

# Эффект поля в линейной и нелинейной проводимости слоистого квазиодномерного полупроводника $\text{TiS}_3$

И. Г. Горлова<sup>+1</sup>), А. В. Фролов<sup>+</sup>, А. П. Орлов<sup>+</sup>, В. Я. Покровский<sup>+</sup>, Воей Ву Пай<sup>\*2</sup>)

<sup>+</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, 106 Taipei, Taiwan

Поступила в редакцию 7 августа 2019 г.

После переработки 13 августа 2019 г.

Принята к публикации 13 августа 2019 г.

Изготовлены структуры типа полевого транзистора на основе вискеро-слоистого квазиодномерного полупроводника  $\text{TiS}_3$ . На этих структурах в диапазоне температур 4.2–300 К измерены зависимости проводимости  $\sigma$  от напряжения на затворе  $V_g$ , а также вольт-амперные характеристики вискеро-слоистого полупроводника (“исток-сток”) при различных значениях  $V_g$ . С понижением температуры от 300 до 80 К чувствительность проводимости к напряжению на затворе,  $\alpha \equiv 1/\sigma d\sigma/dV_g$ , возрастает, а ниже 80 К – резко уменьшается. Ниже 70 К нелинейная проводимость начинает зависеть от  $V_g$ . Результаты можно объяснить образованием электронного кристалла при низких температурах.

DOI: 10.1134/S0370274X19180097

**Введение.** В последнее время интерес к исследованию слоистого квазиодномерного полупроводника  $\text{TiS}_3$  возрос в связи с возможным практическим применением слоистых трихалькогенидов в нанoeлектронике [1]. В частности, на основе вискеро-слоистого  $\text{TiS}_3$  толщиной в несколько элементарных слоев были созданы полевые транзисторы [1, 2]. Кроме того, целый ряд аномальных свойств этого низкоразмерного соединения указывает на переход в коллективное состояние, возможно, – волну зарядовой плотности (ВЗП) [2–7], хотя концентрация носителей в  $\text{TiS}_3$  при 300 К составляет  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [6, 8], что на 3 порядка ниже, чем в известных проводниках с ВЗП [9].

$\text{TiS}_3$  является прямозонным полупроводником с запрещенной зоной  $\sim 1 \text{ эВ}$  [1]. Уровень Ферми при комнатной температуре находится примерно на 1 эВ выше края валентной зоны [10], т.е. вблизи края зоны проводимости. Характерной особенностью  $\text{TiS}_3$  является максимум на температурной зависимости проводимости,  $\sigma(T)$ , – так называемый переход “металл–диэлектрик”, который наблюдается при температурах  $T_m = 150\text{--}250 \text{ К}$  [2–6], а иногда – и выше комнатной температуры [8]. Исследования эффекта Холла показали, что  $\text{TiS}_3$  находится в диэлектрическом состоянии и при  $T > T_m$  [6, 8], а максимум  $\sigma(T)$ , скорее всего, возникает в результате роста подвижности и одновременного снижения концентрации элек-

тронов при понижении температуры [6, 11]. Однако вопрос о природе максимума  $\sigma(T)$  до сих пор дискутируется [2, 11]. Так, авторы [2] предположили, что переход “металл–диэлектрик” связан с флуктуациями, предшествующими возникновению ВЗП.

В моноклинной структуре  $\text{TiS}_3$  проводящие цепочки атомов титана параллельны оси  $b$  и изолированы друг от друга атомами серы. Цепочки образуют проводящие слои в плоскости  $ab$ , которые связаны между собой вандерваальсовским взаимодействием вдоль оси  $c$  [12]. Анизотропия удельной проводимости при 300 К составляет  $\sigma_b : \sigma_a : \sigma_c \approx 20 : 4 : 1$  и сильно возрастает с понижением температуры, достигая к 50 К значения  $\sigma_b : \sigma_a : \sigma_c \sim 10^5 : 10^3 : 1$  [5]. При  $T_0 \approx 50 \text{ К}$  магнетосопротивление меняет знак [7], наблюдаются особенности на температурных зависимостях проводимости [3–5] и термоэлектродвижущей силы [13], а также пик эффекта Холла [6]. Ниже 50 К появляется заметный нелинейный вклад в проводимость [2, 3, 5]. Хотя причина аномалий в области  $T_0$  окончательно не выяснена, все они могут быть объяснены фазовым переходом в коллективное электронное состояние [3–7]. Коллективное состояние, образующееся из полупроводниковой фазы, может отличаться от обычной ВЗП, возникающей при пайерлсовском переходе [9]. Причиной аномалий может быть [4], например, переход Келдыша–Копяева [14] с образованием экситонного диэлектрика [15]. Возможно также [5], что в  $\text{TiS}_3$  происходит зарядовое упорядочение вигнеровского типа [16] или

<sup>1</sup>)e-mail: gorl@cplire.ru

<sup>2</sup>)Woei Wu Pai.

моттовская диэлектризация [17], обусловленные 2D кулоновским взаимодействием в проводящих слоях. Однако прямых доказательств зарядового или магнитного упорядочения в  $\text{TiS}_3$  пока не получено.

