Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 3, с. 180 – 186 © 2018 г. 10 февраля

Изменение знака магнетосопротивления и двумерная проводимость слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3

И. Г. Горлова[+1)], *В. Я. Покровский*[+], *С. Ю. Гаврилкин*[*], *А. Ю. Цветков*[*]

[+] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

[*] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 ноября 2017 г.
После переработки 5 декабря 2017 г.

Измерены зависимости сопротивления слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3 от направления и величины магнитного поля B. Анизотропия магнетосопротивления и его угловые зависимости свидетельствуют о двумерном характере проводимости при $T < 100$ К. Ниже $T_0 \approx 50$ К резко возрастает магнетосопротивление при направлениях поля в плоскости слоев (ab), а поперечное магнетосопротивление ($B \| c$) становится отрицательным. Результаты подтверждают возможность электронного фазового перехода в коллективное состояние при T_0. При этом отрицательное магнетосопротивление ($B \| c$) ниже T_0 объясняется подавлением магнитным полем 2D слабой локализации, а положительное ($B \| ab$) – влиянием магнитного поля на спектр электронных состояний.

DOI: 10.7868/S0370274X18030074

Введение. В полупроводниках знак, величина, температурные и полевые зависимости магнетосопротивления (МС) определяются зонной структурой, механизмами рассеяния и эффективной размерностью образцов [1]. Отрицательное МС наблюдается в объемных примесных [2] и слоистых [3] полупроводниках, а также в целом ряде квазидвумерных органических [4, 5] и неорганических [6, 7] соединений с зарядовым [4, 6, 7] или магнитным [5] упорядочением. В работах [3, 5] отрицательное МС в слоистых материалах объясняется подавлением магнитным полем 2D слабой локализации [8], но известны и другие механизмы, такие как эффект Зеемана в условиях андерсоновской локализации [9]. Изменение знака МС может быть указанием на фазовый переход как, например, в слоистых органических солях α-(BEDT-TTF)$_2$I$_3$, где появление отрицательного поперечного МС происходит при температуре перехода в сегнетоэлектрическое состояние [4].

Халькогениды переходных металлов интересны многообразием происходящих в них фазовых переходов [10]. Дихалькогениды имеют квазидвумерную структуру. Трихалькогениды – квазиодномерные соединения. Они кристаллизуются в виде нитевидных кристаллов – вискеров. Некоторые из них, например, $NbSe_3$, $ZrTe_3$ и TiS_3, представляют собой слоистые (ленточные) вискеры. Трихалькогениды металлов V группы – металлы. Характерная черта многих из этих квазиодномерных проводников – пайерлсовский переход в диэлектрическое состояние с образованием волны зарядовой плотности (ВЗП). Движение ВЗП под действием электрического поля приводит к нелинейной проводимости. Большинство трихалькогенидов металлов IV группы – полупроводники, но в соединениях этой группы также можно ожидать образования коллективных состояний, возможно, нового типа. Так, в $ZrTe_3$ наблюдается ВЗП с необычными свойствами и сверхпроводимость под давлением [11]. В последнее время возрос интерес к исследованию слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3, изоструктурного соединению $ZrTe_3$. Недавно в TiS_3 были обнаружены аномалии транспортных свойств [12–14], указывающие на фазовые переходы, эффект поля и сильный фотоэффект [15]. Исследование магнетосопротивления TiS_3 может прояснить причины аномалий, механизмы рассеяния носителей и определить эффективную размерность материала.

Особенность структуры TiS_3 состоит в том, что это одновременно и квазиодномерное и слоистое соединение. Металлические цепочки атомов титана направлены вдоль кристаллографической оси b и формируют проводящие слои, параллельные плоскости ab. Проводящие слои отделены друг от друга двойными слоями атомов серы и связаны между собой вдоль оси c ван-дер-ваальсовскими силами. Анизотропия удельного сопротивления при комнатной температуре не слишком высока, $\rho_c : \rho_a : \rho_b \sim 20 : 5 : 1$, но сильно возрастает с понижением температуры.

