

Магнитосопротивление и термоэдс теллура при высоком давлении до 30 GPa

© В.В. Щенников

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в окончательном виде 7 октября 1999 г.)

Приведены результаты измерений в камерах из синтетического алмаза поперечного магнитосопротивления MR и термоэдс (S) монокристаллов Te при высоком давлении P . Установлены обусловленный уменьшением ширины запрещенной зоны рост MR под давлением до 4 GPa по мере приближения к точке фазового перехода полупроводник–металл и последующее падение MR в металлической фазе высокого давления. Поведение $S(P)$ коррелирует с найденными барическими зависимостями MR . В узком интервале $P = 1.5–2$ GPa, где предположительно происходит перестройка валентной зоны Te , обнаружено отрицательное MR при $T = 77$ K. Выше точки фазового перехода в структуру β -Po при $P > 12$ GPa отмечен рост величины MR с давлением. Из данных MR оценена подвижность дырок μ для различных фаз Te . Проводится сопоставление значений μ в интервале давлений до 30 GPa для Te , Se и фаз высокого давления халькогенидов ртути, являющихся их структурными и электронными аналогами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 98-03-32656).

Термоэдс S и поперечное магнитосопротивление MR характеризуют ширину запрещенной зоны ε_g , концентрацию и подвижность μ носителей заряда в полупроводниках, поэтому исследование этих эффектов позволяет судить о характере изменения электронной структуры как исходных фаз, так и фаз высокого давления [1–7]. При определении μ из эффекта Холла и проводимости экспериментальные значения могут искажаться из-за пространственной неоднородности концентрации носителей. Так, в Se при комнатной температуре μ дырок, определенная из таких измерений, меньше $1 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$, а из данных MR она составляет $\mu \approx 50 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ [5]. Исследования влияния пластической деформации на электрические свойства Se указывают на наличие связанных с дефектами решетки потенциальных барьеров, приводящих к пространственной неоднородности концентрации [5]. Проводимость селена определяется малой концентрацией дырок в истощенных зонах, тогда как большая концентрация дырок в остальных областях определяет Холл-эффект и S [5]. В отличие от эффекта Холла магнитосопротивление позволяет проводить прямые измерения μ в селене и не зависит от концентрации носителей [5]. Из поведения MR можно сделать определенные выводы об изменении подвижности и других характеристик носителей заряда при плавном изменении параметров электронного спектра и при фазовых переходах в электронной системе.

Наиболее удобными для проведения электрических измерений при давлениях до 50 GPa являются камеры из синтетического алмаза [6,7]. Методика MR - и S -исследований при P до 30 GPa в подобных камерах [8,9] была применена для изучения фаз высокого давления халькогенидов Hg , Cd , Zn и элементарных полупроводников — Se , I_2 [9–11]. В некоторых материалах — $CdTe$, $CdSe$, CdS , $ZnSe$, ZnS , I_2 [9] — был обнаружен эффект отрицательного MR ; в халькогенидах ртути и Se

наблюдалась инверсия знака MR при прямых и обратных структурных фазовых превращениях [9,10]. Перемена знаков S и MR отражает изменения типа доминирующих носителей заряда и механизмов их рассеяния, происходящие вследствие перестройки электронной структуры [3,4,9,10].

В настоящей работе выполнены измерения S и MR на монокристаллах теллура при квазигидростатическом давлении до 30 GPa. В этой области P в Te обнаружен переход полупроводник–металл [6,7,12] и установлены изменения структуры с повышением симметрии решетки и возрастанием координационного числа: тригональная фаза I \rightarrow моноклинная II (4 GPa) \rightarrow орторомбическая III (6.8 GPa) \rightarrow ромбоэдрическая IV (10.6 GPa) \rightarrow объемноцентрированная кубическая V (27 GPa) [13]. Цель работы — с помощью измерений MR и S попытаться исследовать изменения электронной структуры Te , сопровождающие трансформацию решетки под давлением.

1. Методика эксперимента

Для исследований зависимостей S и MR от P использовались две камеры высокого давления с наковальнями из синтетических алмазов с рабочими диаметрами 0.8 и 0.6 mm [8,9]. Для измерений в области P до 10 GPa использовались также камеры типа "Тороид" [14] из твердого сплава ВК6. В качестве передающей давление среды использовался катлинит. Величины давлений оценивались с точностью 10% из градуировочных зависимостей P от усилия пресса, построенных для каждой камеры по известным фазовым переходам в реперных веществах Bi , GaP и др. [4,6–9].

Типичные размеры образцов в алмазных камерах — $0.2 \times 0.2 \times 0.05$ mm, в твердосплавной — $0.4 \times 0.4 \times 0.2$ mm.