Можно ожидать, что изменение механизма проводимости вблизи  $T_0$  будет проявляться и в эффекте поля (ЭП). Так, для некоторых соединений с ВЗП экспериментально установлены особенности ЭП при формировании ВЗП и при ее скольжении [18]. Теоретический анализ электронной структуры  $\text{TiS}_3$ , проведенный для одного или нескольких монослоев, предсказывает, что инжекция электронов ЭП может стимулировать пайерлсовскую неустойчивость в этом соединении [19].

Первые исследования ЭП при низких температурах, до 10 К, для  $\text{TiS}_3$  были представлены в работе [20]. Было обнаружено, что ЭП резко падает вблизи  $T_0$ , подобно тому, как это происходит в соединениях с ВЗП вблизи температуры пайерлсовского перехода  $T_P$  [18]. ЭП при  $4.2 < T < 300$  К изучался также на нановискерах  $\text{TiS}_3$  толщиной 8–9 элементарных слоев (7–8 нм) [2]. Было показано, что  $T_m$  зависит от  $n$ . При  $T \approx T_m$  наблюдался максимум подвижности эффекта поля. Особенности ЭП, указывающих на образование коррелированного состояния, в [2] замечено не было.

В настоящей работе представлены результаты исследования эффекта поля на монокристаллических вискерах  $\text{TiS}_3$  толщиной 400–50 нм. Изучено влияние индуцированных носителей на линейную и нелинейную проводимость. Наблюдались аномалии эффекта поля вблизи  $T_0$ .

**Эксперимент.** Монокристаллические вискеры  $\text{TiS}_3$  были синтезированы в ИФМ УрО РАН (г. Екатеринбург) в группе А. Н. Титова методом газотранспортных реакций [21]. Исследования с помощью электронной микроскопии [22] и рентгеновской дифракции [12] показали высокое качество кристаллов. В данной работе исследовались вискеры с удельным сопротивлением вдоль цепочек  $\rho_{300} = 0.1\text{--}0.2$  Ом см. На основе вискеро́в были изготовлены структуры типа полевого транзистора. Для этого вискеры  $\text{TiS}_3$  сначала приклеивались к стеклянной подложке эпоксидным клеем [23], затем с помощью скотча от них отслаивались тонкие фрагменты, которые переносились на рабочую подложку методом микромеханического расщепления [24]. Такой способ позволяет удалить верхние слои вискера и использовать для изготовления структур свежие сколы кристаллов с чистой поверхностью. В качестве подложки использовался высоколегированный кремний с тонким поверхностным слоем  $\text{SiO}_2$ . После

переноса производился отбор вискеро́в в оптическом микроскопе Carl Zeiss Axio Imager в режиме “на отражение”. Выбирались наиболее тонкие кристаллы, плотно прилегающие к подложке самой широкой гранью, параллельной слоям ( $ab$ ). На выбранные вискеры методом лазерного напыления золота через маску наносились электрические контакты (“исток и сток”). Маска представляла собой более широкий вискер BSCCO, который размещался на центральной части образца перпендикулярно направлению его роста (оси  $b$ ). После напыления Au маска удалялась, и получались контакты, позволяющие пропускать через образец ток вдоль оси  $b$  (рис. 1). Дополнительные детали изготовления

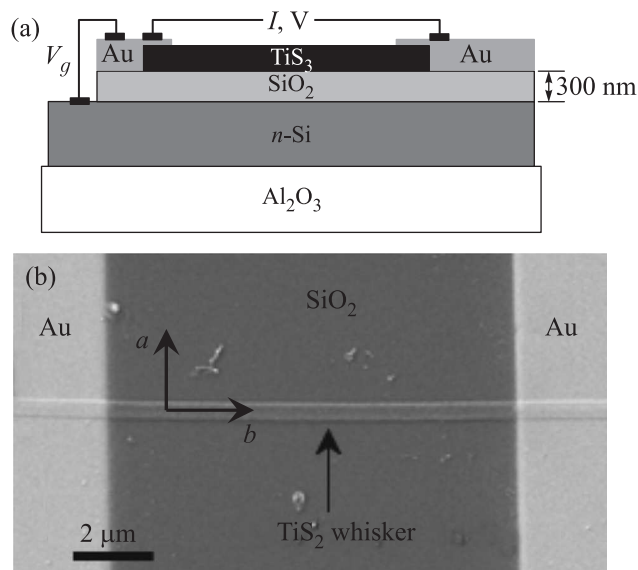


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема эксперимента. (б) – Изображение микроструктуры в РЭМ

контактов приведены в [5]. Размеры изготовленных образцов составляли: длина (расстояние между токовыми контактами)  $L = 9.5\text{--}2.9$  мкм, ширина  $w = 1.5\text{--}0.39$  мкм, толщина  $t = 0.4\text{--}0.05$  мкм. На рисунке 1 представлены схема (а) и изображение (б) изготовленной микроструктуры – вискера  $\text{TiS}_3$  с контактами. Образец служил одной из обкладок конденсатора, второй обкладкой которого была хорошо проводящая подложка n-Si, отделенная от образца диэлектрическим слоем  $\text{SiO}_2$  толщиной 300 нм. К конденсатору прикладывалось постоянное напряжение, величину и знак которого можно было изменять (рис. 1а). Контактное сопротивление было на 3–4 порядка меньше сопротивления вискеро́в и не зависело от напряжения на затворе  $V_g$ . Низкие значения контактного сопротивления позволили использовать для измерения проводимости вискеро́в

