Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 9, с. 588 – 591 © 2008 г. 10 мая

Двумерная электронно-дырочная система в квантовой яме на основе HgTe

З. Д. Квон[+*1)], *Е. Б. Ольшанецкий*[+], *Д. А. Козлов*[+], *Н. Н. Михайлов*[+], *С. А. Дворецкий*[+]

[+]*Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2008 г.

В квантовой яме, изготовленной на основе теллурида ртути с ориентацией поверхности (013), обнаружена двумерная электронно-дырочная система, состоящая из легких высокоподвижных электронов с концентрацией $N_s = (4-7)\cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu_n = (4-6)\cdot 10^5$ см^2/В·с, и более тяжелых и низкоподвижных дырок с концентрацией $P_s = (0.7-1.6)\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu_p = (3-7)\cdot 10^4$ см^2/В·с. Система демонстрирует целый ряд особенностей в классическом магнитотранспорте (положительное магнитосопротивление и знакопеременный эффект Холла) и в режиме квантового эффекта Холла, связанных с одновременным существованием двумерных электронов и дырок.

PACS: 73.43.Qt, 73.63.Hs

Среди многочисленных реализаций двумерных систем известна только одна электронно-дырочная (ЭД) система (в гетеропереходе InAs/GaSb), в которой благодаря тому, что зона проводимости InAs располагается напротив валентной зоны GaSb, реализуется одновременное существование двумерных электронов (ДЭ) и дырок (ДД). Она демонстрирует целый ряд особенностей магнитотранспорта, связанных с переносом тока носителями заряда разного знака [1 – 4]. В этой системе и ДЭ, и ДД, хотя и находятся в непосредственной близости друг от друга, пространственно разделены гетеропереходным барьером, и по этой причине электроны локализованы в основном в InAs, а дырки – в GaSb. Наиболее интересным свойством данной системы является ее поведение в режиме квантового эффекта Холла, где она демонстрирует минимумы в диссипативном сопротивлении и плато в холловском, соответствующие разностной концентрации ДЭ и ДД. Однако более ярким проявлениям свойств ЭД системы в гетеропереходе InAs/GaSb мешает не только уже отмеченный факт слабого перекрытия волновых функций двумерных электронов и дырок, но также и то, что обычно в ней концентрация высокоподвижных электронов в несколько раз больше концентрации низкоподвижных дырок, и тем самым вклад дырок в транспорт мал, и в системе не наблюдается даже знакопеременный эффект Холла.

В данной работе сообщается о реализации еще одной двумерной ЭД системы, в которой два отмеченных выше недостатка гетероперехода InAs/GaSb отсутствуют и, к тому же, имеющей заметно более высокую подвижность и электронов, и дырок. Эта система реализуется в слаболегированных квантовых ямах (КЯ) на основе теллурида ртути, созданных на основе двойного гетероперехода $Cd_xHg_{1-x}Te/HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ с ориентацией поверхности (013). Технология выращивания таких КЯ подробно описана в [5 – 7]. В отличие от структур, описанных в [7], уровень легирования образцов, изученных в данной работе, был значительно ниже (около 10^9 см$^{-2}$). В работе были исследованы квантовые ямы толщиной 18 и 20.5 нм и с различными составами барьеров $Cd_xHg_{1-x}Te$. Схематический разрез изученной структуры показан на рис.1. Для проведения магнитотранспортных измерений из указанной структуры с помощью стандартной фотолитографии были изготовлены холловские образцы шириной 50 мкм и расстояниями между потенциометрическими контактами 100, 250 и 100 мкм. Затем вжиганием индия создавались омические контакты. Измерения проводились в диапазоне температур 4.2–0.2 К и в магнитных полях до 5 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования. Измерения проводились на частотах 3–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 3–10 нА, исключающих эффекты разогрева.

