

## Новый вид пиннинга волны зарядовой плотности в кристаллах ромбического $\text{TaS}_3$ с дефектами закалки

В. Е. Минакова, А. М. Никитина, С. В. Зайцев-Зотов<sup>1)</sup>

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 2019 г.

После переработки 17 мая 2019 г.

Принята к публикации 17 мая 2019 г.

В ромбическом  $\text{TaS}_3$  изучен характер пиннинга волны зарядовой плотности (ВЗП) дефектами закалки, что стало возможным благодаря обнаруженному эффекту изменения концентрации этих дефектов при термоциклировании образцов в области температур ниже температуры пайерлсовского перехода  $T < T_P$ . Обнаружен ряд принципиальных отличий от пиннинга обычными локальными центрами – примесями и точечными дефектами. Это позволило предположить, что дефекты закалки являются протяженными (нелокальными) объектами (предположительно, дислокациями), способными диффундировать из кристалла при низкотемпературном термоциклировании вследствие их сильного взаимодействия с волной зарядовой плотности, присущего пайерлсовскому проводнику. Наличие этих дефектов приводит к неизвестному ранее нелокальному виду пиннинга волны зарядовой плотности с отличающимся от локального пиннинга влиянием на  $T_P$  и пороговое поле начала скольжения волны зарядовой плотности  $E_T$ .

DOI: 10.1134/S0370274X19130095

**Введение.** Известно, что взаимодействие волны зарядовой плотности (ВЗП) с примесями и дефектами приводит к ее пиннингу [1–5]. В результате вольт-амперные характеристики пайерлсовского проводника остаются линейными до тех пор, пока электрическое поле не превысит пороговое значение  $E_T$ , соответствующее началу скольжения ВЗП.  $E_T$  зависит от концентрации центров пиннинга  $n$ . Рост  $n$  не только увеличивает  $E_T$  и размывает переход к нелинейной проводимости, но также приводит к уменьшению  $T_P$  и размыванию пайерлсовского перехода. Это поведение хорошо изучено для локальных центров пиннинга, таких как примеси и точечные дефекты. В теории обычно рассматривается два простейших случая пиннинга локальными центрами – сильный ( $E_T \propto n$ ) и слабый ( $E_T \propto n^2$ ) [6, 7]<sup>2)</sup>. Центры сильного пиннинга вводятся облучением образца нейтронами или быстрыми электронами, приводящим к смещению атомов решетки [10–13], или легированием кристалла заряженными примесями, например, Ti. В этом случае изменение температуры пайерлсовского перехода  $\Delta T_P \propto \sqrt{n}$ . Центры слабого пиннинга появляются при неидеальных условиях синтеза [13] или при введении незаряженных примесей, например, изоэлектронных [14], в этом случае  $\Delta T_P \propto n$ . В

итоге  $\Delta T_P \propto \sqrt{E_T}$  как в случае слабого, так и сильного пиннинга.

Дефекты в кристалле могут быть созданы другим способом – резким охлаждением (закалкой) кристаллов во время синтеза. Как правило, это – дислокации разных типов [15, 16]. Чтобы от них избавиться, обычно используют высокотемпературный отжиг. В пайерлсовских проводниках дефекты закалки ранее специально не создавались и не изучались.

В данной работе изучен пиннинг ВЗП дефектами закалки в ромбическом  $\text{TaS}_3$  ( $\sigma\text{-TaS}_3$ ). Как оказалось, наличие сильного взаимодействия ВЗП с этими дефектами вызывает изменение их концентрации при низкотемпературном термоциклировании и приводит к эволюции транспортных свойств исследуемых кристаллов. Благодаря этой эволюции, проявляющейся в модификации омической и нелинейной проводимости с ростом числа термоциклирований  $N$ , нам удалось провести изучение этих зависимостей и сравнить полученные результаты с известными для изученных типов пиннинга. Сравнение показало, что характер пиннинга ВЗП дефектами закалки иной, чем в случае локального пиннинга, осуществляемого примесями и точечными дефектами.