Методики измерений электросопротивления ρ , S и MR соответствовали описанным в работах [9,10]. Для приготовления прижимных электрических выводов к образцам использовалась платиносеребряная лента толщиной $5 \mu\text{m}$, в качестве токовых контактов использовались алмазные наковальни, обладающие высокой электропроводностью [9,10]. При фиксированных P в интервале от 77 до 300 К снимались температурные зависимости ρ образцов. Барические и температурные зависимости ρ были получены при коммутации направления тока в образце. В термоэлектрических измерениях нагревателем и холодильником служили алмазные наковальни, температура которых контролировалась термопарами [4,9,10]. Выполненные расчеты температурного распределения в алмазных камерах [15] позволили оценить погрешность определения перепада температур в образце. Относительная погрешность измерения ρ и S составляла 3 и 20%.

Эффект MR определяли при коммутации направлений тока в образце и магнитного поля B . Геометрический фактор MR образца [3] (приблизительно один и тот же при всех P) не учитывался. При слабом MR сигнал с потенциальных зондов образца после компенсации усиливался. Установка позволяла регистрировать эффект MR от 0.01%. Контрольные измерения показали, что при замыкании алмазных наковален эффект MR отсутствует [9]. Результаты предыдущих измерений MR в алмазных камерах на кристаллах HgSe , HgSeS , Se [9,11,10] согласуются с данными, полученными на крупных образцах стандартной формы при атмосферном [5] и гидростатическом P до 2 GPa [9,11]. Полный цикл исследований температурных и полевых зависимостей ρ под давлением для каждого образца составлял 2–3 недели. При каждом изменении давления в камерах образцы, для стабилизации величины сопротивления [6], выдерживались в течение 8–12 часов до начала температурных и магнитных измерений.

Для исследований были взяты монокристаллы нелегированного Te . Образцы были аттестованы при атмосферном давлении по измерениям эффекта Холла и сопротивления в магнитных полях до 14 Т при температурах 4.2–350 К с помощью установки "Oxford Instruments". Оцененная концентрация примесей $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. При всех температурах константа Холла имела положительный знак.

2. Полученные результаты

С ростом P сопротивление и термоэдс теллура уменьшались (рис. 1), а температурные зависимости ρ изменяли наклон (рис. 2). Это согласуется с приведенными ранее электрическими [1,4,6,9,12,16] и оптическими исследованиями [17]. Однако при фиксированном давлении 1.5–2 GPa ρ необратимо увеличивалось при охлаждении образца (кривая 1 на рис. 2). При более высоких P таких необратимых изменений ρ не происходило. Возрастание ρ наблюдалось также после обработки кристаллов Te гидростатическим давлением до 1.2 GPa в [16], где его

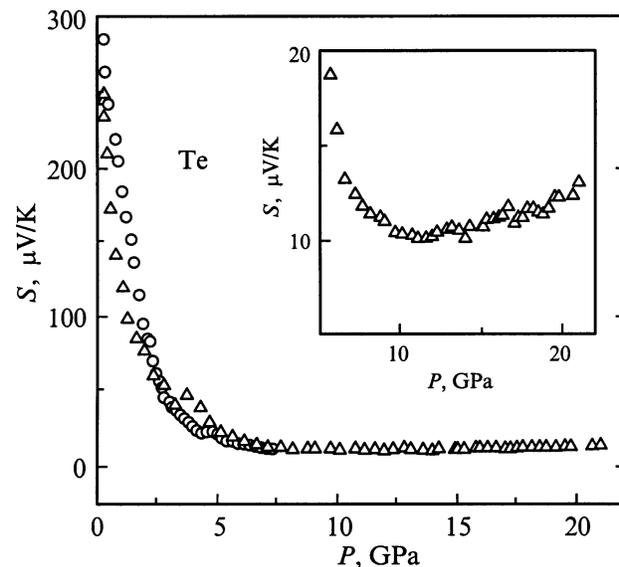


Рис. 1. Зависимости термоэдс S от давления P при $T = 300$ К для образцов Te , снятые в камерах из карбида вольфрама (кружки) и синтетического алмаза (треугольники). На вставке — увеличенный фрагмент зависимости.

