# СВОЙСТВА РАСТЯНУТЫХ ОБРАЗЦОВ ${ m TaS}_3$ В СОСТОЯНИИ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ И В НОРМАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

С. Г. Зыбцев<sup>а</sup>, В. Я. Покровский<sup>а\*</sup>, О. М. Жигалина<sup>b</sup>, Д. Н. Хмеленин<sup>b</sup>, Д. Старешинич<sup>c\*\*</sup>, С. Штурм<sup>d\*\*\*</sup>, Е. Чернышова<sup>d\*\*\*</sup>

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

<sup>b</sup> Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук 119333, Москва, Россия

> <sup>c</sup> Institute of Physics, Bijenička cesta 46, P.O.B. 304 HR-10001, Zagreb, Croatia

> > <sup>d</sup> National Institute of Chemistry SI-1000, Ljubljana, Slovenia

Поступила в редакцию 3 ноября 2016 г.

Одноосное растяжение нитевидных образцов квазиодномерного проводника ромбического  $\operatorname{TaS}_3$  на величину, превышающую  $\varepsilon_c \sim 0.8$  %, приводит к резкому росту когерентности свойств волны зарядовой плотности, что проявляется в ее движении в полях больших порогового,  $E_t$ . Показано, что при одноосном удлинении  $\operatorname{TaS}_3$  проявляет необычные свойства и в слабых полях: наблюдается немонотонная зависимость температуры пайерлсовского перехода  $T_P$  от  $\varepsilon$ , уменьшение одномерных флуктуаций вблизи  $T_P$ , а также увеличение длин когерентности волны зарядовой плотности при  $T < T_P$ . Исследования в полях больших  $E_t$  показали, что ультракогерентные свойства волн зарядовой плотности наблюдаются в широком диапазоне температур и сохраняются при повышении температуры вплоть до  $T_P$ . Эти свойства ВЗП позволили наблюдать резкий рост  $E_t$  вблизи  $T_P$ , а также практически скачкообразный рост  $E_t$  при T < 90 К. Рост  $E_t$  при приближении к  $T_P$  объясняется уменьшением объема когерентности волны зарядовой плотности из-за флуктуационного подавления пайерлсовской щели.

### **DOI:** 10.7868/S0044451017040174

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности (ВЗП) наблюдается целый ряд эффектов, связанных с особыми механическими и упругими свойствами этих соединений [1,2]. Обнаружены влияние деформации образцов на транспортные свойства [3–5] и модуль Юнга [6], изменение упругих модулей в электрическом поле выше порогового ( $E_t$ ) для скольжения ВЗП [7–14], аномалии упругих свойств на высоких частотах [15], изменение размеров и формы образцов в электрическом поле [16–18]. На феноменологическом уровне эти эффекты объясняются взаимным влиянием деформаций ВЗП и решетки кристалла. Для понимания этого взаимодействия важно знать, каким образом перестраивается ВЗП при деформации кристалла.

Ромбический TaS<sub>3</sub> (ниже — просто TaS<sub>3</sub>) является одним из типичных квазиодномерных проводников с ВЗП. Единственный пайерлсовский переход в этом соединении происходит при температуре  $T_P = 220$  К. Механические свойства TaS<sub>3</sub> исследованы достаточно детально. Изучать воздействие одноосного растяжения кристаллов (вискеров) TaS<sub>3</sub> на свойства ВЗП начали еще в первой половине 80-х годов [3]. Было обнаружено немонотонное поведение линейной, а затем и нелинейной [4] проводимости образцов в зависимости от растяжения. Было показано, что при достижении критического удлинения  $\varepsilon_c$ , величина которого варьируется в диапазоне

<sup>\*</sup> E-mail: vadim.pokrovskiy@mail.ru, pok@cplire.ru

<sup>\*\*</sup> D. Starešinić

<sup>\*\*\*</sup> S. Šturm, E. Tchernychova

0.3-0.8 % (в зависимости от температуры и условий синтеза кристаллов), происходит почти полное исчезновение нелинейной проводимости. При  $\varepsilon > \varepsilon_c$ нелинейная проводимость вновь возрастает, причем ВЗП проявляет более когерентные свойства: величина Е<sub>t</sub> уменьшается, рост нелинейной проводимости при  $E > E_t$  происходит более резко, линии узкополосного шума сужаются. Было высказано предположение, что с ростом  $\varepsilon$  период ВЗП  $\lambda$  увеличивается относительно периода решетки с, достигая четырехкратной соизмеримости с ней в области  $\varepsilon = \varepsilon_c$ [3,4]. Соответственно, при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  ВЗП оказывается «по другую сторону» от соизмеримости и по какимто причинам проявляет более когерентные свойства. При  $\varepsilon = \varepsilon_c$  наблюдалось и аномальное снижение модуля Юнга, имеющее черты фазового перехода первого рода [6]. Авторы связали переход с образованием «новой ВЗП», отметив, что результат едва ли можно объяснить соизмеримостью ВЗП и решетки.

В ходе недавних исследований [19-23], проведенных на более совершенных образцах, в том числе, наноразмерных, были получены результаты, согласующиеся с [3,4], позволившие, однако, сделать качественно новые выводы. Во-первых, было установлено, что ВЗП, возникающая при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , обладает исключительно высокой когерентностью: пороговое поле снижается в 3–6 раз, рост проводимости  $\sigma$ при  $E > E_t$  происходит практически скачкообразно, в некоторых случаях может появиться отрицательное дифференциальное сопротивление. Это позволило говорить о возникновении ультракогерентной ВЗП (УК ВЗП) при  $\varepsilon = \varepsilon_c$ . Во-вторых, было показано, что сам переход в состояние УК ВЗП происходит практически скачкообразно, в диапазоне  $\delta \varepsilon \sim$  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ . В этой узкой области удлинений УК ВЗП и старая ВЗП сосуществуют как две фазы, причем с ростом  $\varepsilon$  происходит одновременное уменьшение концентрации электронов в старой ВЗП и рост в УК ВЗП с сохранением суммарной концентрации [19]. Сам вид особенности  $\sigma(\varepsilon)$  вблизи  $\varepsilon_c$  указывает на то, что происходит фазовый переход первого рода. При этом образуется ВЗП с новыми свойствами. Иными словами, нельзя сказать, что свойства ВЗП с ростом  $\varepsilon$  изменяются симметрично относительно  $\varepsilon_c$ , как можно было бы ожидать при переходе через соизмеримость. В-третьих, был исследован гистерезис зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  в области  $\varepsilon < \varepsilon_c$  [19,22]. Обнаружено, что в образцах с площадью сечения менее 0.1 мкм<sup>2</sup> при изменении  $\varepsilon$  можно наблюдать переходы между дискретными уровнями проводимости, соответствующими разным значениям  $\lambda$  [22], т. е. наблюдалось «квантование» волнового вектора ВЗП **q** [23, 25]. Анализ этих переходов, так же как и анализ гистерезиса  $\sigma(\varepsilon)$  в обычных образцах, показал, что с ростом  $\varepsilon$  происходит увеличение q продольной компоненты **q** — относительно решетки, т. е. увеличение  $q/c^*$ , где  $c^* = 2\pi/c$  — период обратной решетки. Это значит, что ВЗП удаляется от четырехкратной соизмеримости с решеткой [26]. Высказано предположение, что УК ВЗП возникает в результате скачкообразного изменения вектора **q**. Новый вектор **q** наилучшим образом совмещает поверхности Ферми, форма которых изменяется в зависимости от  $\varepsilon$ . Однозначного объяснения высокой когерентности ВЗП при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  пока предложено не было.

В наших предыдущих публикациях свойства УК ВЗП были представлены лишь в узком диапазоне температур, 110–130 К, в котором рост когерентности при  $\varepsilon = \varepsilon_c$  наиболее выражен. В данной работе представлены исследования проводимости при разных значениях  $\varepsilon$ , в том числе при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , в области температур 77-300 К. Показано, что этот диапазон температур перекрывает всю область существования УК ВЗП. Приводятся результаты исследования узкополосного шума и синхронизации скольжения ВЗП в СВЧ-поле. Эти эксперименты непосредственно подтверждают высокую когерентность ВЗП при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Показано, что особые свойства ВЗП в растянутых образцах проявляются также и в полях ниже  $E_t$ . Появление «квантования» вектора **q** в образцах с поперечными размерами ~ 1 мкм на зависимостях  $\sigma(T)$  при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  свидетельствует о росте длин когерентности при переходе в состояние УК ВЗП. Изменение вида зависимости  $\sigma(T)$ , а также немонотонная зависимость  $T_P(\varepsilon)$ , указывают на рост амплитуды ВЗП при переходе в УК-состояние. Большая амплитуда гистерезиса  $\sigma(T)$ , а также вклад напряжения проскальзывания фазы в пороговое напряжение при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ свидетельствуют о высокой прочности УК ВЗП на разрыв.

