

Двумерный полуметалл в широких квантовых ямах HgTe: энергетический спектр носителей и магнитотранспорт

© А.В. Германенко[¶], Г.М. Миньков^{*}, О.Э. Рут, А.А. Шерстобитов^{*},
С.А. Дворецкий[‡], Н.Н. Михайлов[‡]

Институт естественных наук,
Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,
620000 Екатеринбург, Россия

^{*}Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620990 Екатеринбург, Россия

[‡]Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 22 апреля 2013г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитосопротивления, эффекта Холла и эффекта Шубникова–де-Гааза, выполненных на полупроводниковых гетероструктурах с одиночной квантовой ямой бесщелевого полупроводника HgTe шириной 20.2 нм. Исследования проведены на образцах с полевым электродом в широком диапазоне концентраций и дырок. Анализ экспериментальных данных позволил реконструировать энергетический спектр электронов и дырок вблизи экстремумов подзон размерного квантования. Показано, что закон дисперсии носителей заряда в исследованных системах отличается от закона, рассчитанного в рамках стандартной k -р-модели.

Гетероструктуры с двумерным электронным и дырочным газом, изготовленные на основе бесщелевых полупроводников HgTe, представляют собой уникальные объекты, поскольку на их основе можно реализовать принципиально разные по своим свойствам двумерные (2D) системы путем изменения ширины квантовой ямы HgTe и состава барьеров $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Так, при толщине слоя HgTe $d = d_c \approx 6.5$ нм электронный энергетический спектр в квантовой яме CdTe/HgTe/CdTe является бесщелевым [1] и при малых значениях квазиимпульса (k) он близок к линейному [2]. При $d < d_c$ спектр 2D носителей аналогичен спектру размерного квантования обычных полупроводников, когда основная дырочная подзона формируется из состояний тяжелых дырок Γ_8 , а основная электронная — из состояний Γ_6 и легких состояний Γ_8 . Широкие квантовые ямы ($d > d_c$) имеют инверсное расположение подзон размерного квантования, при котором нижняя электронная подзона сформирована состояниями тяжелых дырок Γ_8 (при $k = 0$) [3], тогда как состояния Γ_6 участвуют в формировании дырочных подзон. Энергетический спектр и электронный транспорт в таких системах достаточно интенсивно исследуются в последнее время как экспериментально, так и теоретически [2, 4–15]. Наиболее изученными двумерными системами в бесщелевых полупроводниках являются электронные системы. В рамках традиционной k -р-модели удастся в этом случае описать большинство наблюдаемых экспериментальных эффектов. Что касается спектра дырочных состояний, то в настоящее время имеются противоречия как между экспериментальными результатами, полученными в разное время, разными группами исследователей, так и между экспериментальными и теоретическими результатами.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования проводимости и эффекта Холла в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой $\text{Hg}_{0.42}\text{Cd}_{0.58}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.42}\text{Cd}_{0.58}\text{Te}$ с номинальной шириной ямы 20.2 нм и ориентацией (013). Измерения проводились на образцах в форме холловского мостика с нанесенным металлическим электродом. Это позволяло изменять и контролировать проводимость и концентрацию носителей заряда в яме в широких пределах.

Типичные зависимости поперечного (ρ_{xy}) и продольного (ρ_{xx}) сопротивления от магнитного поля (B), измеренные при разных напряжениях на полевом электроде (V_g), приведены на рис. 1. Видно, что при уменьшении напряжения на полевом электроде происходит изменение типа проводимости с электронного ($\rho_{xy} < 0$) на дырочный ($\rho_{xy} > 0$). Кроме того, следует отметить два важных обстоятельства. Первое — в некотором интервале напряжений V_g кроме традиционного осцилляционного поведения сопротивления (эффект Шубникова–де-Гааза, переходящий в квантовый эффект Холла) наблюдается яркая особенность, отмеченная на рис. 1, a, b вертикальными стрелками. Хорошо видно, что положение этой особенности практически не зависит от V_g . Второе обстоятельство заключается в том, что в интервале напряжений на полевом электроде $V_g = (-3) - (+1.8)$ В поперечное сопротивление является знакопеременным (рис. 1, a, c): оно соответствует электронам в малых магнитных полях и дыркам в больших. Наряду с наличием положительного продольного магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ это однозначно указывает на то, что в транспорте одновременно участвуют носители двух или более сортов, различающиеся либо знаком заряда, либо знаком производной $\partial E(k)/\partial k$ (где $E(k)$ — зависимость энергии носителей от квазиимпульса), определяющей групповую скорость волнового пакета. Электронный вклад в эффект

