

## ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ $WTe_2$ И $MoTe_2$

© 2024 г. А. Н. Перевалова<sup>a, \*</sup>, С. В. Наумов<sup>a</sup>, Б. М. Фоминых<sup>a, b</sup>, Е. Б. Марченкова<sup>a</sup>,  
S. H. Liang<sup>c</sup>, В. В. Марченков<sup>a, b, \*\*</sup>

<sup>a</sup> Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

<sup>b</sup> Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

<sup>c</sup> Faculty of Physics and Electronic Science, Hubei University, 430062 Wuhan, China

\* e-mail: domozhirova@imp.uran.ru

\*\*e-mail: march@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 17.01.2024 г.

После доработки 17.01.2024 г.

Принята к публикации 02.02.2024 г.

Эффект Холла в монокристаллах топологических полуметаллов  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  исследован в диапазоне температур от 2 до 100 К и в магнитных полях до 9 Тл. Установлено, что холловское сопротивление  $WTe_2$  нелинейно зависит от магнитного поля при температурах ниже 100 К. В то же время холловское сопротивление  $MoTe_2$  изменяется с магнитным полем по линейному закону при температурах от 2 до 25 К, а при 50 К появляется нелинейный вклад. Нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла монокристаллов  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  связана, наряду с известным механизмом компенсации/раскомпенсации электронных и дырочных носителей заряда, с рассеянием носителей тока на поверхности.

**Ключевые слова:** топологические полуметаллы,  $WTe_2$ ,  $MoTe_2$ , эффект Холла, нелинейная полевая зависимость

**DOI:** 10.31857/S0015323024040108, **EDN:** WQMGGS

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы обнаружено и исследуется большое число различных топологических материалов, которые можно разделить на три основные группы: топологические изоляторы, дираковские полуметаллы и вейлевские полуметаллы [1–3]. В топологических изоляторах объем представляет собой изолятор или полупроводник, а поверхность – топологически защищенный металл. Полуметаллы обеих групп обладают необычными электронными свойствами как в объеме, так и на поверхности. В частности, в вейлевском полуметалле две невырожденные зоны пересекаются друг с другом в особых точках (узлах) вблизи уровня Ферми. Закон дисперсии вблизи таких узлов линейный, а соответствующие квазичастицы ведут себя аналогично безмассовым вейлевским фермионам. На поверхности вейлевского полуметалла имеются бесщелевые спин-поляризованные состояния – дуги Ферми, которые связаны с узлами Вейля в объеме.

Впервые существование фазы вейлевского полуметалла было экспериментально подтверж-

дено в нецентросимметричных монокристаллах семейства TaAs [4]. Позднее в монокристаллах  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  был предсказан и обнаружен II тип узлов Вейля [5–7]. В отличие от полуметаллов Вейля I типа, конус Вейля II типа сильно наклонен, а узел Вейля представляет собой точку касания электронного и дырочного листов.

Особенности электронной структуры таких материалов проявляются в их транспортных свойствах, в частности, в большом положительном ненасыщающемся магнитосопротивлении [8–10], отрицательном продольном магнитосопротивлении [11], высокой подвижности носителей тока [10, 12]. В качестве причины большого ненасыщающегося магнитосопротивления  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  предложен механизм электронно-дырочной компенсации [8–10]. Согласно двухзонной модели, используемой для описания поведения сопротивления  $\rho_{xx}$  и холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  в топологических полуметаллах (см., например, [12]), в компенсированных проводниках должна наблюдаться линейная зависимость  $\rho_{xy}(B)$ . Однако для некоторых топологических полуметаллов это не вы-

полняется. В частности, сильно нелинейную полевую зависимость холловского сопротивления наблюдали для  $WTe_2$  при низких температурах [12, 13]. Для  $MoTe_2$  было показано, что холловское сопротивление отрицательное и изменяется линейно с полем при температурах ниже  $\sim 20$  К и от  $\sim 70$  до 90 К, тогда как между 20 и 70 К  $\rho_{xy}$  демонстрирует нелинейное поведение [10]. Таким образом, причина появления нелинейной полевой зависимости холловского сопротивления топологических полуметаллов остается не вполне понятной. В связи с этим представляет интерес исследовать эффект Холла в монокристаллах  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  и выявить возможные механизмы, приводящие к нелинейной полевой зависимости холловского сопротивления.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  были выращены методом химического газового транспорта, как описано в работах [14, 15]. Для стабилизации высокотемпературной полуметаллической  $\beta$ -фазы кристаллы  $MoTe_2$  были закалены в воду от температуры  $910^\circ\text{C}$ .

