

Анизотропия проводимости и степенной вид вольт-амперных характеристик вдоль и поперек слоев квазиодномерного слоистого полупроводника TiS_3

И. Г. Горлова¹⁾, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский

Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 июля 2014 г.

После переработки 23 июля 2014 г.

В слоистых вискерах квазиодномерного полупроводника TiS_3 обнаружена нелинейная проводимость вдоль кристаллографической оси c в направлении поперек слоев. Показано, что во всех трех направлениях, вдоль осей a , b и c , вольт-амперные характеристики описываются степенным законом с показателем степени, увеличивающимся с понижением температуры. Рассматриваются возможные механизмы нелинейной проводимости: движение конденсированных электронов, возбуждение и разрыв электронно-дырочных пар в 2D-слоях, межслоевое туннелирование в условиях кулоновской блокады с растеканием заряда в слоях.

DOI: 10.7868/S0370274X14160085

1. Введение. Переход металл–диэлектрик в низкоразмерных соединениях часто является следствием зарядового упорядочения. Это может быть электронно–структурный переход Пайерлса с образованием волны зарядовой плотности (ВЗП) в квазиодномерных и квазидвумерных проводниках или вигнеровская кристаллизация в (квази)двумерных системах с низкой концентрацией носителей. Под действием электрического поля электронный кристалл может двигаться и давать вклад в ток [1–3].

В хорошо изученных типичных пайерлсовских проводниках, таких, как TaS_3 и NbSe_3 , ВЗП образуется и движется в направлении проводящих цепочек [1]. Однако возможны и более сложные случаи. Интересным исключением из правила является ZrTe_3 , в котором пайерлсовская неустойчивость имеет место в плоскости, перпендикулярной цепочкам, из-за сильного дальнедействующего межцепочечного взаимодействия атомов теллура [4]. В ZrTe_3 ВЗП находится в запиннигованном состоянии. Нелинейной проводимости, связанной со скольжением ВЗП поперек цепочек, в нем пока не наблюдалось. В то же время нелинейная проводимость во всех трех кристаллографических направлениях обнаружена в слоистых органических кристаллах, в которых формируется не ВЗП, а зарядовое упорядочение в 2D-слоях, связанное с кулоновским отталкиванием [5, 6].

Указания на электронные фазовые переходы и нелинейная проводимость обнаружены недав-

но в слоистом квазиодномерном полупроводнике трисульфиде титана, TiS_3 [7], изоструктурном соединению ZrTe_3 . Трисульфид титана отличается низкой для образования обычной ВЗП концентрацией электронов, $n \sim (5-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 300 К [8], что на 3–4 порядка меньше, чем в известных пайерлсовских проводниках [1], в том числе в ZrTe_3 [9]. Несмотря на это, при высоких температурах TiS_3 , так же как и ZrTe_3 , ведет себя как металл. Его сопротивление вдоль цепочек падает с понижением температуры. При $T \approx 250 \text{ К}$ происходит переход металл–диэлектрик. С дальнейшим понижением T сопротивление начинает зависеть от частоты приложенного напряжения [10]. На температурной зависимости логарифмической производной сопротивления, $d \ln R / d(1/T)$, наблюдаются максимумы при 17, 60 и 120 К [7]. Ниже 120 К резко падает термоЭДС, которая при $300 \text{ К} > T > 120 \text{ К}$ практически не зависит от температуры [10]. Подобное поведение термоЭДС наблюдалось в ZrTe_3 [4]. При $T < 60 \text{ К}$ обнаружена нелинейная проводимость вдоль направления металлоцепочек (ось b) [7]. Эти и некоторые другие свойства TiS_3 [7, 11] характерны также для квазиодномерных проводников, в которых ВЗП может двигаться. Вместе с тем имеются и существенные отличия. Главные из них – отсутствие четко определенного порогового напряжения на ВАХ и поперечная нелинейная проводимость, наблюдавшаяся перпендикулярно цепочкам в слоях (ось a) при $T < 120 \text{ К}$ [12].

¹⁾e-mail: gorl@cplire.ru

До недавнего времени транспортные свойства TiS_3 изучались только в плоскости проводящих слоев (ab) [7, 11, 12]. В настоящей работе приведены результаты измерений сопротивления поперек слоев (вдоль оси c) в зависимости от температуры и электрического поля. Определена анизотропия проводимости. Обнаружена нелинейная межслоевая проводимость. Установлен степенной вид ВАХ в трех кристаллографических направлениях.