[¶] E-mail: Alexander.Germanenko@usu.ru

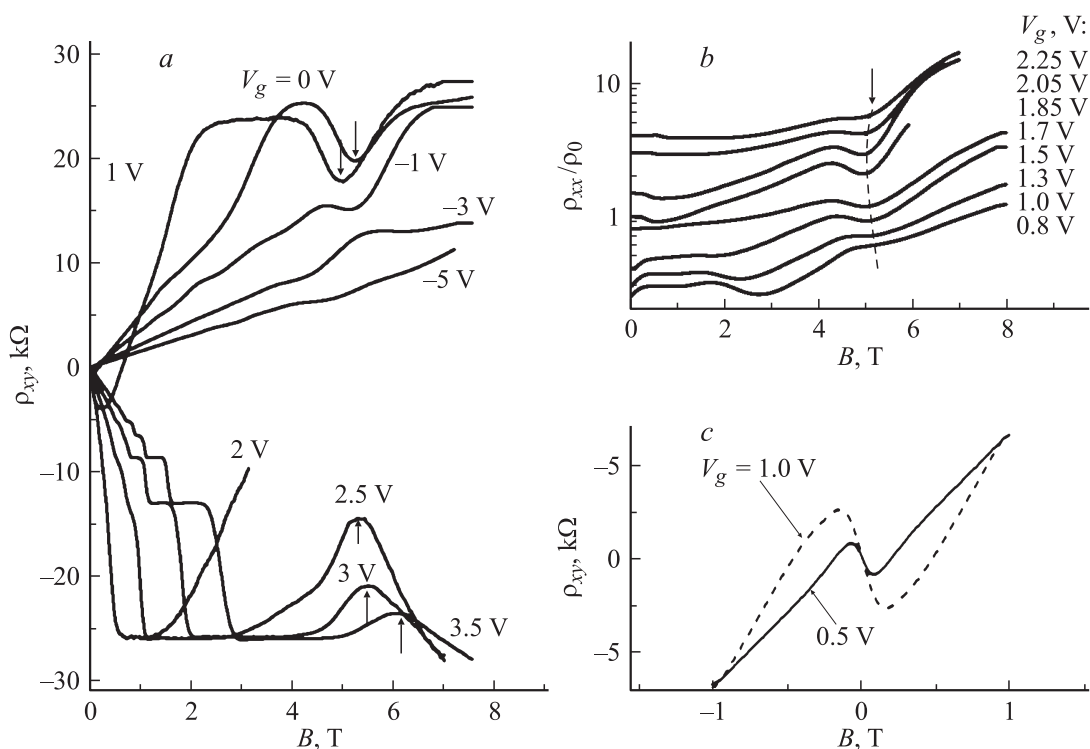


Рис. 1. Зависимости ρ_{xy} (a, c) и ρ_{xx} (b) от магнитного поля при разных напряжениях на полевом электроде. Температура измерений $T = 1.35$ К. Вертикальными стрелками показана особенность, связанная с пересечением уровней Ландау ($h1, n = 0$) и ($h2, n = 2$).

