

Двумерный полуметалл в квантовых ямах на основе HgTe

З.Д. Квон^{1,2}, Е.Б. Ольшанецкий¹, Д.А. Козлов¹, Е.Г. Новик³, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 6300090, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 6300090, Россия

³Physikalisches Institut (EP3), University of Wurzburg, 97074 Wurzburg, Germany

E-mail: kvon@thermo.isp.nsc.ru

Статья поступила в редакцию 24 сентября 2010 г.

Дан обзор первых результатов по исследованию новой двумерной электронной системы — двумерного полуметалла (ДП), обнаруженного в широких квантовых ямах на основе теллурида ртути, обладающих инвертированным зонным спектром. Приводятся результаты магнитотранспортных экспериментов, позволяющих сделать однозначный вывод о существовании полуметаллического состояния в квантовых ямах с ориентацией (013) и (112) и толщиной 18–21 нм. На основе указанных экспериментов найдена величина перекрытия зон $\Delta = (3-5)$ мэВ. Из сравнения экспериментально найденной Δ с результатами теоретического расчета энергетического спектра сделан вывод о принципиальной роли деформационных эффектов в формировании полуметаллического состояния. Исследованы особенности процессов рассеяния в двумерном полуметалле и обнаружены: скачок электронной подвижности при переходе электронный металл–ДП, возникающий в результате экранировки дырками примесного рассеяния электронов, аномальный и значительный рост сопротивления двумерного полуметалла при повышении температуры, обусловленный электронно-дырочным рассеянием, что является первым наблюдением прямого влияния межчастичного рассеяния по механизму Ландау на сопротивление металлов. Обсуждаются свойства ДП в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Основное внимание уделено обнаруженному эффекту подавления сильной локализации в условиях КЭХ. Показано, что в сильном магнитном поле двухкомпонентная электронно-дырочная плазма обладает принципиально иными топологическими свойствами, в отличие от обычной однокомпонентной (электронной или дырочной) плазмы. Предположено, что именно они приводят к возникновению бесконечного множества делокализованных проводящих токовых состояний и подавлению локализации.

Дано огляд перших результатів по дослідженню нової двовимірної електронної системи — двовимірний напівметалу (ДН), який виявлено в широких квантових ямах на основі телуриду ртуті, що мають інвертований зонний спектр. Наведено результати магнітотранспортних експериментів, що дозволяють зробити однозначний висновок про існування напівметалевого стану у квантових ямах з орієнтацією (013) та (112) і товщиною 18–21 нм. На основі зазначених експериментів знайдено величину перекриття зон $\Delta = (3-5)$ меВ. З порівняння експериментально знайденої Δ з результатами теоретичного розрахунку енергетичного спектра зроблено висновок про принципову роль деформаційних ефектів у формуванні напівметалевого стану. Досліджено особливості процесів розсіювання у двовимірному напівметалі та виявлено: стрибок електронної рухливості при переході електронний метал–ДН, що виникає в результаті екранування дірками домішкового розсіювання електронів, аномальний і значний ріст опору двовимірний напівметалу при підвищенні температури, який обумовлено електронно-дірковим розсіюванням, що є першим спостереженням прямого впливу міжчастинкового розсіювання по механізму Ландау на опір металів. Обговорюються властивості ДН у режимі квантового ефекту Холла (КЕХ). Основну увагу приділено виявленому ефекту заглушення сильної локалізації в умовах КЕХ. Показано, що в сильному магнітному полі двокомпонентна електронно-діркова плазма має принципово інші топологічні властивості на відміну від звичайної однокомпонентної (електронної або діркової) плазми. Припущено, що саме вони призводять до виникнення нескінченної безлічі делокалізованих провідних струмових станів і заглушенню локалізації.

PACS: 73.43.Qt Магнитосопротивление;
73.63.Hs Квантовые ямы.

Ключевые слова: полуметаллы, электроны и дырки, сплошные полупроводники, квантовые ямы, квантовый эффект Холла.

Введение

За более чем сорокалетнюю историю физики двумерных электронных систем (ДЭС) найдено уже несколько десятков различных полупроводниковых структур, в которых указанные системы реализуются. И появление новых структур с ДЭС уже не является сейчас заметным событием. Но реализация ДЭС с высокой подвижностью как электронов, так и дырок в квантовых ямах (КЯ) на основе двойного гетероперехода $Cd_{1-x}Hg_xTe/HgTe/Cd_{1-x}Hg_xTe$ оказалось выходящим далеко за рамки рядового факта, и к настоящему времени его исследования вылились в перспективное направление физики низкоразмерных электронных систем. В первую очередь, подобный факт связан с уникальным, обусловленным бесщелевой природой HgTe, энергетическим спектром ДЭС в HgTe КЯ, который в значительной степени определяется релятивистскими эффектами и, соответственно, спин-орбитальным взаимодействием. В частности, недавно в таких ямах впервые удалось реализовать двумерный полуметалл [1,2], и к настоящему времени обнаружен целый ряд интересных свойств в его поведении. Описанию и анализу этих свойств посвящен данный обзор.

Квантовые ямы на основе HgTe. Технология и структура

Детальное описание процесса роста HgTe квантовых ям на основе технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) было дано нами в обзоре [3]. Поэто-

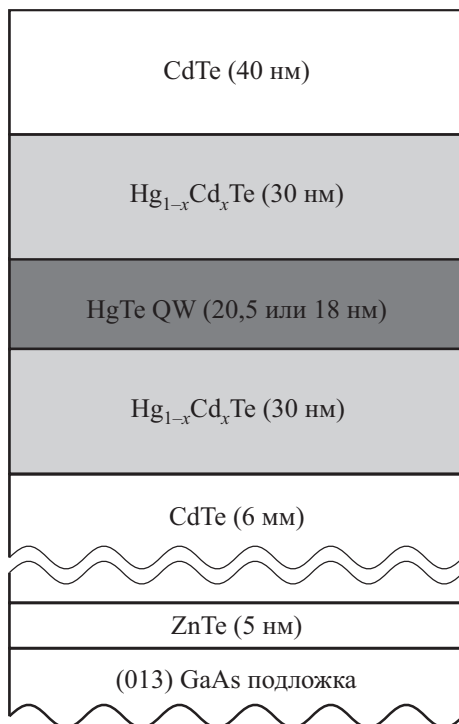


Рис. 1. Схематический разрез структуры с нелегированной HgTe квантовой ямой, выращенной с помощью МЛЭ.

му здесь коснемся только тех деталей в описании этих ям, которые имеют непосредственное отношение к теме обзора. Структура квантовых ям показана на рис. 1. Как видно, были изучены ямы толщиной 18–21 нм и ориентацией поверхности (013) и (112). Во всех случаях подложкой для начала МЛЭ роста служил полуизолирующий GaAs с соответствующей ориентацией поверхности. Затем следовали буферные слои, наиболее важным из которых является слой CdTe толщиной несколько микрон. Наконец на финальной стадии выращивался двойной гетеропереход $Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te/HgTe/Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te$, в котором между барьерами $Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te$ и находится HgTe квантовая яма. Отличительное свойство всех данных ям — практическое отсутствие легирования.

