

## ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ КВАЗИОДНОМЕРНОГО СОЕДИНЕНИЯ $\text{TiS}_3$

И. Г. Горлова<sup>a\*</sup>, В. Я. Покровский<sup>a</sup>, С. Г. Зыбцев<sup>a</sup>, А. Н. Титов<sup>b</sup>, В. Н. Тимофеев<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
125009, Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620131, Екатеринбург, Россия

<sup>c</sup> Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Приведены результаты исследований структуры и транспортных свойств монокристаллических вискеро- квазиодномерного полупроводника  $\text{TiS}_3$ . Измерена температурная зависимость анизотропии проводимости в плоскости слоев ( $ab$ ). Анизотропия составляет 5 при 300 К и возрастает с понижением температуры. При 59 К и 17 К наблюдаются особенности на температурных зависимостях проводимости в направлениях вдоль и поперек цепочек, а также качественно меняется вид вольт-амперных характеристик, измеренных вдоль цепочек. Ниже 60 К на вольт-амперных характеристиках появляется нелинейность, а ниже 10 К их вид становится пороговым. Результаты указывают на возможные фазовые переходы и коллективный механизм проводимости при низких температурах.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Коллективные состояния электронов, такие как волны зарядовой и спиновой плотности, высокотемпературная сверхпроводимость, зарядовое упорядочение вигнеровского типа, реализуются в основном в низкоразмерных системах. С этим связан постоянный интерес к исследованиям материалов с пониженной размерностью, в том числе квазидвумерных и квазиодномерных проводников. Большой интерес к квазиодномерным проводникам — трихалькогенидам переходных металлов V группы [1, 2] вызван прежде всего тем, что в некоторых из них наблюдается пайерлсовский переход и движение волны зарядовой плотности (ВЗП). Трисульфид титана  $\text{TiS}_3$ , исследованию которого посвящена настоящая работа, является представителем другого, менее изученного класса квазиодномерных соединений — трихалькогенидов переходных металлов IV группы. Эти вещества относятся к диамагнитным полупроводникам [1, 3]. Они характеризуются сравнительно простой структурой. Элементарная ячейка

содержит две металлических цепочки одного типа, направленные вдоль оси  $b$  и сдвинутые друг относительно друга на полпериода кристаллической решетки в направлении оси  $b$  [4]. Цепочки образуют слои в плоскости  $ab$ , которые изолированы друг от друга двойными слоями атомов серы и связаны между собой ван-дер-ваальсовым взаимодействием [1, 4]. До настоящего времени среди соединений этой группы пайерлсовский переход обнаружен только в  $\text{ZrTe}_3$ . При этом удивительно, что волна зарядовой плотности образуется в плоскостях, перпендикулярных цепочкам [5], а не вдоль них, как это обычно происходит.

При высоких температурах трисульфид титана, так же как и  $\text{ZrTe}_3$ , проявляет металлические свойства: сопротивление  $\text{TiS}_3$  в направлении вдоль проводящих цепочек уменьшается с понижением температуры. Вблизи 250 К наблюдается минимум на температурной зависимости сопротивления  $R(T)$  и происходит переход от металлического поведения к диэлектрическому [6, 7]. Ниже 250 К сопротивление растет с понижением температуры и начинает зависеть от частоты [6], что можно было бы связать с образованием ВЗП. Однако до сих пор никаких следов

\*E-mail: gorl@cplire.ru

структурного перехода в  $\text{TiS}_3$  обнаружено не было [7]. Диэлектрическое поведение  $\text{TiS}_3$  при  $T < 200$  К было объяснено локализационными эффектами [6], так же как и зависимость сопротивления от частоты.