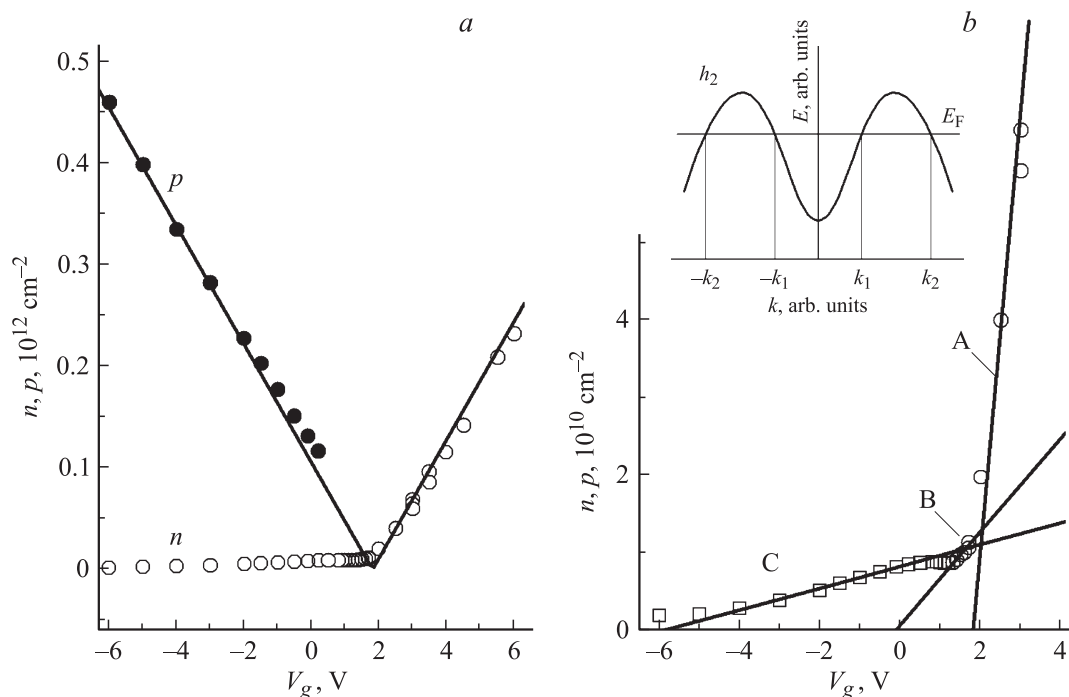


Рис. 2. a — зависимости концентраций электронов и дырок от напряжения на полевом электроде: точки — экспериментальные данные; линия — зависимость от V_g величины $C|V_g - 1.8 \text{ В}|/e$, $C = 9.1 \text{ нФ/см}^2$ — экспериментально измеренная емкость между полевым электродом и двумерным газом. b — зависимость $n(V_g)$ в более крупном масштабе, иллюстрирующая наличие трех участков с разными наклонами; на вставке схематично показан закон дисперсии $E(k)$ подзоны $h2$ и положение уровня Ферми E_F в области С.

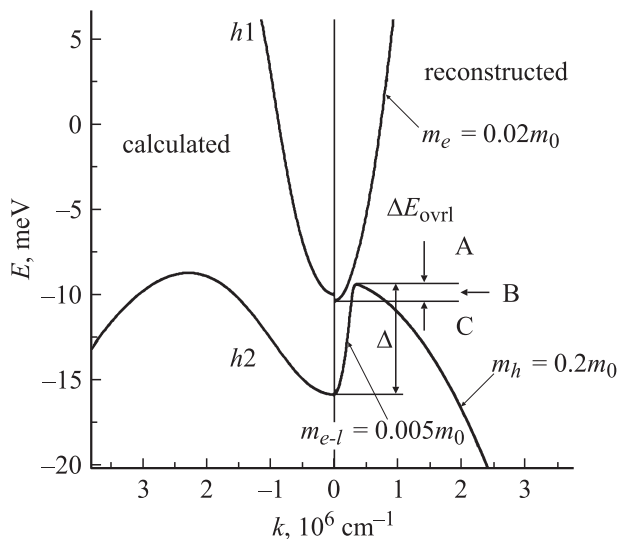


Рис. 3. Закон дисперсии $E(k)$, рассчитанный в рамках шестизонной kp -модели (левая часть рисунка) и восстановленный из экспериментальных данных (правая часть рисунка).

Холла и сопротивление наблюдается при уменьшении V_g вплоть до -6 В, хотя знак коэффициента Холла R_H при этом соответствует дыркам.