[1)] e-mail: gorl@cplire.ru

При 50 K величина $\rho_c : \rho_a : \rho_b \sim 10^5 : 10^2 : 1$ [12], что характерно для квазидвумерных соединений. При высоких температурах, $200\,\mathrm{K} > T > 100\,\mathrm{K}$, TiS_3 ведет себя как диамагнитный анизотропный полупроводник. При $T < 100\,\mathrm{K}$ механизм проводимости меняется. При $T_0 \approx 50\,\mathrm{K}$ наблюдаются особенности в сопротивлении [12, 13] и пик эффекта Холла [14]. Ниже T_0 проводимость становится нелинейной, степенного вида, с зависящим от температуры показателем степени [12]. Эти аномалии до конца не поняты и могут быть связаны с фазовыми переходами.

В настоящей работе исследовано магнетосопротивление монокристаллических вискеров TiS_3 при направлениях магнитного поля B вдоль трех кристаллографических осей. Ниже T_0 обнаружено аномальное поведение магнетосопротивления, а именно, появление отрицательного поперечного ($B\|c$) и положительного продольного ($B\|b\|I$) магнетосопротивлений. Результаты подтверждают квазидвумерный характер проводимости TiS_3 при низких температурах и возможность зарядового или магнитного упорядочения в 2D слоях ниже T_0.

Эксперимент. Монокристаллические вискеры TiS_3 были синтезированы в ИФМ УрО РАН (г. Екатеринбург) методами газотранспортных реакций [16]. Образцы представляют собой тонкие ограненные ленты с размерами вдоль направлений a, b и c, соответственно (10–200), (500–3000) и (1–20) мкм. Исследования методами электронной микроскопии [13] и рентгеновской дифракции [17, 18] показали высокое качество монокристаллов. Магнетосопротивление $\delta R \equiv [R(B) - R(0)]/R(0)$ измерялось 4-х-контактным методом на измерительном автоматизированном комплексе на базе установки PPMS-9 (Quantum Design). Методики изготовления низкоомных контактов к вискерам TiS_3, в том числе для измерения эффекта Холла, подробно описаны в [12–14]. Кристаллы монтировались на полированной подложке из Al_2O_3 так, чтобы самая широкая грань, параллельная плоскости ab, плотно прилегала к подложке, которая, в свою очередь, помещалась на поворотный держатель. Образцы могли вращаться в магнитном поле вокруг осей b или a. Измерения магнетосопротивления проводили при пропускании постоянного тока вдоль металлоцепочек ($I\|b$), при направлениях магнитного поля B вдоль трех кристаллографических осей: ($B\|a$), ($B\|b$), ($B\|c$) в полях $0 < B < 9$ Тл. Для исключения вклада термоЭДС измерения каждой точки зависимостей $R(B,T)$ выполняли при двух противоположных направлениях тока. Специальные исследования показали отсутствие вклада эффекта Холла из-за возможной неоднородности контактов. Особое внимание было уделено точности поддержания температуры образца в ходе развертки поля. При $T < 100$ K температура поддерживалась постоянной с точностью не хуже 0.01 K.

Результаты. Величина магнетосопротивления при всех ориентациях магнитного поля при комнатной температуре не превышает 0.1 % и возрастает с понижением температуры. Ниже 100 K поперечное МС заметно больше продольного. На рис. 1a показаны измеренные при разных температурах ($T < 100$ K) зависимости сопротивления от магнитного поля. Измерения проведены при двух ориентациях поля: перпендикулярно слоям ($B\|c$) и параллельно слоям и току ($B\|b\|I$). На некоторых зависимостях заметен разброс точек (см., например, кривые $R(B)$ при 35 K, рис. 1a), связанный с шумами при измерениях. В этих случаях при проведении сплошных линий использовалось усреднение экспериментальных данных. Хорошо видно, что магнетосопротивление анизотропно в плоскости bc в этом диапазоне температур. При $T_0 < T < 100$ K поперечное магнетосопротивление $\delta R_\perp$ положительно, квадратично по B и составляет вблизи T_0 около 1 % при $B = 9$ Тл; при этом продольное магнетосопротивление $\delta R_\|$ существенно меньше, порядка 0.1 %.

