Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 3, с. 209 – 214 © 2025 г. 10 февраля

Воздействие деформации на проводимость квазиодномерного проводника $K_{0.3}MoO_3$ в пайерлсовском состоянии

С. Г. Зыбцев[+], *В. Я. Покровский*[+1)], *С. В. Зайцев-Зотов*[+*]

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

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", факультет физики, 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 ноября 2024 г.
После переработки 29 ноября 2024 г.
Принята к публикации 6 декабря 2024 г.

Исследована проводимость σ квазиодномерного проводника $K_{0.3}MoO_3$ в малых полях в зависимости от температуры и одноосной деформации ε. Обнаружено, что температура пайерлсовского перехода уменьшается при деформации растяжения и увеличивается при сжатии. В пайерлсовском состоянии на зависимостях $\sigma(\varepsilon)$ наблюдается гистерезис. Зависимости свидетельствуют об изменении волнового вектора волны зарядовой плотности (ВЗП) при деформации. Результат находится в кажущемся противоречии с отсутствием эффекта снижения модуля Юнга в $K_{0.3}MoO_3$ при депиннинге волны зарядовой плотности. Показано, что противоречие исчезает, если принять во внимание поперечные компоненты в деформации ВЗП и решетки и трехмерный характер их взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0370274X25020063, EDN: FTQGNS

Квазиодномерные проводники более всего известны благодаря нелинейной проводимости, связанной со скольжением волны зарядовой плотности (ВЗП) в электрическом поле выше порогового, $E > E_t$ [1]. В них наблюдается также ряд других уникальных эффектов, которые в широком смысле можно назвать механическими, а именно: особенности на зависимостях проводимости и термоЭДС от деформации [2–6], аномальные упругие [6–14] и электромеханические свойства [15–19]. Отметим падение модуля Юнга [7–11] и модуля сдвига [6, 9, 11, 12] при депиннинге ВЗП, гистерезис в тепловом расширении [20], большие деформации, вызванные электрическим полем (однородные [15] и неоднородные [16–18]). В целом все эти особенности можно описать на языке взаимодействия деформаций ВЗП и решетки кристалла.

Упомянутые выше эффекты обнаружены в ряде соединений, но при этом отражают индивидуальные свойства каждого из соединений с ВЗП. Например, для ромбического TaS_3 (ниже — TaS_3) и $(TaSe_4)_2I$ отмечено падение модуля Юнга на несколько процентов при депиннинге ВЗП [1, 2 (стр. 155)], на 1–2 порядка меньше – для $NbSe_3$ [11, 21], и отсутствие падения (с точностью до 5×10^{-5}) – для соединения $K_{0.3}MoO_3$ [13, 22], известного также как голубая бронза. Такой разброс свойств можно было бы ожидать из общих соображений [2, 12, 23]. Если под действием деформации равновесная длина волны ВЗП изменяется пропорционально деформации решетки, связь ВЗП–решетка должна отсутствовать. Так, в простой одномерной модели Пайерлса $q_\parallel = 2k_F$, где $q_\parallel$ – продольная[2)] координата волнового вектора ВЗП $\mathbf{q}$, а k_F – волновое число Ферми. Это означает, что $q_\parallel/b^* = \text{const}$, т.е. $\lambda/b = \text{const}$, где $\lambda \equiv 2\pi/q$ – период ВЗП, а b – постоянная решетки в направлении вдоль цепочек. Только нетривиальная зависимость $q_\parallel$ от деформации ε, т.е. отсутствие пропорциональности между λ и $1+\varepsilon$, приводит к перечисленным выше эффектам. Следовательно, механические аномалии должны возникать из-за индивидуальных особенностей соединений, таких как перенос заряда при деформации [24–26], эффекты трехмерности, электронно-дырочная асимметрия [27, 28]. Эти эффекты могут изменять концентрацию электронов (на одну цепочку ВЗП) в зоне проводимости n_0 при деформации или заставлять λ отклоняться от $2/n_0$ [23, 26]. В терминах q это означает, что $q_\parallel/b^* \neq \text{const}$.

Приведенные выше рассуждения усложняются, если принять во внимание, что и сам образец, и ВЗП, являются трехмерными кристаллами.