Образцы и методика эксперимента

Для проведения магнитотранспортных измерений из описанных двойных гетеропереходов с помощью стандартной фотолитографии изготавливались холловские образцы шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм. Затем вжиганием индия создавались омические контакты. Наряду с описанными образцами в работе широко исследовались полученные на их основе транзисторные структуры с полевым затвором (см. рис. 2). Они создавались плазмохимическим осаждением на поверхность холловского образца с омическими контактами низкотемпературного (температура роста около 100 °С) двухслойного диэлектрика, состоящего из слоя SiO_2 толщиной 100 нм и слоя Si_3N_4 толщиной

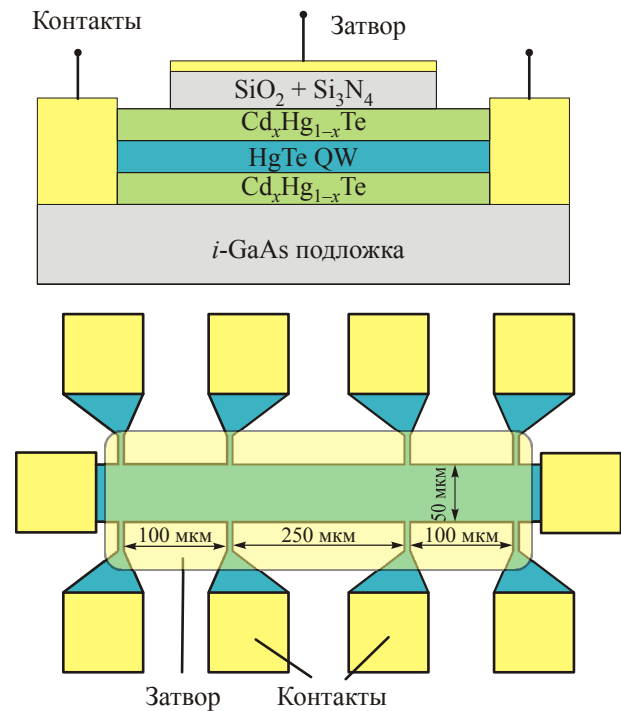


Рис. 2. Транзисторная холловская структура с полевым затвором. Верхний рисунок — схематический вертикальный разрез, нижний рисунок — вид сверху.

200 нм, с последующим нанесением на него TiAu металлического затвора. Структура позволяла проводить измерения при различных положениях уровня Ферми, которое изменялось приложением затворного напряжения в пределах от 3 В до –3 В. При этом токи утечки через диэлектрик были меньше 10^{-12} А, то есть на много порядков меньше токов, пропускаемых через проводящий канал (которым служила КЯ) структуры. Измерения проводились в диапазоне температур 4,2–0,1 К и в магнитных полях до 10 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 3–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 1–10 нА, исключающих эффекты разогрева.

Полуметаллическое состояние в широких HgTe квантовых ямах с инвертированным зонным спектром. Обнаружение и природа

Наиболее ярким и убедительным экспериментальным свидетельством существования ДП в таких ямах является наблюдение не зависящего от температуры знакопеременного эффекта Холла, существующего как раз из-за одновременного вклада в формирование холловского сигнала электронов и дырок [1,2]. Наряду со знакопеременным эффектом Холла возникает также большое положительное магнитосопротивление. Все указанные эффекты для образцов без полевого затвора были обсуждены в обзоре [3]. Очевидно, что использование транзисторной структуры, показанной на рис. 2, позволяет изучать свойства ДЭС при переходе металл-полуметалл, управляемом простым изменением затворного напряжения, а также при различных соотношениях между концентрацией ДЭ и ДД. Полученные для нее результаты для зависимости холловской компоненты сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля при разных затворных напряжениях V_g показаны на рис. 3,а. Как видно, их характер кардинальным образом зависит от величины и знака приложенного к образцу затворного напряжения. Для примера на рис. 3,а показаны зависимости $\rho_{xy}(B)$, соответствующие затворным напряжениям –2 В, 0,19 В и +2 В. Хорошо видно, что они кардинальным образом отличаются друг от друга. При $V_g = 2$ В наблюдается сначала линейный рост, а затем появляется плато квантового эффекта Холла (КЭХ), характерное для однокомпонентного ДЭГ с высокой подвижностью, при $V_g = 0,19$ В возникает знакопеременный эффект Холла, свидетельствующий о попадании уровня Ферми в полуметаллическое состояние, наконец при $V_g = -2$ В зависимость $\rho_{xy}(B)$ снова становится линейной, но с противоположным наклоном. Такое поведение $\rho_{xy}(B)$ ясно показывает, что в диапазоне затворных напряжений от +2 В до –2 В в исследуемой КЯ происходит управляемый затворным напряжением переход от ДЭС

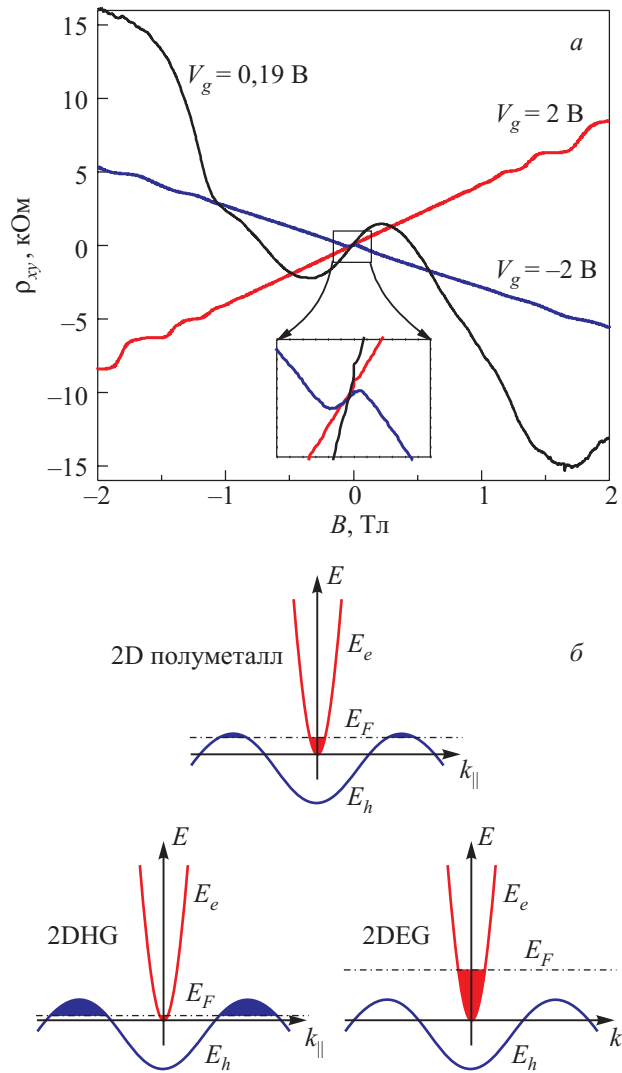


Рис. 3. Холловская компонента сопротивления $\rho_{xy}(B)$ для (013) HgTe КЯ толщиной 20 нм при различных значениях затворного напряжения (а); энергетический спектр 2ДЭС в HgTe яме: 2D полуметалл — двумерный полуметалл, 2DEG — двумерный электронный газ, 2DHG — двумерный дырочный газ (б).