Ниже T_0 продольное магнетосопротивление резко возрастает и достигает на некоторых образцах 30–40 % при $T = 1.8$ K, $B = 9$ Тл (см. рис. 7 из ссылки [14]). При этом оно положительно и квадратично по B в полях до 4 Тл; при $B > 5$ Тл наблюдается переход к линейной зависимости от поля (см. рис. 1a). Поперечное же магнетосопротивление меняет знак вблизи T_0 и при малых B остается отрицательным до 2 K. Ниже 25 K поперечное магнетосопротивление ведет себя немонотонно в зависимости от B, становясь положительным в сильных полях. Минимум $\delta R_\perp$ смещается в сторону более высоких полей при возрастании температуры. Поле, соответствующее минимуму, $B_0 \equiv B(R_{\min})$, в зависимости от температуры показано на вставке к рис. 2. Минимумы наблюдаются также на зависимостях $\delta R_\perp$ от температуры при фиксированных значениях B (рис. 2). На рис. 2 видно, что аномальное поведение МС при всех направлениях B появляется в области 40–50 K.

Рис. 1b иллюстрирует анизотропию магнетосопротивления в плоскости ac. Показаны кривые, аналогичные приведенным на рис. 1a. При этом образец вращался вокруг оси b, поэтому были получены зависимости при направлениях магнитного поля $B\|c$ и $B\|a$. Сравнение рис. 1a и рис. 1b показывает, что