**Эксперимент.**  $\sigma\text{-TaS}_3$  – пайерлсовский проводник с единственным переходом при  $T_P \approx 220$  К и запрещенной зоной, затрагивающей всю поверхность Ферми. При  $E < E_T$  его омическая проводимость

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

<sup>2)</sup>Реальный пиннинг может содержать как элементы слабого, так и сильного пиннинга [8, 9].

при  $T_P/2 \lesssim T < T$  следует активационному закону с энергией активации 850 К [1]. В кристаллах с низким содержанием примесей и дефектов  $E_T \lesssim 1$  В/см.

Кристаллы  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> выращивались из газовой фазы в температурном градиенте 650–670 °С в течение 3 суток в откачанной (до  $10^{-5}$  Торр) и запаянной кварцевой ампуле из смеси Ta (99.995 %) и S (99.999 %) в стехиометрических пропорциях вместе с транспортным агентом (10 % избыток S). Дефекты создавались в конце синтеза быстрой закалкой от температуры роста до комнатной.

Для исключения влияния размерных эффектов на  $T_P$  и  $E_T$  [17], изучались сравнительно большие кристаллы с поперечными размерами 2–10 мкм и длинами 1.8–3 мм. Контакты с сопротивлением  $\sim 10$  Ом и шириной  $\lesssim 80$  мкм изготавливались холодной пайкой индием.

Значения  $T_P$  и  $E_T$  – основные характеристики качества кристалла – извлекались из температурной зависимости омической проводимости  $G(T)$ , измеряемой в режиме заданного напряжения при  $V_{dc} \ll V_T$ , и зависимости проводимости  $G \equiv I/V$  от электрического поля, соответственно. Все измерения проводились в двухконтактной конфигурации. Зависимости  $G(T)$  измерялись при охлаждении со скоростью 2 К/мин в диапазоне от 300 до 77 К, в некоторых случаях – вплоть до  $T = 8$  К. Во всех измерениях точность поддержания и измерения температуры была лучше 0.1 К.  $T_P$  определялась по максимуму температурной зависимости логарифмической производной сопротивления по обратной температуре  $d \ln R/d(1/T)$ .  $E_T$  определялось по началу слабой нелинейности зависимости  $G(E)$  при  $T = 90$  К после приложения напряжения  $V > V_T$  для удаления метастабильности ВЗП [1]. Для двух укороченных образцов  $E_T$  также измерялось при  $T = 77$  К и  $T = 130$  К.

**Результаты и обсуждение.** Тестирование образцов из 7 разных ростовых партий, подвергнутых закалке, показало, что в одной и той же партии существуют два типа кристаллов:

1. Кристаллы со стабильными свойствами – без изменений  $T_P$  и  $E_T$  при повторях измерений, с  $T_P \approx 208$ –213 К.

2. Нестабильные кристаллы ( $\sim 10$  %) – с изначально чрезвычайно низкими  $T_P$ , лежащими, как правило, в диапазоне 195–200 К, и существенным ростом  $T_P$  и уменьшением  $E_T$  с каждым новым измерением.

Такое необычное поведение, наблюдающееся во втором случае, свидетельствует об улучшении качества кристаллов из-за ослабления пиннинга ВЗП вследствие проведенных термоциклирований. Ло-

гично предположить, что разная степень стабильности свойств полученных кристаллов связана с различным содержанием в них дефектов закалки, а эффект ослабления пиннинга ВЗП обусловлен их способностью двигаться и выходить из образца. Это предположение базируется на аналогии с результатами работ [18, 19], посвященных изучению кинетики примесей In и ее влиянии на транспортные свойства пайерлсовских проводников<sup>3)</sup>. В обеих работах происходила интеркаляция атомов In в кристалл из контактов при нагреве в потоке инертного газа и их последующая диффузия внутрь образца. В работе [18] в NbSe<sub>3</sub> наблюдалось зависящее от времени изменение  $E_T$  после начала движения ВЗП, что объяснялось перераспределением примесей In в образце, вызванным их взаимодействием с ВЗП. Была обнаружена активационная зависимость коэффициента диффузии In в NbSe<sub>3</sub>. В [19] диффузия In в приконтактную область образца  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> приводила к изменениям спектров фотопроводимости, уменьшению величины  $T_P$  ( $\Delta T_P \approx 5$  К) и возрастанию  $E_T$  примерно на 20 %.