2. Эксперимент. Монокристаллические висеры TiS_3 были синтезированы в ИФМ УрО РАН (г. Екатеринбург) в группе А.Н. Титова. Высокое качество кристаллов подтвердили исследования методами электронной микроскопии [11] и рентгеновской дифракции [12]. В работе приводятся данные для образцов из двух ростовых партий. Удельное сопротивление этих образцов вдоль цепочек составляет $\rho_{300} = 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (партия 1) и $0.2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (партия 2). Такой разброс ρ_{300} согласуется с литературными данными (ср. [8] и [10]). Свойства образцов из этих партий близки. Так, зависимости $R(T)$ в диапазоне 4.2–300 К качественно совпадают, и на них наблюдаются аналогичные особенности. В то же время рост сопротивления при охлаждении от комнатной температуры до 4.2 К достигает 3 порядков для партии 1 и превышает 5 порядков для партии 2. Данные по нелинейной проводимости вдоль цепочек (ось b) мы приводим для обеих партий. Межслоевой транспорт и анизотропия проводимости были исследованы только на партии 1. Исследования межслоевого транспорта проводились двухзондовым методом (см. вставки к рис. 1). Для этого висеры раскалывались вдоль плоскости (ac). В результате получались образцы в виде почти квадратных пластинок с размерами $(100\text{--}250) \times (100\text{--}250) \times (2\text{--}10) \text{ мкм}^3$. На противоположные грани образца, параллельные плоскости (ab), методом лазерного напыления через специальную маску с двумя соосными отверстиями наносились два одинаковых соосных золотых контакта. К золотым контактам прижимались тонкие проволоки из In. Эти гибкие проволоки, на которых практически висели образцы (см. вставки к рис. 1), обеспечивали стабильность контактов при термоциклировании. Контактное сопротивление было на 3–4 порядка меньше сопротивления образцов и (приведенное к площади контакта) не превышало $\sim 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ при 300 К и $\sim 10^{-1} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ при 4.2 К. На рис. 1 показаны температурные зависимости контактного сопротивления, измеренного по стандартной трехточечной схеме.

Зависимости сопротивления R от температуры и электрического поля измерялись на переменном токе

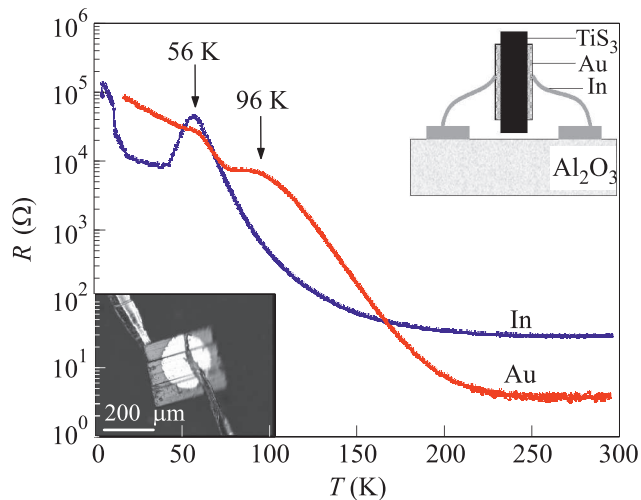


Рис. 1. Температурные зависимости контактного сопротивления золотых напыленных с помощью лазера и индиевых прижимных контактов к висерам TiS_3 . Ток пропусклся вдоль оси a в случае Au и вдоль оси b в случае In. В обоих случаях измерения проводились по трехточечной схеме. При этом все контакты были расположены на одной грани ab . На верхней вставке – схема монтажа образцов для транспортных измерений вдоль оси c . На нижней вставке – фотография образца висера TiS_3 с золотыми контактами, приготовленного для измерений вдоль оси c

($R < 10^9 \text{ Ом}$) и на постоянном токе ($R < 10^{13} \text{ Ом}$). Использовались две измерительные установки: одна – на базе высокочувствительных мультиметров Keithley 2000, нановольтметра Keithley 2182A и источника тока Keithley 2400, другая – на базе электрометрического усилителя У5-11. Диапазон измерительных токов составлял $10^{-14}\text{--}10^{-2} \text{ А}$. Специальные исследования показали, что нагрев образцов при измерениях был пренебрежимо мал.