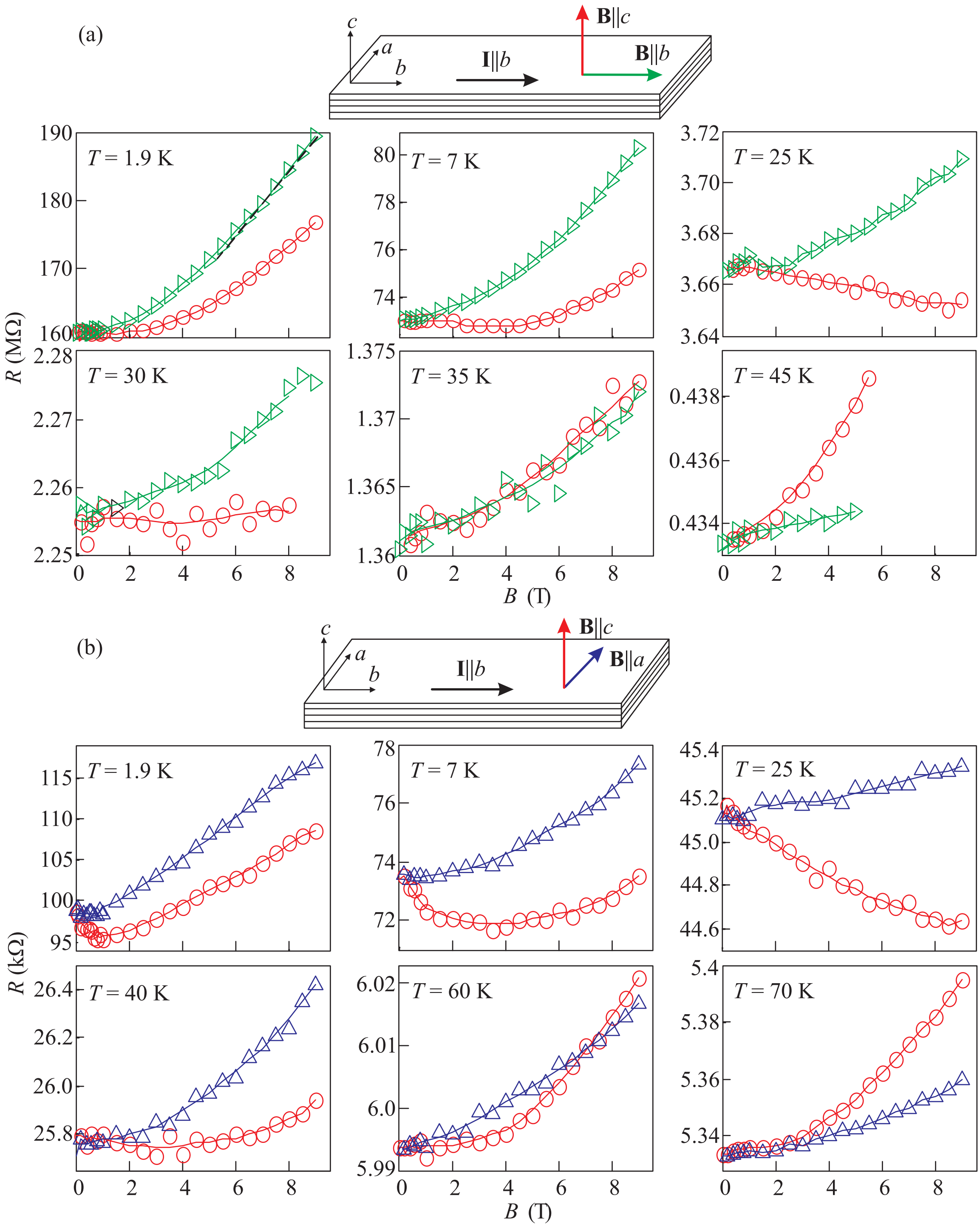

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость сопротивления от магнитного поля при разных температурах. (a) – ○ – $B\|c$, ▷ – $B\|b$. (b) – ○ – $B\|c$, △ – $B\|a$. Схемы, показывающие ориентацию тока и магнитных полей расположены над рисунками. Пунктирная прямая (рис. 1a, $T = 1.9$ K) показывает, что при росте B зависимость $R(B)$ становится линейной

зависимости $R(B)$ для $B\|a$ и $B\|b$ практически одинаковы при тех же температурах, т.е. магнетосопротивление слабо зависит от направления поля в плоскости слоев ab.

На рис. 3 показаны угловые зависимости магнетосопротивления при вращении магнитного поля вокруг осей a и b при $T > T_0$, $T \approx T_0$ и $T < T_0$. Видно, что характер кривых $R(\theta)$ и $R(\varphi)$ не зависит от оси

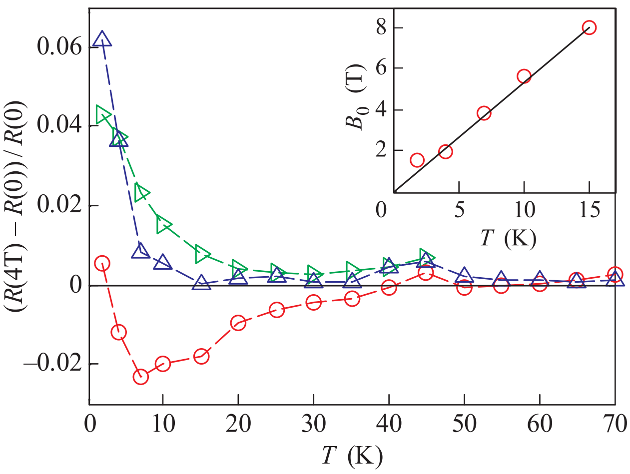

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость $\delta R(T)$ при $B = 4$ Тл. $\circ$ – $B\|c$, $\triangle$ – $B\|a$, $\triangleright$ – $B\|b$. Вставка: Температурная зависимость магнитного поля, при котором наблюдается минимум $\delta R_\perp$

вращения и при этом кардинально меняется в области T_0 (здесь θ и φ – углы между направлением поля B и осью c при вращении соответственно вокруг a и b).

При $T > T_0$ зависимости $R(\theta)$ и $R(\varphi)$ ведут себя как $\cos(2\theta)$ и $\cos(2\varphi)$, соответственно, отражая квадратичную зависимость магнетосопротивления от поперечной компоненты поля. Минимумы МС наблюдаются при $B\|a$ и $B\|b$, т.е. для направлений поля в плоскости слоев. При ($B\|b\|I$) магнетосопротивление падает почти до нуля, а при ($B \parallel a \perp I$) наблюдается небольшое МС, порядка 10 % от максимального. Очевидно, оно обусловлено силой Лоренца, вызывающей ток поперек слоев.