с электронным типом проводимости к ДЭС с дырочным типом через промежуточное полуметаллическое состояние, как показано на вставке к рис. 3. Зависимости концентрации ДЭ и ДД от затворного напряжения $N_s(V_g)$ и $P_s(V_g)$, найденные из подгонки экспериментальных зависимостей сопротивления от магнитного поля $\rho_{xx}(B)$ и эффекта Холла $\rho_{xy}(B)$ к стандартным формулам магнитотранспорта в случае двух групп носителей заряда различного знака [4], показаны на рис. 4. Как и следовало ожидать, $N_s(V_g)$ является линейной функцией с наклоном $8,7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$, соответствующим емкости диэлектрика. Совсем иная картина наблюдается при $V_g = 0,5$ В, когда уровень Ферми входит в область перекрытия зон (ДП). Видно, что с увеличением отрицательного смещения на затворе концентрация дырок растет, а электронов — уменьшается

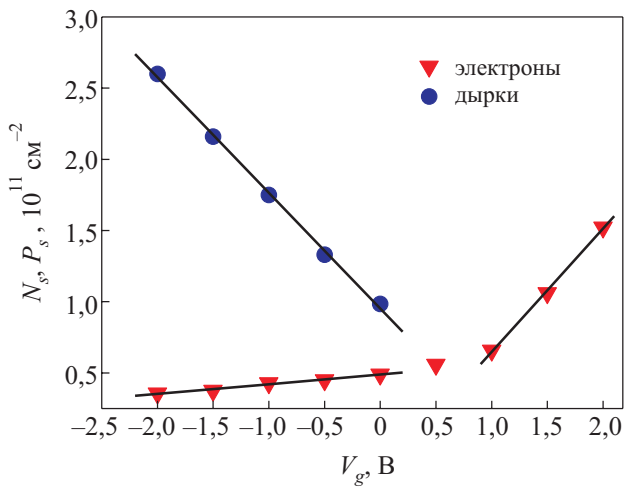


Рис. 4. Зависимость концентрации электронов N_s и дырок P_s от затворного напряжения для (013) HgTe КЯ толщиной 20 нм.

по линейному закону с наклоном $8,1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$ и $0,7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$ соответственно. Отметим, что сумма абсолютных величин этих наклонов примерно равна абсолютной величине наклона зависимости $N_s(V_g)$ при $V_g \geq +1 \text{ В}$, что и следовало ожидать, так как в области $V_g \geq +1 \text{ В}$ электроны являются единственным типом носителей заряда. Кроме того, отношение наклонов $P_s(V_g)/N_s(V_g) \approx 11,6$ при $V_g \leq 0 \text{ В}$ должно соответствовать отношению плотности состояний дырок и электронов. Тогда, если дырки заполняют две долины, а электроны одну [1,2], то при массе электронов $m_e \approx 0,025m_0$ [5] масса дырок оказывается равной $m_h \approx 0,15m_0$, то есть примерно в шесть раз больше, что не противоречит другим данным [6]. Отметим также, что в точке равенства концентраций ДЭ и ДД $P_s = N_s \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, описанные выше данные подтвердили картину энергетического спектра ДП, предложенную в [1]. Однако вопрос о происхождении перекрытия оставался неясным. Более того, численные расчеты спектра, проведенные в работах [6,7] для ям с ориентацией (100), имеющих практически такую же толщину, как исследованные в данном обзоре, показывали, что перекрытия зон нет, а вместо этого имеется непрямая щель величиной порядка 10 мэВ. Прояснить ситуацию позволило исследование КЯ с ориентацией (112) и толщиной 20 нм. На их основе также были изготовлены транзисторные структуры с полевым затвором, подобные показанным на рис. 2. Рисунок 5,а показывает зависимость сопротивления структуры от затворного напряжения $\rho(V_g)$, а на рис. 5,б приведено поведение зависимостей $\rho_{xy}(B)$ при различных затворных напряжениях. Хорошо видно, что качественно оно подобно тому, что показано на рис. 3, демонстрируя управляемый затворным напряжением переход от электронной ДЭС к дырочной ДЭС через состояние ДП. Рисунок 5,б показывает, как меняются при изменении V_g концентрации ДЭ и ДД. Обратим

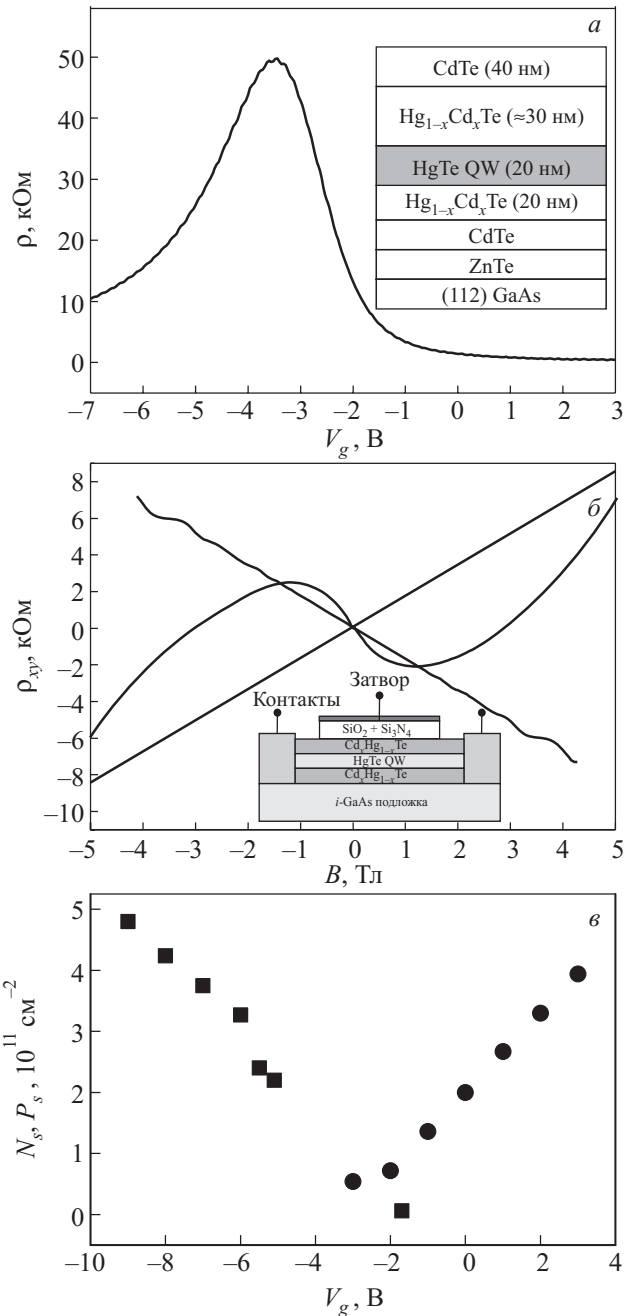


Рис. 5. Зависимости $\rho(V_g)$ при $T = 10 \text{ К}$ (а), холловская компонента сопротивления $\rho_{xy}(B)$ для (112) HgTe КЯ толщиной 20 нм при различных значениях затворного напряжения (б), зависимость концентрации электронов N_s и дырок P_s от затворного напряжения для этих же ям (в).