На нетривиальной зависимости $q_\parallel(\varepsilon)$ основана наиболее распространенная интерпретация анома-

[1)]e-mail: vadim.pokrovskiy@mail.ru

[2)]В $K_{0.3}MoO_3$, как и во многих других квазиодномерных соединениях, цепочки параллельны оси b кристалла, т.е. $q_\parallel$ – $\mathbf{b}^*$-компонента (координата) волнового вектора ВЗП.

лий, по крайней мере тех, которые касаются продольной деформации. В частности, с ней связано общепринятое объяснение смягчения решетки при депиннинге ВЗП [12, 23, 26] под действием электрического поля $E > E_t$.

Наиболее детальные исследования механических свойств были выполнены на TaS_3 [3–10, 12–21], типичном квазиодномерном проводнике с ВЗП, образующейся при $T_P = 220\,\mathrm{K}$ [1]. Сначала считалось, что при одноосном растяжении $q_\parallel$ уменьшается. Это предположение позволило связать аномалии при критической продольной деформации с 4-кратной соизмеримостью с решеткой, т.е. с переходом типа "lock-in" [1, 3–6, 29, 30]. Позднее был обнаружен гистерезис проводимости $\sigma(\varepsilon)$ TaS_3 в пайерлсовском состоянии [31]. Он был объяснен зависимостью $q_\parallel(\varepsilon)$ и отставанием $q_\parallel$ от равновесного значения $q_\parallel^{\mathrm{eq}}$ из-за необходимости проскальзывания фазы (ПФ) для изменения $q_\parallel$. Фактически, кривые $\sigma(\varepsilon)$ выглядели подобно петлям гистерезиса $\sigma(T)$. Более того, на петлях $\sigma(\varepsilon)$ для наноразмерных образцов наблюдались ступеньки, связанные с одиночными актами ПФ, как и на зависимостях $\sigma(T)$ [31].

Хотя $K_{0.3}MoO_3$ обычно растет в виде объемных кристаллов, это соединение имеет квазиодномерную структуру и проявляет свойства, очень похожие на свойства TaS_3. Ниже $T_P = 180\,\mathrm{K}$ в $K_{0.3}MoO_3$ происходит полная диэлектризация электронного спектра и спад $\sigma(T)$ характеризуется энергией активации 600 K. В некотором смысле свойства $K_{0.3}MoO_3$ зеркальны по отношению к TaS_3. Электронные зоны заполнены на 3/4, тогда как в TaS_3 они заполнены на 1/4. Как и в TaS_3, продольная координата **q**-вектора несколько выше $0.25b^*$, однако это – "дырочный" **q**-вектор. Он также уменьшается с понижением температуры, приближаясь к соизмеримому значению $0.25b^*$. В то время как в TaS_3 квазичастичная проводимость p-типа, в $K_{0.3}MoO_3$ она n-типа. Таким образом, изменения $q_\parallel$, $\delta q_\parallel$, можно аналогичным образом пересчитать в изменения σ, $\delta\sigma$, исходя из электронно-дырочного баланса [28]: $\delta q_\parallel/\pi = \delta(n - p)$, где n и p – концентрации электронных и дырочных квазичастиц (на одну цепочку ВЗП), и $\delta\sigma = (\delta q_\parallel/\pi)e\mu/s_0$, где e, μ и s_0 – элементарный заряд, подвижность основных носителей и площадь поперечного сечения, приходящаяся на одну цепочку ВЗП.

На зависимостях $\sigma(T)$ в $K_{0.3}MoO_3$ ниже T_P наблюдаются петли гистерезиса [32–34], как и на TaS_3 [35]. На наноразмерных образцах можно наблюдать ступеньки σ, вызванные единичными актами ПФ [36], также аналогичные наблюдаемым на TaS_3 [37].

Свойства $K_{0.3}MoO_3$ при одноосной деформации ранее не исследовались. Были, однако, проведены исследования под давлением. Установлено, что давление 22 кбар снижает T_P со 182 до 150 K [38], т.е. на 18 %, в примерном согласии с 5 %-ным снижением T_P при 5 кбар [39].