Аттестация полученных образцов проведена методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре DRON-2.0 в излучении  $\text{Cr-K}\alpha$ . Фрагменты рентгенограмм, снятых с поверхности монокристаллов  $WTe_2$  и  $MoTe_2$ , приведены на рис. 1. Поскольку все пики могут быть индексированы как  $(00l)$ , поверхности монокристаллов совпадают с плоскостью типа  $(001)$ . Установлено, что монокристаллы  $WTe_2$  имеют орторомбическую структуру (пространственная группа  $Pmn2_1$ ) [14], а монокристаллы  $MoTe_2$  – моноклинную (пространственная группа  $P2_1/m$ ) [15].

Химический состав монокристаллов исследован методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа на сканирующем электронном микроскопе FEI Quanta 200 Pegasus с приставкой EDAX в Центре коллективного пользования (ЦКП) “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН. Установлено, что химический состав полученных образцов соответствует стехиометрическим  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  (рис. 2).

Измерения транспортных свойств проведены на монокристаллах  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  в форме тонкой пластины размером  $\sim 4 \times 1 \times 0.4$  мм<sup>3</sup> и  $\sim 6 \times 1 \times 0.2$  мм<sup>3</sup> соответственно. Электросопротивление и эффект Холла измерены четырехконтактным методом в диапазоне температур от 2 до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл на универсальной установке для измерения физиче-

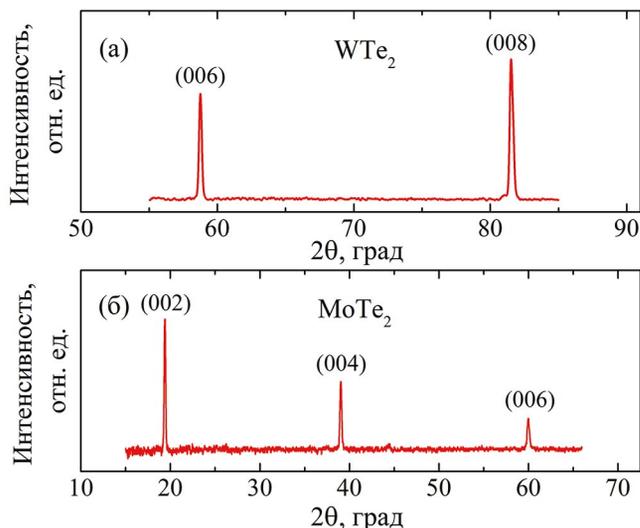


Рис. 1. Фрагменты рентгенограмм, снятых с поверхности монокристаллов  $WTe_2$  и  $MoTe_2$ .