На рисунке 1 приведена зависимость  $G(T)$ , измеренная при первом охлаждении образца #1 до  $T = 77$  К (синяя кривая), вместе с зависимостью, измеренной при  $N = 178$  (красная кривая). На верхней вставке – температурная зависимость производной сопротивления  $d \ln R/d(1/T)$ , показывающая, что в результате 178 термоциклирований пайерлсовский переход стал более резким, и  $T_P$  заметно увеличилась. Нижняя вставка демонстрирует разницу между зависимостями  $G(E)$  при  $N = 1$  и  $N = 178$ . Видно, что с ростом  $N$  переход в нелинейное состояние становится более резким, а  $E_T$  заметно уменьшается.

Зависимости  $T_P(N)$  и  $E_T(N)$  для образца #1 приведены на рис. 2 и 3, соответственно (фиолетовые кружки). Наибольшие изменения обеих величин происходят, когда  $N$  мало. Так как с ростом  $N$  эти изменения становились все меньше, некоторые термоциклирования проводились без измерений, при этом рост  $T_P$  наблюдался даже при отсутствии электрического поля  $E \ll E_T$  на образце. С ростом  $N$  кривые выходят на насыщение, при этом  $T_P$  достигает значений, характерных для исходно стабильных образцов.

Суммарный рост  $T_P$  вследствие термоциклирований для некоторых образцов достигал 15 К, а  $E_T$  уменьшалось в 2.5 раза. По начальному и конечному значению  $E_T$ , можно грубо оценить начальную  $n_0$  и конечную  $n$  эффективную концентрацию всех

<sup>3)</sup> Отметим, что кинетика дефектов в пайерлсовских проводниках ранее не изучалась.

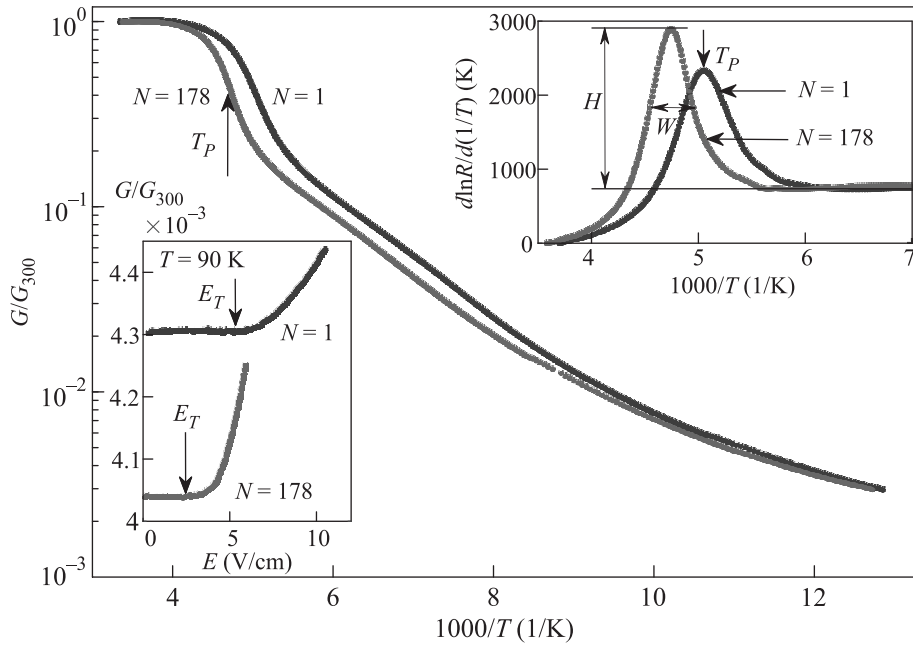


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости омической проводимости  $G$ , нормированной на комнатное значение  $G_{300}$ , при первом и 178-м термоциклировании образца #1. На верхней вставке – методы определения величины  $T_P$  по максимуму температурной зависимости  $d \ln R/d(1/T)$  и величин высоты  $H$  и ширины  $W$  пика  $d \ln R/d(1/T)$ . На нижней вставке – полевые зависимости проводимости  $G(E)/G_{300}$  того же образца при  $N = 1$  и  $N = 178$