Как мы уже упоминали выше, наиболее заметным отличием $K_{0.3}MoO_3$ от TaS_3 является отсутствие падения модуля Юнга выше E_t [13, 22]. Было предложено связать это с ионным характером связей[3)] [26], что отличает $K_{0.3}MoO_3$ от трихалькогенидов [24, 25]. В этом случае деформация не изменяет n_0, и $q_\parallel/b^* = \mathrm{const}$. Единственным признаком взаимодействия ВЗП с решеткой является деформация кручения удлиненных кристаллов $K_{0.3}MoO_3$, вызванная электрическим полем [17], однако ее величина не была определена.

В данной статье мы приводим зависимости $\sigma(T, \varepsilon)$ для $K_{0.3}MoO_3$. В образцах создавалась как деформация удлинения ($\varepsilon > 0$), так и деформация сжатия ($\varepsilon < 0$). Наблюдалось уменьшение T_P при растяжении и увеличение – при сжатии. На зависимостях $\sigma(\varepsilon)$ обнаружен гистерезис, аналогичный наблюдаемому на TaS_3 [31]. С учетом отсутствия влияния депиннинга ВЗП в $K_{0.3}MoO_3$ на модуль Юнга [22], данный результат показался нам неожиданным. Предложено непротиворечивое объяснение всех эффектов с учетом трехмерного характера деформаций ВЗП и решетки и их взаимодействия.

Методика эксперимента аналогична описанной в [31]. Для исследования кривых $\sigma(\varepsilon)$ нами были разработаны установки, позволяющие практически непрерывно изменять длину образца с высоким разрешением [40]. Одноосная деформация достигалась путем изгиба подложки. Образец крепился к одной из поверхностей подложки, изготовленной из органической эпоксидной смолы. Подложка размещалась между двумя опорами. В нее упирался длинный стержень, приводимый в движение с помощью микрометрического винта. Винт можно было вращать вручную, как в настоящем эксперименте, или с помощью электродвигателя [31]. Результирующая деформация равна:

$$\varepsilon = 2\delta y d/L_{\mathrm{sub}}^2, \quad (1)$$

где δy – смещение стержня, d – толщина, а L_{sub} – длина подложки. Для создания деформации противоположного знака подложка переворачивалась. На подложку вблизи образца наносилась тонкая золотая пленка, играющая роль тензодатчика. Коэффи-

3) Предположение было высказано Дж. Бриллом.

циент, связывающий сопротивление и деформацию (чувствительность тензодатчика) определялся на основе соотношения (1). Разрешение по деформации, $\delta\varepsilon$, было значительно ниже 10^{-4}. Максимальное значение ε составляло около 1 % и ограничивалось растрескиванием подложки.

Методы, использованные для исследования механических свойств вискеров [3–6], неприменимы для объемных кристаллов $K_{0.3}MoO_3$. Однако наша методика подходит для тонких микрокристаллов. Пластинки $K_{0.3}MoO_3$ субмикронной толщины помещались на эпоксидную подложку, покрытую тонким слоем полужидкой эпоксидной смолы. После окончательного затвердевания смолы кристалл прочно фиксировался на подложке, в то время как верхняя поверхность оставалась над эпоксидной смолой. Это позволяло нанести на кристалл золотые контакты. Изгибая подложку в нужном направлении, можно как растягивать, так и сжимать образец.

На рисунке 1 показаны кривые $\sigma(T)$ для различных значений ε. Видно понижение T_P при одноосном растяжении и повышение – при сжатии. Оценка $d\log T_P/d\varepsilon$ составляет около -8. Для сравнения, для TaS_3 и NbS_3-II (для ВЗП-1 с $T_{P1} = 360$ K) аналогичные оценки дают заметно большие значения, ~ -24 [41, 42] и ~ -30 [43] соответственно. Отрицательный знак $dT_P/d\varepsilon$ можно объяснить уменьшением анизотропии при одноосном растяжении: увеличение гофрировки поверхностей Ферми ухудшает их нестинг. Отметим, что приложение давления также приводит к снижению T_P [38, 39], что можно объяснить аналогично[4)].