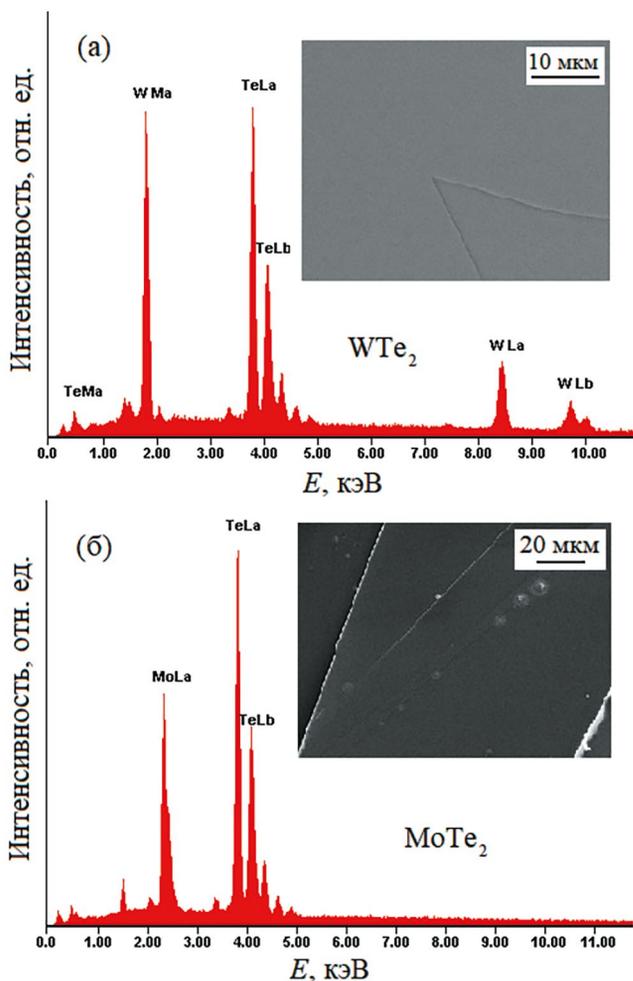


Рис. 2. Анализ химического состава монокристаллов  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  на участках поверхности, показанных на соответствующих вставках. Соотношение W и Te составляет 33.17 и 66.83 ат. %. Соотношение Mo и Te составляет 33.01 и 66.99 ат. %.

ских свойств PPMS-9 (Quantum Design) в ЦКП ИФМ УрО РАН. Измерения проводили при протекании тока в плоскости (001) монокристалла, магнитное поле  $B$  направлено перпендикулярно этой плоскости.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Температурные зависимости электросопротивления $WTe_2$ и $MoTe_2$

Температурные зависимости электросопротивления  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  представлены на рис. 3. Отношение сопротивлений при комнатной температуре и температуре жидкого гелия (Residual Resistivity Ratio) составляет  $\rho_{300\text{ K}}/\rho_{4.2\text{ K}} \approx 55$  для  $WTe_2$  и  $\rho_{300\text{ K}}/\rho_{4.2\text{ K}} \approx 15$  для  $MoTe_2$ , что свидетельствует о большем количестве дефектов и примесей в  $MoTe_2$  по сравнению с  $WTe_2$ .

Зависимости  $\rho(T)$  обоих соединений имеют “металлический” вид (рис. 3). Электросопротивление  $WTe_2$  увеличивается от  $0.17 \cdot 10^{-4}$  до  $9.2 \cdot 10^{-4}$  Ом·см с ростом температуры от 2 до 290 К (рис. 3а). При  $T < 70$  К величина  $\rho$  данного соединения изменяется согласно квадратичному закону, затем линейно с тенденцией к насыщению при  $T > 240$  К. Квадратичную температур-

ную зависимость электросопротивления также наблюдали в  $WTe_2$  в интервале температур от 2 до 71 К в работе [16]. Электросопротивление  $\rho$  монокристалла  $MoTe_2$  увеличивается от  $0.3 \cdot 10^{-4}$  до  $4.2 \cdot 10^{-4}$  Ом·см с ростом температуры от 2 до 290 К (рис. 3б). При  $T < 45$  К электросопротивление  $MoTe_2$  изменяется с температурой по квадратичному закону, затем в интервале температур от 45 до 100 К растет линейно, при  $T > 100$  К имеет тенденцию к насыщению. Квадратичную температурную зависимость электросопротивления  $MoTe_2$  наблюдали при температурах ниже 50 К и в предыдущих исследованиях [17, 18].

#### 3.2. Эффект Холла в $WTe_2$

Полевая зависимость холловского сопротивления  $\rho_{xy}(B)$  монокристалла  $WTe_2$  при  $T = 2$  К представлена на рис. 4. Видно, что  $\rho_{xy}$  изменяется с полем по закону, близкому к квадратичному. Нелинейную зависимость  $\rho_{xy}(B)$  при низких температурах наблюдали для  $WTe_2$  и в предыдущих исследованиях [12, 13]. Согласно работам [12, 13], такая зависимость  $\rho_{xy}(B)$  свидетельствует о наличии нескольких групп носителей.

Отметим, что на зависимости  $\rho_{xy}(B)$  монокристалла  $WTe_2$  при  $T = 2$  К наблюдаются квантовые осциллирующий Шубникова-де Гааза. Подобные осцилляции на зависимости  $\rho_{xy}(B)$  наблюдали для  $WTe_2$  ранее и в других работах [12, 13, 19]. Анализ осциллирующий Шубникова-де Гааза в магнитосопротивлении исследуемого монокристалла  $WTe_2$  в полях до 14 Тл при температурах 2 и 5 К проведен в работе [20].