При $T < T_0$ минимумы МС в зависимости от θ и φ наблюдаются в поперечных полях ($\theta = \varphi = 0$, т.е. $B\|c$), так как вблизи T_0 появляется отрицательное $\delta R_\perp$, а также положительное δR для полей, направленных параллельно плоскости слоев. При этих температурах экспериментальные точки находятся между приближениями $\cos(2\theta)$ и $|\cos(\theta)|$ при вращении B вокруг a (соответственно, между $\cos(2\varphi)$ и $|\cos(\varphi)|$ при вращении B вокруг b). Это отражает появление нового, неквадратичного, вклада в МС ниже T_0.

Обсуждение результатов. При $T < 100$ K, как выше так и ниже T_0, зависимости $R(T, B)$ для $B\|a$ и $B\|b$, т.е. для поля в плоскости слоев, оказались практически одинаковыми, несмотря на то, что в одном случае $B\|I$, а в другом $B \perp I$. Этот результат свидетельствует о двумерном характере проводимости в плоскости ab. Действительно, поскольку в одном случае сила Лоренца равна нулю, а в другом – нет, можно считать, что ее влияние на магнетосопротивление мало. Следовательно, движением электронов вдоль оси c можно пренебречь. Идентичность угловых зависимостей МС при вращении магнитного поля вокруг оси a и вокруг оси b также указывает на двумерный характер проводимости.

Двумерные каналы металлической проводимости могут возникать, например, из-за изгиба зон на поверхностях кристалла подобно тому, как это происходит при формировании 2D электронного газа в МОП-структурах на основе GaAs или Si ([19] и ссылки в ней). Если это так, усредненная по объему удельная проводимость образцов при низких температурах должна увеличиваться при уменьшении их толщины. Согласно нашим предварительным данным, в TiS_3 действительно наблюдается размерный эффект в проводимости, однако он имеет противоположный характер: чем тоньше вискер, тем ниже удельная проводимость при низких температурах, по крайней мере, в образцах толщиной менее 1 мкм. Логичнее предположить, что 2D проводимость TiS_3 обусловлена его слоистой структурой. С понижением температуры перекрытие волновых функций электронов в соседних проводящих слоях и вероятность прыжков уменьшаются. В результате, анизотропия проводимости возрастает, достигая $\sim 10^5$ при 50 K [12], и при достаточно низких температурах соединение ведет себя как набор отдельных слабо связанных 2D слоев.

В 2D МОП-структурах при концентрациях носителей $n \sim 10^{11}$ см$^{-2}$ наблюдается положительное продольное МС [19], так же как и в TiS_3. Мы предполагаем, что в нашем случае оно также связано с изменением электронных состояний в магнитном поле, например, со спиновым расщеплением, как показано в [20]. Наши результаты указывают на то, что такое воздействие магнитного поля можно приблизительно считать изотропным в плоскости слоев, то есть $B\|(ab)$.

Перейдем к анализу поперечного МС. Наряду с отрицательным, на зависимостях $R(B)$, $B\|c$, при $T < 20$ K виден и положительный вклад в $\delta R_\perp$ (см. рис. 1). Их конкуренцией можно объяснить минимум $R(B)$. Как видно из рис. 2, поле B_0 растет прямо пропорционально T. Интересно, что эту зависимость можно описать соотношением $\hbar e B_0/m^* = kT$, где e – заряд электрона, m^* – величина, близкая к массе электрона (точнее, $0.66 m_e$). Учитывая, что $\omega_c = eB_0/m^*$ – циклотронная частота электрона с массой m^*, это соотношение можно записать также в виде $\hbar\omega_c = kT$.

