

# Температурная активация электронов проводимости в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe *p*-типа проводимости со слоями HgTe критической толщины

© С.М. Подгорных<sup>1,2</sup>, М.В. Якунин<sup>1,2</sup>, С.С. Криштопенко<sup>3</sup>, М.Р. Попов<sup>1</sup>,  
Н.Н. Михайлов<sup>4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620108 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620000 Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603087 д. Афонино, Нижегородская обл., Россия

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: sp@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 19 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 26 февраля 2019 г.

Принята к публикации 26 февраля 2019 г.

Исследованы температурные зависимости коэффициента Холла и магнитосопротивления двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe *p*-типа проводимости со слоями HgTe критической толщины в диапазоне температур  $T = 35\text{--}300\text{ К}$  в магнитных полях до 9 Тл. Положение обнаруженного ранее в квантовом эффекте Холла возвратного перехода с плато  $i = 1$  на плато  $i = 2$  при возрастании магнитного поля близко к полю перехода от легких к тяжелым дыркам в режиме классического эффекта Холла. Найдено, что при  $T \geq 35\text{ К}$  вместе с легкими и тяжелыми дырками в эффекте Холла появляются термоактивированные легкие электроны. По температурной зависимости концентрации электронов оценена энергия активации электронов — 28 мэВ, что превышает рассчитанное расстояние от бокового максимума валентной подзоны до края ближайшей подзоны проводимости, вероятно, из-за асимметрии гетероструктуры.

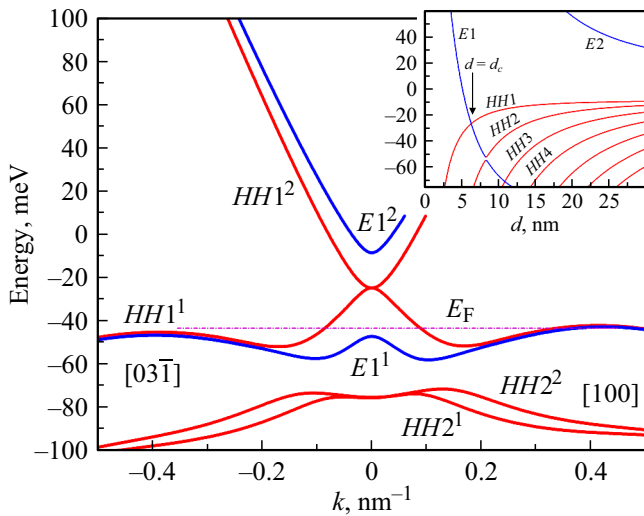
**Ключевые слова:** эффект Холла, магнитосопротивление, квантовая яма.

DOI: 10.21883/FTP.2019.07.47870.9087

## 1. Введение

Проведенные в последнее десятилетие экспериментальные и теоретические исследования новых гетероструктур на основе бесщелевых и узкощелевых полупроводников показывают широкие возможности для создания новых приборов с уникальными электрическими и магнитотранспортными характеристиками. Электронный транспорт в таких системах определяется их энергетическим спектром с определенно организованным сочетанием различных по типу и массе носителей заряда. Двойная квантовая яма (ДКЯ) HgTe/CdHgTe *p*-типа проводимости с шириной слоев HgTe  $\sim 6.5\text{ нм}$  и барьером  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.71$  шириной 3 нм обладает необычным видом энергетического спектра (рис. 1), напоминающим зонную структуру двухслойного графена [1]. Это связано с тем, что ширина туннельно-связанных слоев HgTe близка к критической величине  $d_c = 6.3\text{ нм}$ , при которой в одиночной КЯ HgTe/CdHgTe происходит переход от прямой к инвертированной зонной структуре [2,3]. В подобных ДКЯ HgTe при низких температурах обнаружен ряд ранее не наблюдававшихся аномалий в магнитотранспорте: „возвратное“ поведение квантового эффекта Холла (КЭХ) и различие эффективных концентраций участвующих в магнитотранспорте