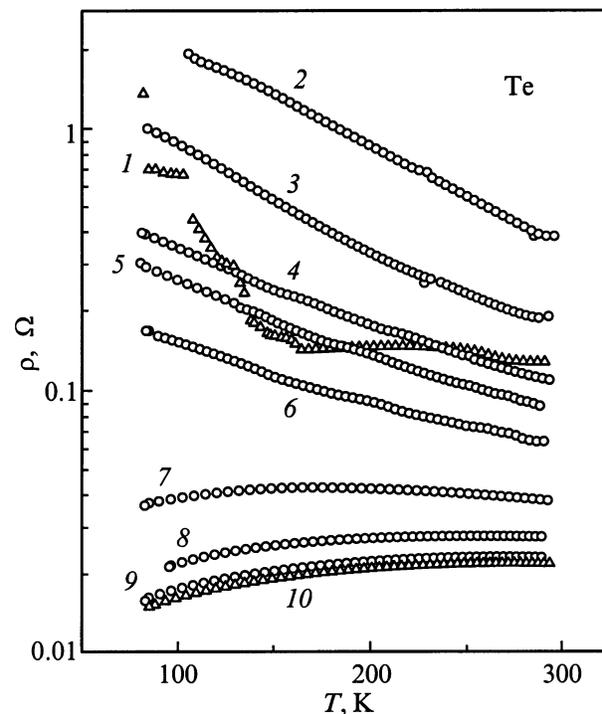


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления образца Te , полученные в камере из карбида вольфрама при фиксированных давлениях P , GPa: 1 — 1.6; 2 — 2.9; 3 — 3.4; 4 — 4.1; 5 — 5.2; 6 — 6; 7 — 6.9; 8 — 7.7; 9 — 8.1; 10 — 8.5.

связывали с ростом концентрации дефектов (дислокаций), сильно влияющих на электрические свойства Te и Se [5]. В [18] сообщалось о переходе Te при таких P из цепочечной в слоистую структуру типа Sb (без

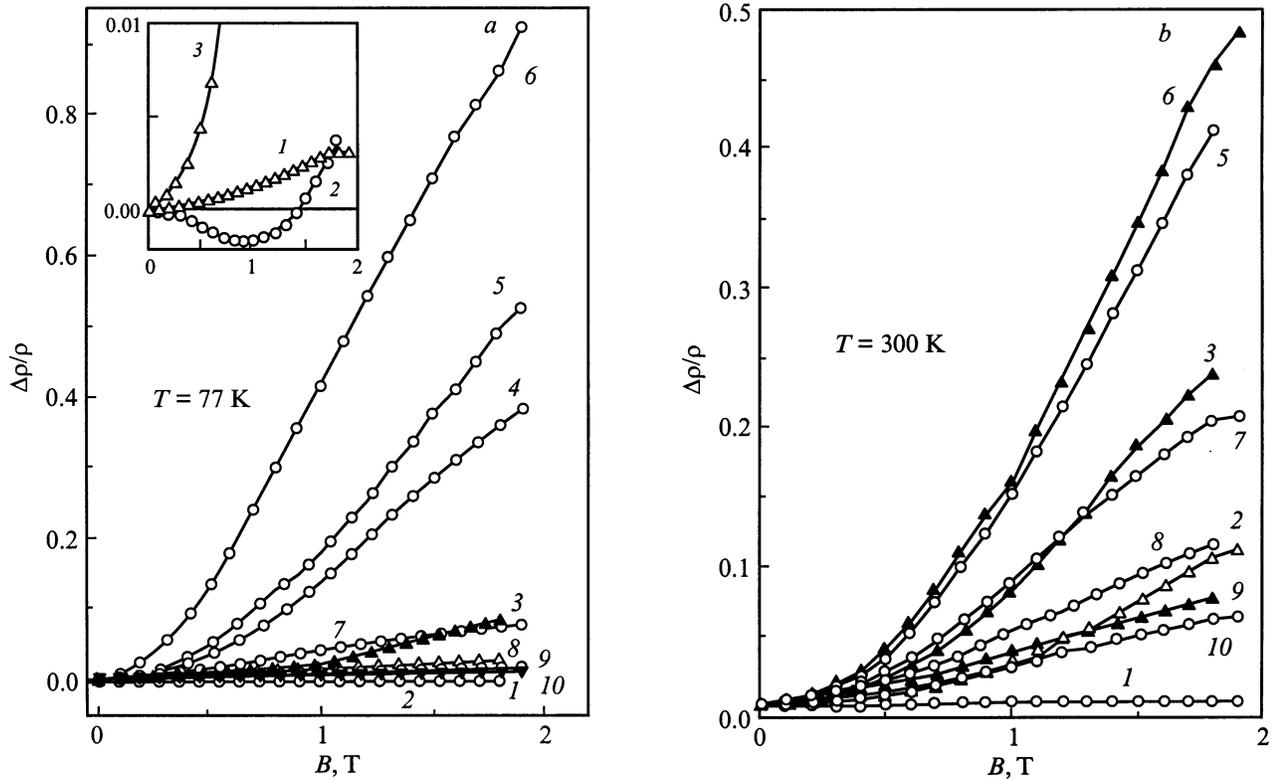


Рис. 3. Магнитосопротивление образца Те (рис. 2) при фиксированных давлениях P , $T = 77$ К (а); нумерация кривых соответствует значениям P , приведенным в подписи к рис. 2. На вставке показан увеличенный фрагмент MR при низких давлениях. Те же зависимости при $T = 300$ К (б).