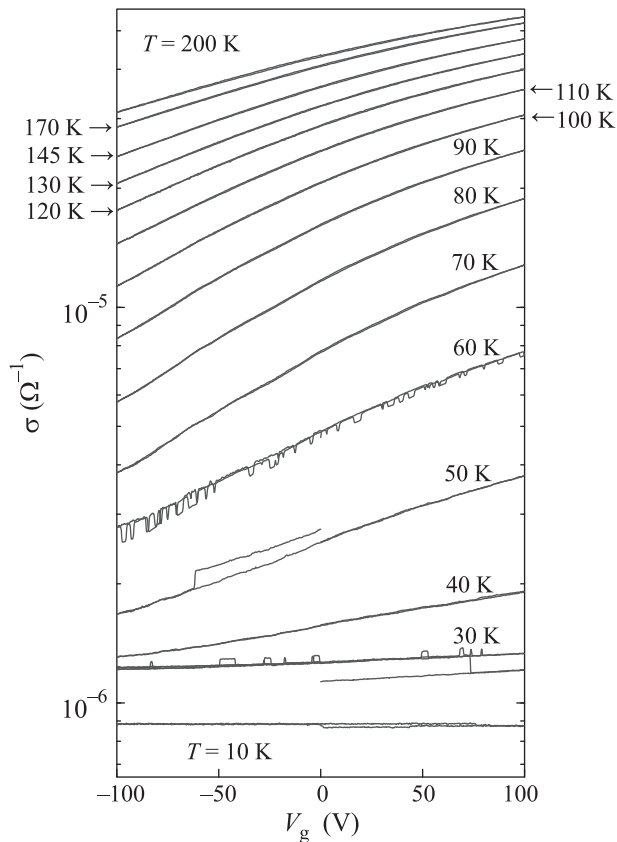


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости  $\sigma(V_g)$  при разных  $T$ , указанных на рисунке. При  $T = 60$  К и ниже видны переключения между метастабильными состояниями.  $I = 100$  нА.  $L \times w \times t = 2.85 \times 1.37 \times 0.09$  мкм<sup>3</sup>

двухзондовый метод. Измерения проводились при пропускании постоянного тока  $I$  вдоль длины вискера (вдоль оси  $b$ ). Одновременно контролировались токи утечки, которые во всех случаях были, по крайней мере, на 2 порядка меньше измерительных токов. Точный анализ геометрии образцов, в том числе определение толщины исследованных вискеров, был выполнен в растровом электронном микроскопе (РЭМ) с фокусированным ионным пучком Carl Zeiss Neon 40 EsB (CrossBeam).

ЭП был исследован на 6 образцах. На рисунках 2–5 все результаты приведены для образца  $\text{TiS}_3$  с размерами  $L \times w \times t = 2.85 \times 1.37 \times 0.09$  мкм<sup>3</sup>, на котором проведены наиболее детальные исследования. Это – самый короткий из всех изученных образцов и один из самых тонких. Отдельно будут указаны некоторые особенности, связанные с размерами образцов.

**Результаты.** На рисунке 2 представлены зависимости проводимости вискеров от смещения на затворе при различных температурах. Положительный наклон зависимостей  $\sigma(V_g)$  в диапазоне 4.2–

300 К соответствует электронной проводимости  $\text{TiS}_3$ , что согласуется с результатами исследования эффекта Холла [6, 8]. С понижением температуры наклон  $\sigma(V_g)$ , т.е. чувствительность проводимости к напряжению на затворе  $\alpha \equiv 1/\sigma d\sigma/dV_g$ , увеличивается, достигает максимума при 70–80 К, затем уменьшается. При  $T < 70$  К проводимость зависит от тока и при  $I < 100$  нА может быть существенно ниже приведенных на рис. 2 значений. Однако характер зависимостей  $\sigma(V_g)$  остается таким же. На некоторых образцах ниже 70 К на зависимостях  $\sigma(V_g)$  видны переключения между метастабильными состояниями (см. кривую при  $T = 60$  К на рис. 2). При понижении  $T$  переключения, как правило, становятся необратимыми, т.е. появляется гистерезис.

На рисунке 3 зависимость  $\alpha(T)$  приведена вместе с температурной зависимостью холловского сопро-