3. Результаты. На рис. 2а приведена температурная зависимость сопротивления висера TiS_3 , измеренная поперек слоев (партия 1). При комнатной температуре удельное сопротивление ρ вдоль оси c составляет $\rho_c \approx 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и возрастает на ~ 6 порядков с понижением температуры до 50 К. Удельное сопротивление, измеренное вдоль оси c , оказалось выше, чем вдоль осей a и b . Анизотропия удельного сопротивления составляет $\rho_c : \rho_a : \rho_b \sim 20 : 5 : 1$ при комнатной температуре и возрастает с понижением температуры, особенно резко – при $T < 100 \text{ К}$. При 50 К $\rho_c : \rho_a : \rho_b \sim 10^6 : 10^3 : 1$ (см. вставку к рис. 2а).

На двух образцах ниже 300 К характер зависимости $\rho_c(T)$ был близок к термоактивационному с энергией активации $\approx 1000 \text{ К}$. На всех пяти образцах при $T < 120 \text{ К}$ энергия активации возрастала, дости-

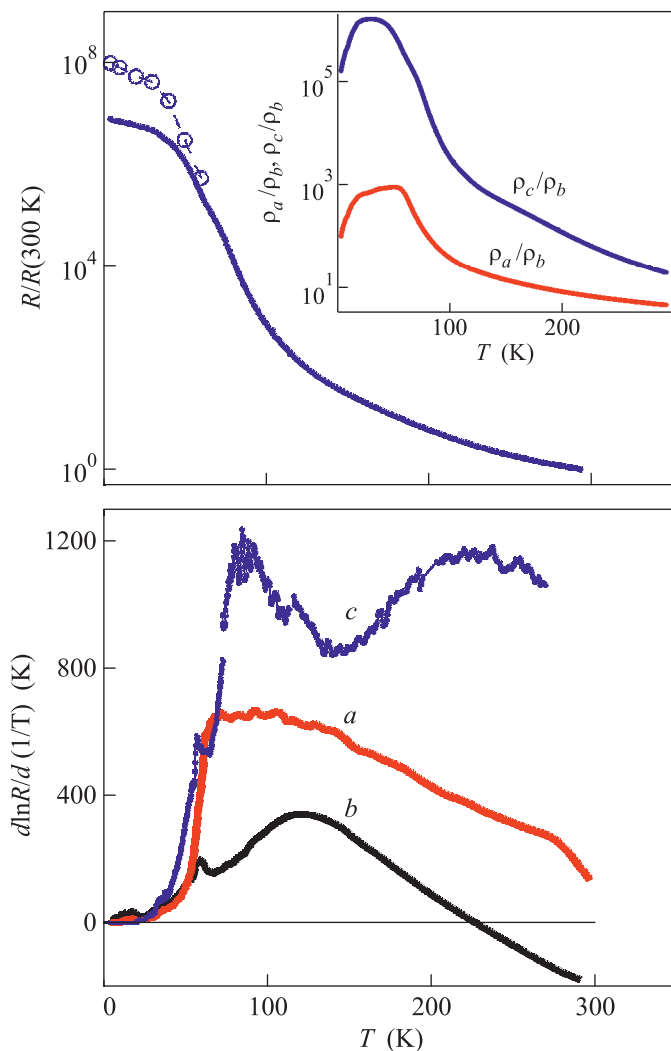


Рис. 2. (а) – Температурная зависимость сопротивления висковеров TiS_3 вдоль оси c , нормированного на $R(300\text{ K})$. Плотность тока $j_c = 1.5 \cdot 10^{-5}\text{ A/cm}^2$ ($o - j_c = 2 \cdot 10^{-6}\text{ A/cm}^2$). На вставке – температурные зависимости отношений ρ_a/ρ_b и ρ_c/ρ_b . Ниже 20 К надо принять во внимание нелинейность сопротивления. (б) – Температурные зависимости логарифмических производных $d \ln R/d(1/T)$ вдоль направлений a , b и c

гая максимума при $T \approx 80\text{ K}$. При $T \approx 60\text{ K}$ виден еще один максимум производной $d \ln R/d(1/T)$, наблюдавшийся также и в двух других кристаллографических направлениях [7, 12] (рис. 2б). При дальнейшем понижении температуры ($60\text{ K} > T > 20\text{ K}$) производные $d \ln R/d(1/T)$ резко снижаются. Заметим, что на зависимости $\rho_c(T)$ мы не обнаружили максимума производной при 18 К, который наблюдался на $\rho_a(T)$ и $\rho_b(T)$.