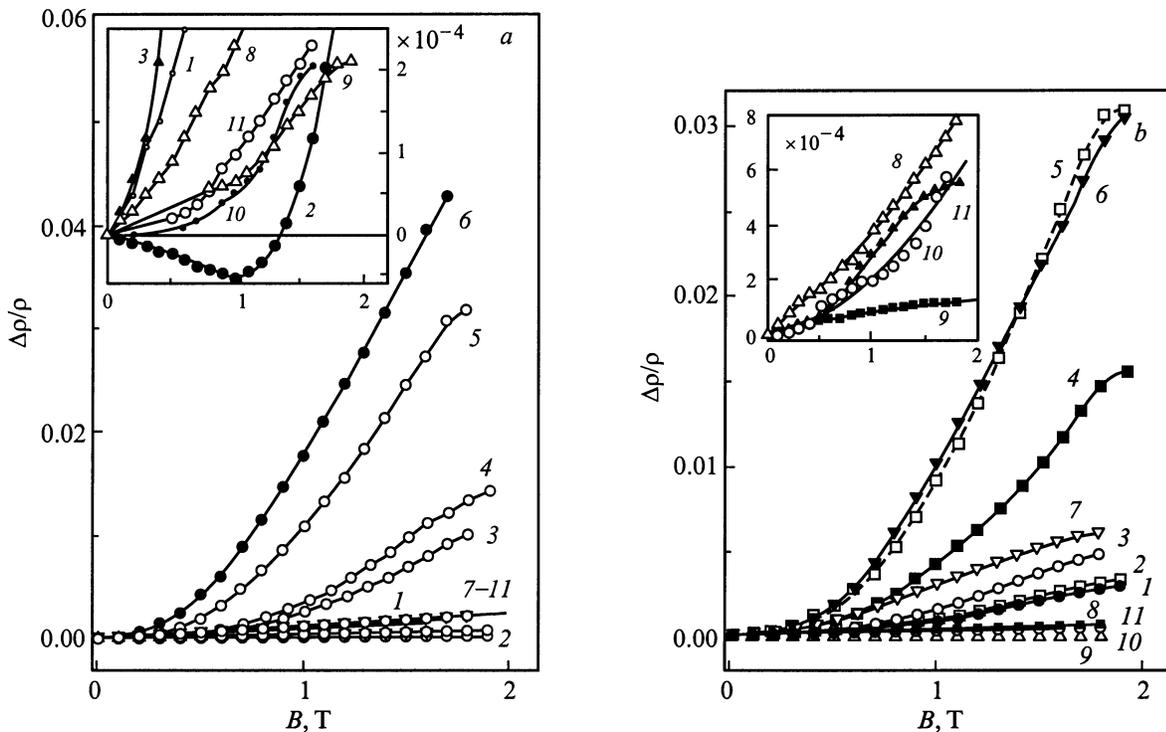


Рис. 4. Магнитосопротивление образца Те при $T = 77$ К, измеренное в камере с алмазными наковальнями при фиксированных P , ГПа: 1 — 0.3; 2 — 2.2; 3 — 3.2; 4 — 3.2; 5 — 4.4; 6 — 6; 7 — 7.7; 8 — 10; 9 — 12; 10 — 13.7; 11 — 14.2. Вставка показывает увеличенный фрагмент зависимостей (а). Те же зависимости при $T = 300$ К и P , ГПа: 1 — 0.3; 2 — 0.6; 3 — 1.3; 4 — 2.2; 5 — 3.2; 6 — 6; 7 — 7.7; 8 — 10; 9 — 12; 10 — 13.7; 11 — 14.2. Вставка показывает увеличенный фрагмент MR при высоких давлениях (б).

изменения объема), который не был подтвержден в последующих работах [19,20].

Магнитосопротивление Те в диапазоне полей до 2 Т описывалось параболической зависимостью от B при всех значениях P (рис. 3,4). Используя формулу для MR полупроводника с параболической зоной $\Delta\rho/\rho = a_r(\mu B)^2$ и полагая коэффициент a_r равным 1, мы оценили значения подвижности дырок μ для различных фаз Те (рис. 5). С ростом P до 4–6 GPa MR увеличивалось. Величины MR и μ согласуются с данными [16], полученными при гидростатическом P до 1.2 GPa на образцах с близкими значениями концентрации дырок. Барические зависимости MR и μ совпадали для твердосплавной (рис. 3) и алмазных камер (рис. 4, 5). Рост MR и μ и уменьшение S под давлением до 4 GPa, очевидно, связаны с уменьшением ширины запрещенной зоны ε_g [16,17,21].

При давлении 1.5–2 GPa, соответствующем описанной аномалии ρ , в разных камерах наблюдалось отрицательное MR при $T = 77$ К (рис. 3,4). В слабых полях отрицательная и положительная (экспраполированная к $B = 0$) ветви MR описывались приблизительно одной и той же параболической зависимостью от B . Высокотемпературное MR для этих давлений оставалось положительным и увеличивалось с ростом P (рис. 3).