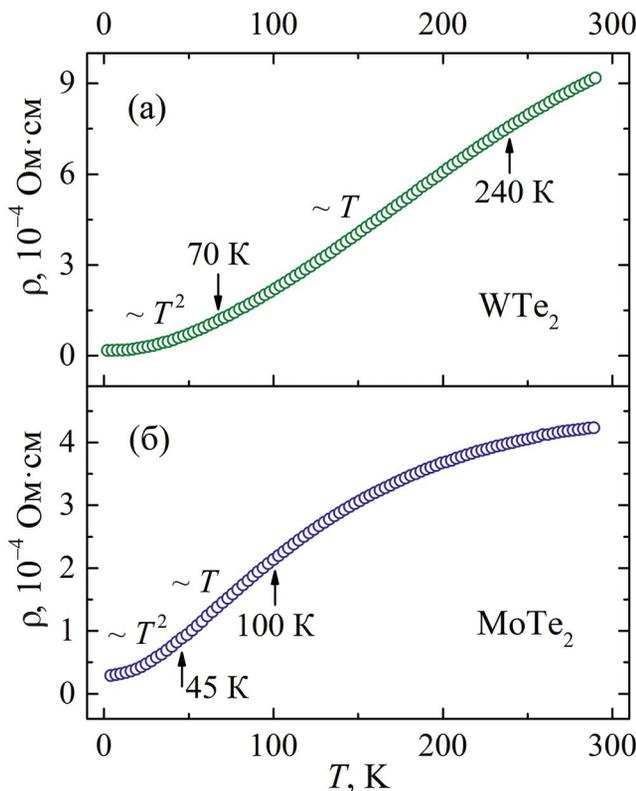


Рис. 3. Температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  монокристаллов  $WTe_2$  и  $MoTe_2$  в диапазоне температур от 2 до 290 К.

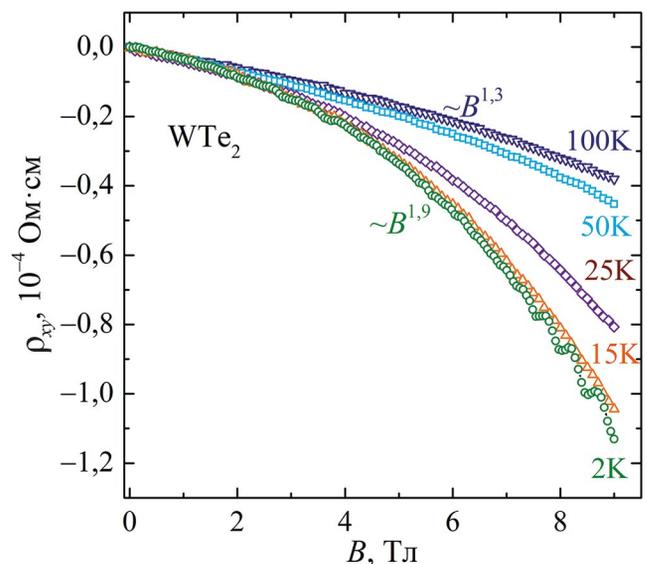


Рис. 4. Полевые зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}(B)$  монокристалла  $WTe_2$  при температурах от 2 до 100 К в полях до 9 Тл.

Квадратичную полевую зависимость ЭДС Холла ранее наблюдали в работах [21, 22], где исследовали компенсированные металлы с замкнутой поверхностью Ферми в условиях статического скин-эффекта, т.е. с неоднородным распределением тока по сечению проводника, возникающим в результате рассеяния электронов на поверхности. Авторы работ [21, 22] экспериментально показали на монокристаллах вольфрама различных размеров, формы, кристаллографической ориентации граней и степени чистоты, что уменьшение вклада от рассеяния электронов на поверхности приводит к увеличению линейного вклада в ЭДС Холла и исчезновению квадратичной полевой зависимости. Уменьшение вклада от рассеяния электронов на поверхности в работах [21, 22] связывали с сокращением длины свободного пробега носителей тока при повышении температуры выше 20 К или при использовании более “грязного” кристалла.