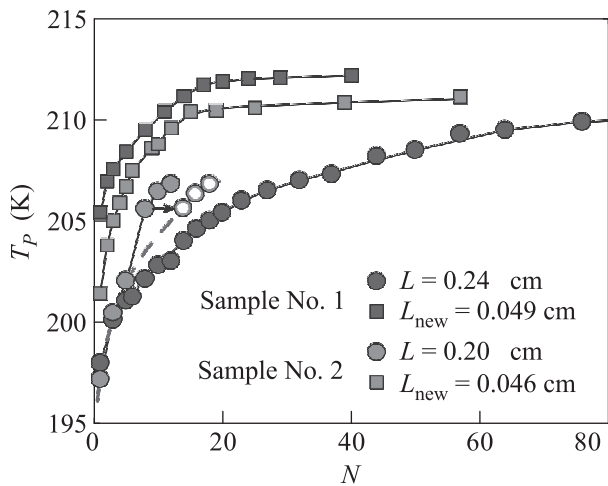


Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменение формы зависимости  $T_P(N)$  при уменьшении длины образца. Красный пунктир с кружками – зависимость, которая была бы при стандартных измерениях (подробности в тексте)

дефектов и примесей в образце (как если бы все они были обычными дефектами, обеспечивающими слабый пиннинг), а также изменение концентрации  $\Delta n$ , обусловленное выходом нестабильных дефектов:  $n = 2.3 \cdot 10^{-4}$  атомных процентов,  $\Delta n = 1.1 \cdot 10^{-4}$  атомных процентов. Значит, почти треть от всех примесей и дефектов, изначально присутствовавших в

наших образцах исчезала из-за термоциклирования. Результат удивителен – ранее сообщалось, что низкотемпературное термоциклирование повышает степень дефектности образца [1, 20].

Если наблюдаемое ослабление пиннинга ВЗП вызвано выходом дефектов закалки при термоциклировании, то рост  $N$  должен приводить к их неоднородному распределению в объеме образца, с меньшей концентрацией на краях кристалла. Так как процесс выхода дефектов из анизотропных материалов идет преимущественно в направлении главной оси [15], то можно ожидать его ускорение с уменьшением длины образца.

Для проверки этой гипотезы были сделаны два дополнительных контакта в центре образца #1. При  $N = 178$  значение  $T_P$  на всей длине образца  $L = 0.24$  см составило 211.0 К, а в центральной части, длиной  $L_{new} = 0.049$  см,  $T_P = 205.3$  К. Следовательно, в середине образца дефектов действительно больше, чем на краях. После этого образец был разрезан вблизи центральных контактов, и дальнейшие измерения проводились на укороченном образце.

Рисунок 2 позволяет сравнить зависимости  $T_P(N)$  длинного и короткого вариантов образца #1, а также обоих вариантов образца #2, который подвергся той же процедуре укорочения. Точки с  $N = 1$  для коротких образцов измерялись до их

разрезания. Для образца #2  $T_{P_{new}}$  также оказалась на 5.4 К ниже конечной  $T_P$  длинного образца. Видно, что  $T_P$  в коротком образце #1 растет быстрее, чем в длинном. Этот факт не столь очевиден для образца #2. Причина в том, что скорости изменения  $T_P$  и  $E_T$  зависят от нижней температуры термоциклирования и растут с ее уменьшением. Для длинного образца #2 перед четвертым измерением  $T_P$  ( $N = 8$ ) было два промежуточных термоциклирования ( $N = 6$  и  $7$ ) не до  $T = 77$  К, а до  $T = 8$  К. Они оказались более эффективными, чем стандартные – их эффект эквивалентен восьми термоциклированиям до  $T = 77$  К. Красный пунктир с кружками на нем проведен с учетом этого факта.