Недавно в  $\text{TiS}_3$  была обнаружена нелинейная проводимость при  $T < 60$  К [8], что усилило интерес к изучению этого соединения. В настоящей работе мы приводим результаты структурных исследований и измерений анизотропии проводимости вискеров  $\text{TiS}_3$  в плоскости слоев ( $ab$ ), обобщаем новые и полученные ранее результаты и обсуждаем возможности образования конденсированного состояния в монокристаллах  $\text{TiS}_3$  при низких температурах.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллические вискеры  $\text{TiS}_3$  выращивались в кварцевых ампулах методом газотранспортных реакций с использованием в качестве исходной шихты  $\text{TiS}_2$  и избытка серы. Перенос осуществлялся на холодный конец, на котором поддерживалась температура  $500^\circ\text{C}$ , тогда как навеска  $\text{TiS}_2$  находилась на горячем конце ампулы при температуре  $700^\circ\text{C}$ . Процесс выращивания занимал от нескольких дней до недели. Образцы представляют собой ограниченные ленты размерами  $(500\text{--}3000) \times (10\text{--}200) \times (1\text{--}20)$  мкм<sup>3</sup>. Размеры указаны соответственно вдоль направлений  $b$ ,  $a$  и  $c$ . Такая форма образцов характерна для слоистых квазиодномерных соединений, таких как, например,  $\text{NbSe}_3$ . На слоистую квазиодномерную структуру указывают и соотношения параметров решетки:  $a = 0.50$  нм,  $b = 0.34$  нм,  $c = 0.88$  нм [3]. Направление максимальной скорости роста вискерообразов совпадает с направлением кристаллографической оси  $b$ . Вискеры легко расщепляются вдоль плоскостей, параллельных  $ab$ , и несколько хуже вдоль  $bc$ . Вдоль плоскости  $ac$  (поперек металлоцепочек) кристаллы можно расколоть, но труднее получить ровный скол. Тем не менее, нам удавалось откалывать образцы, пригодные для измерения поперечной проводимости (вдоль оси  $a$ ).

Проведенные нами структурные исследования в плоскости  $ab$  тонких полупрозрачных образцов методом просвечивающей электронной микроскопии показали высокое совершенство кристаллов (см. рис. 1). Плотность дефектов мала. Обнаружены ступени роста, расположенные вдоль оси  $b$ , сетки дислокаций в плоскости  $ab$  и стенки дислокаций (рис. 1а).

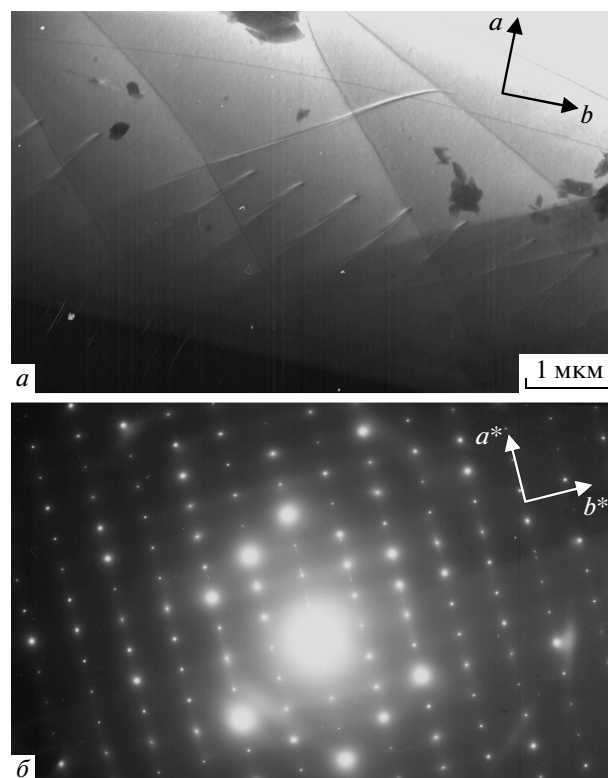


Рис. 1. а) Светлопольная микрофотография вискера  $\text{TiS}_3$ . Видны дислокации в плоскости  $ab$ . Целый ряд (стенка) дислокаций, выходящих на поверхность, и ступенька роста (в левом нижнем углу) направлены вдоль оси  $b$ . б) Электронограмма этого же образца, полученная при комнатной температуре

Дислокации не являются ростовыми и, скорее всего, образуются при расщеплении кристалла. Дифракционные картины, полученные при комнатной температуре (рис. 1б) и при  $155$  К, т. е. выше и ниже температуры перехода металл–диэлектрик, практически не отличаются друг от друга. Дополнительного упорядочения, к которому могло бы привести образование ВЗП, не наблюдалось, так же как и в работе [7], что подтвердило отсутствие структурных переходов в этом диапазоне температур. Постоянные кристаллической решетки (рис. 1б) соответствуют данным, известным для  $\text{TiS}_3$  [3].