Выше давления, где изменяется знак температурного коэффициента ρ (см. рис. 2), эффект MR резко уменьшался. Переход в состояние с металлической

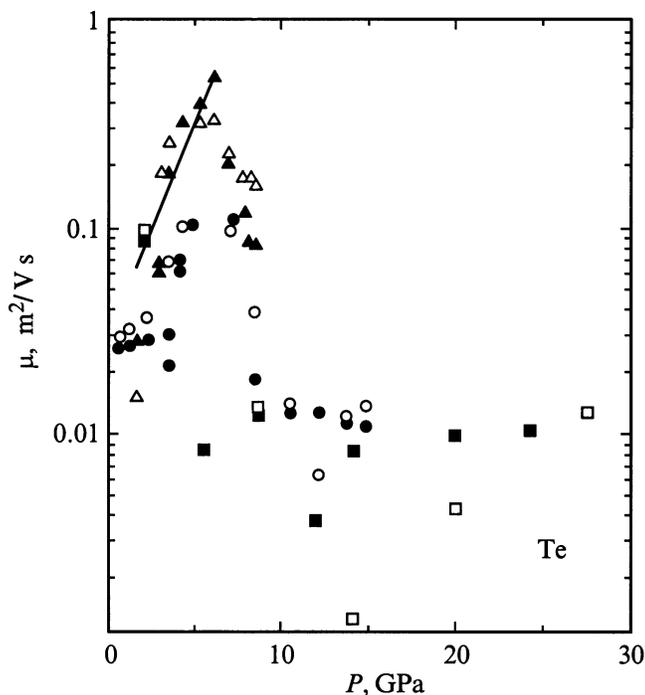


Рис. 5. Определенная из магнитосопротивления подвижность дырок для образцов Те как функция давления при $T = 77$ (светлые точки) и 300 К (темные точки). Данные, полученные в твердосплавной камере, показаны треугольниками, в алмазных камерах — кружками и квадратами. Прямая линия — подгонка экспоненциальной функцией (см. текст).

проводимостью в наших экспериментах после длительной выдержки образцов под нагрузкой происходил при $P > 4\text{--}6$ GPa [6,7,12]. Здесь следует иметь в виду сильное влияние на электрические свойства Те и Се дефектов структуры, возникающих даже при гидростатическом P [16,21]. В металлических фазах высокого давления эффект MR остается положительным (рис. 3, 4). Структурные превращения при высоких P [13] отражаются на электрических свойствах Те [6,7,12,20]. Барическая зависимость S имеет аномалии при $P \approx 6$ и 10 GPa (рис. 1), которые могут соответствовать переходам из моноклинной в орторомбическую, а затем в ромбоэдрическую фазу со структурой β -Po [13]. Величина эффекта MR выше 12 GPa возрастает под давлением (рис. 4).

3. Обсуждение результатов

Расчеты электронной структуры Те и Се под давлением [21,22], как и ранние электрические и оптические эксперименты [1,12,4,7,16,17], указывают на сильное уменьшение с ростом P прямой энергетической щели ε_g в электронном спектре. Экспериментальные данные для Те (рис. 1–5) и Се [10] демонстрируют в соответствии с этими расчетами падение S и рост MR и μ , обусловленные уменьшением ε_g под действием давления.

Теллур имеет сложную структуру валентной зоны, вследствие чего в проводимости участвуют несколько групп носителей заряда [16,17,21]. Для описания эффекта Холла и MR в сильных магнитных полях от 8 до 14 Т в работе [16] привлекались два типа дырок с разными подвижностями $\mu = (e\tau/m_p)$, где e — заряд электрона, τ — время релаксации импульса, m_p — эффективная масса дырок [3]. В полях до 2 Т для описания положительного MR мы ограничились однозонной моделью, поскольку вклад тяжелых дырок, согласно [16], провалится в поле $B > 2$ Т. Эффект отрицательного MR (рис. 3,4), предположительно обусловленный изменением структуры валентной зоны под действием P [16,17,21], составляет исключение. Он будет рассмотрен далее.

Подвижность легких дырок в Те при гидростатическом P до 1.2 GPa в [16,21] аппроксимировалась зависимостью $\mu(P) = \mu(0)\exp(\gamma P)$, где коэффициент $\gamma = 0.5\text{--}0.7$ (GPa) $^{-1}$. Она обусловлена убыванием по такому же закону с $\gamma = 0.5$ (GPa) $^{-1}$ ширины запрещенной зоны ε_g и эффективной массы дырок $m_p \sim \varepsilon_g$ [16,17,21]. Найденные зависимости μ дырок от P для полупроводниковых фаз Те (рис. 5) и Се [10] удовлетворительно описываются приведенной выше экспоненциальной функцией. Значения коэффициента γ для Те до 4 GPa и для Се в диапазоне 6–25 GPa [10] равны соответственно $\gamma = 0.5\text{--}1$ и $0.2\text{--}0.3$ (GPa) $^{-1}$. Сильная зависимость μ объясняется тем, что ε_g у Те и Се гораздо быстрее уменьшается с ростом P , чем у других полупроводников [1], и стремится к нулю при 4 и 15–25 GPa [1,7,16,17,21]. Тригональные решетки Те и Се состоят из вытянутых вдоль оси c спиральных цепочек, которые сильно сближаются под действием P . Это приводит к уширению электронных зон и сильному уменьшению ε_g в точке H зоны Бриллюэна [21,22].