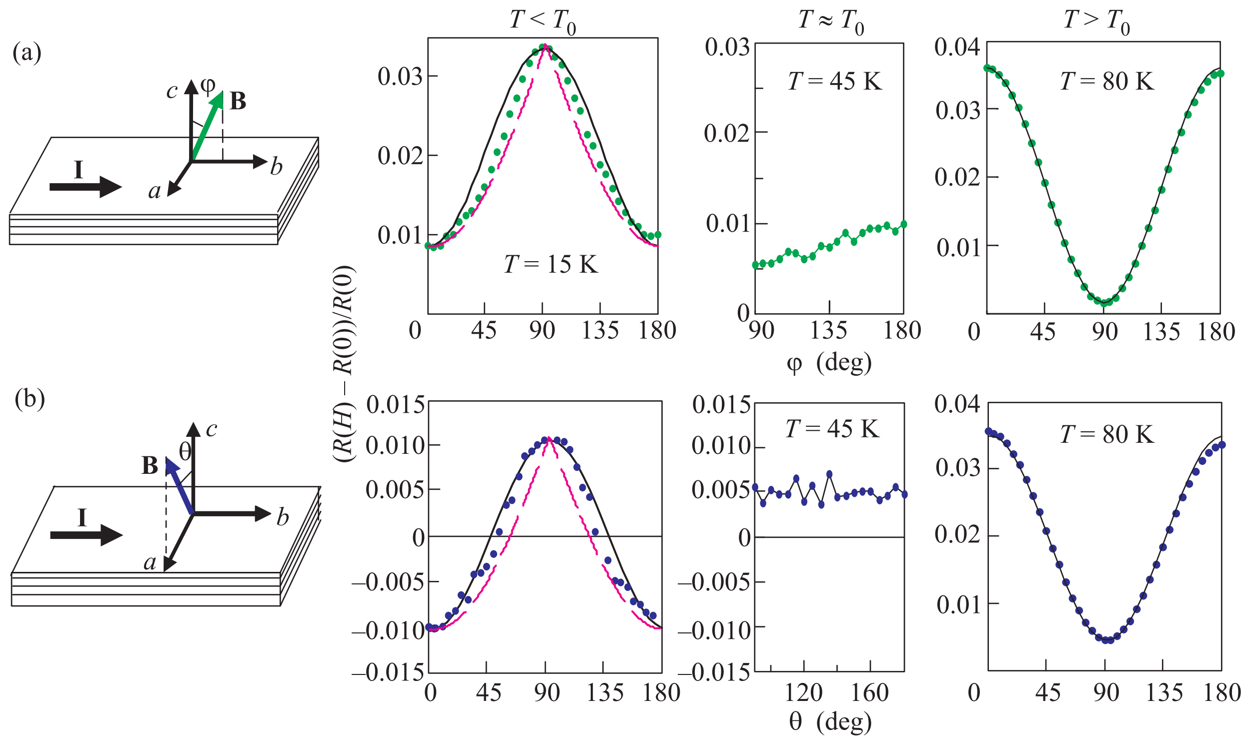

Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловые зависимости магнетосопротивления при вращении магнитного поля вокруг оси a (a) и вокруг оси b (b). Точки – экспериментальные данные. Сплошными линиями показаны зависимости $\cos(2\theta)$ или $\cos(2\varphi)$, пунктиром – $|\cos(\theta)|$ или $|\cos(\varphi)|$. Слева – схемы экспериментов. $B = 9$ Тл

Ниже 25 K зависимости $\delta R_\perp(B)$ могут быть представлены как сумма отрицательного линейного и положительного квадратичного вкладов. При этом отрицательный вклад слабо зависит от температуры, а положительный – падает с ростом T. Если объяснять положительное МС в рамках классической модели Друде, $\delta R_\perp/R = \mu^2 B^2$, его падение отражает снижение подвижности носителей μ. Оценка подвижности при гелиевой температуре (и ниже) дает значение 400 см^2/Вс, что для $m^* = 0.66 m_e$ соответствует времени упругого рассеяния $1.5 \cdot 10^{-13}$ с.

Приведенные оценки представляются вполне разумными. Так, значение подвижности, полученное из холловских измерений, составило 200 см^2/Вс при 100 K [14]. Вместе с тем, если продольное МС связано с изменением электронных состояний в магнитном поле, можно ожидать аналогичного увеличения сопротивления и в магнитном поле, перпендикулярном слоям [20]. Считая этот эффект изотропным, мы вычитаем $\delta R_\parallel$ из $\delta R_\perp$ и получаем двумерный вклад в поперечное магнетосопротивление в чистом виде. При такой обработке экспериментальных данных минимум $\delta R_\perp(B)$ пропадает при всех температурах, и $\delta R_\perp$ оказывается отрицательным при всех B, если $T < T_0$. На рис. 4 показаны зависимости от магнитного поля скорректированной поперечной магнетопроводимости $\delta\sigma_\perp \equiv 1/R_\perp - 1/R_\parallel$, где $R_\perp$ и $R_\parallel$ – сопротивление в перпендикулярном и продольном поле соответственно.