При температурах ниже 60 К проводимость поперек слоев становится нелинейной (рис. 3), так же как

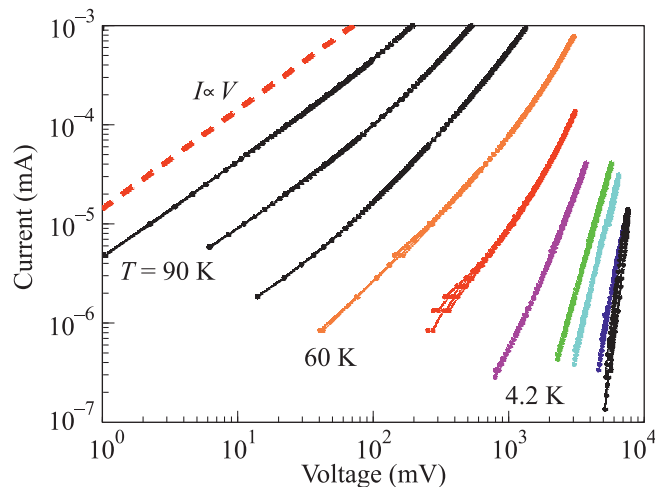


Рис. 3. ВАХ, измеренные вдоль оси c (партия 1) при $T = 4.2, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90\text{ K}$, в двойном логарифмическом масштабе. Штриховая линия соответствует закону Ома

и в плоскости слоев. При малых токах выполняется закон Ома. При увеличении тока выше некоторого критического значения ($I > I^*$) появляется отклонение от линейного закона. Значение I^* уменьшается с понижением температуры. Ниже 30 К во всем измеряемом диапазоне токов проводимость нелинейна.

Как видно из рис. 3 и 4, вольтамперные характеристики (ВАХ) в большом диапазоне токов хорошо описываются степенным законом с зависящим от температуры показателем степени: $I \propto V^{\alpha(T)}$. В направлении c значение $\alpha \approx 10$ при $T = 4.2\text{ K}$ (рис. 5) и уменьшается с повышением температуры. В плоскости слоев ВАХ имеют степенной вид с меньшим показателем степени. На рис. 4 приведены ВАХ висковеров из партии 2, измеренные вдоль оси b . При $4.2\text{ K} \leq T \leq 6.4\text{ K}$ наклон ВАХ почти не меняется и составляет $\alpha(4.2\text{ K}) \approx 4.5$. При дальнейшем повышении температуры показатель уменьшается и при малых напряжениях наблюдаются отклонение от степенной зависимости и выход на закон Ома. Для висковеров из партии 1, у которых ρ_b при низких температурах на ~ 2 порядка ниже, чем у висковеров из партии 2, показатель степени в слоях меньше и составляет $\alpha(4.2\text{ K}) \approx 2$. Зависимости $\alpha(T)$, полученные из наклонов ВАХ, измеренных вдоль осей a , b и c для партии 1 и вдоль оси b для партии 2, показаны на рис. 5. При температурах выше 100 К ВАХ практически линейны.

4. Обсуждение. При температурах ниже 120 К происходят резкие изменения термоЭДС и хода $R(T)$, что указывает на изменение механизма проводимости. Максимумы производных $d \ln R/d(1/T)$