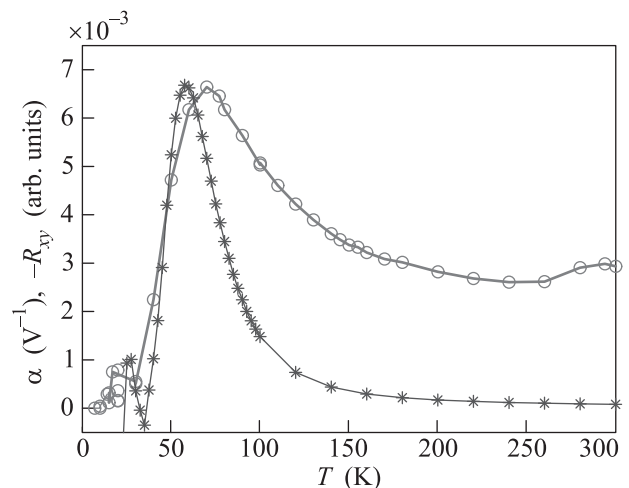


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости чувствительности проводимости к эффекту поля  $\alpha$  (○) и холловского сопротивления  $-R_{xy}$  (\*) для вискеров  $\text{TiS}_3$ . Зависимость  $\alpha(T)$  построена для образца с размерами  $2.85 \times 1.37 \times 0.09$  мкм<sup>3</sup>. Зависимость  $R_{xy}(T)$  измерена на образце толщиной 1 мкм и взята из работы [6]

тивления,  $R_{xy}$ . Эффект Холла был измерен на образце толщиной  $\sim 1$  мкм из той же ростовой партии (рис. 5 из работы [6]). С понижением температуры наблюдается одновременный рост  $\alpha$  и  $R_{xy}$ , а затем оба коэффициента резко падают, снижаясь более чем на порядок к 30–40 К. При этом, если падение  $R_{xy}$  наблюдается ниже 60 К, падение  $\alpha$  начинается заметно раньше, при  $T = 71$  К. Для более толстых образцов, с  $t = 0.4$  и  $0.2$  мкм, максимум  $\alpha(T)$  наблюдался при еще более высокой температуре, около 80 К [20]. Для образцов с  $t < 0.2$  мкм температура, при которой наблюдается максимум  $\alpha$ , понижается с уменьшением

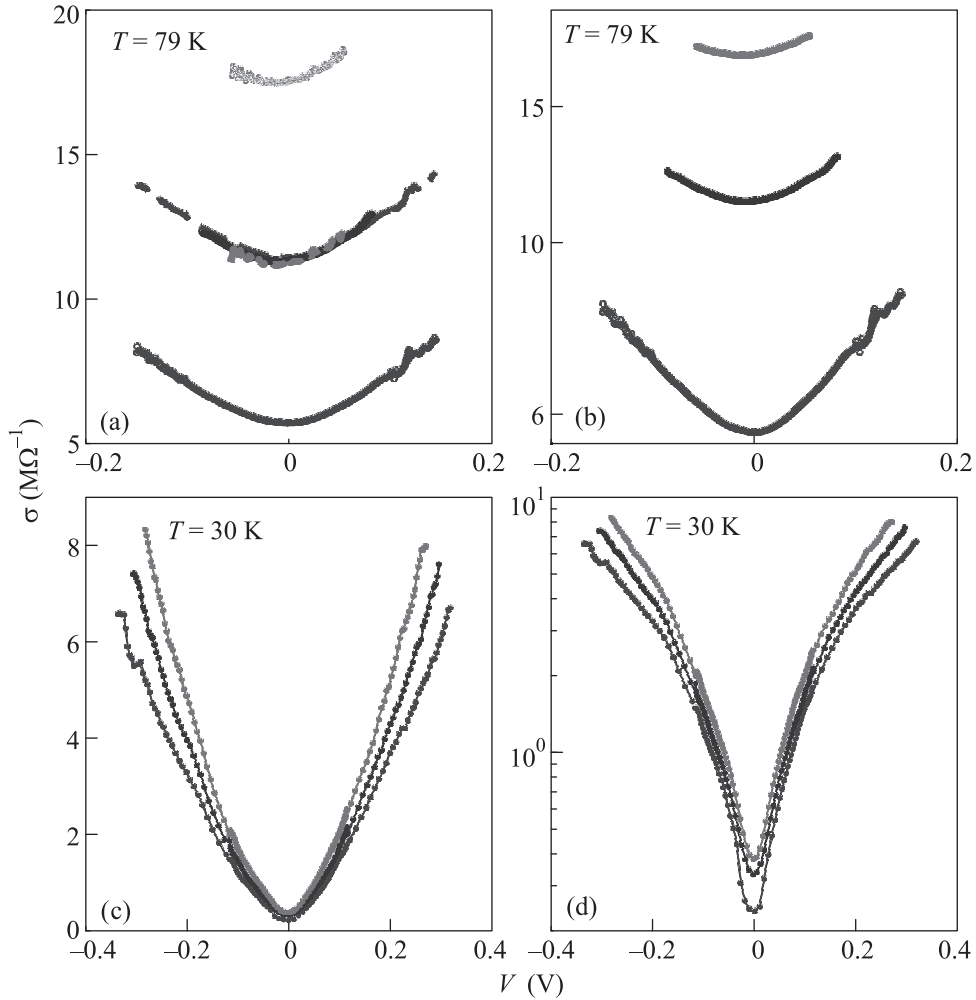


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости  $\sigma_d(V)$  при  $T = 79$  К (верхние панели) и  $T = 30$  К (нижние панели). На каждом графике показаны кривые, снятые при  $V_g = -100$  В (нижние кривые),  $V_g = 100$  В (верхние кривые) и  $V_g = 0$  (между ними). На панели (а) пунктиром также показаны кривые  $\sigma_d(V)$  при  $V_g = -100$  В и при  $V_g = 100$  В, смещенные по вертикали на  $5.74 \text{ МОм}^{-1}$  и  $-6.29 \text{ МОм}^{-1}$ , соответственно (см. пояснение в тексте). Размеры образца  $2.85 \times 1.37 \times 0.09 \text{ мкм}^3$

$t$ . Для самого тонкого образца, с  $t = 0.05 \text{ мкм}$ , максимум  $\alpha(T)$  наблюдался при  $T = 42$  К.