Резкое уменьшение величины MR после перехода в металлическое состояние (рис. 3, 4) объясняется перестройкой электронной структуры [23–25], так что эффективная масса дырок, очевидно, должна увеличиться по сравнению с m_p тригональной фазы при $\varepsilon_g \rightarrow 0$. Поскольку дырочный газ в металлических фазах становится вырожденным, в формуле для MR добавится множитель $(kT/E_f)^2 \ll 1$ [3]. Здесь E_f — энергия Ферми, k — постоянная Больцмана.

Металлические фазы Те имеют различные типы связей, но сохраняют определенное сходство, что предполагает сходство электронных свойств [23–25]. Моноклинная фаза (II) образуется из тригональной (I) путем поворота сегментов цепочек, которые образуют слабо связанные гофрированные слои [25]. Она является анизотропным металлом, так как вдоль направления Γ –X зоны Бриллюэна уровень Ферми пересекает электронные зоны, а вдоль Γ –Y и Γ –Z он расположен в запрещенной зоне [26]. Орторомбическая решетка (III) образуется из моноклинной (II), когда угол $\alpha = 92.7^\circ$ уменьшается до 90° , а длины связей в слоях становятся одинаковыми [24]. Фазы II и III характеризуются гофрированными слоями, где проводимость вдоль оси a является металлической а вдоль b – c -плоскости, параллельной зигзагообразным ковалентным цепочкам, проводимость полупроводниковая [13,24]. Такое строение делает понятным сохранение заметного эффекта MR в этих фазах (рис. 3, 4). Электронные структуры и свойства фаз II и III предполагаются идентичными [13,25], что подтверждают результаты измерений S и MR в настоящей работе (рис. 1, 5). Ромбоэдрическая решетка типа β -Po (IV) — особый случай орторомбической (III), когда расстояния между атомами в слоях при их сближении под давлением становятся равными расстояниям между слоями [25]. Поэтому переход от III к более симметричной IV структуре [13,23] может привести к наблюдаемому увеличению MR и μ дырок при $P > 12$ GPa (рис. 3, 4). Трехмерные полупроводниковые структуры — IV и объемноцентрированная кубическая V — изотропные металлы [13,25].

В приближении сильной связи кристаллические структуры элементов V–VII групп с незаполненной p -оболочкой и в том числе Те, Se и йода получают пайерлсовским искажением простой кубической решетки [26–27]. Роль p -электронов является определяющей в формировании сил связи этих кристаллов [26]. Энергетический спектр гипотетических кубических фаз состоит из трех перекрывающихся зон p_x, p_y, p_z , которые частично заполнены. Линейные атомные цепочки понижают свою энергию при пайерлсовском искажении решетки, так что на уровне Ферми открывается запрещенная щель. Поскольку p_z -зона Те и Se заполнена на $2/3$, диэлектризация спектра происходит за счет утроения элементарной ячейки [26,27]. Деформация, стабилизирующая структуру линейных цепочек Те и Se вдоль каждого направления координат при нормальном P , формирует спиральные цепочки двухвалентных атомов [26]. В йоде, у которого p -зона заполнена на $5/6$, к диэлектризации спектра приводит ушестерение элементарной ячейки,

что соответствует одной короткой (ковалентной) связи и пяти длинным (ван-дер-ваальсовым) [26]. Образуется молекулярный кристалл, где атом йода имеет только одного соседа [26]. В [27] высказывалось предположение о том, что аналогично Те и Se происходит диэлектризация спектра у халькогенидов ртути — путем шестикратного увеличения элементарной ячейки кубической прафазы. Действительно, элементарная ячейка полупроводниковых фаз высокого давления HgTe и HgSe со структурой киновари (α -HgS) фактически удвоена вдоль оси c по сравнению с Те и Se [28]. Щель в спектре этих фаз на уровне Ферми, по-видимому, образована состояниями, генетически связанными с p -уровнем халькогенов [29,30]. Они являются структурными и электронными аналогами Те и Se [4,28].