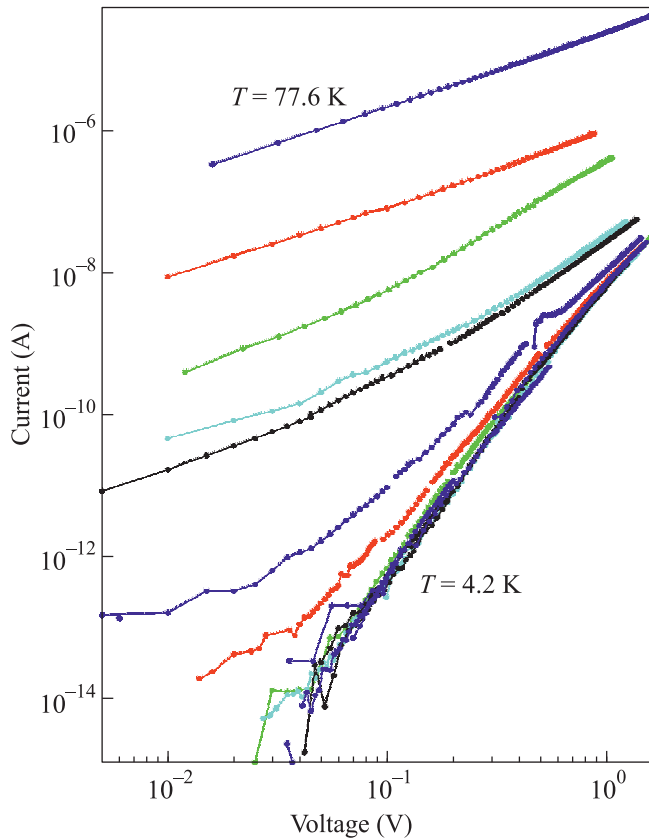


Рис. 4. ВАХ, измеренные вдоль оси b (партия 2) при $T = 4.2, 5.2, 5.6, 6.4, 7.7, 12.8, 24.7, 26.6, 41.5, 58.9, 77.6$ К, в двойном логарифмическом масштабе

при $T \approx 60$ К и возникновение нелинейной проводимости при $T < 60$ К по всем трем кристаллографическим направлениям указывают на возможный фазовый переход при этой температуре с образованием в TiS_3 волны зарядовой плотности или другого зарядового упорядочения. Дополнительным указанием на образование конденсированного состояния является особенность (максимум или перегиб) на температурной зависимости контактного сопротивления при $T \approx 60$ К (рис. 1). Подобные особенности наблюдались вблизи сверхпроводящего перехода на BiSrCaCuO [13] и вблизи пайерлсовского перехода на NbSe_3 [14]. По-видимому, эти особенности связаны с изменением условий преодоления барьеров на контактах, обусловленным изменением энергетической структуры на переходе. Вид особенностей может зависеть от материала контакта и способа его нанесения.

Можно предположить, что поперечная нелинейная проводимость связана со скольжением или крипом ВЗП. При этом надо иметь в виду, что ВЗП в TiS_3 может образовываться не только вдоль цепочек,

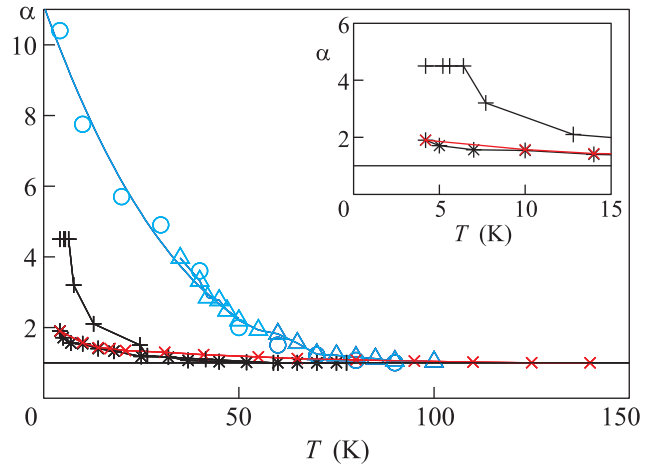


Рис. 5. Температурные зависимости показателя степени $\alpha(T)$ нелинейных ВАХ, измеренных вдоль осей a (косые крестики), b (звездочки, крестики) и c (кружки, треугольники). Прямые крестики соответствуют партии 2, остальные символы – партии 1. При отклонении ВАХ от степенного вида показатель α определялся по наклону среднего участка ВАХ. На вставке – те же данные в более крупном масштабе в диапазоне температур 4.2–15 К