На рис.1 представлены результаты измерения магнитополевой зависимости диссипативной $\rho_{xx}(B)$ и холловской $\rho_{xy}(B)$ компонент тензора сопротивления одного из образцов с квантовой ямой шириной 20.5 нм и с $Cd_xHg_{1-x}Te$ барьерами, для которых $x = 0.65$, при температуре $T = 0.25$ К. На пер-

[1)]e-mail: kvon@thermo.isp.nsc.ru

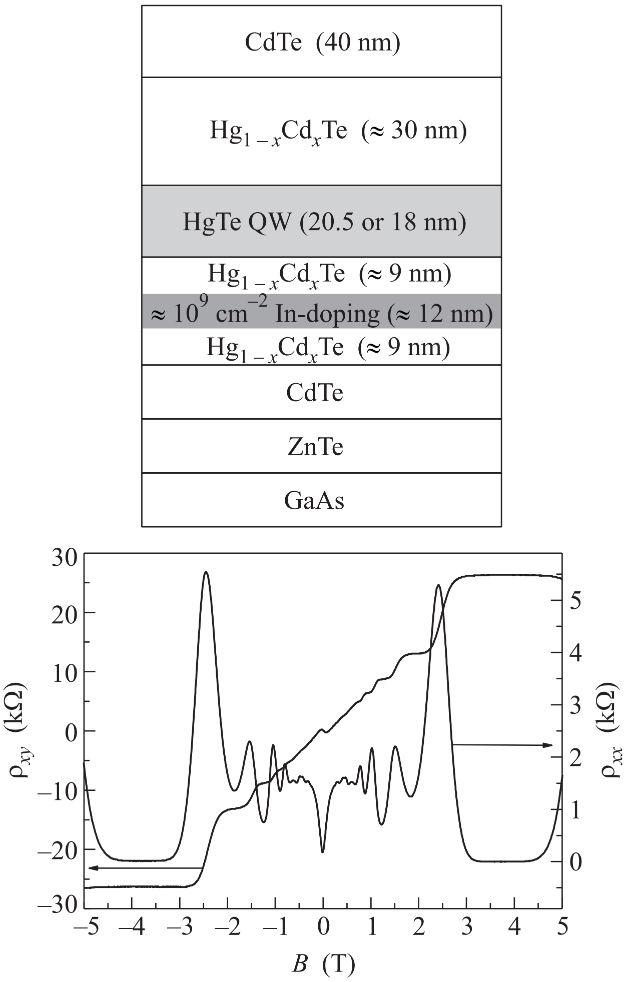

Рис.1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для электронно-дырочной системы в 20.5 нм HgTe квантовой яме с высокими барьерами перед подсветкой в магнитных полях до 5 Тл при $T = 0.25$ К, а также схематический разрез изученных структур

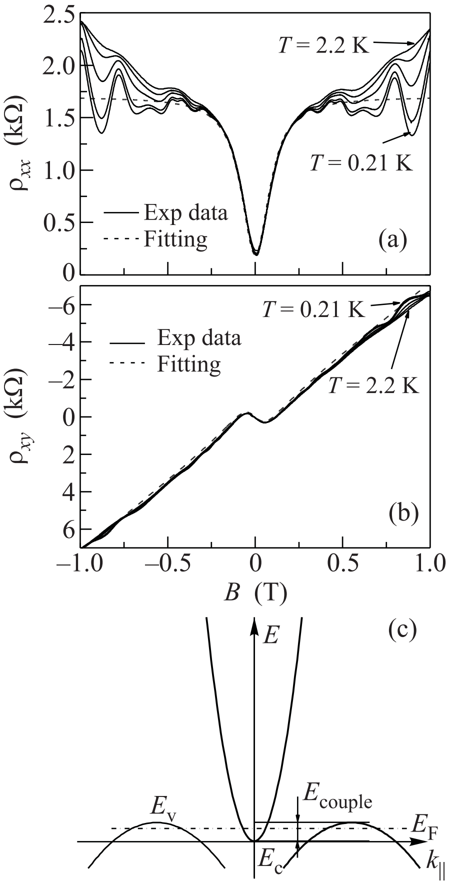

Рис.2. Экспериментальные и расчетные зависимости $\rho_{xx}(B)$ (a) и $\rho_{xy}(B)$ (b) для электронно-дырочной системы в 20.5 нм КЯ с высокими барьерами в области слабых магнитных полей перед подсветкой при температурах $T = 0.21$, 0.4, 0.85, 1.45 и 2.2 К, а также их расчетные зависимости; (c) предполагаемый вид закона дисперсии ЭД системы в квантовой яме на основе теллурида ртути

вый взгляд, наблюдается обычное поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для двумерного газа: шубниковские осцилляции средней амплитуды в магнитных полях до 2 Тл для ρ_{xx} и слабые квазиплато для ρ_{xy}, переходящие, соответственно, в широкий минимум и плато режима квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1$ при $B = 3$ Тл. Однако более детальный анализ зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ показывает, что они обладают целым рядом особенностей. Проанализируем сначала поведение в магнитных полях до 1 Тл.