На рисунке 3 показаны нормированные зависимости  $E_T(N)$  для длинных и коротких вариантов обо-

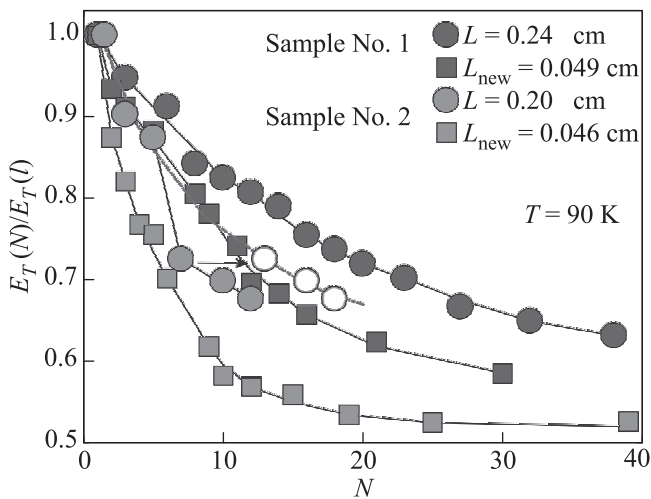


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение формы зависимостей  $E_T(N)$ , нормированных на  $E_T(1)$ , с уменьшением  $L$ . Красная линия с кружками – зависимость, которая была бы при стандартных измерениях (подробности в тексте)

их образцов.  $E_T(1)$  коротких образцов, как и ожидалось, оказались больше соответствующих конечных значений  $E_T$  длинных образцов. Для длинного образца #2 виден резкий излом зависимости между 3-м и 4-м измерениями, вызванный промежуточными термоциклированиями до  $T = 8$  К. Учет их большей эффективности дает плавную зависимость (красная линия), позволяющую увидеть, что  $E_T$ , также как и  $T_P$ , изменяется быстрее в коротких образцах.

Детальное изучение процесса устранения дефектов закалки термоциклированием показало:

1. Изменения происходят главным образом при термоциклировании в области  $T \lesssim T_P$ .

2. Эффект от термоциклирования при  $T > T_P$  мал или вовсе отсутствует.

3. Длительная выдержка при  $T < T_P = \text{const}$  даже при наличии электрического поля  $E > E_T$  (процессы, происходящие без изменения волнового вектора [21, 22] и коэффициента упругости ВЗП), существенного влияния на процесс выхода дефектов не оказывают.

Таким образом, можно сделать вывод: процесс устранения дефектов закалки наиболее интенсивен в те моменты, когда меняется состояние ВЗП – при термоциклировании в области пайерлсовского перехода, где ВЗП формируется, и особенно в области низких  $T$ , где сильно меняются конфигурация ВЗП из-за изменения волнового вектора и ее упругие свойства из-за изменения условий экранировки. Значит, можно предположить, что причиной устранения дефектов из кристалла является наличие ВЗП и ее сильное взаимодействие с центрами пиннинга [18].

На рисунке 4 показана взаимосвязь между значениями  $T_P$  и  $E_T$  при одном и том же  $N$  для длин-

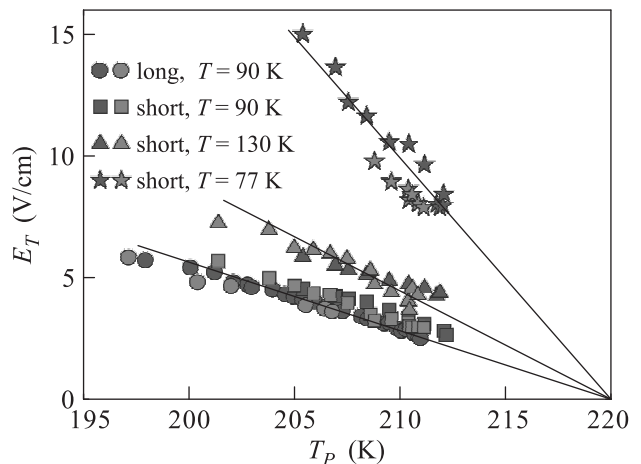


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость  $E_T(T_P)$  для длинного и короткого вариантов образцов #1 (фиолетовые значки) и #2 (зеленые значки) при разных  $T$

ных и коротких вариантов обоих образцов. Сначала рассмотрим случай длинных образцов (фиолетовые и зеленые кружки). Хотя скорости изменений  $T_P$  и  $E_T$  от  $N$  для разных образцов сильно отличались, для семи из восьми исследованных длинных образцов зависимости  $E_T(T_P)$  оказались почти на одной прямой (для восьмого образца зависимость немного сместилась вверх). Эта прямая аппроксимируется к температуре  $T = 220$  К, совпадающей с  $T_P$  для чистых кристаллов  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>.