чек, но и в плоскости поперек них [12, 15], как это происходит в ZrTe_3 . Отметим, что рост анизотропии проводимости вдоль и поперек слоев с понижением температуры (см. вставку к рис. 2а) наблюдается в соединениях с ВЗП, например в NbSe_3 [16]. При $T \approx 60$ К особенности на кривых $R(T)$ в TiS_3 наблюдаются во всех кристаллографических направлениях, так же как это происходит вблизи температуры пайерлсовского перехода в NbSe_3 [16] и ZrTe_3 [9]. Степенной вид ВАХ с зависящим от температуры показателем степени в системах с ВЗП наблюдался (в направлении вдоль цепочек) при низких температурах, когда пороговые поля для депиннинга ВЗП E_t достигали больших значений. В TaS_3 нелинейные ВАХ степенного вида наблюдались в полях ниже E_t , что было объяснено прыжковой проводимостью солитонов или крипом участков запиннигованной ВЗП [17–19]. Кроме того, беспороговые степенные ВАХ наблюдались в очень тонких образцах NbSe_3 с беспорядком [20]. Одно из возможных объяснений степенных ВАХ связано с прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка в разупорядоченных квазиодномерных системах [21].

Предположение об образовании ВЗП в плоскости (ac) (поперек цепочек) подкрепляют полученные недавно указания на появление в TiS_3 ниже 200 К дополнительных рефлексов вдоль оси a^* [12] и обнаружение несоизмеримой сверхструктуры с периодом

$\approx 49 \text{ \AA}$ вдоль оси c при комнатной температуре [22]. К сожалению, полных достоверных данных о структурных изменениях при низких температурах пока еще не получено.

В то же время нельзя не признать, что предположение о возможности скольжения ВЗП во всех трех направлениях представляется весьма смелым. В квазидвумерных соединениях с ВЗП фрелиховская мода переноса заряда до сих пор наблюдалась только вдоль цепочек. Движение ВЗП в квазидвумерных соединениях наблюдалось совсем недавно, причем только в классе теллуридов редкоземельных металлов. Но и там, как выяснилось, ВЗП способна переносить ток лишь в одном направлении [3].

Другое возможное объяснение полученных результатов связано с двумерным характером кулоновского взаимодействия между зарядами, определяемого слоистой структурой TiS_3 . В квазидвумерных соединениях с низкой концентрацией носителей может происходить зарядовое упорядочение, обусловленное электрон-электронным кулоновским взаимодействием, практически без изменения кристаллической структуры, например вигнеровская кристаллизация [23]. Возможность образования вигнеровского кристалла в TiS_3 обсуждалась в [7, 11, 12]. Концентрация электронов на слой при комнатной температуре составляет 10^{11} см^{-2} , а при 60 К она на 2 порядка ниже [8], что не исключает возможности вигнеровской кристаллизации. Могут иметь место и другие виды электронного упорядочения, имеющего кулоновскую природу, например, типа страйпов. Такое зарядовое упорядочение в 2D-слоях является причиной перехода металл-диэлектрик в слоистых органических кристаллах $\theta\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{MZn(SCN)}_4$ (где $M = \text{Cs, Rb}$) [5, 24]. На этих соединениях наблюдается степенной вид ВАХ с зависящим от температуры показателем степени, причем как вдоль, так и поперек слоев [5, 25]. Степенные ВАХ в плоскости слоев объясняются термическим возбуждением пар электрон-дырка в упорядоченном состоянии и разрывом их электрическим полем в 2D-случае. Этот же механизм был предложен для объяснения степенного вида ВАХ в слоистых кристаллах $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu[N(CN)}_2\text{)]Cl}$, диэлектрическое состояние в которых обусловлено не зарядовым упорядочением, а переходом Мотта [26]. Зависимости сопротивления кристаллов $\theta\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{MZn(SCN)}_4$ и $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu[N(CN)}_2\text{)]Cl}$ от температуры и электрического поля похожи на приведенные в данной статье.

Таким образом, процесс, аналогичный [5, 6] или [26], может происходить в TiS_3 . Анизотропия проводимости TiS_3 вдоль и поперек слоев возрастает

при понижении температуры и при 50 К составляет $\rho_c/\rho_b \sim 10^6$ (см. вставку к рис. 2а). Это указывает на слабую связь между слоями и двумерный характер транспорта при низких температурах. Можно предположить, что максимумы производных $R(T)$ связаны с тем, что в 2D-слоях происходят зарядовое упорядочение или моттовский переход, которые приводят к дополнительной диэлектризации. При этом степенные ВАХ с характерной зависимостью $\alpha(T)$, так же как и в случае [5, 6, 26], могут быть связаны с термическим возбуждением экситонов в диэлектрическом состоянии и фазовым переходом типа перехода Березинского-Костерлица-Таулесса в двумерном электронном газе с кулоновским взаимодействием [27].