внимание, что в точке равенства концентраций величины $P_s = N_s = (3-6) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, то есть незначительно отличаются от таких же для КЯ с ориентацией (013). Соответственно, величина перекрытия также близка к 5 мэВ. Таким образом, приведенные результаты однозначно указывают, что полуметаллическое состояние в широких нелегированных квантовых ямах с инвертированным спектром возникает независимо от их поверхностной ориентации. Для того чтобы понять причину такого поведения, в работе был проведен расчет

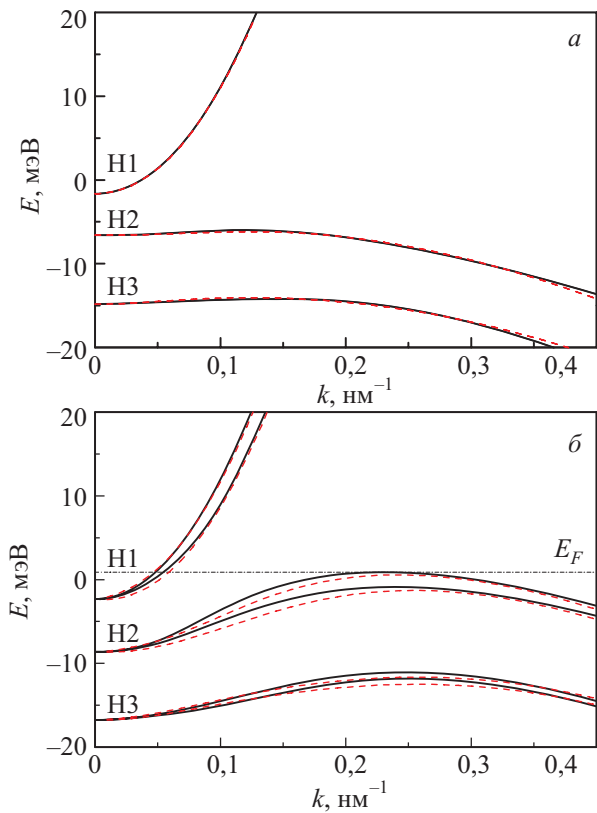


Рис. 6. Рассчитанный закон дисперсии $E(k)$ для (112) HgTe КЯ толщиной 20 нм: без учета рассогласования постоянных решеток HgTe и CdTe (а). Для значения постоянной решетки HgTe, равной 6,462 Å, и CdTe, равной 6,482 Å (б), сплошные линии — $(k_x, k_y) = (1,0)$, штриховые линии — $(k_x, k_y) = (0,1)$.

энергетического спектра для (112) HgTe КЯ, основанный, фактически, на приближении эффективной массы, но с использованием восьмизонного kr гамильтониана.

На рис. 6,а приведены результаты расчета без учета деформации КЯ. Хорошо видно, что в спектре имеется непрямая щель, подобная приведенной в [6,7] и, соответственно, нет никакого перекрытия зон. Рисунок 6,б показывает результаты расчета уже с учетом деформации растяжения, возникающей в результате рассогласования постоянных решеток HgTe и CdTe. Отметим, что, на первый взгляд, в расчете необходимо использовать постоянную решетку барьерных слоев $Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te$, непосредственно прилегающих к КЯ. Однако толщина их существенно меньше длины релаксации напряжения, которая обычно превышает 100 нм. По этой причине в данном расчете бралась постоянная решетки чистого CdTe. Как хорошо видно, учет напряжения приводит к перекрытию зон, равному 3,2 мэВ и близкому к наблюдаемому экспериментально. На рис. 6,б также показан уровень Ферми, соответствующий условию $P_s = N_s \approx 4,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, которое также неплохо согласуется с экспериментом. Таким

образом, приведенные данные позволяют сделать важный вывод, что перекрытие зон и, соответственно, полуметаллическое состояние в широких (18–21 нм) HgTe квантовых ямах с инвертированной зонной структурой возникает в результате деформации растяжения квантовой ямы, вызванной рассогласованием постоянной решетки HgTe и CdTe, служащим толстым буферным слоем при росте двойной квантовой ямы $Cd_{1-x}Hg_xTe/HgTe/Cd_{1-x}Hg_xTe$.

Процессы рассеяния в двумерном полуметалле

Рассмотрим процессы рассеяния в двумерном полуметалле. На рис. 7 показана зависимость электронной и дырочной подвижностей от затворного напряжения. Заметим, что линии, проходящие через экспериментальные точки, приведены для наглядности. В области $+1 \text{ В} \leq V_g \leq +2 \text{ В}$ уменьшение концентрации электронов сопровождается заметным снижением их подвижности пропорционально $N_s^{3/2}$. Подобное поведение характерно и для других двумерных структур, в которых концентрация носителей управляется затворным напряжением, и связано с тем, что транспортное время для рассеяния на примесях зависит от концентрации как $\tau_{tr} \sim N_s^\alpha$, где $\alpha = (1-2)$. В области затворных напряжений $0 \leq V_g \leq +0,5 \text{ В}$, соответствующих примерно равенству концентраций электронов и дырок, наблюдается резкий скачок подвижности электронов, отмеченный пунктирной линией. Дальнейшее увеличение отрицательного смещения на затворе приводит к небольшому уменьшению подвижности электронов и слабому линейному росту подвижности дырок. Наибольший интерес вызывает скачок подвижности электронов при $0 \leq V_g \leq +0,5 \text{ В}$. Как видно на рис. 7, этот скачок совпадает с началом области затворных напряжений, в которой наблюдается примерное равенство концентраций электронов и дырок. Подобный факт позволяет связать его с эффектом экранирования при-

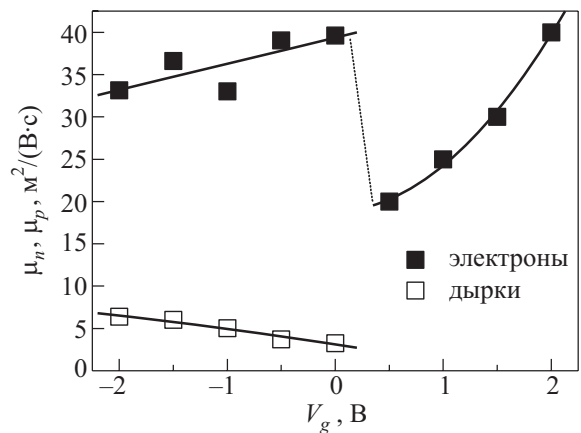


Рис. 7. Зависимость подвижности ДЭ $\mu_n(V_g)$ и ДД $\mu_p(V_g)$ от затворного напряжения для ДП в (013) HgTe КЯ толщиной 20 нм при температуре $T = 0,2 \text{ К}$.