Предположим, что аналогичный эффект имеет место в  $WTe_2$ . Чтобы проверить данное предположение, можно, как это продемонстрировано в работах [21, 22], провести следующие дополнительные измерения: 1) полевых зависимостей холловского сопротивления при более высоких температурах; 2) полевых зависимостей холловского сопротивления для более “грязного” кристалла. С этой целью были измерены полевые зависимости холловского сопротивления монокристалла  $WTe_2$  при различных температурах от 2 до 100 К, как это показано на рис. 4. Видно, что более выраженная нелинейность наблюдается при низких температурах, тогда как с ростом температуры заметно увеличение линейного вклада в холловское сопротивление, что согласуется с результатами, описанными в работах [21, 22], и свидетельствует о том, что нелинейная зависимость  $\rho_{xy}(B)$  монокристалла  $WTe_2$  связана с рассеянием на поверхности.

Следует отметить, что в работах [21, 22] квадратичную полевую зависимость ЭДС Холла наблюдали при  $T < 20$  К в том случае, когда длина свободного пробега  $l$  электронов проводимости больше или порядка поперечных размеров образца и больше ларморовского радиуса  $r_H$  электронов в магнитном поле. Длину свободного пробега оценили из формулы для проводимости

$$\sigma = ne^2 l / m^* v_F, \quad (1)$$

где  $n$  – концентрация носителей тока,  $e$  – заряд электрона,  $m^*$  и  $v_F$  – эффективная масса носителей тока и фермиевская скорость. В случае монокристалла  $WTe_2$   $n \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 2$  К получено из соотношения  $n = 1/R_H \cdot e$  ( $R_H = \rho_{xy}/B$  –

коэффициент Холла при  $B = 9$  Тл). Значения  $m^*$  и  $v_F$  взяты из исследований [13, 24]. Таким образом, длина свободного пробега составила 0.23 мкм при  $T = 2$  К, что меньше поперечных размеров образца. По-видимому, вклад в холловское сопротивление  $WTe_2$  от рассеяния на поверхности может быть связан с нетривиальной топологией зонной структуры данного материала и “необычным” переносом носителей тока вблизи поверхности.

Для подтверждения того, что нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла монокристалла  $WTe_2$  связана с рассеянием на поверхности, также можно было бы измерить зависимости  $\rho_{xy}(B)$  для более “грязного” кристалла. Однако в данной работе исследовали монокристалл  $WTe_2$  с отношением сопротивлений  $\rho_{300 \text{ К}}/\rho_{4.2 \text{ К}} \approx 55$ , но не удалось получить образцы другой степени чистоты. В то же время монокристалл  $MoTe_2$ , который является электронным аналогом  $WTe_2$ , имеет меньшее отношение сопротивлений  $\rho_{300 \text{ К}}/\rho_{4.2 \text{ К}} \approx 15$ . Предполагается, что это приведет к увеличению линейного вклада в холловское сопротивление монокристалла  $MoTe_2$ .

### 3.3. Эффект Холла в $MoTe_2$

Полевые зависимости холловского сопротивления монокристалла  $MoTe_2$  при различных температурах от 2 до 50 К в магнитных полях до 9 Тл представлены на рис. 5. Видно, что  $\rho_{xy}$  изменяется с магнитным полем по линейному закону при температурах от 2 до 25 К, а при 50 К появляется

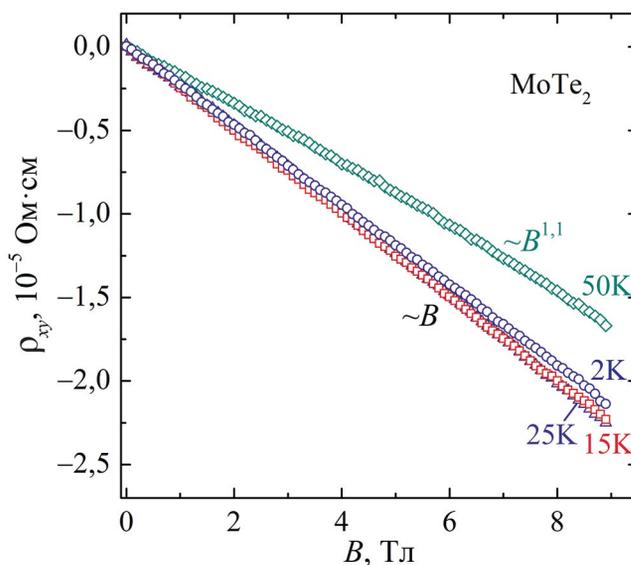


Рис. 5. Полевые зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}(B)$  монокристалла  $MoTe_2$  при температурах от 2 до 50 К в полях до 9 Тл.