Хорошо видно (рис.2), что в полях, предшествующих началу осцилляций Шубникова – де Газа, наблюдается большое, не зависящее от температуры, положительное магнитосопротивление (ПМС). Но самое интересное, что это ПМС сопровождается также не зависящим от температуры знакопеременным эффектом Холла, однозначно свидетельствующим о существовании в изучаемой КЯ носителей заряда двух знаков. И ПМС, и знакопеременный эффект Холла на рис.2 хорошо описываются стандартной моделью двух групп носителей заряда разного знака [8]. Расчет на основе этой модели дает следующие результаты: концентрация ДЭ $N_s = 4.1 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$, а их подвижность $\mu_n = 5.9 \cdot 10^5$ см^2/В·с; концентрация ДД $P_s = 1.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, подвижность $\mu_p = 6.6 \cdot 10^4$ см^2/В·с. Таким образом, экспериментальное поведение и $\rho_{xx}(B)$, и $\rho_{xy}(B)$ в магнитных полях до 0.5 Тл однозначно свидетельствует, что в слабо легированных двойных гетеропереходах $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te/HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ с ориентацией (013) реализуются КЯ, содержащие высокоподвижные ДЭ и ДД со значительно меньшей подвижностью. Интересно сравнить полученные параметры с полученными для ДЭ и ДД в HgTe ямах с одним типом носителей. Величина $\mu_n = 5.9 \cdot 10^5\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ практически равна самой высокой из приведенных в литературе [9]. Но следует отметить, что в нашем случае она получена при более чем на порядок меньшей концентрации ДЭ, что указывает на очень высокое качество выращенных КЯ. Параметры же ДД (и концентрация, и подвижность) практически совпадают с приведенными в работе [10].

Обсудим теперь, каким образом в исследованных ямах может возникнуть двумерная электронно-дырочная система, и построим качественную картину ее энергетического спектра. Численные расчеты зонной структуры HgTe КЯ с ориентацией поверхности (001) показывают [10], что при толщинах КЯ $d > 6.3$ нм в них реализуется инверсная зонная структура, когда и зона проводимости, и валентная зона образованы состояниями дырочного типа. При этом, если минимум основной подзоны размерного квантования для электронов расположен в центре зоны Бриллюэна, то максимум основной подзоны для дырок находится при конечных значениях волнового вектора $k_{||} \approx 2 \cdot 10^6\,\text{см}^{-1}$ в направлении типа [11]. Щель, разделяющая указанные зоны, чрезвычайно мала, и для КЯ толщиной 20 нм она составляет всего несколько мэВ [10]. Можно предположить, что аналогичная зонная структура реализуется и для исследованных КЯ с одной принципиальной поправкой: между подзонами размерного квантования для электронов и дырок уже нет щели, а возникает их перекрытие. Величина этого перекрытия (E_{couple}) равна $E_{\text{couple}} = E_{nF} + E_{pF}$, где E_{nF} – энергия Ферми ДЭ, а E_{pF} – энергия Ферми ДД. Измерения эффективной массы ДЭ в HgTe КЯ дают величину $m_n \approx 0.02 m_0$ при $N_s \approx 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ [11]. Такие же данные для дырок отсутствуют, но если следовать расчетам [10], масса дырок должна быть в 5–7 раз выше. Тогда получим $E_{\text{couple}} \approx 10$ мэВ. Описанные выше данные позволяют предположить существование закона дисперсии, вид которого показан на рис.2c. Приведенный спектр напоминает зонную структуру обычных полуметаллов, подобных висмуту или сурьме, в которых также происходит перекрытие зон, экстремумы которых расположены в разных точках зоны Бриллюэна.