Пайерлсовские структуры имеют меньшую плотность, чем невозмущенные решетки [26]. При сокращении объема кристалла отталкивание атомных остовов препятствует искажению, которое становится энергетически невыгодным при определенном P [26]. Металлизация под действием давления Те, Se, галогенов (йода) [1,6,7,21] и халькогенидов ртути [4,9,10], согласно этому подходу, обусловлена снятием пайерлсовского искажения [26]. Простая кубическая решетка, однако, как следует из расчета для Те [25] и как показывают данные структурных исследований [13,19], нестабильна при любом P . Величины ρ и S полупроводниковых фаз Те, Se, йода и халькогенидов ртути падают с ростом P вследствие уменьшения ε_g [4,9,10]. Но поведение MR при $\varepsilon_g \rightarrow 0$ существенно различается [9,10]. В ковалентных Те и Se магнитосопротивление и μ дырок экспоненциально возрастают с ростом P (рис. 5 и [10]), а у полупроводниковых фаз высокого давления халькогенидов ртути из-за ионного характера связей в цепочках подвижность электронов очень мала ($\mu < 50$ cm²/Vs [9]). В молекулярной фазе йода μ дырок такая же низкая, как в аморфном Se, что объясняется малостью интеграла перекрытия волновых функций соседних атомов, определяющего скорость туннелирования электронов [31]. У этих материалов с низкими подвижностями носителей наблюдается слабое отрицательное MR [9,10], вероятно обусловленное перестройкой примесных зон в магнитном поле [32].

Эффект отрицательного MR в Те (рис. 3, 4), напротив, наблюдается при высокой подвижности дырок. Тот факт, что он возникает при P , где по расчету меняется форма валентной зоны [16,17,21,33], позволяет высказать предположение о связи этих явлений. Закон дисперсии верхней валентной зоны Те вблизи точки H зоны Бриллюэна имеет вид $E(k) = -Ak_z^2 - Bk_\perp^2 + (\Delta^2 + C^2k_z^2)^{1/2}$, где k_z и k_\perp — компоненты волнового вектора вдоль и поперек тригональной оси, Δ — расстояние между валентными зонами; параметры A, B, C и их изменение от P были определены из оптических и гальваномагнитных измерений до 1.2 GPa [16,17,21]. Вдоль направления k_z валентная зона имеет два экстремума при значениях $\pm k_{zm}$; вдоль k_\perp экстремум расположен при $k_\perp = 0$ и лежит ниже по энергии на $\Delta\varepsilon = 2.3$ meV [16,17,21]. Наличие седловой точки при $k_z = 0$ (и $k_\perp = 0$) [33,34]

приводит к ряду эффектов: изменению формы поверхности Ферми при повышении уровня заполнения зоны [34], внутрizonному магнитному пробою в полях $B > 2T$ (для концентраций $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) [21,35]. С ростом P величины $\Delta\varepsilon$ и k_{zm} уменьшаются, т.е. экстремумы сближаются. В [33] впервые было указано на возможность перестройки структуры поверхности Ферми дырок в Те при давлении выше 1.6 ГПа. Согласно более поздним расчетам, обсуждаемым в работах [16,17,21], экстраполяция спектра дает исчезновение седловой точки в интервале 1.5–3 ГПа, где ожидается нетривиальное поведение m_p и μ вдоль оси k_z и где в наших экспериментах наблюдалось отрицательное MR (рис. 3, 4).

Из механизмов, приводящих к отрицательному MR , наиболее вероятными при высоких температурах являются эффекты, обусловленные разогревом носителей электрическим полем E , когда дрейфовая подвижность μ_d "теплых" носителей становится функцией поля $\mu_d = \mu(1 + \beta E^2)$ [3]. Если $\tau \sim (\varepsilon)^r$ является убывающей функцией энергии ε (что соответствует рассеянию на акустических фононах $r = -1/2$), то коэффициент $\beta < 0$ и μ_d уменьшаются с ростом ε [3]. Магнитное поле, отклоняя носители заряда от направления дрейфа, уменьшает получаемую ими энергию и тем самым увеличивает μ_d . Возникающее в образце поле Холла изменяет направление результирующего электрического поля, что также влияет на m_p , т.е. μ_d . В слабых полях это приводит к квадратичному отрицательному MR : $\Delta\rho/\rho = -c_r(\mu B)^2$, где $c_r \sim 10^{-2}$ [3]. При наличии двух близких экстремумов с разными эффективными массами выражение для MR в слабых полях имеет вид $\Delta\rho/\rho = 9\pi/16(\mu_p B)^2[(1 + \eta b^2)/(1 + \eta b) - \pi/4 \times (1 + \eta b^2)^2/(1 + \eta b)^2]$, где b и η — отношение подвижностей и концентраций дырок, а μ_p — подвижность легких дырок [3]. Небольшое уменьшение их концентрации при переходе между экстремумами (например, из-за охлаждения "теплых" носителей), согласно этому выражению, приведет к отрицательному MR . Можно предположить, что такой механизм реализуется в Те вблизи исчезновения седловой точки, когда экстремумы расположены максимально близко и величина греющего поля (в котором носители получают энергию, необходимую для перехода между экстремумами) минимальна [2,3]. В качестве лежащего ниже экстремума валентной зоны может выступать участок спектра вблизи седловой точки, где вдоль направления k_\perp эта зона имеет локальный максимум [16,17,21,33].