До настоящего времени скачка Нельсона-Костерлица от 3 до 1 на температурной зависимости α ни мы, ни авторы [5, 6, 26] не обнаружили. Трудность в его обнаружении, вероятно, связана с наличием шунтирующего омического вклада в проводимость. Вместе с тем отметим, что на зависимости $\alpha(T)$ поперек слоев виден перегиб при 60 К (рис. 5). Кроме того, необходимо отметить интересную похожую на скачек особенность на $\alpha(T)$ в направлении b (партия 2). При повышении температуры от 4.2 до 7.6 К вид ВАХ практически не меняется и значение α составляет 4.5, а затем резко падает (рис. 4, 5). Можно предположить, что транспорт при температурах ниже 7 К определяется квантовыми возбуждениями. Не зависящий от температуры вид ВАХ ниже 10 К, близкий к степенному, наблюдался в тонких вискерах TaS_3 и был объяснен квантовым крипом ВЗП [19].

Отметим, что рождение и разрыв пар зарядов (проскальзывание фазы) должны происходить при крипе двумерного электронного кристалла. В этом смысле объяснение, связанное с 2D кулоновским взаимодействием, можно рассматривать не как альтернативное движению электронного кристалла, а как детализацию процессов, при этом происходящих.

Что касается межслоевой нелинейной проводимости, то авторы [28] связывали ее с разрушением (плавлением) доменов электронного кристалла электрическим полем. При этом объяснения степенного вида ВАХ при протекании тока в данном направлении не приводится. Однако можно предположить, что механизм межслоевого транспорта и вид ВАХ также связаны с квазидвумерной структурой этих соединений. Нелинейные и даже степенные зависимости $I(V)$ поперек слоев могут быть следствием межслоевого туннелирования в условиях кулоновской блокады с последующим растеканием про-

туннелировавшего заряда в 2D-слое [29, 30]. Данный механизм был предложен для объяснения подавления проводимости при малых напряжениях (нулевых аномалиях) при туннелировании в разупорядоченный металл или в полупроводник вблизи температуры перехода металл–диэлектрик [29]. Возможно, туннелирование в слоистых полупроводниках происходит по похожему сценарию с некоторыми уточнениями. Низкая проводимость в случае полупроводника приведет к тому, что растекание заряда в слоях будет происходить медленно. Это заметно уменьшит вероятность туннелирования и определит зависимость I от V .

Из приведенных выше экспериментальных данных можно оценить некоторые характерные величины для TiS_3 . Межслоевые прыжки ограничены растеканием заряда в слоях, если сопротивление на квадрат индивидуального слоя R_{\square} больше кванта сопротивления ($h/e^2 = 25.8 \text{ кОм}$). Это условие выполняется для TiS_3 с большим запасом: $R_{\square} = (2-20) \text{ МОм}$ при $T = 300 \text{ К}$. Время растекания заряда $t \sim eR_{\square}/v$ [30], где e – заряд электрона, v – напряжение, падающее на одном слое ($\sim 1 \text{ мВ}$). При 10 К время растекания для TiS_3 оказывается порядка микросекунды. Характерную температуру, ниже которой наблюдается кулоновская блокада, можно определить из условия $2\pi T_{cb} = e^2/2c$, где c – емкость “конденсатора”, заряжающегося при прыжке электрона на соседний слой ($c \sim \epsilon\epsilon_0 l^2/d$, где l – радиус растекания, $d = 8.8 \text{ \AA}$ – межслоевое расстояние для TiS_3). Принимая во внимание тот факт, что ВАХ выше 100 К практически линейны, можно оценить радиус растекания из условия $T_{cb} = 100 \text{ К}$. Получившееся значение $l \approx 100 \text{ \AA}$ порядка длины свободного пробега, которая составляет 20 \AA при 300 К (оценка длины свободного пробега получена по аналогии с [10], но с учетом значения концентрации носителей $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [8]).

Итак, основным результатом данной работы является наблюдение степенного вида ВАХ в TiS_3 во всех трех кристаллографических направлениях. Подчеркнем, что другие функциональные зависимости можно исключить: изменение тока по степенному закону достигает шести порядков. Рост проводимости с ростом напряжения можно связать с коллективным переносом заряда или разрывом электронно-дырочных пар в конденсированном электронном состоянии.