На рисунке 2 показана типичная зависимость $\sigma(\varepsilon)$ для образца $K_{0.3}MoO_3$ при $T = 96$ K, несколько выше $T_P/2$, как и для TaS_3 [31]. Видна петля гистерезиса, очень похожая на петлю, наблюдаемую на TaS_3 [31]. Как и в случае зависимости $\sigma(T)$ [33, 35, 36], мы связываем гистерезис с отставанием $q_\parallel$ от своего равновесного значения при изменении ε. Анализ петли, аналогичный проведенному в [31], применим к $K_{0.3}MoO_3$, если мы рассмотрим "дырочный" **q**-вектор, т.е. будем считать зону проводимости на четверть заполненной дырками.

Из приведенного ниже качественного рассмотрения видно, что петля обнаруживает нетривиальную

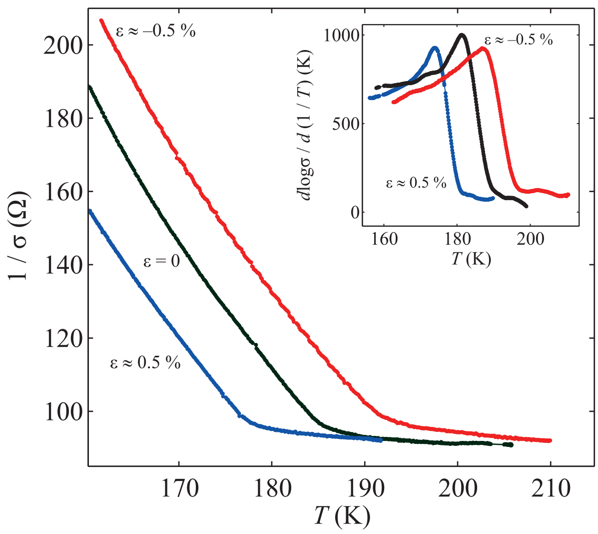

Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления вблизи T_P образца $K_{0.3}MoO_3$ без деформации, при растяжении ($\varepsilon \approx -0.5$ %) и сжатии ($\varepsilon \approx \approx -0.5$ %). На вставке: соответствующие температурные зависимости логарифмической производной сопротивления по обратной температуре, $-d\log(\sigma)/d(1/T)$

зависимость $q_\parallel$ от ε. Вначале (левая нижняя часть петли) удлинение кристалла приводит к возникновению внутреннего напряжения в ВЗП. Начальный малый наклон кривой $\sigma(\varepsilon)$ отражает отсутствие ПФ, $q_\parallel/b^* = \text{const}$. На этом участке кривой $\sigma(\varepsilon)$ дисбаланс квазичастиц $n-p$ не меняется. Небольшой рост σ можно объяснить снижением T_P (рис. 1), т.е. уменьшением пайерлсовской щели. Затем, когда напряжение достигает критического значения, начинает происходить ПФ. При этом наклона кривой $\sigma(\varepsilon)$ увеличивается, поскольку в результате ПФ происходит изменение $q_\parallel/b^*$, что, в некотором смысле, эквивалентно легированию [28]; возрастание $q_\parallel/b^*$ соответствует возрастанию $n-p$, а значит и σ.

Увеличение $q_\parallel$ происходит с отставанием от $q_\parallel^{\text{eq}}$: $q_\parallel < q_\parallel^{\text{eq}}$. Поэтому нижняя часть петли гистерезиса соответствует растянутому состоянию ВЗП. Верхняя же часть петли (обратный ход) соответствует сжатому состоянию ВЗП, т.е. $q_\parallel > q_\parallel^{\text{eq}}$.

Таким образом, качественный анализ петли $\sigma(\varepsilon)$ приводит нас к выводу, что $q_\parallel$ увеличивается с ростом ε, отдаляясь от значения $0.25b^*$. Картина снова схожа с TaS_3 с оговоркой, что дырки следует заменить на электроны (и наоборот).

Для точности в терминологии и количественных оценок имеет смысл ввести безразмерную величину $\acute{q} \equiv q_\parallel/b^*$ [31], учитывая, что b^* зависит от ε. Изменение $\acute{q}$ с деформацией означает нетривиальную зави-

[4)] Тут следует пояснить, что при одноосном растяжении межатомные расстояния увеличиваются в направлении вдоль цепочек и уменьшаются в поперечных направлениях. Очевидно, что при этом уменьшается структурная анизотропия. При гидростатическом давлении уменьшаются все расстояния, но определяющим являются поперечные эффекты, поскольку в этих направлениях модули упругости меньше [2].