Сохранение порогового вида ВАХ в состоянии УК ВЗП вплоть до  $T_P$  позволило наблюдать резкий рост  $E_t$  при  $T \to T_P$  почти на порядок и количественно описать полученную зависимость. Резкий рост  $E_t$  наблюдался также при понижении температуры ниже 90 К, что трудно объяснить в рамках принятой модели, связывающей рост  $E_t$  с понижением термических флуктуаций параметра порядка ВЗП [27].

#### 2. МЕТОДИКИ

Качественно новые результаты, представленные в данной статье, удалось получить благодаря раз-

ЖЭТФ, том **151**, вып. 4, 2017

работке новых методик удлинения, применимых, в том числе, к наноразмерным образцам [19,22]. Для исследования свойств образцов в зависимости от  $\varepsilon$ оптимальной оказалась методика изгиба подложки, на которой закреплен образец [22]. Перемещение штифта с помощью микрометрического винта позволяет плавно изгибать подложку и практически непрерывно удлинять образец. При этом есть возможность приготовить несколько контактов к образцу (см. ниже рис. 5). Однако использование механических приводов затрудняет измерения температурных зависимостей: тепловое расширение приводит к изменению  $\varepsilon$ . В данной работе представлены зависимости  $\sigma(T)$  и  $\sigma(E)$ , снятые при фиксированном  $\varepsilon$ . Для их получения более удобным оказался метод «рычага» [19]. В этом случае образец подвешивается между двумя кремниевыми балками, образующими рычаг. Два конца балок прижаты друг к другу и зафиксированы, а два других разведены. Балки крепятся к подложке с помощью индия, что позволяет плавно перемещать свободные концы, используя текучесть индия. Перемещение контролируется с помощью микроскопа. Поскольку образец расположен вблизи зафиксированных концов балок, его удлинение оказывается в несколько раз меньше, чем перемещение свободного конца балки. Это позволяет регулировать удлинение образца с точностью до десятых долей процента. Кроме того, удлинение образца можно контролировать по его проводимости. Мы заметили, что при комнатной температуре рост  $\sigma$  на 4% означает, что ниже  $T_P$  можно ожидать возникновения УК ВЗП (см. также [28]). Подготовленная при комнатной температуре структура помещалась в криостат.

Методом рычага трудно удлинять образцы длиной менее 100 мкм, в то время как для уверенного наблюдения ступенек проводимости необходимо, чтобы расстояние между контактами составляло 10-20 мкм [23]. Для создания таких структур на образец длиной не менее 200 мкм, перед тем, как он подвешивался между контактными блоками, наносилась золотая пленка. Она шунтировала бо́льшую часть образца, оставляя свободным от золота лишь сегмент длиной L = 10-20 мкм. При этом, однако, сопротивление исследуемого сегмента R при  $T > T_P$  оказывается одного порядка с сопротивлением пленки. Для правильного определения R сопротивление зашунтированных сегментов образца вычиталось. Делалось это следующим образом: на образец в пайерлсовском состоянии подавалось ВЧ-напряжение, синхронизующее движение ВЗП [29]. Известно, что при синхронизации отношение плотности тока ВЗП к частоте ВЧ-напряжения для TaS<sub>3</sub> при когерентном скольжении ВЗП составляет  $j_c/f = 69$  А/(МГц·см<sup>2</sup>) [30]. Зная ток ВЗП в условиях синхронизации, т.е.  $I_c/f$ , мы определяли площадь сечения образца, *s*. Зная *s*, *L* и удельное сопротивление равное  $3 \cdot 10^{-4}$  Ом·см, несложно найти *R* (300 K).

Нанесение золотой пленки на образец позволяет также избежать вклада в сопротивление участков вискера, находящихся в области его крепления к балкам (с помощью эпоксидной смолы) и индиевых контактов. Таким образом, измерялась проводимость только подвешенной части образца, в которой удлинение было однородно.

Большинство образцов, представленных в статье (№№ 1–5), удлинялось методом рычага. Исключение составил четырехконтактный образец № 6, удлинявшийся методом изгиба подложки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1*а* представлены три зависимости R(1/T)при разных удлинениях для образца с расстоянием между контактами L = 16 мкм. Сначала исследовался нерастянутый образец; затем контактный блок перемещался так, что создавалось удлинение около 0.5 % ( $\varepsilon < \varepsilon_c$ ), затем — около 1 % ( $\varepsilon > \varepsilon_c$ ). Аналогичные данные представлены для более длинного образца (L = 670 мкм) (рис. 16)<sup>1)</sup>. Зависимости дифференциального сопротивления R<sub>d</sub> от напряжения V (при  $T=113~{\rm K})$ для образца №1 представлены на вставке к рис. 1, а для № 2 (при *T* = 77–203 К) на рис. 3*a*. Вид кривых R(1/T), а также ВАХ подтверждает, что при максимальных значениях  $\varepsilon$  ВЗП перешла в ультракогерентное состояние, а при промежуточных — нет [19]. Отметим, что в образце № 1 пороговое напряжение  $V_t$  в состоянии УК ВЗП чуть больше, чем при  $\varepsilon = 0$ . Мы связываем это с большим вкладом напряжения проскальзывания фазы (ПФ)  $V_{ps}$ . Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Из температурных зависимостей линейной проводимости (рис. 1) следует, что существенные изменения свойств образца при удлинении наблюдаются не только в состоянии ВЗП, но и в нормальном состоянии. При  $\varepsilon > \varepsilon_c$  и  $T > T_P$  заметно возрастает dR/dT. Рост R в области перехода становится более резким (рис. 1), что указывает на уменьшение флуктуаций при удлинении. Как и в работе [5], с

 $<sup>^{1)}</sup>$ Измеренные значения  $\varepsilon$  составляют  $1\,\%$ и  $1.5\,\%$ , однако мы не можем исключить, что истинные значения  $\varepsilon$ были меньше из-за неправильного определения точки отсчета  $\varepsilon$ , что связано с провисанием образца в начале цикла измерений.



Рис. 1. *а*) Зависимости R(1/T) для образца  $\operatorname{TaS}_3$  с размерами  $L = 16 \,$  мкм,  $s = 0.3 \,$  мкм<sup>2</sup> (образец  $\mathbb{N} \circ 1$ ) при  $\varepsilon = 0, \, \varepsilon \sim 0.5 \,$ % (меньше  $\varepsilon_c$ ) и  $\varepsilon \sim 1 \,$ % (больше  $\varepsilon_c$ ). Введена поправка на сопротивление золотой пленки (280 Ом), нанесенной на части образца, прилегающие к контактным блокам. Длина подвешенной части образца — около 200 мкм. Вставка: зависимости  $R_d(V)$  для образца  $\mathbb{N}^{\circ} 1$  при  $\varepsilon = 0$  (верхняя кривая) и при  $\varepsilon \sim 1 \,$ % (нижняя кривая),  $T = 113 \,$  К.  $\delta$ ) Аналогичные рис. 1a зависимости для образца с  $L = 670 \,$  мкм,  $s = 0.3 \,$  мкм<sup>2</sup> (образец  $\mathbb{N}^{\circ} 2$ ). Верхняя вставка: фрагменты R(T) вблизи  $T_P$ . Нижняя вставка: логарифмические производные кривых R(1/T) вблизи  $T_P$ 

ростом  $\varepsilon$  возрастает энергия активации сопротивления (T > 130 K) и понижается  $T_P$ . Однако зависимость  $T_P(\varepsilon)$  оказывается немонотонной: при максимальном удлинении  $T_P$  оказывается выше, чем при промежуточной величине  $\varepsilon$  (рис. 1).