Отметим, что обнаруженная ЭД система принципиальным образом отличается от уже известной системы и обсужденной во Введении системы в гетеропереходе InAs/GaSb: во-первых, нет никакого пространственного разделения ДЭ и ДД и они движутся в одной квантовой яме, во-вторых, подвижность и ДЭ, и ДД значительно выше и, в-третьих, концентрация более высокоподвижных ДЭ меньше, чем концентрация ДД. На рис.3 приведены зависимости $\rho_{xx}(B)$ и

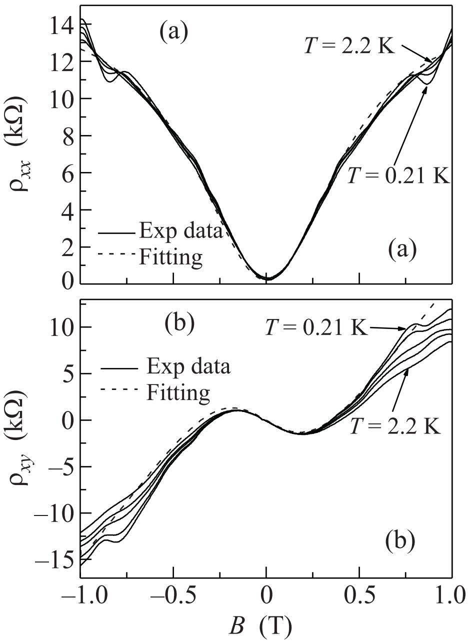

Рис.3. Экспериментальные и расчетные зависимости $\rho_{xx}(B)$ (a) и $\rho_{xy}(B)$ (b) для электронно-дырочной системы в 20.5 нм КЯ с высокими барьерами в области слабых магнитных полей после подсветки при температурах $T = 0.21$, 0.8, 1.2 и 2.2 К

$\rho_{xy}(B)$ для того же образца после подсветки. Видно, что области существования и ПМС, и знакопеременного эффекта Холла заметно расширились. Подгонка расчета (пунктирные линии) и экспериментальных кривых показывает, что это изменение в основном связано с сильным уменьшением концентрации ДД и заметно более слабым увеличением концентрации ДЭ после подсветки. Более точные значения: для ДЭ $N_s = 4.5 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ и $\mu_n = 6 \cdot 10^5\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а для ДД $P_s = 7.5 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ и $\mu_p = 3.5 \cdot 10^4\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Подобный результат отражает тот факт, что плотность состояний в дырочной зоне на порядок выше, чем в зоне проводимости. Этого и следовало ожидать, если учесть большую эффективную массу дырок, а также возможное вырождение их спектра вследствие того, что минимумы энергии для ДД расположены вне центра зоны Бриллюэна. На рис.4 представлены зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для квантовой ямы толщиной 18 нм и с $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ барьерами, где $x = 0.3$ в магнитных полях до 1 Тл без подсветки. Хорошо видны и ПМС, и знакопеременный эффект Холла. Для указанного случая подгонка дает следующие параметры ДЭ: $N_s = 6 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ и $\mu_n = 3.5 \cdot 10^5\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а для ДД $P_s = 15.5 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ и $\mu_p = 3 \cdot 10^4\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Отсюда видно, что двумерная ЭД система в 18 нм

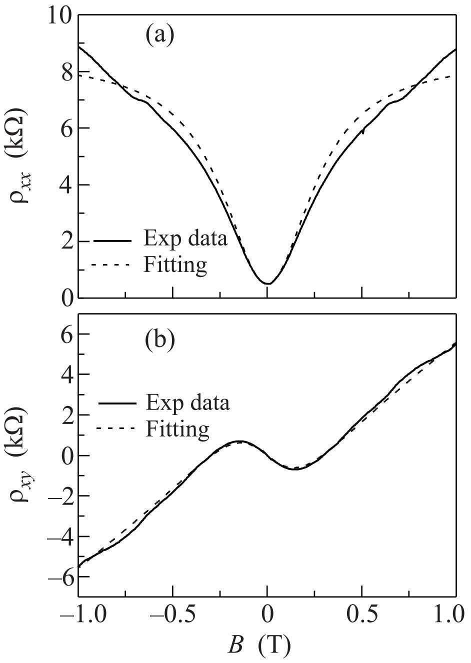

Рис.4. Экспериментальные и расчетные зависимости $\rho_{xx}(B)$ (a) и $\rho_{xy}(B)$ (b) для электронно-дырочной системы в 18 нм КЯ в области слабых магнитных полей при температуре $T = 0.21$ K