Температурные зависимости сопротивления измерялись в разных кристаллографических направлениях в плоскости слоев: измерительный ток пропускался вдоль цепочек (по оси  $b$ ) или поперек цепочек (по оси  $a$ ). Электрические контакты для продольных измерений наносились методом механического прижатия свежесрезанных полосок ин-

дия к вискерам. Для поперечных измерений откалывался кусок вискера с характерными размерами  $100 \times 100 \text{ мкм}^2$  в плоскости  $ab$ . На него методом лазерного напыления наносились золотые контакты — полоски шириной несколько микрон. Полоски были направлены вдоль оси  $b$  и пересекали весь образец. Контактное сопротивление во всех случаях не превышало 10 Ом, а приведенное к площади контакта не превышало  $10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ . Измерения  $R(T)$  и ВАХ проводились по стандартной четырехзондовой схеме в режиме заданного тока с помощью нановольтметра Keithley 2182A. Ток  $I$  задавался с помощью источника тока Keithley 2400. Для исключения вклада термоэдс измерения каждой точки зависимостей  $R(T)$  проводились при двух противоположных направлениях тока. Следует отметить некоторую нестабильность сопротивления образцов при низких температурах: после нескольких циклов охлаждения–нагрева значение сопротивления при  $T = 4.2 \text{ К}$  оказывалось примерно в два раза ниже первоначальной величины и стабилизировалось на этом уровне. Качественный же вид кривых  $R(T)$  не менялся, и все особенности наблюдались при тех же температурах. Температурные зависимости продольного сопротивления были измерены на семи образцах, поперечного — на двух, а вольт-амперные характеристики в продольном направлении — на четырех. Оценки нагрева вискером показали, что в условиях эксперимента он был пренебрежимо мал.

### 3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ И АНИЗОТРОПИЯ ПРОВОДИМОСТИ $\text{TiS}_3$

Температурные зависимости сопротивления вдоль цепочек (по оси  $b$ ) и поперек цепочек (по оси  $a$ ) были измерены в области температур от 340 до 4.2 К. Соответствующие кривые в диапазоне  $300 \text{ К} < T < 4.2 \text{ К}$  приведены на рис. 2а. Удельное сопротивление при  $T = 300 \text{ К}$ , измеренное вдоль цепочек, составляет  $\rho_{300} \approx 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , что соответствует результатам [6] и на 3–4 порядка больше, чем  $\rho_{300}$  известных проводников с ВЗП. Удельное сопротивление поперек цепочек (по оси  $a$ ) при комнатной температуре приблизительно в пять раз больше, чем по оси  $b$ .

При понижении температуры от 340 К сопротивление в продольном направлении уменьшается, проходит через минимум при 226 К, затем возрастает. Температуры, при которых наблюдался минимум на кривых  $R(T)$ , различались для разных образцов, так же как и в работах [6, 7], и находились в диа-