Авторы благодарны А.Н. Титову за предоставление образцов, а также А.А. Синченко и П.Д. Григорьеву за обсуждение результатов. Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты # 13-02-

01228, 14-02-92015), программы ОФН РАН “Физика новых материалов и структур” (А29), Российского Научного Фонда (грант # 14-19-01644).

1. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
2. V. J. Goldman, M. Santos, M. Shayegan, and J. E. Cunningham, Phys. Rev. Lett. **65**, 2189 (1990).
3. A. A. Sinchenko, P. Lejay, O. Leynaud, and P. Monceau, Sol. Stat. Comm. **188**, 67 (2014).
4. C. Felser, E. W. Finckh, H. Kleinke, F. Rocker, and W. Tremel, J. Mater. Chem. **8**, 1787 (1998).
5. Y. Takahide, T. Konoike, K. Enomoto, M. Nishimura, T. Terashima, S. Uji, and H. M. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **96**, 136602 (2006).
6. Y. Takahide, M. Kimata, K. Hazama, T. Terashima, S. Uji, T. Konoike, and H. M. Yamamoto, Phys. Rev. B **81**, 235110 (2010).
7. И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **90**, 320 (2009).
8. E. Finkman and B. Fisher, Sol. Stat. Comm. **50**, 25 (1984).
9. S. Takahashi, T. Sambongi, J. W. Brill, and W. Roark, Sol. Stat. Comm. **49**, 1031 (1984).
10. P.-L. Hsieh, C. M. Jackson, and G. Grüner, Sol. Stat. Comm. **46**, 505 (1983).
11. И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. Н. Титов, В. Н. Тимофеев, ЖЭТФ **138**, 335 (2010).
12. I. G. Gorlova, S. G. Zybtssev, V. Ya. Pokrovskii, N. B. Bolotina, I. A. Verin, and A. N. Titov, Physica B **407**, 1707 (2012).
13. S. Aukkaravittayapun, K. A. Benedict, I. G. Gorlova, P. J. King, Yu. Latyshev, C. Staddon, and S. G. Zybtssev, Supercond. Sci. Technol. **8**, 1 (1995).
14. S. G. Zybtssev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **84**, 085139 (2011).
15. В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, УФН **183**, 33 (2013).
16. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, A. A. Sinchenko, L. N. Bulaevskii, S. A. Brazovskii, T. Kawae, and T. Yamashita, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 9323 (2003).
17. M. E. Itkis, F. Ya. Nad', and P. Monceau, J. Phys.: Cond. Matt. **2**, 8327 (1990).
18. С. К. Жилинский, М. Е. Иткис, И. Ю. Кальнова, Ф. Я. Надь, В. Б. Преображенский, ЖЭТФ **85**, 362 (1983).
19. S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993).
20. E. Slot, M. A. Holst, H. S. J. van der Zant, and S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **93**, 176602 (2004).
21. A. S. Rodin and M. M. Fogler, Phys. Rev. Lett. **105**, 106801 (2010).
22. А. Аракчеева, Н. Болотина, И. Горлова, Ф. Патгисон (готовится к печати).

23. F. Nad, P. Monceau, C. Carcel, and J. M. Fabre, Phys. Rev. B **62**, 1753 (2000).
24. K. Miyagawa, A. Kawamoto, and K. Kanoda, Phys. Rev. B **62**, R7679 (2000).
25. T. S. Inada, I. Terasaki, H. Mori, and T. Mori, Phys. Rev. B **79**, 165102 (2009).
26. Y. Takahide, M. Kimata, K. Kodama, T. Terashima, S. Uji, M. Kobayashi, and H. M. Yamamoto, Phys. Rev. B **84**, 035129 (2011).
27. R. Fazio, G. Schön, Phys. Rev. B **43**, 5307 (1991).
28. K. Inagaki, I. Terasaki, H. Mori, and T. Mori, J. Phys. Soc. Jpn **73**, 3364 (2004).
29. S. Levitov and A. V. Shytov, Письма в ЖЭТФ **66**, 200 (1997).
30. А. В. Шитов, *Туннелирование в сильно коррелированных системах*, дисс. к.ф.-м.н (1999).