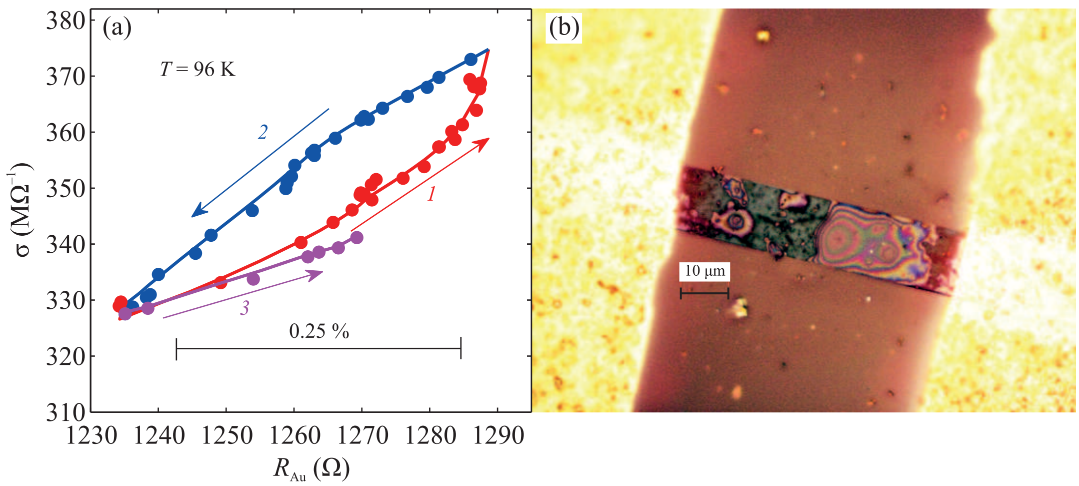

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Петля $\sigma(\varepsilon)$ образца $K_{0.3}MoO_3$. По горизонтали отложено сопротивление золотой пленки, масштаб изменения ε определен из соотношения (1). (b) – Микрофотография исследованного образца. Его длина – 62 мкм, ширина – 13 мкм. $T = 96$ K

симость $q_{\parallel}(\varepsilon)$. Связь ВЗП–решетка может быть охарактеризована коэффициентом $g \equiv (\delta\acute{q}/\acute{q})/(\delta b^*/b^*) = -(\delta\acute{q}/\acute{q})/\varepsilon$, введенным в [23]. Если $g = 0$, зависимость $q_{\parallel}$ от деформации тривиальна и гистерезиса на зависимости $\sigma(\varepsilon)$ не ожидается. Следуя [31], можно описать изменение σ при изменении ε:

$$d\sigma/d\varepsilon = \partial\sigma/\partial\varepsilon|_{\acute{q}} + \partial\sigma/\partial\acute{q}|_{\varepsilon} d\acute{q}/d\varepsilon. \qquad (2)$$

Предполагая, что начальный наклон $d\sigma/d\varepsilon$ описывается 1-м членом, а средний наклон – их суммой, приходим к выводу (рис. 2), что вклады обоих членов приблизительно равны. Для анализа зависимости $\sigma(\acute{q})$ перепишем вклад 2-го члена (2) как

$$(d\sigma/\sigma)/d\varepsilon \approx (\partial\sigma/\sigma)/(\partial\acute{q}/\acute{q})|_{\varepsilon}(d\acute{q}/\acute{q})/d\varepsilon. \qquad (3)$$

Из (3) можно оценить $(d\acute{q}/\acute{q})/d\varepsilon$. Величину $d\sigma/d\varepsilon$ оценим из рис. 2 как разность равновесного и начального наклонов зависимости $\sigma(\varepsilon)$: $(d\sigma/\sigma)/d\varepsilon \approx 30$. Представим $(\partial\sigma/\sigma)/(\partial\acute{q}/\acute{q})|_{\varepsilon}$ как $(\mu/\mu_{300})(\sigma_{300}/\sigma)$ [37]. Взяв $(\mu/\mu_{300}) \sim 1.5$ [44], а $(\sigma_{300}/\sigma) = 32$, получаем $d\log(\acute{q})/d\varepsilon \approx 0.6$, или $g = -d\log(q_{\parallel})/d\varepsilon - 1 = -d\log(\acute{q})/d\varepsilon = -0.6$. Для сравнения, оценки g для TaS_3 дали значения в диапазоне $-(0.17-0.33)$[5] [31].

