в работе [10] был сделан вывод о проблемности применения универсальных моделей скейлинга к данной системе. Мы полагаем, что использование нами широкого интервала температур $T = 3–50$ К создало более благоприятные условия для наблюдения реальных скейлинговых закономерностей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“, № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-00151).

Список литературы

- [1] B. Huckestein. *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 367 (1995).
- [2] H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1294 (1988).
- [3] A.M.M. Pruisken, D.T.N. de Lang, L.A. Ponomarenko, A. de Visser. *Sol. St. Commun.*, **137** 540 (2006).
- [4] H.P. Wei, S.Y. Lin, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. B*, **45**, 3926 (1992).
- [5] F. Hohls, U. Zeitler, R.J. Haug. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 036 802 (2002).
- [6] 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).
- [7] Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, O.A. Kuznetsov. *Nanotechnology*, **11**, 351 (2000).
- [8] Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, А.С. Клепикова, В.Н. Неверов, С.Г. Новокшенов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин. *ЖЭТФ*, **144**, 166 (2013).
- [9] A.J.M. Giesbers, U. Zeitler, L.A. Ponomarenko, R. Yang, K.S. Novoselov, A.K. Geim, J.C. Maan. *Phys. Rev.*, **80**, 241 411 (2009); K. Bennaceur, P. Jacques, F. Portier, P. Roche, D.C. Glatti. *Phys. Rev. B*, **86**, 085 433 (2012).
- [10] E.B. Olshanetsky, S. Sassine, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, J.C. Portal, A.L. Aseev. *Письма ЖЭТФ*, **84**, 661 (2006); З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов. *ФНТ*, **35**, 10 (2009).
- [11] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **85**, 235 312 (2012).
- [12] L.G. Gerchikov, A. Subashiev. *Phys. Status Solidi B*, **160**, 443 (1990).
- [13] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy. *Physica E*, **42**, 948 (2010).
- [14] B. Kramer, S. Kettemann, T. Ohtsuki. *Physica E*, **20**, 172 (2003); cond-mat/0309115.
- [15] B. Kramer, T. Ohtsuki, S. Kettemann. *Phys. Rep.*, **417**, 211 (2005).
- [16] В.Ф. Гантмахер, В.Т. Долгополов. *УФН*, **178**, 3 (2008).
- [17] F. Evers, A.D. Mirlin. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1355 (2008).
- [18] H. Aoki, T. Ando. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 831 (1985).
- [19] A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1297 (1988).
- [20] 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. *Annals of Physica*, **326**, 1457 (2011).
- [21] P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **60**, 4493 (1999).

Редактор А.Н. Смирнов

Temperature scaling in quantum Hall effect regime in the HgTe quantum well with an inverted energy spectrum

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***

* Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620137 Yekaterinburg, Russia

+ Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin, 620002 Yekaterinburg, Russia

• Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

♦ State University of Novosibirsk, 630090 Novosibirsk, Russia

■ State University of Tomsk, 634050 Tomsk, Russia

Abstract The longitudinal and Hall magnetoresistances of HgTe/HgCdTe heterostructures with an inverted energy spectrum (width of HgTe quantum well $d = 20.3$ nm) were measured up to the magnetic fields of 9T at $T = (2–50)$ K. The feasibility of the temperature scaling regime for the plateau-plateau quantum phase transition is proved for the 2D HgTe-based heterostructures from the temperature dependences of conductivity in the transition region between the first and second quantum Hall plateaus.