На рис. 2 показаны зависимости концентраций электронов (n) и дырок (p) от V_g , полученные из анализа поведения $R_H(B) = \rho_{xy}(B)/B$ и $\rho_{xx}(B)$, выполненного при $V_g < 1.7$ В в рамках модели двух типов носителей заряда. При $V_g > 1.7$ В, когда ρ_{xy} и ρ_{xx} определяются только электронами, их концентрация определялась как $n = -1/eR_H$. Важно отметить, что холловские концентрации как электронов, так и дырок в пределах экспериментальной погрешности совпадают с концентрациями, найденными из периода осцилляций Шубникова–де-Гааза, которые хорошо наблюдались при $V_g < 0$ и $V_g > 2.5$ В. Как видно, величина n отлична от нуля во всем интервале V_g . При этом следует отметить, что n меньше p более чем в 100 раз при самом малом значении напряжения $V_g = -6$ В. Как видно из рис. 2, b , зависимость $n(V_g)$ является достаточно сложной. На ней можно выделить три участка. Проведенный анализ показывает, что каждый из этих участков соответствует различному положению уровня Ферми E_F относительно краев зон. Это иллюстрируется рис. 3, в левой части которого приведены дисперсионные кривые $E(k)$, рассчитанные в рамках изотропной шестизонной kp -модели методом прямого интегрирования [16] с параметрами, приведенными в [17,18]. На участке А ($V_g > 1.8$ В) уровень Ферми лежит высоко в зоне проводимости (см. рис. 3), и в переносе участвуют только электроны зоны проводимости.

По мере уменьшения напряжения на полевом электроде уровень Ферми при $V_g \approx 1.8$ В касается потолка валентной зоны и при дальнейшем уменьшении V_g попадает в область перекрытия валентной зоны и зоны

проводимости, где скорость изменения $n(V_g)$ будет определяться большей плотностью состояний валентной зоны (это область В, $V_g = 1.8-1.0$ В). В этом диапазоне V_g в явлениях переноса участвуют три типа носителей. Это электроны зоны проводимости $h1$ и два типа носителей зоны $h2$ с электронной и дырочной кривизной спектра. Следует отметить, что величина n на рис. 2, b в этой области V_g , строго говоря, не соответствует концентрации каких-либо носителей заряда, поскольку только два типа носителей учитывалось при анализе поведения $R_H(B)$ и $\rho_{xx}(B)$.

Наконец, на участке С ($-6.0 < V_g < 1$ В) уровень Ферми лежит ниже дна зоны проводимости. При этом участок с дырочной кривизной дисперсионной кривой $E(k)$ подзоны $h2$ дает дырочный вклад в эффект Холла, тогда как участок с электронной кривизной — электронный. В модели изотропного спектра величины n и p , определяемые из анализа полевых зависимостей ρ_{xy} и ρ_{xx} , соответствуют в этом случае количеству состояний внутри окружностей с радиусами k_1 и k_2 [19]: $n = k_1^2/2\pi$, $p = k_2^2/2\pi$, где k_1 и k_2 — фермиевские квазиимпульсы, соответствующие двум участкам $E(k)$, как это показано на вставке к рис. 2, b .

Такая картина спектра подтверждается результатами исследования осцилляций $\rho_{xx}(B)$. На рис. 4 показано положение осцилляционных минимумов на зависимости $\rho_{xx}(B)$ в координатах (B, V_g) . Хорошо видно, что наблюдаются две серии осцилляций, соответствующие электронам и дыркам. Периоды осцилляций дают концентрации соответствующих типов носителей заряда, которые хорошо согласуются с данными на рис. 2.

Таким образом, представленные выше экспериментальные результаты на качественном уровне согласуются с рассчитанным спектром. Однако полученные результаты дают возможность получить количественные

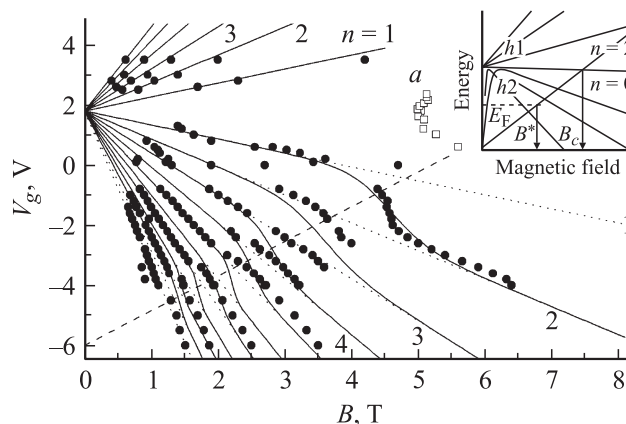


Рис. 4. Положение минимумов на зависимости $\rho_{xx}(B)$ в координатах (B, V_g) . a — положение минимума, отмеченного на рис. 1, a, b стрелками. Штриховая линия соответствует пересечению уровня Ферми с уровнем Ландау ($h2, n = 2$). Сплошные кривые — ожидаемое поведение минимумов. На вставке схематически показан ход уровней Ландау для подзон $h1$ и $h2$.