Таким образом, полученное значение g для $K_{0.3}MoO_3$ имеет тот же знак, $g < 0$, что и для TaS_3, и того же порядка по абсолютной величине. На первый взгляд непонятно, почему в $K_{0.3}MoO_3$ при этом не наблюдается падения модуля Юнга при депиннинге ВЗП [2, 22], в отличие от TaS_3 и других соединений [13, 22]. Однако, как показано в [31], и в TaS_3 все не так просто: попытка связать механические аномалии, включая температурный гистерезис длины [20], с зависимостью $q_{\parallel}$ от ε приводит к противоречию. Если метастабильные значения длины образца связаны с *продольной* деформацией ВЗП[6], это означает, что $g > 0$. Другими словами, попытка связать гистерезис длины с $q_{\parallel}(\varepsilon)$ привела нас к противоречию с принципом Ле Шателье [31]: полученное из анализа петли гистерезиса $g < 0$ означает, что под действием одноосной деформации ВЗП длина образца изменяется так, что напряжение ВЗП еще более увеличивается. Поэтому и в TaS_3, где наблюдается и снижение модуля Юнга при депиннинге ВЗП, и гистерезис $\sigma(\varepsilon)$, связь этих эффектов неочевидна.

На наш взгляд, наиболее разумный способ преодолеть это противоречие – выйти за рамки одномерной модели взаимодействия ВЗП–решетка, как это было предложено для TaS_3 [31]. В TaS_3 по крайней мере одна из поперечных компонент **q**-вектора зависит от температуры [29, 30]. Мы не нашли аналогичных данных для $K_{0.3}MoO_3$, однако наблюдались изменения поперечных компонент **q**-вектора под действием электрического поля. Например, в [45, 46] при $E > E_t$ обнаружено изменение компоненты $2\mathbf{a}^*-\mathbf{c}^*$-волнового вектора. При этом оно превышает изменение $\mathbf{b}^*$-компоненты. Очевидно, для объяснения всего комплекса эффектов, связанных с взаимодействи-

[5] Эти значения следует удвоить, поскольку в [31] в соотношении (1) вначале был множитель "4", а не "2", и величина ε была завышена примерно в 2 раза.

[6] ВЗП сжата – образец короче, чем в равновесии; и – наоборот [20].

ем ВЗП–решетка, необходимо принять во внимание поперечные компоненты деформации решетки и/или ВЗП. В частности, поперечная деформация кристалла может быть связана с продольной через коэффициент Пуассона. В общем случае следует учесть, что g – тензор, связывающий тензоры деформации образца и ВЗП. Огромная деформация кручения, наблюдаемая в TaS_3 при приложении продольного электрического поля [19], также указывает на трехмерный характер взаимодействия ВЗП–решетка в этом соединении. Обратим внимание, что деформация кручения наблюдалась и в $K_{0.3}MoO_3$ [17].

Следует также иметь в виду, что ВЗП может иметь сложную пространственную структуру как в $K_{0.3}MoO_3$ [47], так и в TaS_3 [48].

Таким образом, нами исследовано влияние одноосной деформации на температуру пайерлсовского перехода в соединении $K_{0.3}MoO_3$. Обнаруженное уменьшение T_P при растяжении, как и при воздействии гидростатического давления [38, 39], объясняется уменьшением анизотропии электронного спектра, которое приводит к ухудшению нестинга поверхностей Ферми. Соответственно, сжатие кристалла приводит к увеличению T_P. Аналогичное поведение T_P при одноосной деформации наблюдается в TaS_3 [41, 42] и NbS_3-II (для ВЗП-1 с $T_{P1} = 360\,K$) [43], хотя в них абсолютные значения $d\log T_P/d\varepsilon$ в несколько раз больше. Вопрос о связи T_P и ε актуален и для других классов соединений, например, для трителлуридов редкоземельных металлов – двумерных проводников с ВЗП. В этих материалах параметры решетки в двумерных слоях, a и c, очень близки. Растягивая образец вдоль **a**, переходя от случая $a/c < 1$ к $a/c > 1$, можно изменить ориентацию ВЗП на 90 градусов [49, 50]. С ростом параметра a/c вначале происходит снижение температуры формирования ВЗП, затем формируется ВЗП с перпендикулярной ориентацией, и соответствующая температура перехода постепенно растет.