При низких температурах заметно возрастает гистерезис R(T): при одной и той же температуре сопротивление при нагреве может в 2.5 раза превышать сопротивление при охлаждении (рис. 1*a* и рис. 2). Для обычных образцов это отношение не



Рис. 2. Многократно записанные зависимости  $\sigma(T)$  для образца  $N^{\circ}1$  при  $\varepsilon = 1.5$ % (слева), а также для нерастянутого нанообразца ( $N^{\circ}3$ , справа). Размеры образцов указаны на рисунке. Проводимость образца  $N^{\circ}1$  поделена на 70. На вставке: относительное изменение q в зависимости от 1/T для образца  $N^{\circ}3$ , определенное по распределению ступенек на зависимости  $\sigma(T)$ . Наклоны прямых линий при охлаждении и нагреве соответствуют энергиям активации 810 и 890 K

превышает 1.5 [31]. Широкая петля гистерезиса наблюдается также и в наноразмерных недеформированных образцах (рис. 2).

На рис. 1*a* при низких температурах на зависимости R(T) при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  хорошо видна ступенчатая структура. Как известно, скачки между дискретными состояниями связаны с рождением или уничтожением отдельных периодов ВЗП в результате единичных актов ПФ [23–25]. В данном случае можно наблюдать рождение/уничтожение не только одного, но и двух, трех или четырех периодов ВЗП одновременно, о чем свидетельствует величина скачков R. При  $\varepsilon = 0$  дискретные состояния ВЗП в образце № 1 (рис. 1*a*) практически невозможно различить: площадь его сечения s = 0.3 мкм<sup>2</sup>, в то время как четкие ступеньки наблюдаются, как правило, при  $s \leq 10^{-2}$  мкм<sup>2</sup> [23, 24].

Структура дискретных состояний ВЗП в образце № 1 более четко видна на рис. 2, на котором приведены многократно записанные зависимости  $\sigma(T)$ (см. рис. 1*a*). Для сравнения показаны аналогичные зависимости, полученные для нерастянутого образца (№ 3), площадь сечения которого на два порядка меньше. Более четкая по сравнению с приведенной в [24] структура дискретных состояний («квантование») была получена благодаря применению методики лазерной абляции золота для нанесения контактов. В этом случае атомы золота проникают в глубь образца, создавая жесткие граничные условия для фазы ВЗП ([25] и приложение к ней).

Отметим, что поскольку каждому единичному скачку проводимости  $\delta\sigma$  соответствует изменение qна величину  $\pm 2\pi/L$ , считая ступеньки проводимости на  $\sigma(T)$ , можно определить изменение  $\delta q$  вектора **q** без единого подгоночного параметра. Таким способом можно установить зависимость  $\delta q(T)$ , а также ее гистерезис [25]. Полученная зависимость для образца № 3 представлена на вставке к рис. 2. Здесь  $\delta q \equiv q(T) - q(0)$ , причем q(0) подобрана так, что  $\delta q \propto \exp(-\Delta/T)$ , где  $\Delta = 800-900$  К. Эта величина  $\Delta$  соответствует величине пайерлсовской щели в TaS<sub>3</sub>, в согласии с [32, 33]. Зависимость  $\delta q(T)$ согласуется с данными дифракционных исследований [26].

Как видно на рис. 2, на участках между скачками  $\sigma$ , т. е. на обратимых участках  $\sigma(T)$ , проводимость растянутого образца ( $\mathbb{N}$  1) с температурой изменяется гораздо слабее, чем нерастянутого ( $\mathbb{N}$  3). Изменение величины  $\partial \ln \sigma / \partial (1/T)$  при переходе в состояние УК ВЗП свидетельствует об изменении энергетической структуры TaS<sub>3</sub> [24] (см. ниже).

Приведенные выше данные, полученные в полях меньших  $E_t$ , указывают на формирование в растянутых образцах новой ВЗП, обладающей высокой когерентностью в широком диапазоне температур. Когерентность ВЗП в движении можно охарактеризовать по виду нелинейных ВАХ [19, 22]. На рис. 3 приведены зависимости  $R_d(V)$  при разных температурах при  $\varepsilon \approx 1.5\,\%.$  На рис. За представлены кривые при T = 78-201 K, а на рис. 36 - в более узком диапазоне температур вблизи T<sub>P</sub>. При данном  $\varepsilon$  величина  $T_P$ , определенная по максимуму логарифмической производной R(T), составляет 203 К (рис. 16). Как видно на рис. 3a, характерные для УК ВЗП зависимости  $R_d(V)$  с малыми  $E_t$  (200– 300 мB/см) и почти вертикальным падением  $R_d$  при  $E > E_t$  [19,22] сохраняются при понижении температуры вплоть до 90 К.

Когерентность скольжения УК ВЗП подтверждается также наблюдением узких линий генерации напряжения на фундаментальной частоте и ее гармониках (рис. 4*a*), а также полной синхронизации ВЗП высокочастотным электрическим полем (рис. 4*б*). На зависимостях  $R_d(V)$  при  $V < V_t$  наблюдается большой гистерезис, более 20% (рис. 4*б*). Петля гистерезиса имеет вид параллелограмма. Подобный гистерезис наблюдался на большинстве образцов в состоянии УК ВЗП и может свидетельствовать о возникновении полярной оси при удлинении образца.



Рис. 3. Зависимости  $R_d(V)$  для образца № 2 при  $\varepsilon \approx 1.5$  % разных T: a - T = 78-201 K,  $\delta - T = 200$ -207 K

Отдельного рассмотрения требует ВАХ образца № 1 (вставка к рис. 1*a*). Видно, что в состоянии УК ВЗП величина  $V_t$  больше, чем в нерастянутом состоянии. Подобное наблюдалось и в других коротких образцах. Как видно на вставке к рис. 1*a*, при  $\varepsilon = 0$  $V_t = 5.7$  мВ, а при  $\varepsilon > \varepsilon_c$   $V_t = 7.5$  мВ, т. е. на 1.8 мВ больше. Будем считать, что  $V_t = E_t L + 2V_{ps}$  [24]. С учетом снижения объемного вклада в  $V_t$  как минимум в два раза [19], а также вклада от ПФ около 2 мВ [24] в нерастянутом образце  $V_{ps}$  для УК ВЗП можно оценить в 6 мВ как минимум, т. е. по 3 мВ на каждый из контактов.



Рис. 4. a) Спектр шума, наблюдаемого в образце № 4 при скольжении УК ВЗП,  $\varepsilon \approx 1$ %;  $\delta$ ) зависимость  $R_d(I)$  для этого же образца при той же T без облучения и при ВЧ-облучении на частоте 500 кГц. Наблюдаются ступеньки Шапиро, свидетельствующие о полной синхронизации скольжения ВЗП. Размеры образца № 4: L = 885 мкм, s = 1.3 мкм<sup>2</sup>

Таким образом, вклад контактов оказывается весьма существенным, и при исследовании депиннинга и скольжения УК ВЗП мы попытались устранить этот вклад. Для этого мы провели измерения  $R_d(V)$  в четырехконтактной конфигурации. Удлинение образца создавалось методом изгиба подложки [19]. Для уменьшения шунтирования тока потенциальными контактами необходимо было минимизировать их размеры. Поэтому пирина золотых контактных полосок, нанесенных на образец, была существенно меньше, чем ширина грани (вставка к рис. 5).

Как видно на рис. 5, на зависимости  $R_d(V)$ , измеренной в четырехконтактной конфигурации, при  $V = V_t$  наблюдается практически вертикальное падение  $R_d$  с ростом V. При бо́льших напряжениях  $R_d$  быстро приближается к своему значению в нор-



Рис. 5. Зависимости  $R_d(V)$  для образца № 6 в двухконтактной ( $\varepsilon > \varepsilon_c$ ) и четырехконтактной ( $\varepsilon = 0, \varepsilon > \varepsilon_c$ ) конфигурациях. Во всех трех случаях измерялось напряжение между центральными контактами («2» и «3»), T = 120 К, s = 5 мкм<sup>2</sup>. Расстояние между потенциальными контактами — 225 мкм, между токовыми — 400 мкм. Вставка: микрофотография фрагмента образца вблизи его середины. Видны потенциальные контакты

мальном состоянии, но не превышает его. Для образца № 6, представленного на рис. 5, находим  $E_t = 140-150 \text{ MB/см}$ , что меньше рекордно малых значений  $E_t$  для TaS<sub>3</sub>.