дырок в относительно слабых и сильных полях [4,5]. „Возвратное“ поведение КЭХ означает, что с ростом магнитного поля холловское сопротивление с одного плато  $\rho_{xy}(B) = h/ie^2$  возвращается на предыдущее, т.е. формально фактор заполнения уровней  $i$  с ростом магнитного поля в некотором интервале увеличивается, а не уменьшается. Рис. 2 иллюстрирует возвратное поведение КЭХ при температуре 1.8 К в поле  $B = 1.7\text{ Тл}$ , где начавшийся переход с плато с номером  $i = 2$  на плато с  $i = 1$  прерывается и происходит возврат на плато  $i = 2$  [5]. Однако при дальнейшем росте поля порядок следования особенностей КЭХ восстанавливается: со второго плато  $\rho_{xy}(B)$  переходит на первое. Такое необычное поведение КЭХ связывается с комбинацией ряда специфических особенностей энергетического спектра исследуемой ДКЯ, в частности с наличием бокового максимума (БМ) валентной подзоны, наложенного на центральный максимум легких дырок (рис. 1), а также с аномальным поведением нескольких уровней Ландау „нулевой моды“ [5]. При концентрации дырок  $\gtrsim 1.1 \cdot 10^{15}\text{ м}^{-2}$  уровень Ферми  $E_F$  опускается до БМ, он пиннингуется этим максимумом, большая часть присутствующих в образце дырок заселяют этот БМ и в нем локализуется. Однако с ростом поля из-за специфической картины уровней Ландау  $E_F$  поднимается вверх, уходя из окрестностей



**Рис. 1.** Энергетический спектр симметричной ДКЯ с номинальными параметрами исследуемой структуры. На вставке — уровни размерного квантования одиночной КЯ в зависимости от ширины ямы  $d$ . Верхний индекс на основном рисунке означает первую или вторую отщепленную подзону в ДКЯ, происходящую из соответствующего уровня одиночной КЯ.

БМ, и все дырки становятся делокализованными. При измерениях  $\rho_{xy}(B)$  в широком интервале температур нами было замечено, что в исследуемой ДКЯ HgTe/CdHgTe, которая обладает дырочной проводимостью при низких температурах, при комнатной температуре знак коэффициента Холла меняется на отрицательный. В гетероструктурах HgTe/CdHgTe возможно изменение типа носителей заряда с помощью изменения напряжения на затворе [6]. В нашем случае переключение проводимости в магнитном поле от дырочной к электронной происходит путем термической активации электронов. Целью данной работы было исследование эволюции полевых зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления (МС) в широком интервале температур для определения температурных зависимостей концентраций и подвижностей носителей заряда и определения энергии термической активации электронов в ДКЯ HgTe/CdHgTe  $p$ -типа проводимости, показывающих возвратный КЭХ при низких температурах.