месного рассеяния электронов дырками и предложить следующее объяснение. В области затворных напряжений $V_g \geq 0,5$ В, когда $P_s \ll N_s$ или $P_s = 0$, наблюдается, как уже было отмечено выше, примесное рассеяние электронов. Важная особенность этого рассеяния в двумерной системе на основе HgTe состоит в большой диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{HgTe}} > 100$ [8] (для квантовой ямы $\epsilon_{QW} = (\epsilon_{\text{HgTe}} + \epsilon_{\text{CdTe}}) / 2$). Вследствие этого, а также из-за малой эффективной массы электронов, волновой вектор экранирования q_{TF} будет при $V_g > 0,5$ В (когда заполнена только электронная зона проводимости) намного меньше фермиевского импульса электронов k_F . Тогда будет происходить рассеяние электронов на слабо экранированной ими же примеси. При пересечении уровнем Ферми потолка валентной зоны, начинающемся при $V_g < 0,5$ В, и, соответственно, при появлении дырок происходит резкое, более чем на порядок, увеличение плотности состояний и, как результат, такое же возрастание q_{TF} . В этом случае экранировка примесного рассеяния становится уже существенной, что и приводит к скачку подвижности. Заметим, что оценка эффекта дает удовлетворительное согласие с экспериментом, только если предположить существование действительно аномально больших (около сотни) значений диэлектрической проницаемости в квантовых ямах на основе HgTe. В системе, в которой присутствуют два типа носителей заряда, релаксация импульса может быть обусловлена помимо прочих факторов также и их взаимным рассеянием (механизм Ландау–Барбера) [9]. Поскольку в подобном механизме релаксации импульса с обеих сторон участвуют только частицы в интервале kT в окрестности уровня Ферми, следует ожидать, что соответствующее время релаксации будет меняться с температурой как $\sim T^{-2}$. На рис. 8,а приведены зависимости сопротивления структуры от затворного напряжения в нулевом магнитном поле в диапазоне температур 0,195–4,1 К. Все кривые $\rho(V_g)$ имеют хорошо выраженный максимум. При самой низкой температуре $T = 0,195$ К этот максимум по своему положению примерно совпадает с затворным напряжением, при котором концентрации электронов и дырок равны. Другой интересной особенностью кривых на рис. 8,а является их резко несимметричная относительно затворного напряжения температурная зависимость. Видно, что для затворных напряжений $V_g \geq 0,5$ В в исследуемом диапазоне температур сопротивление от температуры практически не зависит. В то же время при $V_g \leq 0,5$ В наблюдается заметный (в 1,5–3 раза) рост сопротивления с увеличением температуры до 5 К, который максимален в интервале $1 \text{ В} \leq V_g \leq -0,5$ В и уменьшается с увеличением отрицательного смещения на затворе. Также хорошо видно, что рост температуры приводит к сдвигу максимума зависимости $\rho(V_g)$ на 0,5 В в сторону отрицательных затворных на-

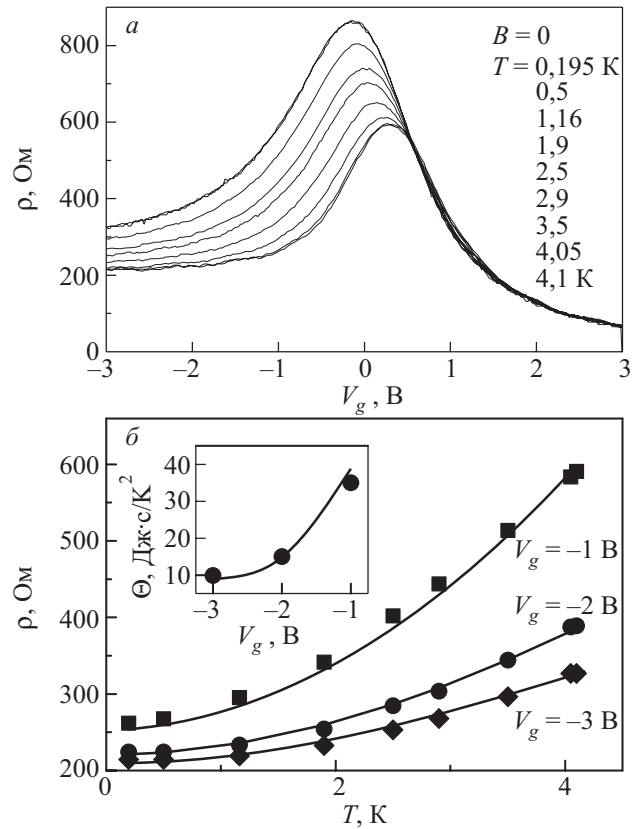


Рис. 8. Зависимости $\rho(V_g)$ при $B = 0$ и различных температурах в диапазоне $T = 0,2$ –4,1 К (температура повышается от нижней кривой к верхней) (а), зависимости $\rho(T)$ для $V_g = -1, -2$ и -3 В (б). Линии — расчет по формуле (1), черные символы — эксперимент. На вставке — зависимость подгоночного параметра Θ от затворного напряжения: линии — расчет по формулам (2) и (3), точки — эксперимент.

пряжений. На наш взгляд, подобное поведение можно объяснить с помощью упомянутого выше механизма релаксации импульса в системе с двумя типами носителей. В этом случае отсутствие температурной зависимости сопротивления при $V_g \geq 0,5$ В связано с тем, что при этих затворных напряжениях в системе имеется только один тип носителей заряда — электроны (см. рис. 8,а). Для описания поведения системы при $V_g \leq 0,5$ В воспользуемся полученной в [2] формулой для температурной зависимости сопротивления в системе с двумя типами носителей в условиях, когда релаксация импульса обусловлена их взаимным рассеянием:

$$\rho(T) = \frac{1 + (\eta/e)(N_s \mu_p + P_s \mu_n)}{1 + (\eta/e)(N_s - P_s)^2 \mu_n \mu_p / (N_s \mu_n + P_s \mu_p)}, \quad (1)$$

где ρ_0 , N_s , P_s , μ_n , μ_p — сопротивление системы, концентрации электронов и дырок и их подвижности при $T = 0$; e — заряд электрона, а η — коэффициент взаимного трения электронов и дырок. Коэффициент взаимного трения η определяется рассеянием электронов на

дырках. Вне зависимости от механизма рассеяния при фиксированных значениях концентрации электронов и дырок вероятность этого процесса падает квадратично при понижении температуры $\eta = \Theta T^2$, где Θ — некоторая константа. На рис. 8,б черными символами указаны зависимости $\rho(T)$, полученные из экспериментальных кривых на рис. 8,а для $V_g = -1; -2; -3$ В. Для всех трех затворных напряжений наблюдается насыщение температурной зависимости сопротивления при $T \leq 0,5$ К. Это дает нам основание использовать соответствующие этим температурам значения подвижности и концентраций электронов и дырок в формуле (1) при подгонке кривых на рис. 8,б. Таким образом, вся процедура подгонки каждой из кривых будет зависеть только от параметра Θ в выражении для η . Результаты этой подгонки представлены на рис. 8,б в виде сплошных линий. На вставке к рис. 8,б показана зависимость подгоночного параметра Θ от затворного напряжения (черные символы). В предположении о нейтральном характере межчастичного рассеяния и квадратичном изотропном спектре электронов η можно представить в следующем виде:

$$\eta = (k_B T)^2 \frac{D}{N_s P_s} F \left(\sqrt{\frac{N_s g_h}{P_s}} \right), \quad (2)$$

где

$$F(x) = \int_0^\infty r dr J_0^2(xr)(J_0^2(r) - J_1^2(r)), \quad (3)$$

$g_h = 2$ — количество долин дырок, $J_n(r)$ — функции Бесселя, а D — константа, которая определяется особенностями взаимодействия электронов и дырок и не зависит от их концентрации. Линия на вставке к рис. 8,б получена с помощью формул (2), (3), из которых следует, что $\Theta = k_B^2 D F(\sqrt{N_s g_h / P_s}) / N_s P_s$. При этом были использованы определенные экспериментально значения концентраций электронов и дырок и $k_B^2 D \approx 4,5 \cdot 10^3$. Хорошее согласие между экспериментом и теорией свидетельствует о справедливости нашего предположения о том, что наблюдаемая зависимость сопротивления от температуры обусловлена взаимным рассеянием электронов и дырок. Следует отметить, что приведенные результаты являются первым наблюдением прямого влияния межчастичного рассеяния на транспортное время в металлах. В обычной ситуации, например в висмуте или сурьме, выявление этого механизма оказывается неоднозначным из-за конкурирующего влияния рассеяния на фонах [10].