Двухзондовые измерения  $R_d(V)$  дают заметно бо́льшую величину  $E_t$ . Если рост  $V_t$  по сравнению с четырехзондовой конфигурацией связать с ПФ на контактах, то  $V_{ps} = 3$  мВ в пересчете на один контакт, в соответствии с оценкой, полученной выше для образца №1 (вставка к рис. 1*a*). Сравнивая зависимости  $R_d(V)$ , измеренные при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  в двухи четырехконтактной конфигурациях, можно заметить, что процесс ПФ не только приводит к росту  $V_t$ , но также увеличивает диссипацию ВЗП: убывание  $R_d$  при  $V > V_t$  происходит медленнее при двухконтактных измерениях.

При охлаждении растянутого ( $\varepsilon > \varepsilon_c$ ) образца ниже T = 90 К наблюдается резкий рост порогового поля и диссипации ВЗП (рис. 3a, рис. 6): рост нелинейного тока при  $E > E_t$  происходит все более плавно. Аналогичные изменения вида ВАХ, как известно, происходят и в нерастянутых образцах [34], но они происходят постепенно. В качестве иллюстрации на рис. 6 приведена также зависимость  $E_t(T)$ , измеренная для образца № 5 из этой же партии. Эта зависимость аналогична полученным ранее [26,35,39]. Зависимости из работ [26,37,38] также показаны на рис. 6.



Рис. 6. Зависимости  $E_t(T)$  для образца № 2 при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ (•, см. рис. 3) и № 5 при  $\varepsilon = 0$  (звездочки). Размеры образца № 5: L = 80 мкм, s = 0.03 мкм<sup>2</sup>. Показаны также данные из работ [37] ( $\diamond$ ), [38] ( $\bigtriangleup$ ) и [26] ( $\bigtriangledown$ )

При приближении к  $T_P$  ВЗП, как видно на рис. 36, сохраняет свои ультракогерентные свойства. Вплоть до  $T_P = 203$  К (и даже выше) на зависимостях  $R_d(V)$  виден четкий порог. В нерастянутых образцах порог вблизи  $T_P$  размывается, а нелинейность уменьшается, так что изучение зависимости  $E_t(T)$  вблизи  $T_P$  представляется весьма затруднительным. Поэтому УК ВЗП предоставляет уникальную возможность исследовать рост порогового поля при  $T \to T_P$ . Как видно на рис. 6, величина  $E_t$  возрастает более чем в три раза при  $T \to T_P$ . Ранее сообщалось о росте  $E_t$  вблизи  $T_P$  в два раза (рис. 6) [35, 36].

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

# 4.1. Свойства ВЗП в растянутых образцах при температурах выше *T<sub>P</sub>* и в полях меньших порогового

Как видно на рис. 1, в нормальном состоянии с ростом  $\varepsilon$  температурный ход сопротивления становится все более «металлическим». Этот результат не является неожиданным, поскольку при удлинении анизотропия структуры уменьшается, что приводит к уменьшению одномерных флуктуаций. С уменьшением анизотропии можно связать также и понижение  $T_P$  при малых значениях  $\varepsilon$ . Однако при максимальном удлинении  $T_P$  оказывается выше, чем при промежуточных (рис. 1). Этот результат, а также рост энергии активации сопротивления R(T) при T > 130 К (см. также [5]), свидетельствуют о возрастании пайерлсовской щели  $\Delta$  при переходе в состояние УК ВЗП. Рост  $\Delta$  и более резкий характер перехода в области  $T_P$  также можно объяснить уменьшением одномерных флуктуаций.

Одна из особенностей УК ВЗП — огромный гистерезис на зависимостях R(T) (рис. 1*a*, 2). В полупроводниковой модели ВЗП в пределе униполярной проводимости имеем  $\sigma \propto \exp[(\zeta - \zeta_{eq})/T]$  [23,39], где  $\zeta - \zeta_{eq} -$ сдвиг химического потенциала относительно равновесного значения. Если взять  $\sigma_{max}/\sigma_{min} =$ = 2.4 при T = 95 К (см. рис. 1*a*), получаем  $\zeta - \zeta_{ea} =$  $= \pm 3.5$  мэВ (учет поправки на биполярность проводимости приводит к еще большей величине  $\zeta - \zeta_{eq}$ ). В нерастянутых образцах эта величина не превышает ±1.5 мэВ. Сдвиг химического потенциала пропорционален механическому напряжению ВЗП [40]; соответственно, максимальный сдвиг характеризует прочность ВЗП на разрыв, т.е. соответствует условию возникновения ПФ. Таким образом, большая величина критического сдвига химического потенциала  $[\zeta - \zeta_{eq}]_{cr}$  означает возрастание барьера для ПФ при формировании УК ВЗП. Анализ ВАХ коротких образцов (вставка к рис. 1*a*, рис. 5) также привел нас к заключению о возрастании напряжения ПФ при переходе в состояние УК ВЗП. Поскольку процесс ПФ можно описать как крип дислокаций ВЗП [41, 42], рост напряжения ПФ может свидетельствовать о малой концентрации дефектов в УК ВЗП, которые могли бы являться источниками локального подавления пайерлсовской щели, т.е. зародышей для дислокационных петель. Отсутствием дефектов, приводящих к локальному подавлению пайерлсовской щели, можно объяснить также и большую ширину петли гистерезиса R(T) в нерастянутых образцах с нанометровыми поперечными размерами (рис. 2).

Появление ступенчатой структуры на кривых  $\sigma(T)$  в относительно толстых образцах при переходе в состояние УК ВЗП означает, что с ростом  $\varepsilon$  возрастают поперечные длины когерентности ВЗП, так что ПФ происходит во всем сечении образца. Рост длин когерентности подтверждает предположение о малой концентрации дефектов в УК ВЗП.

Отдельно проанализируем участки  $\sigma(T)$  между ступеньками. В состоянии УК ВЗП наклон этих участков заметно меньше, чем для обычной ВЗП (рис. 2). Для объяснения заметим, что на этих участках  $\sigma(T)$  ПФ не происходит, q = const, следовательно, p - n = const [24], где p и n — концентрации соответственно электронных и дырочных возбуждений. В слабых полях проводимость TaS<sub>3</sub> имеет дырочный характер  $(p \gg n)$  [43]. В предельном случае, пренебрегая n, получаем p = const, что соответствует  $\sigma = \text{const}$  (в пренебрежении температурной зависимостью подвижности  $\mu$ ). В промежуточных случаях, когда необходимо учитывать вклад электронных возбуждений, чем больше n, тем больше  $\partial \sigma / \partial T|_q$ . Таким образом, по величине наклона кривой  $\sigma(T)$  между ступеньками можно судить о степени униполярности проводимости и даже вычислить сдвиг химического потенциала относительно эффективной середины щели (формула (5) в работе [24]):

$$\partial \ln \sigma / \partial (1/T)|_q = -\Delta / \operatorname{ch}(\zeta/T),$$
 (1)

где  $\zeta = 0$  соответствует условию p = n. Уменьшение  $\partial \sigma / \partial T$  с ростом  $\varepsilon$  означает рост  $\zeta$  и степени униполярности проводимости. Это заключение согласуется со сделанным в [19,22,23] выводом о возрастании  $q/c^*$  при одноосном растяжении: поскольку  $\delta(p-n)/c^* = (1/\pi)\delta(q/c^*)$  [43], чем больше  $q/c^*$ , тем больше p - n и  $\zeta$ .