Зависимости  $E_T(T_P)$  коротких образцов измерены также при  $T = 77$  и  $130$  К. При  $T = 90$  К они слегка ( $\approx$  на 1 В/см) сдвинуты вверх по сравнению

с длинными образцами. Сдвиг вызван несколько завышенным значением  $E_T$ , возникающим вследствие двухзондовой схемы измерений [23], что существенно при уменьшении  $L$  и увеличении  $T$ . Зависимости  $E_T(T_P)$  коротких образцов линейные и, с учетом этого сдвига, сходятся при  $T = 220$  К. Их наклон монотонно зависит от  $T$  и минимален при  $T = 90$  К (это – следствие зависимости  $E_T(T)$ ).

Мы также попытались описать полученные результаты законом  $\sqrt{E_T} \propto \Delta T_P$ , присущим локальному пиннингу (и сильному [12], и слабому [14]). Этот метод дал новую точку, в которой все линии сходятся при  $E_T \rightarrow 0$ :  $T \approx 234$  К, что намного выше  $T_P$ . Этот результат не является физическим. Аналогичная проверка закона  $E_T^2 \propto \Delta T_P$  дала точку сходимости всех прямых  $T = 215$  К. Этот случай, в принципе, может иметь место, с учетом того, что наличие других примесей и дефектов может реально снижать температуру перехода до  $T \simeq 215$  К, что мы видим для лучших стабильных образцов без дефектов закалки. В любом случае, можно сделать вывод: пиннинг дефектами закалки описывается законом, отличным от закона  $\sqrt{E_T} \propto \Delta T_P$ , характерного для локального пиннинга [12, 14].

Линейную связь  $\Delta T \propto E_T$  можно попытаться объяснить с учетом того, что пиннинг при высоких температурах вблизи пайерлсовского перехода может быть слабым ( $\Delta T_P \propto n_i$ ), а при низких – сильным ( $E_T \propto n_i$ ). Аргументы в пользу изменения типа пиннинга при понижении  $T$  обсуждались в ряде работ [24, 25], и минимум зависимости  $E_T(T)$  при  $T_{\min} \approx 90$ – $100$  К связывался с этим изменением. Однако в нашем случае такое объяснение невозможно, поскольку зависимость  $\Delta T \propto E_T$  наблюдается уже при  $T = 130$  К, что выше  $T_{\min}$  ( $E_{T_{130}} > E_{T_{90}}$ ).

Нам остается предположить, что наблюдающееся отличие взаимосвязи  $E_T$  и  $T_P$  в исследованных образцах от известного ранее закона  $\sqrt{E_T} \propto \Delta T_P$  обусловлено принципиально иным, новым типом пиннинга ВЗП, который ранее не изучался ни теоретически, ни экспериментально. По-видимому, он вызван протяженными (нелокальными) объектами (например, дислокациями). Предположение основано и на том, что именно дислокации чаще всего возникают при закалке и способны сравнительно легко перемещаться по кристаллу [15, 16]. Но главным аргументом в пользу этого предположения является представленная ниже обнаруженная особенность нового пиннинга не оказывать существенного влияния на пайерлсовское состояние.

Как видно из верхней вставки к рис. 1, при существенном изменении  $T_P$  величина максимума

$d \ln R/d(1/T)$  и ширина пика для наших образцов изменяются незначительно. Противоположный результат наблюдался для всех видов локального пиннинга. Так, в работах по облучению  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> быстрыми электронами, увеличение концентрации дефектов (смещений атомов Ta и оставленных ими вакансий, являющихся центрами сильного пиннинга) приводило к существенному подавлению [13] или к почти полному исчезновению [12] максимума  $d \ln R/d(1/T)$  при том же изменении  $T_P$ . Схожая картина наблюдалась на образцах со слабым пиннингом, обусловленным ростовыми точечными дефектами, возникающими при неидеальных условиях синтеза [13], или изоэлектронными примесями в сплавах  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> с Nb [14]. В случае неоднородного распределения центров слабого пиннинга, созданного диффузией In в приконтактную область [19], скорость подавления максимума  $d \ln R/d(1/T)$  также была больше, чем в нашем (тоже не совсем однородном) случае.