На рисунке 4 показаны зависимости дифференциальной проводимости,  $\sigma_d \equiv dI/dV$ , от  $V$  при температурах выше (а), (б) и ниже  $T_0$  (с), (д). Измерения проводились при разных фиксированных значениях  $V_g$ . На панелях (а) и (с) проводимость показана в линейном масштабе, а на панелях (б) и (д) – в логарифмическом.

Как видно из рис. 4, выше и ниже  $T_0$  изменение  $V_g$  по-разному влияет на вид вольт-амперных характеристик (ВАХ). Выше  $T_0$  нелинейная проводимость,  $\sigma_d(V) - \sigma_d(0)$ , не изменяется с  $V_g$ . В линейном масштабе (рис. 4а) изменение  $V_g$  приводит к вертикальному сдвигу зависимостей  $\sigma_d(V)$  на практически постоянную величину, т.е. кривые хорошо совмещаются сдвигом по вертикали (см.

пунктирные линии на рис. 4а). В логарифмическом же масштабе (рис. 4б) расстояние между кривыми при  $V_g = -100$  В и  $V_g = 100$  В уменьшается с ростом  $|V|$ . Это означает, что чувствительность  $\sigma$  к  $V_g$  (при заданном  $V$ ), которую можно оценить как  $\alpha^* = \ln[\sigma_d(V_g = 100 \text{ В})/\sigma_d(V_g = -100 \text{ В})]/(\delta V_g)$ , где  $\delta V_g = 200$  В, снижается с ростом  $V$ .

Ниже  $T_0$  (рис. 4с, д) видна обратная тенденция:  $V_g$  существенно влияет на нелинейную проводимость, причем рост  $V_g$  приводит не только к росту  $\sigma_d$ , но и к увеличению наклона зависимостей  $\ln(\sigma_d)$  от  $V$  при  $|V| > 0.2$  В (рис. 4д), т.е. величина  $\alpha^*$  растет с ростом  $V$ . Абсолютное значение  $\alpha^*$  при  $V = 0.25$  В достигает  $2.5 \times 10^{-3}$ , что существенно превышает значение  $\alpha(30 \text{ К})$ , измеренное при заданном токе  $I = 100$  нА (рис. 3).

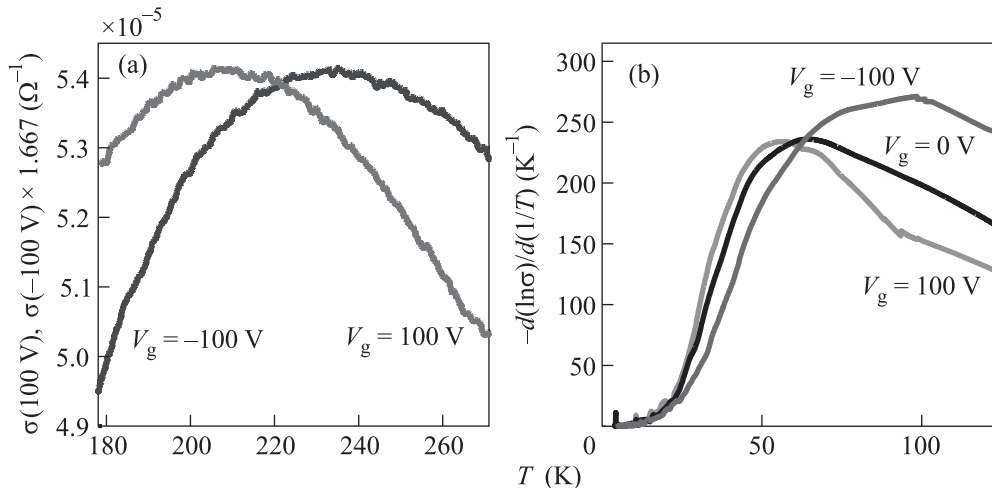


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости  $\sigma(T)$  в области  $T_m$  при разных значениях  $V_g$ . Значения  $\sigma$  при  $V_g = -100$  В умножены на 1.667. (б) – Зависимости  $-d \ln \sigma / d(1/T)$  от  $T$  в области  $T_0$  при разных значениях  $V_g$ . Размеры образца  $2.85 \times 1.37 \times 0.09$  мкм<sup>3</sup>

Температура перехода “металл-диэлектрик”  $T_m$  понижается с увеличением  $n$  (рис. 5а), как и на нановискерах  $\text{TiS}_3$  [2]. Оказалось, что температура перехода  $T_0$ , определяемая по максимуму производной  $d \log \sigma / d(1/T)$  [3], также понижается с ростом  $V_g$  (рис. 5б). При этом на всех образцах заметна тенденция к размытию особенности в области  $T_0$  с понижением  $V_g$ , т.е. с уменьшением  $n$ .