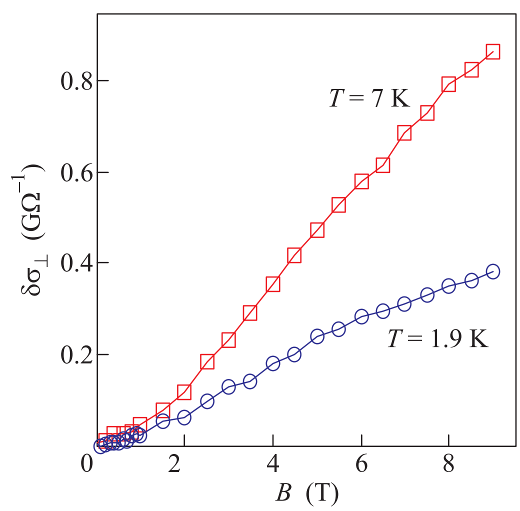

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости скорректированной поперечной магнетопроводимости $\delta\sigma_\perp(B)$ при двух температурах (см. рис. 1a), $\delta\sigma_\perp = 1/R_\perp - 1/R_\parallel$, где $R_\parallel$ измерено при $B \| b$

Зависимости $\delta\sigma_{\perp}(B)$ при низких температурах описываются квадратичной зависимостью при $B < < 2$ Тл и логарифмической при $B > 3{-}4$ Тл (см. рис. 4), что согласуется с теорией квантовых поправок к проводимости в 2D случае [8]. Аналогичное поведение магнетосопротивления в поле, как перпендикулярном, так и параллельном слоям ($B \perp I$), наблюдалось ранее в слоистых органических проводниках в условиях антиферромагнитного упорядочения [5]. При этом отрицательное магнетосопротивление было объяснено 2D слабой локализацией на дефектах анионной решетки. Мы также предполагаем, что отрицательное поперечное магнетосопротивление в TiS_3 обусловлено 2D слабой локализацией. В [3] показано, что этот механизм применим к слоистым полупроводникам с высоким удельным сопротивлением (~ 300 Ом см). Модели, объясняющие отрицательное МС влиянием магнитного поля на электронные уровни в условиях прыжковой проводимости и андерсоновской локализации [2, 9] в примесных полупроводниках [2] и дихальгенидах с ВЗП [6, 7], вряд ли применимы к монокристаллам TiS_3, поскольку в их рамках трудно объяснить положительное $\delta R_{\parallel}$.

В зависимости от образца величина $\delta\sigma_{\perp}$ при $B = \mathrm{const}$ могла увеличиваться (как на рис. 4) или уменьшаться с повышением температуры. Уменьшение $\delta\sigma_{\perp}$ с ростом T наблюдалось в более низкоомных кристаллах, предположительно с большей концентрацией вакансий серы. В любом случае изменения были малыми по сравнению с изменением самой проводимости. Для количественного анализа $\delta\sigma_{\perp}(T)$ в TiS_3, возможно, следует учесть анизотропию положительного МС, например, g-фактора и друдевский вклад.

Интересно, что отрицательное МС появляется ниже температуры T_0, которую мы связываем с фазовым переходом в состояние с зарядовым [12–14] или магнитным упорядочением. Если при T_0 происходит конденсация электронов в коллективное состояние, ниже T_0 снижается концентрация носителей, и могут появиться новые структурные дефекты. Дополнительные дефекты кристалла, связанные с возникновением ВЗП, наблюдались в квазиодномерном соединении NbS_3 с помощью ПЭМ [21]. Рассеяние на подобных дефектах, а также на дефектах электронного кристалла, может быть причиной слабой локализации в монокристаллических вискерах TiS_3. Снижением концентрации квазичастиц мы можем объяснить резкий рост продольного положительного МС ниже T_0 (см. [19, 20]).