нелинейный вклад в сопротивление Холла. Исследуемый монокристалл  $\text{MoTe}_2$  имеет меньшее отношение сопротивлений  $\rho_{300\text{ K}}/\rho_{4.2\text{ K}}$ , поскольку он содержит большее число дефектов и примесей и, по-видимому, обладает меньшей длиной свободного пробега по сравнению с  $\text{WTe}_2$ . Оценка длины свободного пробега  $l$  в монокристалле  $\text{MoTe}_2$  была сделана по формуле (1). Концентрация носителей тока составила  $n \approx 2.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при 2 К, а значения  $m^*$  и  $v_F$  взяты из работы [25]. При  $T = 2 \text{ К}$  величина  $l$  составляет 0.04 мкм. По-видимому, рассеяние на поверхности может не вносить существенный вклад в холловское сопротивление монокристалла  $\text{MoTe}_2$ .

С другой стороны, нелинейная полевая зависимость  $\rho_{xy}(B)$  при 50 К может быть связана с раскомпенсацией носителей тока в  $\text{MoTe}_2$ , когда  $n_e \neq n_h$ . Согласно работе [12], в рамках двухзонной модели справедливо следующее выражение для холловского сопротивления:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{e} \frac{(n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2) + (n_h - n_e) \mu_h^2 \mu_e^2 B^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2 + (n_h - n_e)^2 \mu_h^2 \mu_e^2 B^2}, \quad (2)$$

где  $n_e$  ( $n_h$ ) и  $\mu_e$  ( $\mu_h$ ) – концентрация и подвижность электронов (дырок) соответственно. Полевые зависимости холловского сопротивления  $\text{MoTe}_2$ , подобные представленным на рис. 5, наблюдали авторы работы [10]. Согласно работе [23], где были оценены концентрации электронных и дырочных носителей тока в  $\text{MoTe}_2$  в рамках двухзонной модели, при температурах ниже 35 К выполняется соотношение  $n_e = n_h$ , в то время как при 50 К концентрация дырок уменьшается более чем на один порядок. Это согласуется с результатами, представленными на рис. 5. Линейная зависимость  $\rho_{xy}(B)$  при температурах от 2 до 25 К, по-видимому, связана с электронно-дырочной компенсацией. Нелинейный вклад в холловское сопротивление при 50 К обусловлен раскомпенсацией, которая может быть вызвана уменьшением концентрации дырочных носителей.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования эффекта Холла в монокристаллах топологических полуметаллов  $\text{WTe}_2$  и  $\text{MoTe}_2$ . Показано, что для  $\text{WTe}_2$  холловское сопротивление нелинейно зависит от магнитного поля при температурах ниже 100 К. В то же время для  $\text{MoTe}_2$  холловское сопротивление изменяется с магнитным полем по линейному закону при температурах от 2 до 25 К, а при 50 К появляется нелинейный вклад.

Нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла монокристаллов  $\text{WTe}_2$  и  $\text{MoTe}_2$  свя-

зана наряду с известным механизмом компенсации/раскомпенсации электронных и дырочных носителей заряда с рассеянием носителей тока на поверхности.

Результаты исследования электросопротивления и эффекта Холла в  $\text{WTe}_2$  (разд. 3.1 и 3.2) получены в рамках государственного задания МИНОБНАУКИ России (тема “Спин”, № 122021000036-3) при частичной поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (Перевалова А.Н., СП-2705.2022.1). Исследование эффекта Холла в  $\text{MoTe}_2$  (разд. 3.3) выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-42-02021 <https://rscf.ru/project/22-42-02021/>, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Свердловская обл.).