Значение подвижности ЭП при комнатной температуре,  $\mu_{\text{FE}}(300 \text{ K}) \approx 20 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , и ее температурная зависимость согласуются с данными по эффекту поля на нановискерах  $\text{TiS}_3$  [2]. При этом,  $\mu_{\text{FE}}(300 \text{ K})$  в 2 раза меньше значения холловской подвижности  $\mu_{\text{H}}$  [6, 8], и это расхождение возрастает в несколько раз с понижением  $T$  до 100 К [11].

**Обсуждение.** Начнем с анализа воздействия  $V_g$  на проводимость выше  $T_0$ . В диапазоне примерно 80–100 К зависимости  $\sigma(T)$  преимущественно определяются активацией электронов в зону проводимости: энергия активации  $\sigma$  близка к энергии активации  $R_{xy}$ , которая, в свою очередь, определяется зависимостью  $n(T)$  [6]. Как видно из рис. 5б, увеличение  $n$  сопровождается уменьшением  $|d \ln(\sigma) / d(1/T)|$  в области  $T = 80\text{--}100$  К, что логично объяснить приближением уровня Ферми к зоне проводимости при возрастании концентрации электронов. Уменьшение наклона  $n(T)$  объясняет снижение  $T_m$  с ростом  $V_g$  (рис. 5а), поскольку значение  $T_m$  определяется конкуренцией температурных зависимостей  $n$  и  $\mu$  [11]. Заметим, что в [2] было предложено другое объяснение максимума  $\sigma(T)$ . Подробнее этот вопрос обсуждается в [11].

Перейдем к более низким температурам. Как и  $T_m$ , температура  $T_0$  снижается с ростом  $n$  (рис. 5б).  $T_0$  также снижается с ростом  $n$ , если сравнивать образцы с разной концентрацией вакансий серы. В низкоомных вискерах, с  $\rho_{300} \approx 0.2 \text{ Ом см}$ ,  $T_0 = 40$  К (см. вставку к рис. 4 из [6]), примерно на 20 К ниже, чем в высокоомных, с  $\rho_{300} \approx 2 \text{ Ом см}$  [3, 4]. Значения  $n(300 \text{ K})$  в них отличаются и составляют  $10^{18}$  и  $(2\text{--}5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , соответственно, как установлено из исследования эффекта Холла. Электронно-зондовый рентгеноспектральный микроанализ (Electron Probe Microanalysis – EPMA) показал, что состав высокоомных образцов близок к стехиометрическому (S:Ti = 2.9), а в низкоомных образцах наблюдается существенный дефицит серы (S:Ti = 2.77).

Другим эффектом, очевидным из рис. 5б, является сужение области перехода с ростом  $V_g$ , в согласии с предсказанием стимуляции пайерлсовской неустойчивости в этом соединении при допировании или инжекции электронов [19]. Отметим также, что чем выше  $n$ , тем быстрее растет сопротивление при понижении  $T$ , т.е. степень диэлектризации  $\text{TiS}_3$ . Это относится как к образцам с различным дефицитом серы [3, 6], так и к образцам, в которых  $n$  модулируется эффектом поля [25].

Как видно из рис. 3, зависимости  $\alpha(T)$  и  $R_{xy}(T)$  качественно похожи в широком диапазоне температур. Рост  $\alpha$  и  $R_{xy}$  с понижением температуры от 300 до 80 К отражает уменьшение  $n$  в зоне проводимости. К снижению обеих характеристик ниже 60 К могут приводить локализационные эффекты или появление носителей р-типа при открытии новой ди-

электрической щели в области  $T_0$ . Однако опережающее снижение ЭП можно объяснить началом перехода электронов в коллективное состояние [11, 20, 25]. Более того, флуктуации, предшествующие переходу, могут привести к снижению ЭП существенно выше  $T_0$ , что может объяснить заниженные значения  $\mu_{FE}$  [2, 11], в то время как  $\mu_N$  остается высокой. Уменьшение ЭП при образовании ВЗП ранее наблюдалось в пайерлсовских проводниках ромбическом  $\text{TaS}_3$  (p- $\text{TaS}_3$ ) и  $\text{NbSe}_3$  [18]. В случае  $\text{NbSe}_3$  также отмечено опережающее снижение ЭП по отношению к эффекту Холла [18]. Как в p- $\text{TaS}_3$ , так и в  $\text{NbSe}_3$  снижение ЭП в области  $T_P$  было объяснено переходом электронов в коллективное состояние [18].

Влияние наведенных электронов на *нелинейную* проводимость  $\text{TiS}_3$  ниже  $\approx 60$  К также подтверждает предположение о возникновении коллективного электронного состояния при  $T_0$ . Экспериментально показано [18], что как в p- $\text{TaS}_3$ , так и в  $\text{NbSe}_3$ , ЭП в нелинейной проводимости существенно выше, чем в линейной. При этом, как и для  $\text{TiS}_3$ , нелинейная проводимость p- $\text{TaS}_3$  и  $\text{NbSe}_3$  увеличивается с ростом концентрации основных носителей [18]. Хотя универсальной модели, объясняющей влияние ЭП на нелинейную проводимость пока не предложено, модуляция проводимости ВЗП эффектом поля, скорее всего, связана с переходом электронов в коллективное состояние [18].