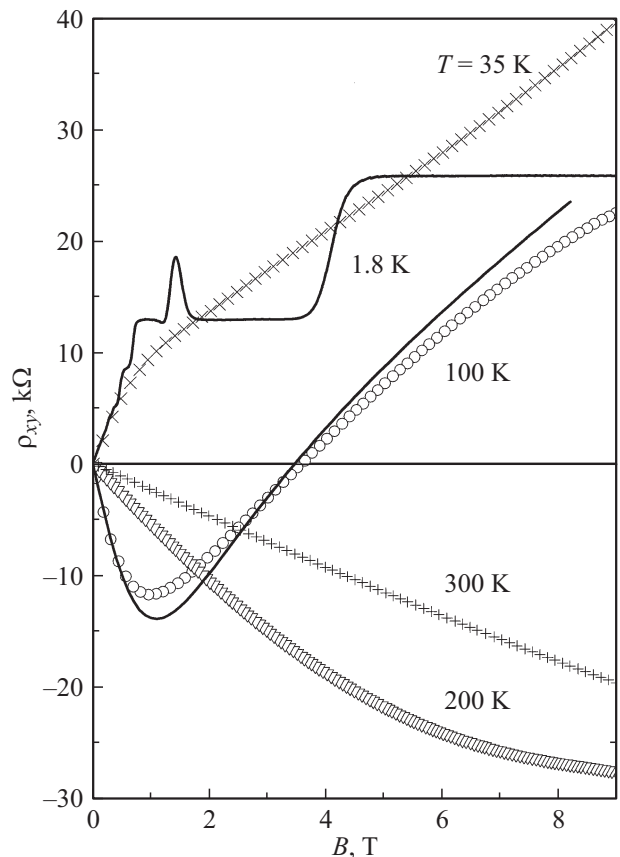
**2. Методика эксперимента**

Измерения МС и эффекта Холла были выполнены на установке PPMS-9 фирмы Quantum Design в режиме стабилизации температуры в диапазоне температур  $T = 35-300$  К с разверткой по магнитному полю от  $-9$  до  $+9$  Тл. Гетероструктура HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с  $x = 0.71$  выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии в геометрии двойной квантовой ямы с близкой к критической номинальной шириной слоев HgTe 6.5 нм и туннельным барьером CdHgTe между ямами  $\sim 3$  нм. Структура выращена на подложке GaAs с ориентаци-

ей (013), имеет буферный слой ZnTe толщиной 50 нм и барьеры Cd<sub>0.71</sub>Hg<sub>0.29</sub>Te толщиной 30 нм с внешних сторон.

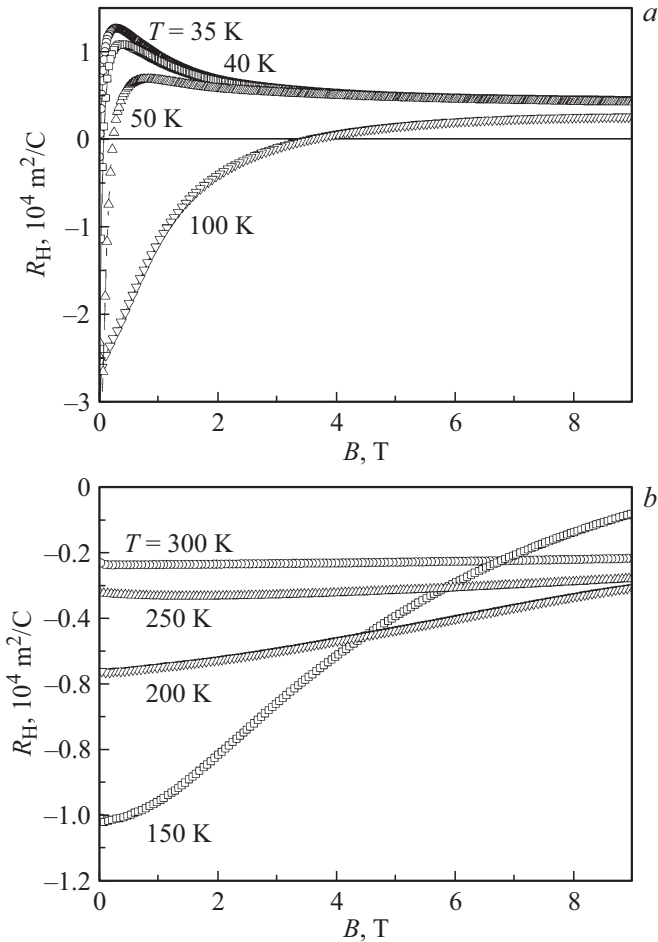
**3. Экспериментальные результаты и их обсуждение**

Типичные зависимости  $\rho_{xy}(B)$  в режиме КЭХ ( $T = 1.8$  К) и в отсутствие квантования ( $T \geq 35$  К) приведены на рис. 2. Отметим особенности экспериментальных кривых. В режиме КЭХ происходит „возвратный“ переход на плато  $i = 2$ . При этом структура кривых МС справа от „возврата“ соответствует существенно большей концентрации дырок, чем в слабых полях. При температуре  $T = 35$  К происходит изменение наклона  $\rho_{xy}(B)$ , причем перегиб этой кривой расположен в том же поле, где и возврат в режиме КЭХ. Это указывает на смену преобладающего типа носителей заряда от легких к тяжелым дыркам. Построение зависимости коэффициента Холла  $R_H = \rho_{xy}/B$  позволило заметить еще одну особенность при этой температуре — появление легких электронов в слабом магнитном поле (рис. 3, а). Отрицательные величины  $R_H$  в слабом поле означают