На зависимостях проводимости $K_{0.3}MoO_3$ от удлинения образцов в пайерлсовском состоянии наблюдается гистерезис. Из анализа петель гистерезиса мы определили изменение продольной составляющей **q**-вектора, $q_\parallel$: с ростом удлинения $q_\parallel$ увеличивается, т.е. период ВЗП удаляется от значения, соответствующего 4-кратной соизмеримости с решеткой. Сделан вывод, что для объяснения всех электромеханических свойств $K_{0.3}MoO_3$, в том числе отсутствия падения модуля Юнга и наличия крутильной деформации при депиннинге ВЗП, следует учитывать поперечные составляющие в деформации ВЗП и решетки.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 22-42-09018).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
2. J. W. Brill, in *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases. Elastic Properties of Solids: Theory, Elements and Compounds, Novel Materials, Alloys, and Building Materials*, ed. by M. Levy, Academic Press, San Diego (2001), v. II, ch. 10, p. 143.
3. 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, Solid State Commun. **54**, 1399 (1985).
5. T. A. Davis, W. Schaffer, M. J. Skove, and E. P. Stillwell, Phys. Rev. B **39**, 10094 (1989).
6. Z. G. Xu and J. W. Brill, Phys. Rev. B **43**, 11037 (1991).
7. J. W. Brill and W. Roark, Phys. Rev. Lett. **53**, 846 (1984).
8. L. C. Bourne, M. S. Sherwin, and A. Zettl, Phys. Rev. Lett. **56**, 1952 (1986).
9. Z. G. Xu and J. W. Brill Phys. Rev. B **45**, 3953 (1992).
10. R. L. Jacobsen, M. B. Weissman, and G. Mozurkewich, Phys. Rev. B **43**, 13198 (1991).
11. X.-D. Xiang and J. W. Brill, Phys. Rev. B **39**, 1290 (1989).
12. X.-D. Xiang and J. W. Brill, Phys. Rev. B **36**, 2969 (R) (1987).
13. J. W. Brill, in *Physics and Chemistry of Low-Dimensional Inorganic Conductors. NATO ASI Series*, ed. by C. Schlenker, J. Dumas, M. Greenblatt, S. van Smaalen, Springer, Boston, MA (1996), v. 354; DOI: 10.1007/978-1-4613-1149-2_22.
14. K. Das, M. Chung, M. J. Skove, and G. X. Tessema, Phys. Rev. B **52**, 7915 (1995).
15. S. Hoen, B. Burk, A. Zettl, and M. Inui, Phys. Rev. B **46**, 1874 (1992).
16. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev, and I. G. Gorlova, Phys. Rev. Lett. **98**, 206404 (2007).
17. 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).
18. С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **92**, 448 (2010).
19. В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, УФН **183**, 33 (2013).
20. A. V. Golovnya, V. Ya. Pokrovskii, and P. M. Shadrin, Phys. Rev. Lett. **88**, 246401 (2002).