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hasan M.Z., Kane C.L.* Colloquium: Topological insulators // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 3045–3067.
2. *Armitage N.P., Mele E.J., Vishwanath A.* Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 015001.
3. *Vergniory M.G., Elcoro L., Felser C., Regnault N., Bernevig B.A., Wang Z.* A complete catalogue of high-quality topological materials // *Nature*. 2019. V. 566. P. 480–485.
4. *Xu S.-Y., Belopolski I., Alidoust N., Neupane M., Bian G., Zhang C., Sankar R., Chang G., Yuan Z., Lee C.-C., Huang S.-M., Zheng H., Ma J., Sanchez D.S., Wang B., Bansil A., Chou F., Shibaev P.P., Lin H., Jia S., Hasan M.Z.* Discovery of a Weyl fermion semimetal and topological Fermi arcs // *Science*. 2015. V. 349. P. 613–617.
5. *Soluyanov A.A., Gresch D., Wang Z., Wu Q., Troyer M., Dai X., Bernevig B.A.* Type-II Weyl semimetals // *Nature*. 2015. V. 527. P. 495–498.
6. *Sun Y., Wu S.-C., Ali M.N., Felser C., Yan B.* Prediction of Weyl semimetal in orthorhombic  $\text{MoTe}_2$  // *Phys. Rev. B*. 2015. V. 92. P. 161107(R).
7. *Huang L., McCormick T.M., Ochi M., Zhao Z., Suzuki M.-T., Arita R., Wu Y., Mou D., Cao H., Yan J., Trivedi N., Kaminski A.* Spectroscopic evidence for a type II Weyl semimetallic state in  $\text{MoTe}_2$  // *Nat. Mater.* 2016. V. 15. P. 1155–1160.
8. *Ali M.N., Xiong J., Flynn S., Tao J., Gibson Q.D., Schoop L.M., Liang T., Haldolaarachchige N., Hirschberger M., Ong N.P., Cava R.J.* Large, non-saturating magnetoresistance in  $\text{WTe}_2$  // *Nature*. 2014. V. 514. P. 205–208.

9. Keum D.H., Cho S., Kim J.H., Choe D.-H., Sung H.-J., Kan M., Kang H., Hwang J.-Y., Kim S.W., Yang H., Chang K. J., Lee Y.H. Bandgap opening in few-layered monoclinic MoTe<sub>2</sub> // Nat. Phys. 2015. V. 11. P. 482–486.
10. Zhou Q., Rhodes D., Zhang Q.R., Tang S., Schonemann R., Balicas L. Hall effect within the colossal magnetoresistive semimetallic state of MoTe<sub>2</sub> // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 121101(R).
11. Li P., Wen Y., He X., Zhang Q., Xia C., Yu Z.-M., Yang S.A., Zhu Z., Alshareef H.N., Zhang X.-X. Evidence for topological type-II Weyl semimetal WTe<sub>2</sub> // Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 2150.
12. Luo Y., Li H., Dai Y.M., Miao H., Shi Y.G., Ding H., Taylor A.J., Yarotski D.A., Prasankumar R.P., Thompson J.D. Hall effect in the extremely large magnetoresistance semimetal WTe<sub>2</sub> // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. P. 182411.
13. Pan X.-C., Pan Y., Jiang J., Zuo H., Liu H., Chen X., Wei Z., Zhang S., Wang Z., Wan X., Yang Z., Feng D., Xia Z., Li L., Song F., Wang B., Zhang Y., Wang G. Carrier balance and linear magnetoresistance in type-II Weyl semimetal WTe<sub>2</sub> // Front. Phys. 2017. V. 12(3). P. 127203.
14. Перевалова А.Н., Наумов С.В., Подгорных С.М., Чистяков В.В., Марченкова Е.Б., Фоминых Б.М., Марченков В.В. Кинетические свойства монокристалла топологического полуметалла WTe<sub>2</sub> // ФММ. 2022. Т. 123. С. 1131–1137.
15. Perevalova A.N., Naumov S.V., Marchenkov V.V. Peculiarities of the electro- and magnetotransport in semimetal MoTe<sub>2</sub> // Metals. 2022. V. 12. P. 2089–2098.
16. Lv Y.-Y., Cao L., Li X., Zhang B.-B., Wang K., Pang B., Ma L., Lin D., Yao S.-H., Zhou J., Chen Y.B., Dong S.-T., Liu W., Lu M.-H., Chen Y., Chen Y.-F. Composition and temperature dependent phase transition in miscible Mo<sub>1-x</sub>W<sub>x</sub>Te<sub>2</sub> single crystals // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 44587.
17. Zandt T., Dwelk H., Janowitz C., Manzke R. Quadratic temperature dependence up to 50 K of the resistivity of metallic MoTe<sub>2</sub> // J. Alloys Compd. 2007. V. 442. P. 216–218.
18. Santos-Cottin D., Martino E., Le Mardelé F., Witteveen C., von Rohr F.O., Homes C.C., Rukelj Z., Akrap A. Low-energy excitations in type-II Weyl semimetal T<sub>d</sub>-MoTe<sub>2</sub> evidenced through optical conductivity // Phys. Rev. Mater. 2020. V. 4. P. 021201(R).
19. Pan X.-C., Chen X., Liu H., Feng Y., Wei Z., Zhou Y., Chi Z., Pi L., Yen F., Song F., Wan X., Yang Z., Wang B., Wang G., Zhang Y. Pressure-driven dome-shaped superconductivity and electronic structural evolution in tungsten ditelluride // Nat. Commun. 2015. V. 6. P. 7805.
20. Пирозерский А.Л., Чарная Е.В., Lee M.K., Chang L.-J., Наумов С.В., Доможирова А.Н., Марченков В.В. Магнитосопротивление и квантовые осцилляции в полуметалле WTe<sub>2</sub> // ФТТ. 2021. Т. 63. С. 2033–2037.
21. Волкештейн Н.В., Глиньский М., Марченков В.В., Старцев В.Е., Черепанов А.Н. Особенности гальваномантных свойств компенсированных металлов в условиях статического скин-эффекта в сильных магнитных полях (вольфрам) // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 2103–1116.
22. Cherepanov A.N., Marchenkov V.V., Startsev V.E., Volkenshtein N.V., Glin'skii M. High-field galvanomagnetic properties of compensated metals under electron-surface and intersheet electron-phonon scattering (tungsten) // J. Low. Temp. Phys. 1990. V. 80. P. 135–151.
23. Chen F.C., Lv H.Y., Luo X., Lu W.J., Pei Q.L., Lin G.T., Han Y.Y., Zhu X.B., Song W.H., Sun Y.P. Extremely large magnetoresistance in the type-II Weyl semimetal MoTe<sub>2</sub> // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 235154.
24. Wu Y., Jo N.H., Mou D., Huang L., Bud'ko S.L., Canfield P.C., Kaminski A. Three-dimensionality of the bulk electronic structure in WTe<sub>2</sub> // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 195138.
25. Luo X., Chen F.C., Zhang J.L., Pei Q.L., Lin G.T., Lu W.J., Han Y.Y., Xi C.Y., Song W.H., Sun Y.P. T<sub>d</sub>-MoTe<sub>2</sub>: A possible topological superconductor // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 102601.