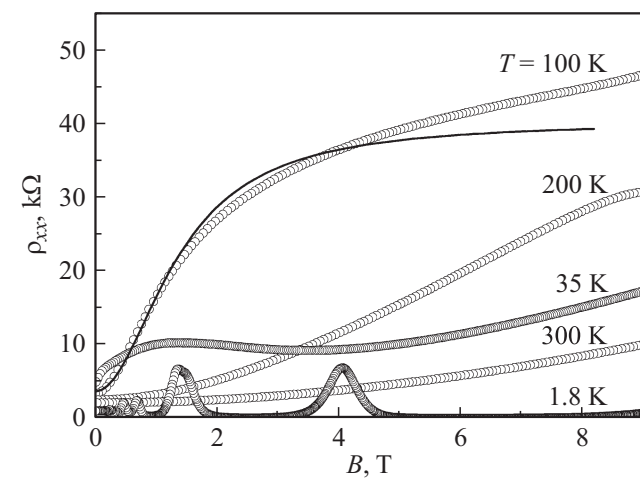


**Рис. 2.** Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля,  $\rho_{xy}(B)$ , при разных температурах. Кривая для  $T = 100$  К сопоставлена с результатами подгонки (сплошная линия).

преобладание легких электронов над легкими дырками. С ростом температуры влияние термоактивированных легких электронов возрастает и  $R_H$  становится отрица-



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента Холла  $R_H$  от магнитного поля при низких температурах  $T = 35-100$  К (a) и при высоких температурах  $T = 150-300$  К (b).



**Рис. 4.** Зависимости магнитосопротивления от магнитного поля,  $\rho_{xx}(B)$ , при разных температурах. Кривая для  $T = 100$  К сопоставлена с результатами подгонки (сплошная линия).

Параметры подгонки холловского сопротивления и МС для ДКЯ по формуле для двух преобладающих типов носителей заряда при разных температурах  $T$ : концентрация  $n_1$  и подвижность  $\mu_1$  легких носителей заряда, концентрация  $n_2$  и подвижность  $\mu_2$  тяжелых дырок

$T, \text{K}$	$n_1, 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$n_2, 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$\mu_1, \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\mu_2, \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
35	0.10 (+)	1.30	1.7	0.15
100	0.21 (-)	1.95	7.2	0.10
150	0.36 (-)	2.27	0.75	0.043
200	0.72 (-)	1.59	0.47	0.053
250	1.70 (-)	2.60	1.5	0.050
300	2.33 (-)	2.60	1.1	0.072

Примечание. (+) — дырки, (-) — электроны.

тельным во всем исследованном диапазоне полей при  $T \geq 150$  К (рис. 3, a, b). При  $T = 300$  К  $R_H$  почти полностью определяется термоактивированными электронами, поскольку  $R_H(B)$  почти константа. Мы анализировали кривые МС при  $T \geq 35$  К в модели классической проводимости с двумя типами носителей заряда ( $e_1$  и  $e_2$ ). Для определения их концентраций ( $n_1, n_2$ ) и подвижностей ( $\mu_1, \mu_2$ ) мы подгоняли рассчитанные зависимости  $\rho_{xy}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  под экспериментальные кривые по формулам

$$\rho_{xy} = B \frac{(e_1 n_1 + e_2 n_2) \mu_1^2 \mu_2^2 B^2 + (e_1 n_1 \mu_1^2 + e_2 n_2 \mu_2^2)}{(e_1 n_1 + e_2 n_2)^2 \mu_1^2 \mu_2^2 B^2 + (e_1 n_1 \mu_1 + e_2 n_2 \mu_2)^2},$$

$$\rho_{xx} = \frac{(e_1 n_1 \mu_1 \mu_2^2 + e_2 n_2 \mu_1^2 \mu_2) B^2 + (e_1 n_1 \mu_1 + e_2 n_2 \mu_2)}{(e_1 n_1 + e_2 n_2)^2 \mu_1^2 \mu_2^2 B^2 + (e_1 n_1 \mu_1 + e_2 n_2 \mu_2)^2},$$