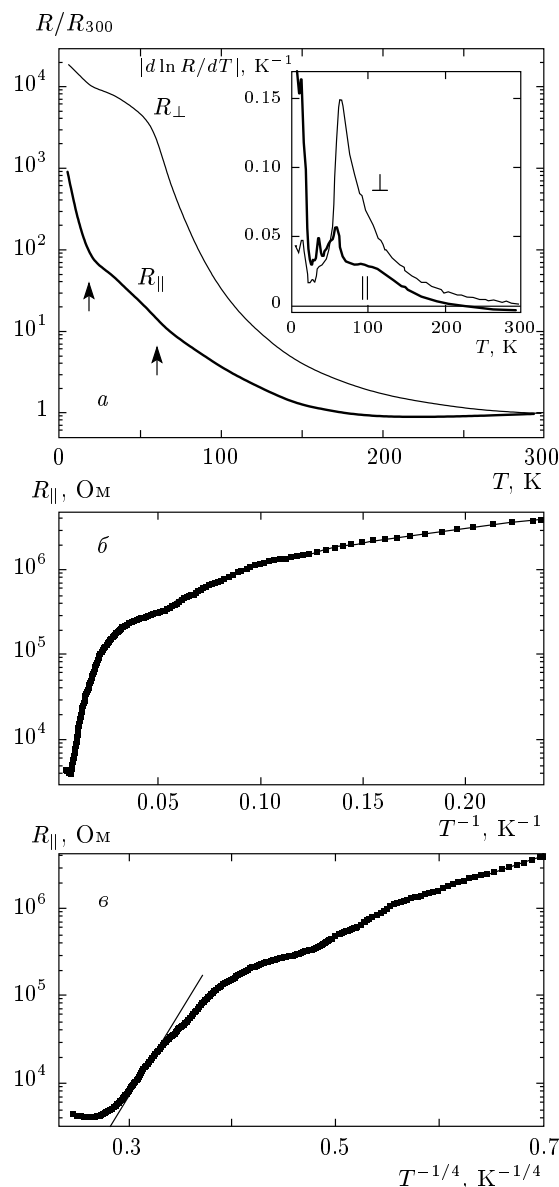


Рис. 2. а) Температурные зависимости сопротивления  $\text{TiS}_3$ , измеренные в продольном ( $R_{\parallel}$ ) и поперечном ( $R_{\perp}$ ) направлениях. Сопротивление нормировано на значение при  $T = 300 \text{ К}$ . На вставке показаны температурные зависимости логарифмических производных  $|d \ln R/dT|$ . Стрелками обозначены температуры, при которых наблюдаются максимумы  $|d \ln R/dT|$ . б, в) Температурные зависимости  $R_{\parallel}$  образца  $\text{TiS}_3$ . Прямая линия соответствует закону Мотта для прыжковой проводимости

пазоне  $200 \text{ К} < T < 260 \text{ К}$ . Зависимости  $R(T)$  согласуются с результатами работ [6, 7], в которых зависимости  $R(T)$  приведены при температурах выше 40 К. При более низких температурах сопротивле-

ние продолжает увеличиваться. Помимо известного ранее минимума при 250 К, на температурной зависимости сопротивления вдоль оси  $b$  видны особенности вблизи 59 К и 17 К. Этим температурам соответствуют максимумы (по абсолютной величине) производной  $d \ln R/dT$  (вставка к рис. 2а).

В отличие от продольного, поперечное сопротивление при  $T < 300$  К монотонно возрастает с понижением температуры, причем гораздо сильнее, чем продольное. На температурной зависимости поперечного сопротивления никаких особенностей в диапазоне  $200 \text{ К} < T < 260 \text{ К}$  не обнаружено. Минимум  $R(T)$ , соответствующий переходу металл–диэлектрик, наблюдается при гораздо более высокой температуре  $T \approx 320 \text{ К}$ . Однако максимумы производной  $|d \ln R/dT|$  наблюдаются в обоих направлениях примерно при одних и тех же температурах (см. вставку к рис. 2а). Пики производной  $R(T)$  в поперечном направлении более широкие, чем в продольном, и всего на несколько градусов сдвинуты в область высоких температур. Отметим, что в этой работе приводятся первые результаты исследования поперечной проводимости  $\text{TiS}_3$  и требуются более детальные измерения в поперечном направлении.