Таким образом, полевые и угловые зависимости магнетосопротивления в слоистом полупроводнике TiS_3 свидетельствуют о двумерном характере проводимости при $T < 100$ К. Появление положительного продольного и отрицательного поперечного магнетосопротивлений ниже T_0 указывает на возникновение зарядового или магнитного упорядочения при этой температуре. Анизотропное поведение магнетосопротивления можно объяснить существованием двух разных вкладов в МС – объемного (изотропного) и двумерного. Объемный вклад связан с изменением электронной структуры в магнитном поле и приводит к положительному продольному МС. Наиболее вероятный механизм двумерного вклада – разрушение магнитным полем слабой 2D локализации, приводящее к отрицательному поперечному МС. При этом усиление рассеяния, возможно, связано с появлением дополнительных дефектов при возникновении электронного кристалла.

Авторы благодарны А.Н. Титову за предоставление образцов, В.А. Волкову, А.А. Синченко, С.Г. Зыбцеву и Н.П. Степиной за обсуждение результатов. Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты # 16-02-01095 и 17-02-01343), Президиума РАН и ОФН РАН, а также Словенско-Российского проекта ARRS-MS-BI-RU-JR-Prijava/2016/51. Измерения угловых зависимостей магнетосопротивления выполнены в рамках проекта РНФ (17-12-01519). Магнитотранспортные измерения выполнены в Центре коллективного пользования ФИАН.

1. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **81**, 768 (1981).
2. J. F. Woods and C. Y. Chen, Phys. Rev. **135**, A1462 (1964).
3. Н. Б. Брант, В. А. Кульбачинский, З. Д. Ковалюк, Г. В. Лашкарев, Физика и техника полупроводников **21**, 1001 (1987).
4. T. Ivek, M. Čulo, M. Kuveždić, E. Tutiš, M. Basletić, B. Mihaljević, E. Tafra, S. Tomić, A. Löhle, M. Dressel, D. Schweitzer, and B. Korin-Hamzić, Phys. Rev. B **96**, 075141 (2017).
5. J. P. Ulmet, L. Bachere, and S. Askenazy, Phys. Rev. B **38**, 7782 (1988).
6. N. Kobayashi and Y. Muto, Solid State Commun. **30**, 337 (1979).
7. S. Uchida, K. Tanabe, K. Okajima, and S. Tanaka, Physica B **99**, 199 (1980).
8. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, М. (2005).
9. H. Fukuyama and K. Yoshida, J. Phys. Soc. Japan **46**, 102 (1979).
10. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
11. R. Yomo, K. Yamaya, M. Abliz, M. Hedo, and Y. Uwatoko, Phys. Rev. B **71**, 132508 (2005).

12. И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **100**, 281 (2014).
13. И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. Н. Титов, В. Н. Тимофеев, ЖЭТФ **138**, 335 (2010).
14. I. G. Gorlova, S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, N. B. Bolotina, S. Yu. Gavrilkin, and A. Yu. Tsvetkov, Physica B **460**, 11 (2015).
15. J. O. Island, M. Barawi, R. Biele, A. Almazán, J. M. Clamagirand, J. R. Ares, C. Sánchez, H. S. van der Zant, J. V. Álvarez, R. D'Agosta, I. J. Ferrer, and A. Castellanos-Gomez, Adv. Mater. **27**, 2595 (2015).
16. А. С. Шкварин, Ю. М. Ярмошенко, М. В. Яблонских, А. И. Меренцов, А. Н. Титов, Журнал структурной химии **55**, 1095 (2014).
17. I. G. Gorlova, S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, N. B. Bolotina, I. A. Verin, and A. N. Titov, Physica B **407**, 1707 (2012).
18. Н. Б. Болотина, И. Г. Горлова, И. А. Верин, А. Н. Титов, А. В. Аракчеева, Кристаллография **61**, 888 (2016).
19. L. A. Morgun, A. Yu. Kuntsevich, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **93**, 235145 (2016).
20. V. T. Dolgopolov and A. Gold, Pis'ma v ZhETF **71**, 42 (2000).
21. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, О. М. Жигалина, Д. Н. Хмеленин, Д. Старешинич, С. Штурм, Е. Чернышова, ЖЭТФ **151**, 776 (2017).