характеристики спектра и провести более детальный количественный анализ.

Анализ температурных зависимостей амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза позволил нам определить эффективные массы электронов и дырок, m_e и m_h соответственно. В пределах экспериментальной погрешности, равной $\sim 20\%$, они оказались не зависящими от концентраций: $m_e = 0.02m_0$ и $m_h = 0.2m_0$.

Экспериментально определенная эффективная масса электронов близка к теоретическому значению. Это хорошо видно из рис. 3 — электронная ветвь $h1$ в левой и правой частях рисунка имеют близкую кривизну.

Сравнение экспериментального и рассчитанного значений эффективной массы дырок требует более деликатного подхода, поскольку дисперсия дырочной подзоны $h2$ является немонотонной. Максимум (точнее кольцо максимумов) теоретически должен находиться при $k \approx 2.2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ (левая часть рис. 3). Однако, как видно из рис. 4, на котором приведена веерная диаграмма, осцилляции дырочного типа наблюдаются начиная с $V_g \approx 0.8 \text{ В}$, когда $p \approx 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что в предположении изотропного закона дисперсии соответствует $k \approx 0.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, участок дисперсионной кривой подзоны $h2$ с дырочной кривизной начинается со значений $k < 0.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$.

Используя экспериментально определенные значения m_e и m_h , можно оценить такие характерные энергии спектра, как величина перекрытия подзон $h1$ и $h2$ ΔE_{ovt} и глубина центрального минимума Δ в спектре зоны $h2$, а также эффективную массу плотности состояний m_{e-l} для центрального минимума. Действительно, поскольку наличие излома на зависимости $n(V_g)$ между участками А и В при $V_g \approx 1.8 \text{ В}$ (рис. 2, *b*) связано с касанием уровнем Ферми потолка подзоны $h2$, то перекрытие можно оценить как $\Delta E_{\text{ovt}} = \pi \hbar^2 n(1.9 \text{ В}) / m_e$. Используя $m_e = 0.02m_0$ и $n(1.8 \text{ В}) = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, получим величину $\Delta E_{\text{ovt}} \approx 1 \text{ мэВ}$. Знание m_h позволяет оценить глубину минимума Δ . Она приблизительно равна энергии Ферми, отсчитанной от потолка валентной зоны, при напряжении $V_g = -6 \text{ В}$, при котором прямая С на рис. 2, *b* пересекает ось V_g , что соответствует касанию уровнем Ферми дна центрального минимума подзоны $h2$ и исчезновению электронного вклада: $\Delta = \pi \hbar^2 p(-6 \text{ В}) / m_h$. При $m_h = 0.2m_0$ и $p(-6 \text{ В}) = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ имеем для глубины минимума оценку $\Delta \approx 5 \text{ мэВ}$. Наконец, зная величину Δ и используя n при $V_g = 1 \text{ В}$ (напомним, что при этом напряжении уровень Ферми пересекает дно зоны проводимости и электронный вклад при $V_g < 0$ связан только с минимумом в спектре подзоны $h2$), можно оценить величину m_{e-l} : $m_{e-l} = -\pi \hbar^2 n(0 \text{ В}) / \Delta \approx -0.005m_0$ (знак минус соответствует электронной кривизне в дырочном спектре). Важно отметить, что значение $0.005m_0$ много меньше теоретического, которое в изотропном приближении $> 0.1m_0$.

В правой части рис. 3 показан спектр подзон $h1$ и $h2$, реконструированный с использованием приведенных выше значений ΔE_{ovt} , Δ , m_{e-l} , m_e и m_h . Хорошо видно, что

он существенно отличается от рассчитанного спектра, приведенного в левой части того же рисунка.