КЯ обладает немногим большим перекрытием зон ($E_{\text{couple}} \approx 15$ мэВ), и, таким образом, уменьшение на 10% толщины КЯ, а ее глубины более чем в два раза не привели к принципиальному изменению спектра. Из приведенных экспериментальных данных можно сделать вывод, что обнаруженная ЭД система обладает определенной устойчивостью как по отношению к небольшому уменьшению толщины КЯ, так и к значительному снижению высоты барьеров.

Обсудим теперь поведение этой системы в квантующих магнитных полях и в режиме квантового эффекта Холла. Для этого снова обратимся к рис.1. Внимательный анализ данного рисунка обнаруживает особенности и этого поведения. Во-первых, видно, что осцилляции Шубникова – де Газа не растут монотонно с ростом магнитного поля, а ведут себя нерегулярно. Более того, они не демонстрируют обычной для металлов периодичности по шкале обратного магнитного поля. К тому же, в диапазоне полей 1–2 Тл их амплитуда аномальна мала для двумерной системы с такими высокими подвижностями и при таких низких температурах, как в данном эксперименте ($T = 0.25$ K). Но при $B > 3$ Тл на зависимости $\rho_{xx}(B)$ возникает широкий и глубокий минимум, сопровождаемый плато холловского сопротивления, соответствующим фактору заполнения $\nu = 1$. Положение и плато и минимума соответствует разностной концентрации ДД и ДЭ ($P_s - N_s$), тем самым подтверждая ранее установленный факт [2], что квантовый эффект Холла в двумерной ЭД системе отражает именно эту концентрацию. Причем подобный результат впервые получен для $\nu = 1$. В остальном поведение данной системы в режиме КЭХ существенным образом отличается от того, что наблюдалось ранее [2, 3]. Особенно интересным выглядит уже описанное поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ с ростом магнитного поля. Фактически оно указывает, что до определенного магнитного поля (в данном случае до поля 2.5 Тл) в системе наблюдаются аномально малые щели между уровнями Ландау, за которыми затем при 3 Тл$< B <$ 4.5 Тл следует одна большая щель для состояния с $\nu = 1$. Этот факт указывает на сильную гибридизацию спектра обнаруженной ЭД системы в квантующем магнитном поле, приводящей к его радикальной перестройке по сравнению с двумерными системами с одним типом носителей заряда. Детальное исследование отмеченного эффекта выходит за рамки данной работы. В любом случае, очевидно, что дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование свойств новой двумерной ЭД системы сулит немало неожиданного и интересного.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-16129 и # 07-02-92171-НЦНИ_а) и РАН (программы “Квантовая макрофизика”, “Низкоразмерные квантовые структуры” и “Сильнокоррелированные системы”).

1. E. E. Mendez, L. L. Chang, C.-A. Chang et al., Surf. Sci. **142**, 215 (1984).
2. E. E. Mendez, L. Esaki, and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **55**, 2216 (1985).
3. S. Wasburn et al., Phys. Rev. B **31**, 1198 (1985).
4. K. Suzuki, K. Takashina, S. Miyashita et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 016803 (2004).
5. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretsky et al., Int. J. Nanotechnology **3**, 120 (2006).
6. С. А. Дворецкий, Д. Г. Икусов, Д. Х. Квон и др., Автометрия **4**, 104 (2007).
7. E. B. Olshanetsky, S. Sassine, Z. D. Kvon et al., Письма в ЖЭТФ **84**, 661 (2006).
8. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1990.
9. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner et al., Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001).
10. K. Ortner, X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke et al., Phys. Rev. B **66**, 075322 (2002).
11. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov et al., Physica E (to be published).