Взаимосвязь значения максимума  $d \ln R/d(1/T)$  и  $T_P$  для всех наших образцов показана на рис. 5 (цветные кружки) вместе с аналогичными зависимостями для образцов с локальным пиннингом, полученными при обработке данных из перечисленных выше работ (черные значки), а также с зависимостями для образцов с малыми сечениями  $S < 0.1$  мкм<sup>2</sup> (зеленые треугольники, данные из [26]). Во всех случаях локального пиннинга максимум подавляется быстрее, чем в нашем случае. С уменьшением  $S$  при слабом локальном пиннинге скорость изменения  $d \ln R/d(1/T)$  от  $T_P$  уменьшается, но все равно остается выше, чем у нас. Следовательно, разупорядочение ВЗП на пайерлсовском переходе значительное при локальном и гораздо более слабое при нелокальном пиннинге.

Другой характеристикой степени резкости перехода является полуширина пика  $d \ln R/d(1/T)$ , измеренная на его полувывоте,  $HWHM$ . На вставке к рис. 5 приведена взаимосвязь величин  $HWHM$  и  $T_P$  для образца # 1, всех вышеперечисленных случаев локального пиннинга и образцов с малыми  $S$ . И снова, спад  $HWHM$  при нелокальном пиннинге намного слабее, чем при локальном. В [12] сглаживание пайерлсовского перехода при облучении образца сопровождалось уширением резких при низких температурах рефлексов электронной дифракции и превращением их в непрерывные диффузные плоскости. Результаты связывались с потерей ВЗП поперечной когерентности, что характерно для высоких температур. По-видимому, нелокальные дефекты разбивают кристалл в поперечном направлении на отдельные домены, вдоль которых ВЗП почти не теряет продольной когерентности и остается при

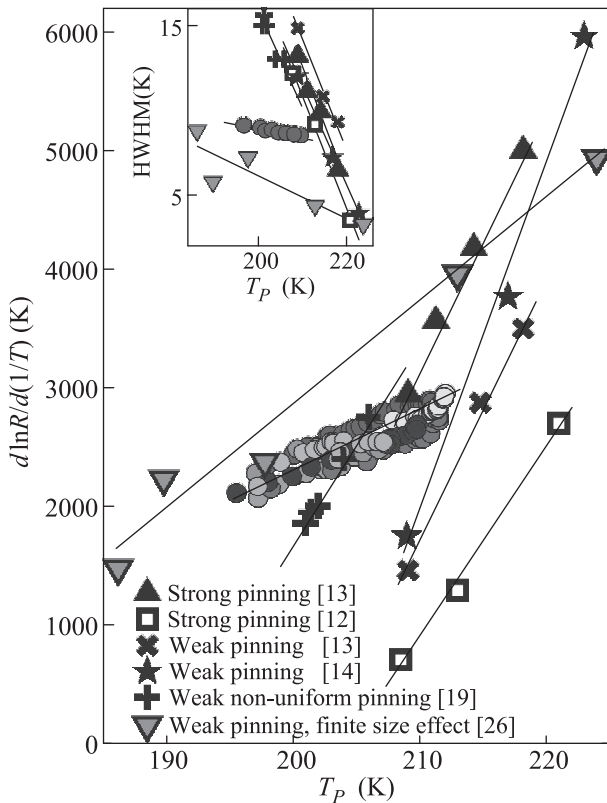


Рис. 5. (Цветной онлайн) Взаимосвязь между значением максимума  $d \ln R / d(1/T)$  и величиной  $T_P$  для всех образцов с дефектами закалки (цветные кружки), для образцов с различным видом локального пиннинга (черные значки) и образцов с малыми сечениями (зеленые треугольники). На вставке – взаимосвязь величин  $HWHM$  и  $T_P$  для тех же образцов

этом трехмерно упорядоченной. Таким образом, взаимодействие ВЗП с нелокальными дефектами принципиально иное, чем в случае локального пиннинга.