Список литературы

- [1] Solids under pressure / Ed. by W. Paul, D.M. Warschauer McGraw-Hill Book Company, Inc., N.Y.-London (1963).
- [2] G.D. Pitt. Contemp. Phys. **18**, 2, 137 (1977).
- [3] K. Seeger. Semiconductor physics. Springer-Verlag, Wien-N.Y. (1973); [пер. К. Зеегер. Физика полупроводников. Мир, М. (1977). 616 с.].
- [4] И.М. Цидильковский, В.В. Щенников, Н.Г. Глузман. ФТП **17**, 5, 958 (1983).
- [5] H. Mell, J. Stuke. Phys. Stat. Sol. **24**, 1, 183 (1967).
- [6] Ф. Банди. Сверхтвердые материалы. Наук. думка, Киев. **3**, 3 (1988).
- [7] F.P. Bundy, K.J. Dunn. J. Chem. Phys. **71**, 4, 1550 (1979).
- [8] В.В. Щенников, В.А. Смирнов. Патент № 2050180 (1995).
- [9] В.В. Щенников. ФТТ **35**, 10, 3105 (1993); **37**, 4, 1015 (1995); **38**, 9, 2680 (1996).
- [10] В.В. Щенников, В.И. Осотов. ФТТ **37**, 2, 448 (1995).
- [11] В.В. Щенников, А.Е. Карькин, Н.П. Гавалешко, В.М. Фрасуняк. ФТТ **39**, 10, 1717 (1997).
- [12] F.A. Blum, B.C. Deaton. Phys. Rev. **A137**, 54, A1410 (1963).
- [13] G. Parthasarathy, W.B. Holzapfel. Phys. Rev. **B37**, 14, 8499 (1988).
- [14] L.G. Khvostantsen, L.F. Vereshchagin, N.M. Uliyanitskaya. High Temp.-High Press. **5**, 3, 261 (1973).
- [15] V.V. Shchennikov, A.V. Bahzenov. Rev. High Press. Sci. Technol. **6**, 657 (1997).
- [16] М.В. Глушков, Е.С. Ицкевич, Ю.В. Косичкин, А.Н. Толмачев, А.М. Широков. ФТТ **19**, 12, 3580 (1977).
- [17] М.В. Глушков, М.И. Еремец, Ю.В. Косичкин, А.Н. Толмачев, А.М. Широков. ФТТ **21**, 2, 499 (1979).
- [18] С.С. Кабалкина, Л.Ф. Верещагин, Б.К. Шуленин. ЖЭТФ **45**, 6, 2073 (1963).
- [19] Е.Ю. Тонков. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. Наука, М. (1979). 192 с.
- [20] V.V. Brazhkin, R.N. Voloshin, S.V. Popova. J. Phys.: Condens. Matter. **4**, 6, 1419 (1992).
- [21] В.В. Соболев, А.М. Широков. Электронная структура халькогенов. Наука, М. (1988). 224 с.
- [22] Th. Starkloff, J.D. Joannopoulos. J. Chem. Phys. **68**, 2, 579 (1978).
- [23] A. Nishikawa, K. Nizeki, K. Shindo. Jpn. J. Appl. Phys. **32**, Suppl. 32-1, 48 (1993).
- [24] G. Doerre, J.D. Joannopoulos. Phys. Rev. Lett. **43**, 14, 1040 (1979).
- [25] F. Kirchhoff, N. Binggeli, G. Galli. Phys. Rev. **B50**, 13, 9063 (1994).
- [26] J.P. Gaspard, F. Marinelli, A. Pellegatti. Europhys. Lett. **3**, 10, 1095 (1987).
- [27] Б.А. Волков, О.А. Панкратов, С.В. Пахомов. ЖЭТФ **86**, 6, 2293 (1984).
- [28] A.N. Mariano, E.P. Warekois. Science **142**, 672 (1963).
- [29] E. Doni, L. Resca, S. Rodriguez, W.M. Becker. Phys. Rev. **B20**, 1663 (1979).
- [30] Z.W. Lu, D. Singh, H. Krakauer. Phys. Rev. **B39**, 14, 10154 (1989).
- [31] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 792 с.
- [32] С.А. Обухов. Препринт ФТИ, № 1459. Л. (1991). 21 с.
- [33] V.B. Anzin, M.S. Bresler, I.I. Farbstein, E.S. Itskevich, Yu.V. Kosichkin, V.A. Sukhoparov, A.S. Telepnev, V.G. Veselago. Phys. Stat. Sol. (b) **48**, 2, 531 (1971).
- [34] М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шальт. **57**, 11, 1477 (1969).