В отличие от известных квазиодномерных материалов с ВЗП, на ВАХ  $\text{TiS}_3$  не наблюдается порогового поля начала нелинейной проводимости [4–6], что можно объяснить флуктуационными эффектами и коллективными возбуждениями электронного кристалла [5, 6, 26]. Вкладом коллективных возбуждений в проводимость  $\text{TiS}_3$  можно объяснить некоторый рост  $\alpha$  при  $T < 30$  К [20].

Наблюдаемые ниже  $T_0$  на зависимостях  $\sigma(V_g)$  ряда образцов  $\text{TiS}_3$  гистерезис и переключения (рис. 2) также согласуются с известными представлениями о ВЗП. Гистерезис наблюдался на ВАХ многих соединений с ВЗП [9], а также на зависимостях  $\sigma(V_g)$  для  $\text{NbSe}_3$  ниже 20 К [18], и может быть связан с преодолением барьера для проскальзывания фазы ВЗП. Чем ниже температура, тем выше барьер и, соответственно, шире петля гистерезиса. При приближении  $T$  к  $T_0$  снизу гистерезис должен исчезать [27]. В случае сильных флуктуационных эффектов, например, вблизи  $T_0$  или в образцах с нанометровыми поперечными размерами, переход между метастабильными состояниями может происходить в виде обратимых переключений [26]. Вместе с тем, для окончательных

выводов о природе метастабильных состояний  $\text{TiS}_3$  требуются дальнейшие исследования.

Наконец, отдельно отметим особенности ЭП, характерные для наиболее тонких образцов  $\text{TiS}_3$ . На вискерах толщиной менее 0.2 мкм мы наблюдали тенденцию к снижению температуры максимума  $\alpha(T)$  с уменьшением  $t$ . Для нановискеров [2] максимума  $\alpha$  не наблюдается вплоть до самых низких температур, ниже 10 К (см. вставку к рис. 2b из [2]). Мы связываем этот размерный эффект с понижением  $T_0$  в тонких образцах. Размерный эффект характерен и для перехода в состояние ВЗП [26, 28]. В наиболее тонких вискерах p- $\text{TaS}_3$  и  $\text{NbSe}_3$ , сечением менее  $10^{-3}$  мкм<sup>2</sup>, пайерлсовского перехода вообще не наблюдалось, что было связано с переходом к одномерной проводимости [29].

**Заключение.** В данной работе получены следующие основные результаты:

1) При приближении к  $T_0$  сверху наблюдается снижение ЭП в линейной проводимости. В области  $T_0$  начинается рост ЭП в нелинейной проводимости. Такие закономерности наблюдались ранее в соединениях с ВЗП и подтверждают предположение о конденсации электронов в коллективное состояние в  $\text{TiS}_3$  при  $T_0 \approx 50$  К.

2) Установлено, что чем выше  $n$ , тем ниже  $T_0$ . Рост  $n$  приводит к сужению области перехода при  $T_0$  и к увеличению нелинейной проводимости ниже  $T_0$ . Несмотря на пониженное значение  $T_0$ , образцы с высокой концентрацией электронов по своим свойствам ближе к проводникам с “классической” ВЗП.  $V_g > 0$  стимулирует возникновение коллективного состояния, а  $V_g < 0$  подавляет переход. Переходом при  $T_0$  можно управлять, изменяя  $n$  не только при помощи ЭП, но и варьируя условия роста кристаллов.

3) Полученные результаты указывают на существование размерного эффекта в образцах  $\text{TiS}_3$  толщиной менее 0.2 мкм. Чем тоньше образец, тем ниже температура максимума  $\alpha$ . Это означает, что в тонких образцах  $T_0$  ниже, а флуктуации – сильнее. Флуктуационные эффекты проявляются, по видимому, также в появлении переключений при  $T < T_0$  на кривых  $R(V_g)$ , а в нановискерах [2] приводят к полному исчезновению перехода.

4) С ростом  $n$  температура  $T_m$ , при которой наблюдается максимум  $\sigma$ , понижается. Это объясняется уменьшением энергии активации  $n(T)$  с ростом  $V_g$ , поскольку в этой области температур  $\text{TiS}_3$  является полупроводником n-типа с уровнем Ферми вблизи края зоны проводимости.

Авторы благодарны С. В. Зайцеву-Зотову за ценные замечания, А. Н. Титову за синтез кристаллов и В. А. Шахуну за лазерное напыление электрических контактов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 17-02-01343). Исследование влияния ЭП на нелинейную проводимость проводилось в рамках проекта Российского научного фонда # 17-12-01519. А. В. Фролов и А. П. Орлов проводили экспериментальные исследования за счет бюджетного финансирования в рамках Госзадания.