Квантовый эффект Холла

Приведем результаты исследований двумерного полуметалла в режиме квантового эффекта Холла. На

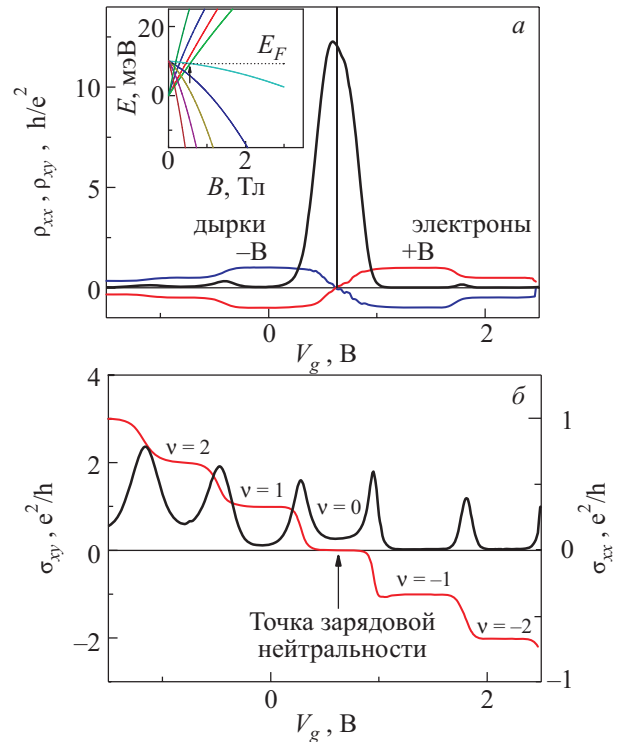


Рис. 9. Диагональная ρ_{xx} и холловская ρ_{xy} компоненты тензора сопротивления как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле 2,8 Тл. Холловская компонента тензора сопротивления показана для двух знаков магнитного поля. Вставка: диаграмма уровней Ландау для электронной и дырочной подзон. Пересечение последних уровней Ландау от электронной и дырочной подзон происходит при $B = B_c$. E_F — уровень Ферми в точке зарядовой нейтральности (ТЗН) (а). Диагональная σ_{xx} и холловская σ_{xy} проводимости как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле и $T = 90$ мК. Стрелкой указано положение ТЗН, где $N_s = P_s$ (б).

рис. 9,а приведены продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле. Наблюдаются хорошо выраженные плато $\rho_{xy} = -h/\nu e^2$ при $\nu = -2, -1, 1, 2$, сопровождаемые глубокими минимумами в ρ_{xx} на дырочной и электронной сторонах зависимости. С изменением затворного напряжения при прохождении точки равенства электронной и дырочной концентрации или, другими словами, точки зарядовой нейтральности (ТЗН) продольное сопротивление имеет хорошо выраженный максимум, в то время как ρ_{xy} проходит через нуль от плато с h/e^2 на электронной стороне до плато с $-h/e^2$ — на дырочной. Таким образом, как видно на рисунке, ρ_{xx} является четной, а ρ_{xy} — нечетной функцией B . На рис. 9,б приведены компоненты тензора проводимости σ_{xx} и σ_{xy} как функции затворного напряжения, полученные из экспериментально определенных компонент тензора сопротивления. Наблюдаются обычные плато квантового эффекта Холла

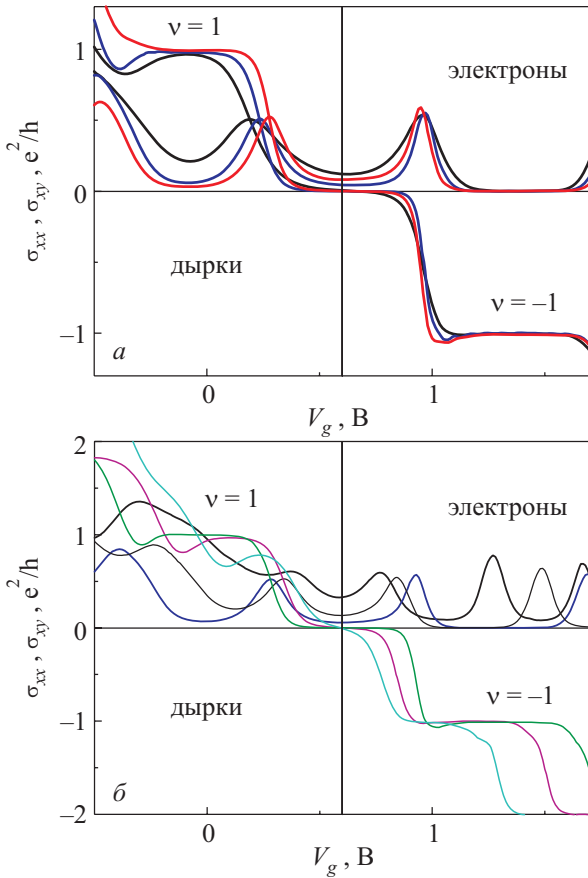


Рис. 10. Диагональная σ_{xx} и холловская σ_{xy} проводимости как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле $B = 2,8$ Тл и различных температурах T , мК: 850, 250 и 90 (а). Диагональная σ_{xx} и холловская σ_{xy} проводимости, как функции затворного напряжения при различных значениях магнитного поля B , Тл: 1,5; 2; 2,5; $T = 50$ мК. Вертикальная линия обозначает положение ТЗН (б).

$\sigma_{xy} = e^2 \nu / h$ с соответствующими минимумами в σ_{xy} . Однако можно заметить, что плато в σ_{xy} на дырочной стороне не полностью плоские, а минимумы в σ_{xx} — не очень глубокие, что объясняется более высокой эффективной массой дырок и низкой подвижностью дырок. Высота пиков σ_{xx} оказывается весьма близкой к e^2/h для всех уровней Ландау, как и ожидается в обычном квантовом эффекте Холла. Наиболее интересным является состояние в ТЗН при $\nu = 0$. На рис. 9,б видно, что σ_{xy} имеет в окрестности ТЗН плоское платно, в то время как σ_{xx} — глубокий минимум. Как плато, так и указанный минимум в ТЗН сильно зависят от приложенного магнитного поля и температуры. Рисунок 10 показывает изменения, наблюдаемые в σ_{xy} и σ_{xx} при вариации температуры и магнитного поля. Как видно, все особенности квантового эффекта Холла становятся более выраженными при уменьшении температуры и увеличении магнитного поля, в особенности плато и минимумы на дырочной стороне, т.е. слева от ТЗН.

Положение всех минимумов, кроме минимума при $\nu = 0$, смещается с магнитным полем как следствие увеличения вырождения уровней Ландау.