В заключение рассмотрим особенности поведения осцилляционных пиков при изменении напряжения V_g , анализ которых в какой-то степени подтверждает правильность сделанных выше оценок. Как видно из рис. 4, на веерной диаграмме в области полей $\sim 5 \text{ Тл}$ при $V_g = 0.5-2 \text{ В}$ имеются дополнительные точки (точки *a*). Эти точки соответствуют минимумам, отмеченным на рис. 1 стрелками. Анализируя спектр уровней Ландау [8,20], можно предположить, что эта особенность связана с тем, что уровень Ферми оказывается в области пересечения уровней Ландау ($h1$, $n = 0$) и ($h2$, $n = 2$), которое происходит в поле B_c (см. вставку на рис. 4). Уровень ($h2$, $n = 2$) стартует при $B = 0$ из энергии, равной энергии минимума закона дисперсии дырочной подзоны $h2$. Таким образом, соединяя точку с координатами $B = 0 \text{ Тл}$, $V_g = -6 \text{ В}$, соответствующую пересечению уровня Ферми с минимумом $E(k)$ валентной зоны, с точкой $B = 5 \text{ Тл}$, $V_g = 0 \text{ В}$, мы получаем примерную зависимость магнитного поля B^* , при котором уровень Ландау ($h2$, $n = 2$) пересекает уровень Ферми, от напряжения V_g (штриховая линия на рис. 4). Хорошо видно, что именно в этом районе наблюдается перескок положений минимумов с одного номера на другой (показано сплошными линиями на рис. 3).

Таким образом, энергетический спектр верхней дырочной подзоны размерного квантования $h2$ в широкой квантовой яме бесщелевого полупроводника HgTe, восстановленный из наших экспериментальных данных, существенно отличается от рассчитанного. Анализ экспериментальных результатов показал, что в центре подзоны имеется узкий минимум. Глубина минимума равна $\sim 5 \text{ мэВ}$, оценка эффективной массы дает величину около $\sim 0.005m_0$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00098 и 13-02-00322).

Список литературы

- [1] L.G. Gerchikov, A. Subashiev. Phys. Status Solidi B, **160**, 443 (1990).
- [2] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. Science, **314**, 1757 (2006).
- [3] М.И. Дьяконов, А.В. Хасецкий. ЖЭТФ, **82**, 1584 (1982) [Sov. Phys. JETP, **55**, 917 (1982)].
- [4] G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, C.R. Becker. Physica E, **6**, 713 (2000).
- [5] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, C.R. Becker, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **65**, 045 324 (2002).
- [6] K. Ortner, X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landwehr, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **66**, 075 322 (2002).
- [7] X.C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **69**, 115 340 (2004).

- [8] M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science*, **318**, 766 (2007).
- [9] G.M. Gusev, Z.D. Kvon, O.A. Shegai, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal. *Phys. Rev. B*, **84**, 121 302 (2011).
- [10] Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, E.G. Novik, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, I.O. Parm, S.A. Dvoretzky. *Phys. Rev. B*, **83**, 193 304 (2011).
- [11] G. Tkachov, E.M. Hankiewicz. *Phys. Rev. B*, **84**, 035 444 (2011).
- [12] J.W. Nicklas, J.W. Wilkins. *Phys. Rev. B*, **84**, 121 308 (2011).
- [13] P.M. Ostrovsky, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. *Phys. Rev. B*, **86**, 125 323 (2012).
- [14] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mihailov. *Nanoscale Res. Lett.*, **7**, 534 (2012).
- [15] А.А. Грешнов, Ю.Б. Васильев, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Васильев, Д. Смирнов. *Письма ЖЭТФ*, **97**, 108 (2013).
- [16] V.A. Larionova, A.V. Germanenko. *Phys. Rev. B*, **55**, 13 062 (1997).
- [17] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **63**, 245 305 (2001).
- [18] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **72**, 035 321 (2005).
- [19] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [20] M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rössler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, S. Lovold. *Phys. Rev. B*, **57**, 14 772 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Two-dimensional semimetal in a wide HgTe quantum well: energy spectrum and magnetotransport

A.V. Germanenko, G.M. Minkov*, O.E. Rut,
A.A. Sherstobitov*, S.A. Dvoretzky‡, N.N. Mikhailov‡

Institute of Natural Sciences,
Ural Federal University,
620000 Ekaterinburg, Russia

* Institute of Metal Physics,
Russian Academy of Sciences,
620990 Ekaterinburg, Russia

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

Abstract The results of experimental study of the magnetoresistivity, the Hall and Shubnikov–de Haas effects for the heterostructure with HgTe quantum well of 20.2 nm width are reported. The measurements were performed on the gated samples over the wide range of electron and hole densities. Analyzing the data we conclude that the energy spectrum for charge carriers is drastically different from that calculated in the framework of kp -model.