- J. O. Island, A. J. Molina-Mendoza, M. Barawi, R. Biele, E. Flores, J. M. Clamagirand, J. R. Ares, C. Sanchez, H. S. J. van der Zant, R. D'Agosta, I. J. Ferrer, and A. Castellanos-Gomez, *2D Mater.* **4**, 022003 (2017).
- M. Randle, A. Lipatov, A. Kumar, C.-P. Kwan, J. Nathawat, B. Barut, S. Yin, K. He, N. Arabchigavkani, R. Dixit, T. Komesu, J. Avila, M. C. Asensio, P. A. Dowben, A. Sinitskii, U. Singiseti, and J. P. Bird, *ACS Nano* **13**, 803 (2019).
- И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 320 (2009).
- I. G. Gorlova, S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, N. B. Bolotina, I. A. Verin, and A. N. Titov, *Physica B* **407**, 1707 (2012).
- И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 281 (2014).
- I. G. Gorlova, S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, N. B. Bolotina, S. Yu. Gavrilkin, and A. Yu. Tsvetkov, *Physica B* **460**, 11 (2015).
- И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, С. Ю. Гаврилкин, А. Ю. Цветков, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 180 (2018).
- E. Finkman and B. Fisher, *Solid State Commun.* **50**, 25 (1984).
- P. Monceau, *Adv. Phys.* **61**, 325 (2012).
- H. Yi, T. Komesu, S. Gilbert, G. Hao, A. J. Yost, A. Lipatov, A. Sinitskii, J. Avila, C. Chen, M. C. Asensio, and P. A. Dowben, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 052102 (2018).
- I. G. Gorlova, V. Ya. Pokrovskii, A. A. Frolov, A. P. Orlov, *ACS Nano* **13**(8), 8495 (2019); DOI: 10.1021/acsnano.9b04225
- Н. Б. Болотина, И. Г. Горлова, И. А. Верин, А. Н. Титов, А. В. Аракчеева, *Кристаллография* **61**, 888 (2016).
- И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, *Аномальное поведение термоЭДС в слоистом квазидвумерном полупроводнике TiS<sub>3</sub>, XVI Конференция "Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления" 7 июня 2018 г., г. Троицк, г. Москва, Тезисы, с. 15,* <http://www.hppi.troitsk.ru/meetings/Workshop/work18/worksh18.htm>, <http://www.hppi.troitsk.ru/meetings/Workshop/work18/%D1%82%D0%B5%D0%B7%D0%B8%D1%81%D1%8B2018-%D0%BA%D0%BE%D1%80.pdf>.
- Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, *ФТТ* **6**, 2791 (1964) [*Sov. Phys. Solid State* **6**, 2219 (1965)].
- W. Kohn, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 439 (1967).
- Y. Takahide, M. Kimata, K. Hazama, T. Terashima, S. Uji, T. Konoike, and H. M. Yamamoto, *Phys. Rev. B* **81**, 235110 (2010).
- Y. Takahide, M. Kimata, K. Kodama, T. Terashima, S. Uji, M. Kobayashi, and H. M. Yamamoto, *Phys. Rev. B* **84**, 035129 (2011).
- T. L. Adelman, S. Zaitsev-Zotov, and R. E. Thorne, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5264 (1995).
- J. A. Silva-Guillen, E. Canadell, P. Ordejon, F. Guinea, and R. Roldan, *2D Mater.* **4**, 025085 (2017).
- И. Г. Горлова, А. В. Фролов, А. П. Орлов, В. А. Шахун, В. Я. Покровский, *Эффект поля в квазиодномерном слоистом полупроводнике TiS<sub>3</sub>, 38-е совещание по физике низких температур, 17-22.9.18, Москва-Ростов-на-Дону-Шепси. Тезисы докладов, с. 104;* <https://drive.google.com/file/d/11mBNU5oRT0U25OqZK7F5DeT5VtKKS7IJ/view>.
- А. С. Шкварин, Ю. М. Яρμοшенко, М. В. Яблонских, А. И. Меренцов, А. Н. Титов, *Журнал структурной химии* **55**, 1095 (2014).
- И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. Н. Титов, В. Н. Тимофеев, *ЖЭТФ* **138**, 335 (2010).
- A. V. Frolov and Y. I. Latyshev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **393**, 12025 (2012).
- K. S. Novoselov, *Science* **306**, 666 (2004).
- И. Г. Горлова, А. В. Фролов, А. П. Орлов, В. А. Шахун, В. Я. Покровский, *Эффект поля и влияние индуцированных носителей на нелинейную проводимость в квазиодномерном слоистом полупроводнике TiS<sub>3</sub>, XVII Конференция "Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления", 6 июня 2019 г., г. Троицк, г. Москва;* [https://form.jotformeu.com/dasalam/strongcorrelation\\_2019](https://form.jotformeu.com/dasalam/strongcorrelation_2019); тезисы, с. 26 (<https://drive.google.com/file/d/0B-1-HyqgclOSLXdUTXNqZzNBbVFQaHF0RUlnRF82ekR2WFFz/view>).
- С. В. Зайцев-Зотов, *УФН* **174**, 585 (2004).
- V. Ya. Pokrovskii and S. V. Zaitsev-Zotov, *Synth. Met.* **41-43**, 3899 (1991).
- Д. В. Бородин, С. В. Зайцев-Зотов, Ф. Я. Надь, *ЖЭТФ* **93**, 1394 (1987).
- S. V. Zaitsev-Zotov, V. Ya. Pokrovskii, and P. Monceau, *JETP Lett.* **73**, 25 (2001).