Ниже основное внимание будет уделено поведению магнитосопротивления в ТЗН. Рисунок 11,а показывает, что в ТЗН наблюдается резкий рост ρ_{xx} с магнитным полем при различных значениях температуры. Следует отметить, что на всех зависимостях сопротивления от магнитного поля наблюдается некоторая особенность $\rho_{xx} \sim h/4e^2$ при $B_c \approx 1,4$ Тл. При магнитных полях ниже 1,4 Тл сопротивление практически не зависит от температуры, в то время как при $B > 1,4$ Тл зависимость сопротивления от магнитного поля тем сильнее, чем ниже температура. Такая температурная зависимость может указывать на активационное поведение, связанное с появлением циклотронной щели в

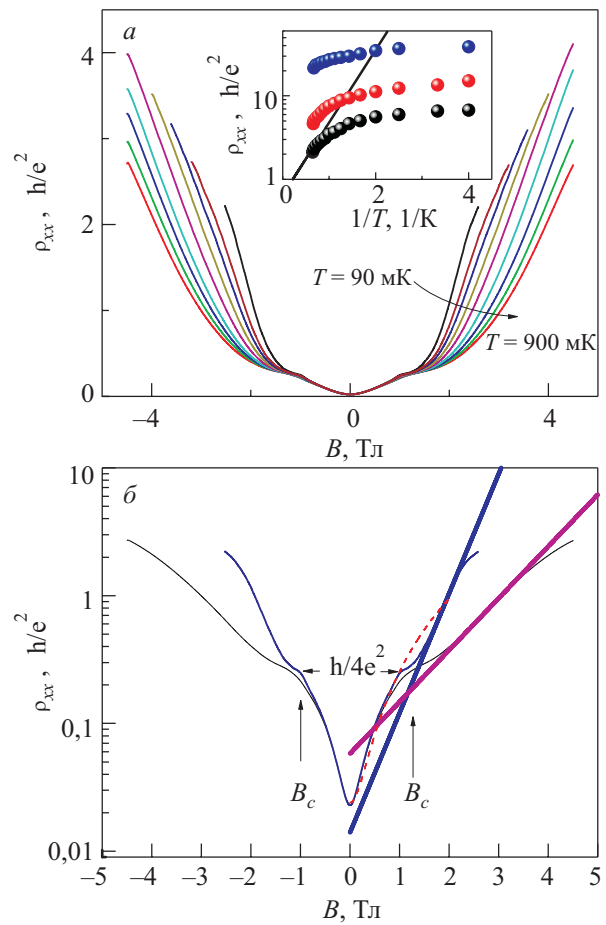


Рис. 11. Магнитосопротивление в ТЗН при различных температурах. Вставка: сопротивление как функция $1/T$ для фиксированного значения магнитного поля B , Тл: снизу вверх — 4, 6, 7. Прямая линия на вставке — аррениусовская зависимость с $\Delta = 0,3$ мэВ (а). Магнитосопротивление в ТЗН для температур 90 и 900 мК. Сплошные линии — подгонка зависимости $\rho(T) \sim \exp(\Delta / 2kT)$. Пунктирная линия — подгонка, полученная с помощью теории перколяции змеевидных состояний в случае случайного квазиклассического магнитного поля [13] (б).

спектре, как показано на вставке к рис. 9. Анализ, тем не менее, показывает, что характер температурной зависимости сопротивления не соответствует активационной зависимости $\rho(T) \sim \exp(\Delta/2kT)$, где Δ — активационная щель. Вставка на рис. 11,а показывает, что $\rho(T)$ при низких температурах сильно отклоняется от активационной зависимости и при температурах ниже 0,5 К выходит на насыщение. Таким образом, приходится сделать вывод, что наблюдаемая зависимость от температуры не может быть объяснена появлением щели в спектре в ТЗН и необходимо рассмотреть другие механизмы найденной зависимости. Кроме того, если в спектре открывается циклотронная щель, то должен наблюдаться экспоненциальный рост сопротивления с увеличением магнитного поля. Действительно, в ТЗН предполагаемая щель в спектре определяется следующим образом: $\Delta = \hbar\omega_c^e/2 + \hbar\omega_c^p/2 - \Delta_0$, где $\hbar\omega_c^{e,p}$ — циклотронная энергия электронов или дырок, $\omega_c^{e,p} = eB/(m_{e,p}c)$ — циклотронная частота, $m_{p,s}$ — эффективная масса, $\Delta_0 \approx 5$ мэВ — перекрытие зоны проводимости и валентной зоны. Принимая во внимание, что $m_e = 0,025m_0$, $m_p = 0,15m_0$, получаем, что в ТЗН $\Delta > 7,4$ мэВ при $B > 3$ Тл. На рис. 11,б приведено сравнение магнитосопротивления в ТЗН с $\rho(T) \sim \exp(\Delta/2kT)$ с учетом линейной зависимости величины щели Δ от магнитного поля. Рост ρ_{xx} с увеличением магнитного поля качественно согласуется с появлением в спектре щели, однако определяемое из сравнения с экспериментом значение Δ оказывается примерно в 30 раз меньше значения, полученного выше. Более того, из эксперимента следует, что щель уменьшается при понижении температуры, что является еще более аномальным. Заметим, что в соответствии с простой схемой, приведенной на вставке к рис. 9, при $B > B_c$ щель, открывающаяся в спектре, должна приводить к перезаселению уровней Ландау и, как следствие, превращению системы в изолятор с $N_s = P_s \rightarrow 0$. В соответствии с указанной схемой это должно произойти при $\hbar\omega_c^e/2 + \hbar\omega_c^p/2 = \Delta_0$. Для $\Delta_0 \approx 5$ мэВ получаем $B_c \approx 1,4$ Тл, что хорошо согласуется с положением вышеупомянутой особенности на зависимостях $\rho_{xx}(B)$ на рис. 11. Таким образом, с одной стороны, анализ зависимостей $\rho_{xx}(B)$ в ТЗН не согласуется с предположением о наличии щели при $\nu = 0$, а с другой, указывает на обратное. Для того чтобы понять поведение системы в ТЗН, необходимо принять во внимание флуктуации фактора заполнения около значения $\nu = 0$, вызванные случайным потенциалом заряженных примесей. Локальные флуктуации фактора заполнения ν приводят к формированию перколяционных путей вдоль контуров $\nu = 0$. В этой связи важным обстоятельством является возможность формирования проводящей сети состояний, образованной подобными контурами, причем стыковка двух соседних перколяционных кластеров осуществляется через седловые точки, как показано на

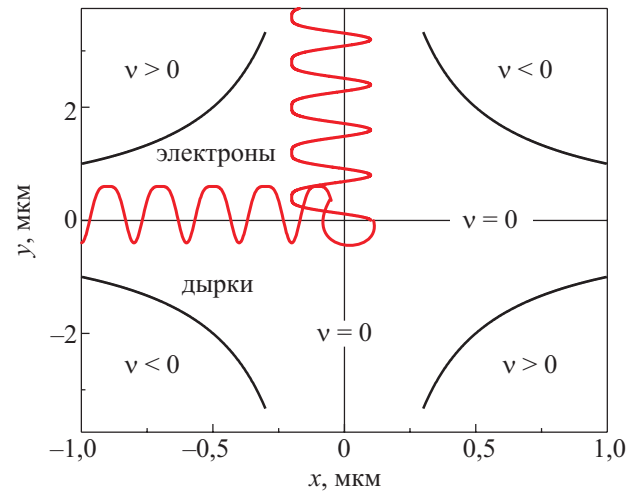


Рис. 12. Схематическое изображение электронно-дырочных змеевидных состояний, распространяющихся вдоль линий $\nu = 0$ в ТЗН в сильном магнитном поле и геометрии седловой точки между соседними перколяционными кластерами.