Для образцов, представленных на рис. 2, при  $T~=~115~{\rm K}$ для  $\varepsilon~=~0$  находим  $\partial \ln \sigma / \partial (1/T)|_q~\approx$  $\approx -390$  K, а для  $\varepsilon > \varepsilon_c$  эта же величина составляет около -70 К. Оценка соответствующих значений  $\zeta$ по формуле (1) для  $\Delta = 800$  К дает 155 К и 360 К. Во втором случае  $\zeta$  и  $\Delta$  оказываются одного порядка. При сдвиге химического потенциала от 360 К до 155 К при сохранении  $\Delta$  проводимость должна была бы возрасти на порядок. Действительно, при приближении  $\varepsilon$  к  $\varepsilon_c$  проводимость может существенно возрасти — в 2-5 раз [19,22,23] (T = 120 K). Однако при переходе в состояние УК ВЗП проводимость резко падает, так что  $\sigma(\varepsilon > \varepsilon_c)$  может даже достичь  $\sigma(\varepsilon = 0)$  [19]. Падение проводимости при  $\varepsilon = \varepsilon_c$  можно было бы объяснить скачком химического потенциала в сторону середины щели. Однако в отличие от случая  $\varepsilon = 0$  наклон  $\partial \ln \sigma / \partial (1/T)|_q$  остается таким же малым, как и до скачка проводимости или даже меньше (рис. 1*a*). Таким образом, снижение  $\sigma$ при  $\varepsilon = \varepsilon_c$  логично объяснить ростом пайерлсовской щели  $\Delta$  на величину около 100–200 K, что оказывается в качественном согласии с ростом энергии активации сопротивления в растянутых образцах [5].

По величине ступенек проводимости (рис. 2) можно оценить подвижность носителей [25] (в случае  $TaS_3$  — дырок [43]). Как известно, высота ступенек проводимости  $\delta\sigma$  хорошо согласуется с предположением о том, что на каждой металлической атомной цепочке происходит рождение или уничтожение двух квазичастиц [24, 25]. Чтобы найти общее число квазичастиц, родившихся или уничтожившихся в образце в результате единичного ПФ, надо знать общее число проводящих цепочек в нем N. Для определения числа цепочек удобно использовать эффект синхронизации ВЗП в ВЧ поле частотой f. За один период колебаний 1/f каждая цепочка ВЗП переносит заряд 2e. Поскольку общий заряд, перенесенный ВЗП за время 1/f, равен  $I_c/f$ , находим

$$N = (I_c/f)/2e.$$
 (2)

Изменение удельной проводимости при единичном П<br/>Ф[25]

$$\delta\sigma_s = (2/L)e\mu/s_0,\tag{3}$$

где  $s_0$  — площадь, приходящаяся на одну цепочку. С учетом  $N = s/s_0$  получаем

$$\mu = \delta \sigma L^2 / (I_c / f). \tag{4}$$

Эта формула весьма удобна для оценки  $\mu$ , поскольку в ней все множители напрямую определяются из экспериментов. Для образца № 3 оценка (4) дала  $\mu =$  $= 25 \text{ см}^2/\text{В·c}$ , а для образца № 2  $\mu = 33 \text{ см}^2/\text{B·c}$ . Полученные значения согласуются с данными, полученными из эффекта Холла [43], что подтверждает предложенную связь наблюдающихся ступенек с «квантованием» вектора **q**.

# 4.2. Динамика ВЗП в растянутых образцах в области низкотемпературной аномалии и вблизи *T*<sub>P</sub>

Перейдем к обсуждению динамических свойств УК ВЗП.

Для описания зависимости  $E_t(T)$  вблизи  $T_P$ учтем, что пайерлсовский переход можно рассматривать как разрушение 3D порядка ВЗП одномерными флуктуациями при возрастании температуры. Для наиболее анизотропных соединений, таких как TaS<sub>3</sub>, сильные одномерные флуктуации — основная причина низкой температуры перехода по сравнению с предсказанием теории среднего поля (аналогичной БКШІ),  $T_P = 2\Delta/3.52$  [29]. При приближении к T<sub>P</sub> снизу возрастают флуктуации химического потенциала [44], и вблизи  $T_P$  величина  $|\zeta - \zeta_{eq}|$  может оказаться сравнимой с  $\Delta$ . В этом случае может происходить локальное подавление пайерлсовской щели и спонтанное ПФ. Этот процесс можно рассматривать как появление дополнительных дефектов, приводящее к росту  $E_t$ . В модели слабого пиннинга [45] зависимость  $E_t(T)$  можно описать с помощью соотношения [46]



Рис. 7. Зависимость  $E_t^{1/2} - E_{t0}^{1/2}$  от обратной температуры для образца № 2 (звездочки), см. рис. 6,  $E_{t0} = 125$  мВ/см. Точками показано отклонение  $\sigma$  от  $\sigma_{\Delta} [\text{Ом}^{-1}] \equiv 1/[170 \exp(1000 \text{ K}/T)]$ 

$$E_T \sim \frac{q}{e\rho_e} \left(\frac{w_i^4 n_i^2}{K^D}\right)^{1/(4-D)},\tag{5}$$

где  $n_i$  — концентрация примесей и дефектов,  $w_i$  — энергия их взаимодействия с ВЗП,  $\rho_e$  — электронная плотность, K — модуль упругости ВЗП, D — размерность. Для D = 3 получаем  $E_t \propto n_i^2$ . Согласно [47] частоту спонтанного ПФ вблизи  $T_P$  можно описать как  $\exp(-W/T)$  с W = 6000–10000 К. Концентрация областей локального подавления пайерлсовской щели описывается этой же зависимостью, и если в (5) подставить  $n_i = n_{i0} + A \exp(-W/T)$ , получаем, что

$$E_t^{1/2} = E_{t0}^{1/2} + B \exp(-W/T).$$
 (6)

Здесь  $n_{i0}$  и  $E_{t0}$  — концентрация примесей и пороговое поле в отсутствие спонтанного ПФ, A и B — численные множители. Данные, приведенные на рис. 6, хорошо описываются зависимостью (6) с  $W = 6.5 \cdot 10^3$  K (рис. 7). Такой же величиной W характеризуется избыточная линейная проводимость,  $\sigma - \sigma_{\Delta}$ , т. е. отклонение проводимости от активационной зависимости  $\sigma_{\Delta} \propto \exp(-\Delta/T)$  при приближении к  $T_P$  снизу [47]. Эта добавка к проводимости также показана на рис. 7.

Объяснить резкий рост порогового поля ниже T = 90 К (рис. 3a, рис. 6) в рамках существующих представлений оказывается непростой задачей. Отметим, что с понижением Tвеличина  $\varepsilon_c$ должна уменьшаться [4] и резкий рост  $E_t$  при  $T \leq 90$  К нельзя объяснить переходом УК ВЗП в обычное состояние из-за недостаточного удлинения образца. Рост Е<sub>t</sub> при низких температурах принято связывать с уменьшением термических флуктуаций, которое сводится к эффективному росту потенциала пиннинга ВЗП [27]. При этом  $E_t(T)$  изменяется как  $\exp(-T/T_0)$ . Для образца № 5 (рис. 6) получаем  $T_0 \approx 17$  K, что согласуется с результатами, полученными для других образцов [35, 36]. Очевидно, для растянутого образца такое описание неприменимо.  $E_t$  растет очень резко, как будто происходит фазовый переход первого рода. Подобный резкий рост  $E_t(T)$  наблюдался ранее в  $K_{0.3}MoO_3$  около T = 30 К [48]. В других работах в этой области температур также наблюдалось многократное увеличение  $E_t$ , однако оно носило характер скачка [49]; непрерывный переход между двумя режимами движения ВЗП не наблюдался. Интересно, что резкий, но непрерывный рост E<sub>t</sub> с понижением температуры появлялся в образцах  $K_{0.3}MoO_3$  после отжига в присутствии Ад или Си [50].

Другое объяснение роста  $E_t$  с понижением T связано с возможным переходом ВЗП в неупорядоченное, возможно, стекольное, состояние. В рамках модели слабого пиннинга этот переход можно связать с ростом продольной компоненты модуля упругости ВЗП с понижением температуры [40,51]:  $K_{\parallel} \propto$  $\propto \exp(\Delta/T).$  При этом длина когерентности растет пропорционально  $K_{\parallel}^{1/2},$  однако одновременно растут и пространственные флуктуации механического на-пряжения ВЗП, также как  $K_{\parallel}^{1/2}$ . Критический же для возникновения ПФ сдвиг химического потенциала  $[\zeta - \zeta_{eq}]_{cr}$  растет линейно с понижением T. Taким образом, при определенной температуре напряжение ВЗП в каких-то точках неизбежно превысит критическую величину. В результате ВЗП уже не может существовать без дислокаций, которые, согласно [40], «застревают» в объеме образца. Возникновение новых дефектов в ВЗП может объяснить переход в стекольное состояние и рост  $E_t$ .