При  $T = 35$  К подвижности  $\mu_1, \mu_2$  и заряды  $e_1, e_2$  положительны. При температурах  $T \geq 50$  К мы использовали формулы, в которых в качестве двух преобладающих типов носителей выступают электроны и дырки с концентрациями  $n, p$  и с подвижностями  $\mu_e, \mu_p$  соответственно:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{|e|} \frac{(p - n) \mu_h^2 \mu_e^2 B^2 + (p \mu_h^2 - n \mu_e^2)}{(p - n)^2 \mu_h^2 \mu_e^2 B^2 + (p \mu_h + n \mu_e)^2}$$

$$\rho_{xx} = \frac{1}{|e|} \frac{(p \mu_e^2 \mu_h + n \mu_h^2 \mu_e) B^2 + (p \mu_h + n \mu_e)}{(p - n)^2 \mu_h^2 \mu_e^2 B^2 + (p \mu_h + n \mu_e)^2}.$$

Примеры соответствия экспериментальным зависимостям  $\rho_{xy}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  подгоночных кривых для  $T = 100$  К приведены на рис. 2 и 4 соответственно. Полученные подгонкой значения концентраций и подвижностей электронов и дырок представлены в таблице. По росту с температурой концентрации термоактивированных электронов построена в полулогарифмическом масштабе зависимость концентрации от обратной температуры для определения энергетического зазора между энергией Ферми и электронным уровнем (рис. 5). Величина энергетического зазора  $E_0$ , вычисленная по формуле  $n = n_0 \exp[-E_0/(k_B T)]$ , составляет  $(28 \pm 3)$  мэВ, что превышает расчетное расстояние от БМ до ближайшей подзоны проводимости 15 мэВ для данной структуры [1,7].

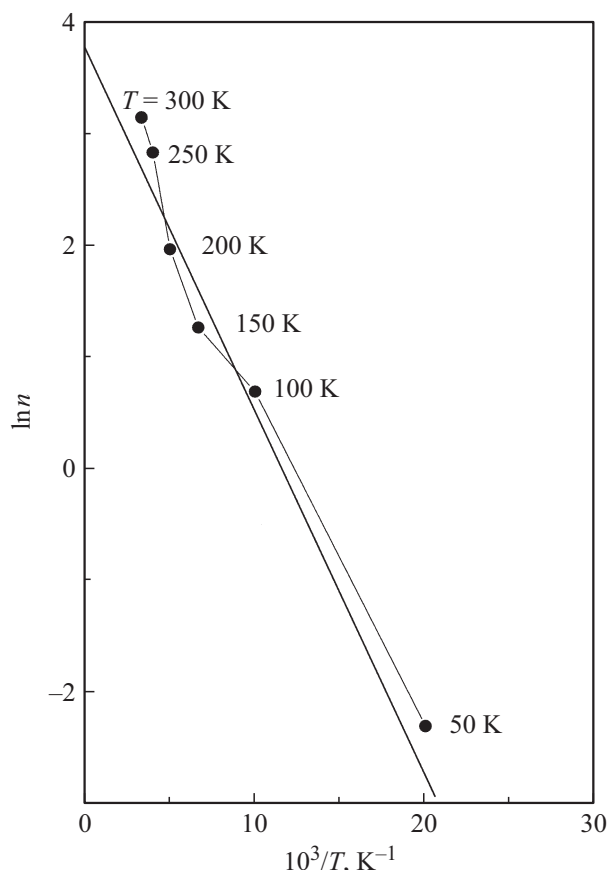


Рис. 5. Зависимость концентрации термоактивированных электронов  $n_1$  от обратной температуры.