рис. 12. Проводимость системы реализуется электронами и дырками, движущимися вдоль линий $\nu = 0$, что в квазиклассическом случае может быть представлено в виде змеевидных траекторий [11], подобных тем, что показаны на рис. 12. Здесь необходимо подчеркнуть сходство в описании проводимости двумерной электронно-дырочной системы вблизи ТЗН и транспорта двумерных электронов в случайном магнитном поле со средним значением, равным нулю [12–14]. Особенности переноса по змеевидным траекториям вдоль контуров $\nu = 0$ и рассеяние этих траекторий в седловых точках могут объяснить большое магнитосопротивление, наблюдаемое в ТЗН на рис. 11. Аналитическое решение для модели [13] было получено для двух различных режимов, соответствующих малой и большой амплитуде случайного магнитного поля (СМП). В пределе малой амплитуды СМП при $\alpha \ll 1$, где $\alpha = d/R_c$, d — корреляционный радиус флуктуаций потенциала, $R_c = \hbar k_F / m_{e,p} \omega_c$ — ларморовский радиус, k_F — ферми-вектор, проводимость дается следующим выражением: $\sigma_{xx} = e^2 / h(k_F d / 4\alpha^2)$. Режим слабого беспорядка $\alpha \ll 1$ в нашем случае соответствует малой амплитуде СМП. На рис. 3 сплошной линией показаны результаты сравнения наших данных с теорией перколяции по змеевидным состояниям. Хорошего согласия удастся достичь при $d = 60$ нм, что представляется вполне правдоподобным значением. Модель [13] также предсказывает переход от слабого к режиму сильного СМП при $\sigma_{xx} \sim h/4e^2$, что также соответствует положению упомянутых выше особенностей при B_c , указанных стрелками на рис. 11,б. В режиме сильного беспорядка $\alpha \gg 1$ теория [13] предсказывает, что $\sigma_{xx} \sim \alpha^{-1/2} (\ln \alpha)^{-1/4}$, в то время как модель [14] предлагает другой результат. Несмотря на

то, что эксперимент не позволяет установить, какая из этих аппроксимаций является более реалистичной, обе они предсказывают быстрое возрастание сопротивления с магнитным полем, что согласуется с нашими наблюдениями. Следует сделать еще одно важное замечание, касающееся аппроксимации сильного магнитного поля. Мы ожидаем, что домены с неоднородной плотностью заряда в образце должны будут исчезнуть по достижении критического поля, в котором магнитная длина становится меньше характерного размера этих доменов и змеевидные состояния должны быть подавлены. В этом режиме ожидается доминирование прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка между островками с различными факторами заполнения. Другим возможным сценарием поведения в сильном поле является одновременное присутствие в транспорте прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка и проводимости по змеевидным состояниям и противоположно направленным траекториям. Но для окончательного выбора между этими моделями требуется более детальная теория.

Остановимся на сходстве и различии поведения нашей системы в режиме КЭХ с КЭХ в графене. И здесь действительно наблюдается некоторое сходство, если рассматривать транспортные свойства в ТЗН [15,16]. Однако есть и важное отличие, связанное с тем, что в графене в дираковской точке электроны и дырки присутствуют только при наличии магнитного поля, тогда как квантовая яма HgTe всегда заселена электронами и дырками. Это позволяет нам изучать свойства этой системы при $B < B_c$ и сравнивать их с теорией змеевидных состояний для малой амплитуды СМП. При полях выше B_c ситуация становится похожей на графен, хотя природа щели при $v = 0$ может сильно отличаться.

Заключение

Приведенные в данном обзоре первые результаты экспериментального исследования двумерного полуметалла в HgTe квантовой яме показывают, что он обладает целым рядом интереснейших свойств. Более того, ясно, что ими не исчерпывается список новых эффектов и явлений, которые еще предстоит найти и изучить. В частности, исследование режима КЭХ находится только в самом начале, так как даже вид спектра в квантующем магнитном поле не до конца ясен. Остается открытым вопрос о существовании и характере экситонного диэлектрика. Таким образом, дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование двумерного полуметалла представляется весьма интересным.

1. З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
2. Е.Б. Ольшанецкий, З.Д. Квон, М.В. Энтин, Л.И. Магарилл, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 338 (2009)/
3. З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов, *ФНТ* **35**, 10 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 6 (2009)].
4. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва (1990).
5. Ze-Don Kvon, Sergey N. Danilov, Nikolay N. Mikhailov, Sergey A. Dvoretzky, Wilhelm Prettl, and Sergey D. Gani-chev, *Physica* **E40**, 1885 (2008).
6. K. Ortner, et al., *PRB* **B66**, 075322 (2002).
7. X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, and G. Landwehr, *PRB* **B63**, 245305 (2001).
8. Н.Н. Берченко, М.В. Пашковский, *УФН* **119**, 223 (1976).
9. В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
10. В.Ф. Гантмахер, В.Т. Долгополов, *ЖЭТФ* **60**, 2260 (1971).
11. J.E. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 385 (1992).
12. D.K.K. Lee, J.T. Chalker, and D.Y.K. Ko, *Phys. Rev.* **B50**, 5272 (1994); D.K.K. Lee and J.T. Chalker, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1510 (1994); S.C. Zhang and D.P. Arovas, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1886 (1994).
13. F. Evers, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, and P. Wolfle, *Phys. Rev.* **B60**, 8951 (1999).
14. D.V. Khveshchenko, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1817 (1996).
15. D.A. Abanin, K.S. Novoselov, U. Zeitler, P.A. Lee, A.K. Geim, and L.S. Levitov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 196806 (2007).
16. J.G. Checkelsky, L. Li, and N.P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 206801 (2008); J.G. Checkelsky, L. Li, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B79**, 115434 (2009).

Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells

Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, D.A. Kozlov, E. Novik, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky

The properties of tow-dimensional semimetal (2DS) in HgTe based quantum wells are described and analyzed. They include: 1) energy spectrum of 2DS and its origin, 2) scattering processes in 2DS, 3) the behaviour of 2DS in a regime of quantum Hall effect particularly in the vicinity of charge neutrality point. On the basis of magnetotransport experiments the value of the overlap was determined. It proves to be equal $\Delta = (3-5)$ meV. It is shown that this overlap is due to tensile strain caused by lattice mismatch of HgTe and CdTe. It is shown that impurity scattering prevails in

this system at low temperatures. Interparticle scattering (in this case, between electrons and holes) has been observed to directly affect the resistance of the metal. At the charge neutrality point with nearly equal electron and hole densities, the resistance is found to increase very strongly with B while the Hall resistivity turns to zero. This behavior results in a wide plateau in the Hall conductivity and in a minimum of diagonal conductivity. We suggest that the transport at the

charge neutrality point is determined by electron-hole snake-like states propagating along the filling factor $\nu = 0$ lines.

PACS: 73.43.Qt Magnetoresistance;
73.63.Hs Quantum wells.

Keywords: semimetals, electrons and holes, gapless semiconductors, quantum wells, quantum Hall effect.