Признаком приближения пространственных флуктуаций  $\zeta - \zeta_{eq}$  к критическому значению является сужение петли гистерезиса R(T). Однако в образцах с УК ВЗП, в отличие от случая  $\varepsilon = 0$ , сужения петли гистерезиса не наблюдалось вплоть до азотной температуры. Четкое «квантование» состояний, наблюдающееся в коротких образцах с поперечными размерами около 1 мкм до азотной температуры как минимум, также свидетельствует о высокой когерентности ВЗП и отсутствии в ней «застрявших» дислокаций, т.е. неполного ПФ. Таким образом, модель [40] вряд ли может объяснить рост  $E_t$  (рис. 6).

Мы не можем исключить того, что рост  $E_t$  можно связать с ПФ, происходящим на контактах или даже на одном из них. При низких температурах преобладающий вклад в  $V_{ps}$  имеет объемный характер. Этот вклад связан с ростом сопротивления ВЗП, вызванным ее деформацией вблизи контакта [52]. При этом добавка к  $V_t$  может достигать сотен милливольт. Согласно одному из объяснений [52], рост сопротивления ВЗП связан с ее пиннином на соизмеримости: аномалия наблюдается вблизи контакта, только если к нему приложено отрицательное напряжение. В этом случае необходимость ПФ приводит к возникновению области ВЗП с уменьшенным значением q, т. е. приближает ее к четырехкратной соизмеримости с решеткой. Другое объяснение аномалии V<sub>ps</sub> связано с резким снижением проводимости квазичастиц, которое также происходит именно при растяжении ВЗП [53]. В любом случае в результате ПФ происходит возрастание сопротивления ВЗП на длинах порядка сотен микрон вблизи контакта отрицательной полярности.

Можно предположить, что в случае УК ВЗП влияние этой аномалии на  $V_t$  может быть сильнее в связи с большим напряжением ПФ. Таким образом, поскольку УК ВЗП обладает высокой пространственной когерентностью, область высокого сопротивления ВЗП распространится на длину еще бо́льшую, чем в нерастянутых образцах. Для проверки этого объяснения следует провести исследования ПФ в УК ВЗП, например, в трехконтактной конфигурации, использованной для исследования  $V_{ps}$  [52]. К сожалению, образец № 6, представленный на рис. 5, не был исследован ниже 100 К.

# 4.3. Природа ультракогерентного состояния ВЗП

Как показано в работах [19,22,23], возникновение УК ВЗП не связано с четырехкратной соизмеримостью ВЗП с решеткой [26], поскольку при удлинении образцов величина  $\lambda$  увеличивается относительно c, удаляясь от величины c/4. Сделан вывод, что эффекты, наблюдаемые при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , связаны с образованием новой ВЗП в результате фазового перехода первого рода [6]. По-видимому, этот переход соответствует возникновению нового вектора **q**, обеспечи-

вающего оптимальный нестинг поверхностей Ферми при  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Когерентность новой ВЗП можно объяснить, отчасти, выходом структурных дефектов из кристалла при растяжении [19,54]. Для анализа причины снижения E<sub>t</sub> в модели слабого пиннинга удобно воспользоваться формулой (5). На величину Е<sub>t</sub> могут влиять два параметра:  $n_i$  и K. Снижением  $n_i$ можно объяснить небольшое необратимое уменьшение Е<sub>t</sub> после первого цикла увеличения — уменьшения растяжения. Такое снижение Е<sub>t</sub> примерно на 10-20 %, действительно наблюдалось на образцах NbS<sub>3</sub> второй фазы (NbS<sub>3</sub>-II) при комнатной температуре [19,54]. Выход дефектов из образца при деформации — вполне вероятная вещь. Однако трудно представить, что исчезновение-появление структурных дефектов при росте–уменьшении  $\varepsilon$  может носить обратимый характер, причем  $n_i$  изменяется в несколько раз.

Другая возможность объяснить снижение  $E_t$  – связать его с ростом модуля упругости ВЗП K при переходе в состояние УК ВЗП. Величина  $K_{\parallel}$ , весьма чувствительна к параметрам ВЗП, что связано с эффектами экранирования заряда, возникающего при продольной деформации ВЗП [39]. Как отмечалось выше, величина  $K_{\parallel}$  пропорциональна  $\exp(\Delta/T)$ [40, 51]. Можно предположить, что более высокий модуль упругости УК ВЗП по сравнению с обычной ВЗП можно объяснить большей величиной  $\Delta$ .

Однако рост  $K_{\parallel}$  не может объяснить снижение  $E_t$  почти на порядок. Согласно (5), для D = 3 имеем  $E_t \propto K^{-3}$ . Если же учесть, что в состоянии УК ВЗП изменяется только одна компонента модуля упругости ВЗП,  $K_{\parallel}$ , получаем<sup>2)</sup>  $E_t \propto K_{\parallel}^{-1}$ . Поскольку в рамках полупроводниковой модели  $K_{\parallel} \propto d\zeta/dq$  [40], мы можем достаточно точно определить изменение  $K_{\parallel}$  при переходе в состояние УК ВЗП, воспользовавшись соотношением  $\delta\sigma/\sigma \propto \delta\zeta/T$  [24, 39] (при  $T, \varepsilon = \text{const}$ ). Эффект «квантования» вектора **q** позволяет для разных ВЗП сравнить изменение  $\sigma$  при заданном изменении q, а именно,  $\pm 2\pi/L$ . Сравнивая величины ( $\delta\sigma/\sigma$ )/( $\delta q/q$ ) для обычной ВЗП и УК ВЗП, приходим к выводу, что они примерно одинаковы при одной и той же T. Так, из рис. 2 для

 $<sup>^{2)}</sup>$  К формуле (5) следует относиться с осторожностью, имея в виду, что согласно (5) с понижением Tдолжно наблюдаться сильное уменьшение  $E_t$  (на два порядка от T=200 К до T=100 К), чего в ТаS3 не наблюдается. В тонких образцах, где пинниг описывается 1D-моделью, исследование фотопроводимости подтвердило зависимость  $E_t \propto K_{\parallel}^{-1/3}$ , вытекающую из (5) при D=1 [55]. Поэтому можно считать, что зависимость  $E_t$  от  $K_{\parallel}$  можно описать как  $K_{\parallel}^{-1}$ или она еще слабее.

растянутого образца (№ 1) при T = 100 К получаем  $(\delta\sigma/\sigma)/(\delta q/q) \sim 1200$ , а для нерастянутого (№ 3)  $(\delta\sigma/\sigma)/(\delta q/q) \sim 2000$ , т.е. даже больше.

Для образцов произвольного размера модуль упругости ВЗП можно оценить как [56]

$$\frac{d\zeta}{dq} = \frac{T}{q} \frac{R(T)}{R(300 \text{ K})} \frac{\mu(T)}{\mu(300 \text{ K})},$$
(7)

т. е. модуль упругости ВЗП пропорционален R. Как видно на рис. 1, при одинаковых T сопротивление в состоянии УК ВЗП даже меньше, чем в нерастянутом образце. Таким образом, при переходе в состояние УК ВЗП величина  $K_{\parallel}$  практически не возрастает или даже уменьшается. Скорее всего, эффект возрастания  $\Delta$  компенсируется понижением  $T_P$  при удлинении. В то же время, это качественно понятное объяснение требует уточнения модели, описывающей зависимость R(T).

Итак, малые значения  $E_t$  для УК ВЗП нельзя объяснить ни повышением ее модуля упругости, ни изменением числа дефектов в образце. Можно, однако, предположить, что формула (5) все же применима для описания перехода в УК-состояние, но с оговоркой, что величина  $n_i$  должна учитывать и собственные дефекты ВЗП. Все существующие модели связывают деформацию и пиннинг ВЗП с примесями и дефектами основной решетки. Однако собственная дефектная структура может существовать в ВЗП, даже если сам кристалл не имеет ни примесей, ни дефектов. В этом случае можно предположить, что УК ВЗП имеет меньшую концентрацию дефектов. Как отмечалось выше, на это указывает высокое напряжение ПФ в УК ВЗП.

Существование дефектной структуры ВЗП (электронного 3D-кристалла), не связанной с дефектами решетки, подтверждается исследованиями в ПЭМ Titan 80-300 и ARM 200F. Для получения изображения кристалла с атомарным разрешением необходимо было зафиксировать образец в камере ПЭМ с нанометровой точностью. Поскольку с криогенным держателем очень трудно избежать существенного дрейфа образца, исследования были проведены при комнатной температуре на соединении NbS<sub>3</sub>-II. В этом соединении ВЗП существует при комнатной температуре ([54] и ссылки в ней)<sup>3)</sup>.