Причины наблюдаемого расхождения могут быть связаны с отличием реальных значений ширины слоев ДКЯ от номинальных, которое в свою очередь приводит к другим значениям энергетических зазоров в исследуемом образце (см. вставку на рис. 1). В частности, подобное отличие приводит к асимметрии профиля ДКЯ, на которое однозначно указывает существование плато  $i = 1$  в сильных полях [4,5]. Асимметрия ДКЯ приводит к открытию щели в спектре между ветвями  $HH1$  (рис. 1), в результате край подзоны проводимости поднимется вверх, удаляясь от БМ валентной подзоны [1].

С ростом температуры происходит термическая активация электронов, подвижность которых на порядок превышает подвижность дырок, что и определяет преобладание электронного транспорта при  $T \geq 200$  К.

#### 4. Заключение

В ДКЯ  $HgTe/Cd_{0.71}Hg_{0.29}Te$   $p$ -типа со слоями  $HgTe$  критической толщины обнаружена сильная зависимость коэффициента Холла и МС от магнитного поля и температуры со сменой преобладающего типа носителей заряда от легких к тяжелым дыркам с ростом магнитного поля и далее, при повышении температуры, — к легким

электронам. В классической области температур смена преобладающего типа носителей с легких на тяжелые происходит примерно в том же поле, что и переключение между двумя режимами в КЭХ, в соответствии с предлагаемой моделью пиннингования уровня Ферми в боковом максимуме валентной подзоны. С увеличением температуры преобладающим становится вклад термоактивированных легких электронов в электропроводность и эффект Холла. Анализ полевых зависимостей  $\rho_{xy}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  позволил определить концентрации и подвижности термоактивированных электронов и оценить энергетический зазор между электронным уровнем и боковым максимумом валентной подзоны — 28 мэВ.

#### Финансирование работ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Электрон“ № АААА-А18-118020190098-5 и проекта № 18-10-2-6 программы Уральского отделения Российской академии наук при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00172), с использованием оборудования центра коллективного пользования „Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов“ института физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] S.S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppe. *Sci. Rep.*, **6**, 30755 (2016).
- [2] L.G. Gerchikov, A.V. Subashiev. *Phys. Status Solidi B*, **160**, 443 (1990).
- [3] V.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. *Science*, **314**, 1757 (2006).
- [4] М.В. Якунин, С.С. Криштопенко, С.М. Подгорных, М.Р. Попов, В.Н. Неверов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Письма ЖЭТФ*, **104**, 415 (2016).
- [5] M.V. Yakunin, S.S. Krishtopenko, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, V.N. Neverov, B. Jouault, W. Desrat, F. Teppe, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. *arXiv: 1811.06791 [cond-mat.mes-hall]*.
- [6] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, А.А. Шерстобитов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *ФТП*, **49**, 41 (2015).
- [7] S.S. Krishtopenko, F. Teppe. *Phys. Rev. B*, **97**, 165408 (2018).

Редактор Л.В. Шаронова

## Temperature activation of the conductivity electrons in *p*-type HgTe/CdHgTe double quantum well with HgTe layers of critical width

S.M. Podgornykh<sup>1,2</sup>, M.V. Yakunin<sup>1,2</sup>,  
S.S. Krishtopenko<sup>3</sup>, M.R. Popov<sup>1</sup>,  
N.N. Mikhailov<sup>4</sup>, S.A. Dvoretiskii<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> Ural Federal University,  
620000 Ekaterinburg, Russia

<sup>3</sup> Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhni Novgorod, Russia

<sup>4</sup> Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The Hall coefficient and magnetoresistivity of a *p*-type HgTe/CdHgTe double quantum well (DQW) with critical width of the HgTe layers at temperatures  $T = 35\text{--}300$  K under magnetic fields up to 9 T were investigated. The position of the earlier observed reentrant quantum Hall transition between plateaus for  $i = 1$  and  $i = 2$  was found to coincide with the field corresponding to transition from the light to heavy holes in the classical Hall effect. The thermoactivated light electrons were revealed to contribute into the Hall effect at  $T \geq 35$  K along with the light and heavy holes. The energy gap of 28 meV between the lowest conduction subband and the lateral maximum in the valence subband was deduced from the temperature dependence of electron density. The gap exceeds the theoretical value for the symmetric structure. The latter evidences a pronounced asymmetry of the DQW in our sample.