**The Hall Effect in Single Crystals of Topological Semimetals  $\text{WTe}_2$  and  $\text{MoTe}_2$**   
**A. N. Perevalova<sup>1,\*</sup>, S. V. Naumov<sup>1</sup>, B. M. Fominykh<sup>1,2</sup>, E. B. Marchenkova<sup>1</sup>, S. H. Liang<sup>3</sup>,  
V. V. Marchenkov<sup>1,2,\*\*</sup>**

<sup>1</sup>*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620108 Russia*

<sup>2</sup>*Ural Federal University named after the First President of Russia B. N. Yeltsin, Ekaterinburg, 620002 Russia*

<sup>3</sup>*Faculty of Physics and Electronic Science, Hubei University, Wuhan, 430062 China*

*\*e-mail: domozhirova@imp.uran.ru*

*\*\*e-mail: march@imp.uran.ru*

The Hall effect in single crystals of topological semimetals  $\text{WTe}_2$  and  $\text{MoTe}_2$  is studied in the temperature range from 2 to 100 K and in magnetic fields up to 9 T. It is established that the Hall resistivity of  $\text{WTe}_2$  shows a nonlinearly dependence on the magnetic field at temperatures below 100 K. At the same time, the Hall resistivity of  $\text{MoTe}_2$  depends linearly with the magnetic field at temperatures range from 2 to 25 K and a nonlinear contribution appears at 50 K. Along with the known mechanism of compensation/decompensation of electron and hole charge carriers, the nonlinear dependence of the Hall resistivity of  $\text{WTe}_2$  and  $\text{MoTe}_2$  single crystals on the magnetic field is associated with the scattering of charge carriers on the surface.

*Keywords:* topological semimetals,  $\text{WTe}_2$ ,  $\text{MoTe}_2$ , Hall effect, nonlinear field dependence