На рис. 8a слева показано изображение кристаллической решетки NbS<sub>3</sub>-II (в ПЭМ Titan 80-300). На изображении различимы отдельные атомы. Справа показано то же изображение в одном из рефлексов, отмеченном стрелкой на вставке. На обоих изображениях, особенно на правом, хорошо видны атомные ряды, направленные вдоль одномерных цепочек (ось *b*). Светлые пятна — области однородной структуры, темные — области изгибов атомных рядов. Они хорошо видны при увеличении масштаба изображения (нижняя вставка к рис. 8*a*). Характерный размер этих неоднородностей — 10–50 Å.

На рис. 9 слева показано изображение кристалла с субатомарным пространственным разрешением, полученное в сканирующей моде ПЭМ ARM 200F. Выбран бездефектный участок образца: изгибы атомных рядов не наблюдаются. Хорошо различимы отдельные атомы. Справа показано изображение ВЗП, т.е. изображение, полученное в сверхструктурных рефлексах с этого же участка образца. Хорошо видны дефекты ВЗП, проявляющиеся в сильном разупорядочении как ее фазы, так и амплитуды. Очевидно, дефекты ВЗП не связаны с дефектами кристалла. Более того, анализируя изображения, полученные в ПЭМ, можно заметить обратный эффект: образование ВЗП приводит к неоднородному искажению решетки. Это видно из сравнения пространственной структуры основной решетки в начале исследований и в конце, когда в результате воздействия высокоэнергетических электронов ВЗП была разрушена. На рис. 86 показаны изображения, аналогичные представленным на рис. 8а, но полученные после длительного исследования образца в ПЭМ. Сравнивая картины дифракционных рефлексов, показанные на вставках, можно видеть, что в результате воздействия электронов сателлиты, связанные с ВЗП, почти полностью исчезли. Радиационные дефекты на рис. 86 не видны, и в то же время очевидно выравнивание атомных рядов, которое можно связать с исчезновением ВЗП.

Этот результат требует дальнейшего анализа, но для нас сейчас важно, что структурные дефекты в ВЗП могут существовать независимо от дефектов основной решетки. Таким образом, мы предполагаем, что УК ВЗП в TaS<sub>3</sub> обладает более совершенной структурой, чем ВЗП в нерастянутом кристалле. Совершенство структуры — собственное свойство УК ВЗП, не связанное с дефектной структурой основной решетки.

Хотя предложенное описание особых свойств УК ВЗП, на наш взгляд, выглядит правдоподобным, оно требует объяснения и экспериментальной проверки.

<sup>&</sup>lt;sup>3)</sup> Вообще говоря, наблюдаются даже две ВЗП. На вставке к рис. 8*a* можно различить два набора сверхструктурных рефлексов, соответствующих  $\mathbf{q}_0 = (0.5a^*, 0.352b^*, 0)$  и  $\mathbf{q}_1 = (0.5a^*, 0.298b^*, 0)$ .



**Рис. 8.** Изображения образца NbS<sub>3</sub>-II в плоскости *ab*, полученные в ПЭМ сразу после настройки (*a*) и после долговременного воздействия электронного пучка (200 кэВ) (*б*). Справа показаны изображения в одном из структурных рефлексов, отмеченных на соответствующих вставках. На первой вставке видны сверхструктурные рефлексы от ВЗП, на второй они отсутствуют

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение, подытожим основные результаты работы.

Исследование проводимости  ${\rm TaS_3}$  в диапазоне T = 78-300 К показало, что образцы этого квазиодномерного соединения, растянутые на величину  $\varepsilon \gtrsim 2.8$ %, обладают рядом необычных свойств.

Показано, что  $T_P$  немонотонно зависит от  $\varepsilon$ : вначале  $T_P$  понижается, однако с дальнейшим ростом  $\varepsilon$ наблюдается тенденция к повышению  $T_P$ . При этом переход становится более резким, а при температуре выше  $T_P$  наблюдается выраженный металлический ход R(T). Эти результаты объясняются уменьшением анизотропии свойств TaS<sub>3</sub>, приводящим одновременно к ухудшению условий нестинга поверхностей Ферми и к подавлению одномерных флуктуаций, а также возникновением УК ВЗП при  $\varepsilon > \varepsilon_c \sim 0.8$  %.

Ультракогерентные свойства ВЗП наблюдаются в диапазоне температур от  $T_P$  до примерно 90 К и проявляются как в нелинейной, так и в линейной проводимости. Для образцов с УК ВЗП характерны малая величина порогового поля, резкий рост проводимости и большая проводимость ВЗП



**Рис. 9.** Слева: изображения образца NbS<sub>3</sub>-II в плоскости *ab*, полученные в ПЭМ ARM 200F в сканирующей моде. Справа: изображение сверхструктуры на этом же участке образца, полученное с помощью программы DigitalMicrograph

при  $E > E_t$  [19]. Эти свойства особенно выражены при измерении ВАХ в четырехконтактной конфигурации. Высокая когерентность скольжения УК ВЗП проявляется также в спектре генерации узкополосного шума и в высокой степени синхронизации ВЧ-излучением.

В запиннингованном состоянии при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  возрастают длины когерентности, что позволяет наблюдать дискретные состояния проводимости, связанные с «квантованием» вектора **q**, в образцах сравнительно большой толщины. Для УК ВЗП характерна большая ширина петли температурного гистерезиса проводимости, что свидетельствует о возрастании критической для возникновении ПФ деформации ВЗП. Анализ ВАХ коротких образцов, а также сравнение ВАХ, измеренных в двух- и четырехконтактной конфигурациях, указывают на большой вклад ПФ в пороговое напряжение. Большая величина деформации УК ВЗП, критической для возникновения ПФ, также свидетельствует о высокой когерентности этой ВЗП и низкой концентрации в ней дефектов.

Резкий рост порогового поля для УК ВЗП при T < 90 К, имеющий вид фазового перехода, невозможно описать в рамках принятой модели [41]. Предположительно, для объяснения эффекта необходимо учесть аномальное поведение ПФ при низких температурах, связанное с резким снижением проводимости ВЗП из-за деформации вблизи контакта отрицательной полярности [52, 53].

Рост  $E_t$  при  $T \to T_P$ , наблюдаемый в УК ВЗП, хорошо описывается в рамках 3D-модели слабого пиннинга с учетом термической активации спонтанного ПФ. Согласно этой модели рост  $E_t$  вызван снижением длин когерентности ВЗП, связанным с возникновением областей спонтанного подавления пайерлсовской щели.

Особые свойства УК ВЗП, по-видимому, связаны с ее собственной дефектной структурой. Вероятнее всего, концентрация собственных дефектов в УК ВЗП гораздо ниже, чем в обычной ВЗП, причем это не связано с дефектной структурой основной решетки. Этим объясняются большие длины когерентности УК ВЗП, а также большая величина критической деформации для ПФ: отсутствие структурных дефектов в УК ВЗП затрудняет ПФ, для которого необходимо зарождение дислокации ВЗП [41,42].

Скорее всего, УК ВЗП, возникающая в виде фазового перехода первого рода, характеризуется новым вектором **q** [19]. Это предположение, а также предположение о структурном совершенстве УК ВЗП, требует экспериментальной проверки и объяснения. Также уточнения требуют некоторые экспериментальные результаты. В частности, из имеющихся данных не ясно, происходит ли рост когерентности неподвижной ВЗП скачкообразно, при  $\varepsilon = \varepsilon_c$ , или плавно с ростом  $\varepsilon$ . Экспериментальной проверки требует также и предположение о связи роста  $E_t$ при T < 90 К с аномалией ПФ.