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ $\text{TiS}_3$ ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Вольт-амперные характеристики измерялись в интервале температур 4.2–125 К и в электрических полях до 200 В/см. При температурах выше 60 К ВАХ практически линейны. В области температуры  $T \approx 60 \text{ К}$ , при которой наблюдается максимум  $|d \ln R/dT|$ , сопротивление начинает зависеть от электрического поля. С понижением температуры нелинейность возрастает и на зависимостях дифференциального сопротивления  $R_d$  от приложенного напряжения  $V$  появляется перегиб, а при  $T < 10 \text{ К}$  зависимости  $R_d(V)$  становятся пороговыми. На рис. 3 приведены кривые  $R_d(V)$  при низких температурах. При  $T = 4.2 \text{ К}$  сопротивление не зависит от напряжения до  $|V| = 31 \text{ мВ}$  (см. вставку к рис. 3), затем резко убывает и при напряжении 1 В уменьшается в 10 раз. При больших напряжениях уменьшение  $R_d$  замедляется и  $R_d(V)$  стремится к насыщению. Пороговое поле при 4.2 К составляет примерно 6 В/см и растет с повышением температуры. Более подробно результаты изложены в работе [8]. Там же приведены зависимости  $R_d(V)$ , измеренные при температурах от 90 К до 4.2 К (рис. 2 из [8]).

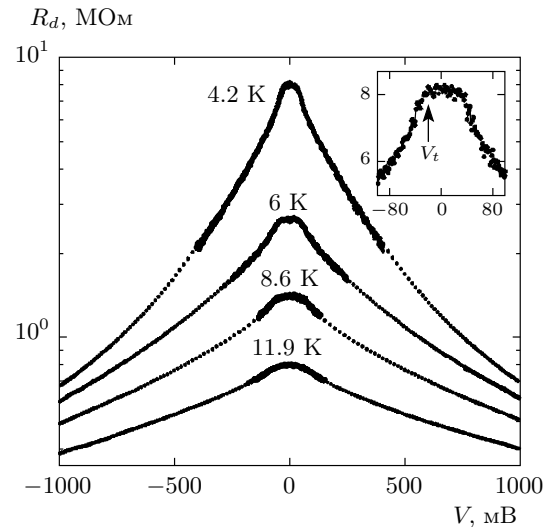
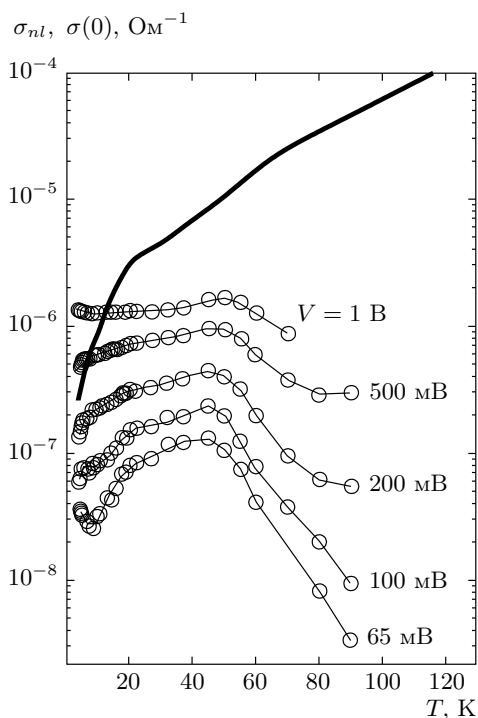


Рис. 3. Зависимости дифференциального сопротивления вискера  $\text{TiS}_3$  от приложенного напряжения при разных температурах. На вставке приведен участок кривой при 4.2 К для  $|V| < 100 \text{ мВ}$ . Пороговое напряжение  $V_t$  показано стрелкой. Пороговое поле  $E_t = 5.5 \text{ В/см}$ . Расстояние между потенциальными контактами составляет 56 мкм, между токовыми — 275 мкм

На рис. 4 показаны зависимости нелинейной части дифференциальной проводимости,  $\sigma_{nl} \equiv \sigma_d(V) - \sigma_d(0)$ , от температуры для фиксированных значений  $V$ . Здесь же показана температурная зависимость линейной проводимости  $\sigma(0)$ , измеренная при токе  $I \leq 0.1 \text{ мкА}$ . При высоких температурах нелинейная проводимость  $\sigma_{nl}$  мала по сравнению с линейной. С понижением температуры  $\sigma_{nl}$  возрастает, проходит через максимум примерно при 50 К и затем уменьшается. При  $T < 50 \text{ К}$  на температурных зависимостях  $\sigma_{nl}$  воспроизводятся особенности температурного хода линейной проводимости, в частности, излом вблизи 17 К. При максимальных напряжениях  $\sigma_{nl}$  практически не зависит от  $T$ .

#### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Учитывая отсутствие структурных изменений до 130 К [7] и не обнаружив нелинейной проводимости в  $\text{TiS}_3$ , авторы [6] объяснили переход металл–диэлектрик вблизи 250 К процессом локализации электронов в неупорядоченной среде. Как видно из рис. 2в,  $R(T)$  для наших образцов в диапазоне 75–150 К можно описать зависимостью



**Рис. 4.** Температурные зависимости линейной проводимости  $\sigma(0)$ , измеренной при токе  $I \leq 0.1$  мкА (жирная линия), и нелинейной части дифференциальной проводимости,  $\sigma_{nl} \equiv \sigma_d(V) - \sigma_d(0)$ , при  $V = \text{const}$  (кружки). Значения  $V$  указаны рядом с соответствующими кривыми. Тонкие линии проведены для удобства восприятия

$\exp[-(T_M/T)^{1/4}]$  (где  $T_M = 1.6 \cdot 10^6$  К), которая соответствует прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для трехмерного случая [9]. Однако прыжковым механизмом нельзя объяснить порогового вида ВАХ при низких температурах. Хотя прыжковая проводимость в больших полях может быть нелинейной, отклонение  $R_d$  от постоянной величины имеет плавную зависимость от поля [10]. Прыжковой проводимостью нельзя объяснить и резкие особенности на  $R(T)$ : в этом случае сопротивление должно меняться с изменением температуры плавно, без пиков на производных, в отличие от того, что мы наблюдаем для  $\text{TiS}_3$  (см. вставку к рис. 2а).

То обстоятельство, что сопротивление начинает зависеть от электрического поля именно при температуре  $T \approx 60$  К, при которой наблюдаются максимумы производных  $d \ln R/d(1/T)$ , указывает на то, что в системе происходит структурный или электронный фазовый переход. Пороговый вид ВАХ может указывать на коллективный механизм проводи-

мости выше порогового напряжения. Можно предположить, что в квазиодномерном соединении  $\text{TiS}_3$  возникает пайерлсовская неустойчивость с образованием ВЗП. Нелинейные ВАХ ниже 10 К, имеющие характерную для квазиодномерных проводников форму, могут быть связаны с депиннингом и скольжением ВЗП. В пользу образования ВЗП свидетельствуют и зависимости  $\sigma_{nl}$  от температуры при разных значениях  $V$ , представленные на рис. 4. Максимум на кривых  $\sigma_{nl}(T)$  подтверждает, что в системе происходит фазовый переход. Ниже перехода нелинейная проводимость уменьшается подобно линейной, повторяя ее особенности. Такое поведение наблюдается и в пайерлсовских проводниках [1, 2], например, в  $\text{TaS}_3$  [11]. Еще одно общее свойство квазиодномерных проводников с ВЗП — слабая зависимость  $\sigma_{nl}$  от температуры и электрического поля в сильных полях [1, 2] — также наблюдается для  $\text{TiS}_3$  (см. рис. 3, 4). При этом в квазиодномерных проводниках с ВЗП значение проводимости, как известно, приближается к величине проводимости в отсутствие пайерлсовской щели [1, 2]. В случае  $\text{TiS}_3$  для  $T < 17$  К асимптотический уровень проводимости при  $V \rightarrow \infty$  можно оценить как  $(0.2\text{--}0.3 \text{ МОм})^{-1}$ , см. рис. 3. Это примерно соответствует линейной проводимости при 17 К (рис. 4). Таким образом, логично предположить, что особенность при 17 К (рис. 2а) также связана с формированием ВЗП. В принципе, оба максимума производной  $d \ln R/d(1/T)$  (при 17 К и 59 К) могут быть связаны с пайерлсовскими переходами, как, например, в случае  $\text{NbSe}_3$  [1, 2]. При этом надо отметить, что в нашем случае зависимость  $R(T)$  ниже 59 К нельзя описать термоактивационным законом  $R \propto \exp(\Delta/T)$ , где  $\Delta$  — величина пайерлсовской щели (см. рис. 2б). Только ниже 17 К поведение  $R(T)$  приближается к активационному (рис. 2б). Активационная зависимость  $R(T)$  характерна для многих, хотя и не для всех проводников с ВЗП. Переход может быть сильно размыт из-за флуктуаций. Кроме того, в случае  $\text{TiS}_3$  фазовые переходы происходят на фоне другого процесса диэлектризации, начинающегося при более высокой температуре ( $\sim 250$  К), возможно, локализации [6] и, скорее всего,  $R(T)$  отражает оба вклада в сопротивление.