21. G. Mozurkewich, P. M. Chaikin, W. G. Clark, and G. Gruner, Solid State Commun. **56**, 421 (1985).
22. L. C. Bourne and A. Zettl, Solid State Commun. **60**, 789 (1986).
23. G. Mozurkewich, Phys. Rev. B **42**, 11183 (1990).
24. A. Meerschaut, J. Phys. (Paris) **44**, C3-1615 (1983).
25. A. Meerschaut and J. Rouxel, in *Crystal Chemistry and Properties of Materials with Quasi-One-Dimensional Structures*, ed. by J. Rouxel, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht (1986), p. 205.
26. В. Я. Покровский, Письма ЖЭТФ **86**, 290 (2007).
27. C. Noguera and J.-P. Pouget, J. Phys. I (Paris) **1**, 1035 (1991).
28. С. Н. Артеменко, В. Я. Покровский, С. В. Зайцев-Зотов, ЖЭТФ **110**, 1069 (1996).
29. C. Roucau, J. Phys. (France) C3 **44**, 1725 (1983).
30. Z. Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, M. Renard, C. Roucau, R. Ayroles, F. Levy, L. Guemas, and A. Meerschaut, J. Phys. (Paris), Lett. **44**, L315 (1983).
31. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **94**, 115140 (2016).
32. L. Mihaly, T. Chen, B. Alavi, and G. Gruner, in *Charge Density Waves in Solids Lecture Notes in Physics 217*, ed. by Gy. Hutiray and J. Solyom, Springer, Berlin, Heidelberg (1985), v. 217, p. 455.
33. H. Mutka, F. Rullier-Albenque, and S. Bouffard, J. Physique **48**, 425 (1987).
34. C. Schlenker, J. Dumas, C. Escribe-Filippini, and H. Guyot, in *Low-Dimensional Electronic Properties of Molybdenum Bronzes and Oxides*, ed. by C. Schlenkerm, Kluwer, Dordrecht (Netherlands) (1989).
35. A. W. Higgs and J. C. Gill, Solid State Commun. **47**, 737 (1983).
36. S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, and S. V. Zaitsev-Zotov, Nat. Commun. **1**, 85 (2010); https://doi.org/10.1038/ncomms1087.doi: 10.1038/ncomms1087 (2010).
37. D. V. Borodin, S. V. Zaitsev-Zotov, and F. Ya. Nad', ZhETF **93**, 1394 (1987).
38. L. Forro, Solid State Commun. **73**, 265 (1990).
39. K. Nomura, R. Kohsaka, and T. Sambongi, *Proceedings of the Third European Conference on Low Dimensional Conductors and Superconductors*, DUBROVNIK (198)9, p. 191; https://fizika.phy.hr/ldcs89/ldcs89.htm.
40. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Physica B **360**, 34 (2015).
41. R. S. Lear, M. J. Skove, E. P. Stillwell, and J. W. Brill, Phys. Rev. B **29**, 5656 (1984).
42. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, О. М. Жигалина, Д. Н. Хмеленин, Д. Старешинич, С. Штурм, Е. Чернышова, ЖЭТФ **151**, 776 (2017).
43. S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **95**, 035110 (2017).
44. L. Forró, J. R. Cooper, A. Jánossy, and K. Kamarás, Phys. Rev. B **34**, 9047(R) (1988).
45. T. Tamegai, K. Tsutsumi, S. Kagoshima, Y. Kanai, M. Tani, H. Tomozawa, M. Sato, K. Tsuji, J. Harada, M. Sakata, and T. Nakajima, Solid State Commun. **51**, 585 (1984).
46. K. Tsutsumi, T. Tamegai, S. Kagoshima, and M. Sato, *Charge Density Waves in Solids, Lecture Notes in Physics*, Springer, Berlin, Heidelberg (1985), v. 217, p. 17.
47. V. L. R. Jacques, D. Le Bolloc'h, S. Ravy, J. Dumas, C. V. Colin, and C. Mazzoli, Phys. Rev. B **85**, 035113 (2012).
48. K. Inagaki, M. Tsubota, K. Higashiyama, K. Ichimura, S. Tanda, K. Yamamoto, N. Hanasaki, N. Ikeda, Y. Nogami, T. Ito, and H. Toyokawa, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 093708 (2008).
49. J. A. W. Straquadine, M. S. Ikeda, and I. R. Fisher, Phys. Rev. X **12**, 021046 (2022).
50. A. Gallo-Frantz, V. L. R. Jacques, A. A. Sinchenko, D. Ghoneim, L. Ortega, P. Godard, P.-O. Renault, A. Hadj-Azzem, J. E. Lorenzo, P. Monceau, D. Thiaudiere, P. D. Grigoriev, E. Bellec, and Le Bolloc'h, Nat. Commun. **15**, 3667 (2024).