Авторы благодарны Р. Е. Торну (R. E. Thorne) за предоставление образцов TaS<sub>3</sub>, С. В. Зайцеву-Зотову и В. Ф. Насретдиновой за предоставление образцов  $NbS_3$  и за плодотворное обсуждение работы, И. Г. Горловой за обсуждение работы и ценные замечания, А. А. Синченко и А. П. Орлову за помощь в эксперименте. Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№14-02-01240, 14-02-92015, 17-02-01343, 14-02-31710, 14-02-01236, 16-02-01095, 17-02-01343),РНФ (гранты №№ 14-19-01644, 14-19-01164) и в рамках программ РАН. Методики приготовления образцов методом рычага и определения их площади сечения по ступенькам Шапиро были разработаны при финансовой поддержке РНФ (грант № 14-19-01644). Часть публикуемых в статье результатов была получена при использовании оборудования ЦКП ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

# ЛИТЕРАТУРА

- J. W. Brill, in: Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases, Vol. II Elastic Properties of Solids: Theory, Elements and Compounds, Novel Materials, Alloys, and Building Materials, ed. by M. Levy, Academic Press, San Diego (2001), Ch. 10, p. 143.
- В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, УФН 183, 33 (2013).
- В. Б. Преображенский, А. Н. Талденков, И. Ю. Кальнова, Письма в ЖЭТФ 40, 183 (1984).
- 4. V. B. Preobrazhensky, A. N. Taldenkov, and S. Yu. Shabanov, Sol. State Commun. 54, 1399 (1985).
- R. S. Lear, M. J. Skove, E. P. Stillwell, and J. W. Brill, Phys. Rev. B 29, 5656 (1984).
- K. Das, M. Chung, M. J. Skove, and G. X. Tessema, Phys. Rev. B 52, 7915 (1995).
- J. W. Brill and W. Roark, Phys. Rev. Lett. 53, 846 (1984).
- L. C. Bourne, M. S. Sherwin, and A. Zettl, Phys. Rev. Lett. 56, 1952 (1986).
- Z. G. Xu and J. W. Brill, Phys. Rev. B 45, 3953 (1992).
- 10. Z. G. Xu and J. W. Brill, Phys. Rev. B 43, 11037 (1991).

- R. L. Jacobsen, M. B. Weissman, and G. Mozurkewich, Phys. Rev. B 43, 13198 (1991).
- 12. X.-D. Xiang and J. W. Brill, Phys. Rev. B 39, 1290 (1989).
- 13. X.-D. Xiang and J. W. Brill, Phys. Rev. B 36, 2969 (1987).
- A. J. Rivero, H. R. Salva, A. A. Ghilarducci, P. Monceau, and F. Levy, Sol. State Commun. 106, 13 (1998).
- 15. Sh. Sengupta, N. Samudrala, V. Singh, A. Thamizhavel, P. B. Littlewood, V. Tripathi, and M. M. Deshmukh, Phys. Rev. Lett. 110, 166403 (2013).
- 16. S. Hoen, B. Burk, A. Zettl, and M. Inui, Phys. Rev. B 46, 1874 (1992).
- V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev, and I. G. Gorlova, Phys. Rev. Lett. 98, 206404 (2007).
- V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev, V. B. Loginov, V. N. Timofeev, D. V. Kolesov, I. V. Yaminsky, and I. G. Gorlova, Physica B 404, 437 (2009).
- S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Physica B 460, 34 (2015).
- 20. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, Механическое взаимодействие волны зарядовой плотности с решеткой кристалла, XXXVII Совещание по физике низких температур, 29 июня–3 июля 2015, Казань, Программа и тезисы докладов, стр. 23.
- 21. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, Структурная перестройка волны зарядовой плотности при одноосной деформации и аномалии механических свойств квазиодномерных проводников, XII Российская конференция по физике полупроводников, Ершово, 21–25 сентября 2015, тезисы (Москва, ФИАН им. П. Н. Лебедева), стр. 58.
- S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, arXiv: cond-mat/1602.08123 [cond-mat.str-el].
- 23. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B 94, 115140 (2016).
- 24. Д. В. Бородин, С. В. Зайцев-Зотов, Ф. Я. Надь, ЖЭТФ 93, 1394 (1987).
- 25. S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, and S. V. Zaitsev-Zotov, Nat. Commun. x:x doi: 10.1038/ncomms 1087 (2010).
- 26. C. Roucau, J. de Phys. (France) C3 44, 1725 (1983);
  Z. Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, M. Renard, C. Roucau, R. Ayroles, F. Levy, L. Guemas, and A. Meerschaut, J. de Phys. (Paris), Lett. 44, L311 (1983).

- 27. K. Maki and A. Virosztek, Phys. Rev. B 33, 2852 (1986).
- 28. А. Н. Талденков, частное сообщение.
- 29. P. Monceau, Adv. Phys. 61, 325 (2012).
- 30. S. E. Brown and G. Gruner, Phys. Rev. B 31, 8302 (1985).
- Gy. Hutiray and G. Mihály, in: Lecture Notes in Physics, ed. by Gy Hutiray and J. Solyom, Springer, Berlin (1985), p. 434.
- 32. C. Noguera and J.-P. Pouget, J. de Phys. I (Paris) 1, 1035 (1991).
- 33. С. Н. Артеменко, В. Я. Покровский, С. В. Зайцев-Зотов, ЖЭТФ 110, 1069 (1996).
- 34. G. Grüner and A. Zettl, Phys. Rep. 119, 117 (1985).
- 35. P. Monceau, in: Electronic Properties of Inorganic Quasi-one-dimensional Compounds, Vol. 2, Physics and Chemistry of Materials with Low-dimensional Structures, Ser. B, ed. by P. Monceau, Dordrecht:D. Reidel (1985), p. 139.
- 36. H. Salva, Z. Z. Wang, P. Monceau, J. Richard, and M. Renard, Philosophical Magazine Part B 49, 385 (1984).
- 37. D. Dominko and D. Starešinić, J. Phys.: Condens. Matter 22, 055603 (2010); D. Dominko (2012) Doctoral dissertation, University of Zagreb, Zagreb, Croatia.
- 38. W. G. Lyons and J. R. Tucker, Phys. Rev. B 40, 1720 (1989).
- **39**. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, ЖЭТФ **81**, 1872 (1981).
- 40. V. Ya. Pokrovskii and S. V. Zaitsev-Zotov, Synth. Metals 32, 321 (1989).
- 41. N. P. Ong and K. Maki, Phys. Rev. B 32, 6582 (1985).

- 42. M. P. Maher, T. L. Adelman, S. Ramakrishna, J. P. McCarten, D. A. DiCarlo, and R. E. Thorne, Phys. Rev. Lett. 68, 3084 (1992).
- 43. Ю. И. Латышев, Я. С. Савицкая, В. В. Фролов, Письма в ЖЭТФ 38, 446 (1983).
- 44. S. N. Artemenko, J. Phys. IV 12, Pr9-77 (2002).
- 45. P. A. Lee and T. M. Rice, Phys. Rev. B 19, 3970 (1979).
- 46. С. В. Зайцев-Зотов, УФН 174, 585 (2004).
- 47. V. Ya. Pokrovskii, A. V. Golovnya, and S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. B 70, 113106 (2004).
- 48. B. Zawilski, J. Richard, and J. Marcus, Sol. State Commun. 109, 41 (1999).
- 49. J. Dumas and C. Schlenker, Int. J. Mod. Phys. B 7, 4045 (1993).
- 50. B. Zawilski, J. Richard, J. Marcus, and J. Dumas, Phys. Rev. B 60, 4525 (1999).
- 51. B. Hennion, J. P. Pouget, and M. Sato, Phys. Rev. Lett. 68, 2374 (1992).
- 52. С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ 46, 453 (1987).
- 53. M. E. Itkis, F. Ya. Nad', P. Monceau, and M. Renard, J. Phys.: Condens. Matter 5, 431 (1993).
- 54. S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov, V. V. Pavlovskiy, A. B. Odobesco, Woei Wu Pai, M.-W. Chu, Y. G. Lin, E. Zupanič, H. J. P. van Midden, S. Šturm, E. Tchernychova, A. Prodan, J. C. Bennett, I. R. Mukhamedshin, O. V. Chernysheva, A. P. Menushenkov, V. B. Loginov, B. A. Loginov, A. N. Titov, and Mahmoud Abdel-Hafiez, Phys. Rev. B **95**, 035110 (2017).
- 55. С. В. Зайцев-Зотов, В. Е. Минакова, Письма в ЖЭТФ 79, 680 (2004).
- 56. V. Ya. Pokrovskii and S. V. Zaitsev-Zotov, Synth. Met. 29, F439 (1989).