Важной характеристикой квазиодномерного проводника, определяющей степень его одномерности, является анизотропия проводимости. Относительно небольшая анизотропия сопротивления  $\rho_a/\rho_b \approx 5$  при  $T = 300$  К [12] (в 3 раза меньше, чем в  $\text{NbSe}_3$ , и в 20 раз меньше, чем в  $\text{TaS}_3$ ) возрастает на два порядка с понижением температуры до 50 К. Это

означает, что при низких температурах кристаллы  $\text{TiS}_3$  оказываются значительно более одномерными и по величине анизотропии становятся подобными типичным пайерлсовским проводникам. Рост анизотропии с понижением температуры характерен для проводников с ВЗП, хотя столь сильное возрастание  $\rho_a/\rho_b$  удивительно. Как и в пайерлсовских проводниках, особенности на зависимости  $R(T)$  наблюдаются при измерениях в обоих направлениях, при этом в поперечном направлении имеют более размытый вид (рис. 2а). Согласно работам [13, 14], по мере приближения к переходу со стороны высоких температур вклад от дополнительного рассеяния на фонах мягкой моды раньше становится заметным на поперечной проводимости, что приводит к более плавной зависимости ее от температуры.

Таким образом, все результаты можно объяснить образованием ВЗП в квазиодномерном полупроводнике  $\text{TiS}_3$  при низких температурах.

Вместе с тем, некоторыми свойствами  $\text{TiS}_3$  существенно отличается от типичных пайерлсовских проводников. Во-первых,  $\text{TiS}_3$  — соединение на несколько порядков более высокоомное, чем известные проводники с ВЗП. Концентрация электронов в  $\text{TiS}_3$  при комнатной температуре, определенная из эффекта Холла [15],  $n_{300} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . До сих пор пайерлсовский переход наблюдался лишь в квазиодномерных проводниках с относительно высокой концентрацией носителей ( $n_{300} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ). Это означает, что период ВЗП в  $\text{TiS}_3$  должен быть во много раз больше, чем, скажем, в  $\text{TaS}_3$  или  $\text{NbSe}_3$ . Во-вторых, отметим и сравнительно малую анизотропию проводимости  $\text{TiS}_3$  в плоскости  $ab$ . Поэтому нельзя исключить того, что вид зависимостей  $R(T)$  и  $R(V)$  при низких температурах обусловлен переходом в другое, не связанное с ВЗП, коррелированное состояние электронов. При малых концентрациях электронов таким состоянием может быть зарядовое упорядочение вигнеровского типа, обусловленное электрон-электронными корреляционными взаимодействиями без изменения кристаллической структуры. Такое упорядочение происходит, например, в квазиодномерных органических проводниках  $(\text{DI-DCNQI})_2\text{Ag}$  [16] и  $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$  [17]. В этом случае в точке перехода также наблюдается максимум производной  $d \ln R/d(1/T)$  [17]. Предполагается, что вигнеровская кристаллизация происходит и в двумерных гетероструктурах на основе  $\text{GaAs}$  [18, 19]. В таких структурах наблюдались ВАХ порогового вида [18], которые могут быть связаны с движением электронного кристалла. Интересно, что концентрация электронов в

таких структурах порядка  $10^{11} \text{ см}^{-2}$  [19], т.е. того же порядка, что и в  $\text{TiS}_3$  в пересчете на один элементарный проводящий слой.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты работы.

Структурные исследования монокристаллических вискертов  $\text{TiS}_3$  методами электронной микроскопии показали совершенство кристаллов и отсутствие структурных переходов в диапазоне температур 155–300 К.

Анизотропия проводимости  $\text{TiS}_3$  в плоскости  $ab$  составляет 5 при комнатной температуре и возрастает на два порядка с понижением температуры до 50 К.

На температурных зависимостях проводимости, измеренных вдоль кристаллографических направлений  $b$  и  $a$  (вдоль и поперек проводящих цепочек) наблюдаются особенности вблизи значений температуры 59 и 17 К, которым соответствуют максимумы производных  $|d \ln R/dT|$ .

Ниже 60 К в направлении вдоль цепочек наблюдается нелинейная проводимость, а ниже 10 К вольт-амперные характеристики имеют пороговый вид. Температурная зависимость нелинейной проводимости имеет особенности при тех же температурах, что и линейная проводимость.

Полученные результаты указывают на то, что при низких температурах в  $\text{TiS}_3$  происходит переход в коррелированное электронное состояние. Можно предположить, что при 59 и 17 К происходят два пайерлсовских перехода с образованием ВЗП. В то же время, принимая во внимание низкую концентрацию свободных носителей и диэлектрический ход проводимости при  $60 \text{ К} < T < 250 \text{ К}$ , нельзя исключить возможности другого типа электронного упорядочения.

Авторы благодарны А. П. Орлову за помощь в измерениях, а также П. Монсо, Ю. И. Латышеву и В. А. Волкову за обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-72551-НЦНИЛ-а, 08-02-01303-а), проводилась в рамках Программы Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», Программы ОФН РАН «Физика новых материалов и структур» и Международной Европейской лаборатории «Физические свойства когерентных электронных состояний в твердых телах» при под-

держке ИЦНИ (CNRS, Франция), РАН и РФФИ, включающей МСВТ и ИРЭ РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. Monceau, in *Electronic Properties of Inorganic Quasi-One-Dimensional Materials*, Part 2, ed. by P. Monceau, Reidel, Dordrecht (1985), Vol. 2, p. 139.
2. G. Grüner, in *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1994).
3. S. K. Srivastava and B. N. Avasthi, *J. Mater. Sci.* **27**, 3693 (1992).
4. F. S. Khumalo and H. P. Hughes, *Phys. Rev. B* **22**, 2078 (1980).
5. R. Yomo, K. Yamaya, M. Abliz et al., *Phys. Rev. B* **71**, 132508 (2005).
6. Pei-Ling Hsieh, C. M. Jackson, and G. Grüner, *Sol. St. Comm.* **46**, 505 (1983).
7. S. Kikkawa, M. Koizumi, S. Yamanaka et al., *Phys. Stat. Sol. A* **61**, K55 (1980).
8. И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, *Письма ЖЭТФ* **90**, 320 (2009).
9. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, Москва (2005).
10. Б. И. Шкловский, *ФТП* **6**, 2335 (1972); **13**, 93 (1979).
11. R. M. Fleming, R. J. Cava, L. F. Schneemeyer et al., *Phys. Rev. B* **33**, 5450 (1986).
12. I. G. Gorlova, V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtssev et al., in *Book of Abstracts. Int. Workshop on Electron Crystal (ECRYS-2008)*, Cargese, France, P-40 (2008), p. 91.
13. Л. П. Горьков, Е. Н. Долгов, А. Г. Лебедь, *ЖЭТФ* **82**, 613 (1982).
14. С. Г. Зыбцев, Ю. И. Латышев, Я. С. Савицкая и др., *Препринт ИРЭ № 11 (366)*, Москва (1983).
15. O. Gorochov, A. Katty, N. Le Nagard et al., *Mater. Res. Bull.* **18**, 111 (1983).
16. K. Hiraki and K. Kanoda, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4737 (1998).
17. F. Nad, P. Monceau, C. Carcel et al., *Phys. Rev. B* **62**, 1753 (2000).
18. V. J. Goldman, M. Santos, M. Shayegan et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2189 (1990).
19. E. Y. Andrei, G. Deville, D. C. Glattli et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2765 (1988).