В заключение, перечислим основные результаты. Обнаружены необычные особенности пиннинга ВЗП дефектами закалки в образцах  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>, а именно:

1. Пиннинг нестабилен и устраняется при термодиффузии в области температур  $T < T_P$ .
2. С ростом числа низкотемпературных термодиффузий пиннинг становится пространственно неоднородным с меньшей концентрацией дефектов на краях кристалла.
3. Пиннинг описывается законом, отличным от закона  $\sqrt{E_T} \propto \Delta T_P$ , характерного для локального пиннинга.

4. Обнаруженный пиннинг менее разрушителен для пайерлсовского состояния, чем локальный.

Наличие этих особенностей позволяет предположить, что дефекты закалки являются макроскопическими (нелокальными) объектами. Они приводят

к неизвестному ранее виду пиннинга ВЗП с отличающимися от локального пиннинга свойствами. Такой пиннинг ВЗП может быть обусловлен, например, дислокациями. А сильное взаимодействие ВЗП с любыми дефектами (специфика пайерлсовского проводника), а также способность дислокаций перемещаться по кристаллу приводят к их вынужденной диффузии и выходу из кристалла при низкотемпературном термодиффузии.

1. P. Monceau, *Adv. Phys.* **61**, 325 (2012).
2. G. Grüner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988).
3. А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **58**, 1466 (1970).
4. К. Б. Ефетов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **72**, 2350 (1977).
5. H. A. Lee, T. M. Rice, and P. W. Anderson, *Solid State Commun.* **14**, 703 (1974).
6. H. Fukuyama and P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **17**, 476 (1978).
7. H. A. Lee and T. M. Rice, *Phys. Rev. B* **19**, 3970 (1979).
8. S. Abe, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 3494 (1985).
9. S. Abe, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 1987 (1986).
10. G. Mihály, L. Mihály, and H. Mutka, *Sol. St. Commun.* **49**, 1009 (1984).
11. G. Mihály, N. Housseau, H. Mutka, L. Zuppiroli, J. Pelissier, P. Gressier, A. Meerschaut, and J. Rouxel, *J. Physique – Lett.* **42**, L-263 (1981).
12. H. Mutka, S. Bouffard, G. Mihály, and L. Mihály, *J. Physique – Lett.* **45**, L1-13 (1984).
13. Yu. I. Latyshev, V. V. Petristchev, Ya. S. Savitskaya, and V. V. Frolov, *Synth. Metals* **19**, 849 (1997).
14. P.-L. Hsieh, F. de Czitto, A. Janossy, and J. W. Savage, *J. Physique* **44**, C3-1753 (1983).
15. K.-Th. von Wilke, *Kristallzüchtung*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1973).
16. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, М. (1978).
17. S. V. Zaitsev-Zotov, *Physics–Uspekhi* **47**, 533 (2004).
18. J. C. Gill, *Phys. Rev. B* **53**, 15586 (1996).
19. V. F. Nasretdinova, E. B. Yakimov, and S. V. Zaitsev-Zotov, *Physica B: Condensed Matter* **460**, 180 (2015).
20. F. Ya. Nad' and M. E. Itkis, *JETP Lett.* **63**, 262 (1996).
21. Z. Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, and M. Renard, *J. Physique – Lett.* **44**, L-311 (1983).
22. K. Inagaki, M. Tsubota, K. Higashiyama, K. Ichimua, S. Tanda, K. Yamamoto, N. Hanasaki, N. Ikeda, Y. Nogami, T. Ito, and H. Toyokawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 093708 (2008).
23. S. G. Zybtshev, V. Ya. Pokrovskii, O. M. Zhigalina, D. N. Khmelenin, D. Starešinić, S. Šturm, and E. Tchernychova, *JETP* **151**, 776 (2017) [*Sov. Phys. JETP* **124**, 665 (2017)].
24. J. R. Tucker, W. G. Lyons, and G. Gammie, *Phys. Rev. B* **38**, 1148 (1988).
25. S. V. Zaitsev-Zotov, G. Remenyi, and P. Monceau, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1098 (1997).
26. D. V. Borodin, S. V. Zaitsev-Zotov, and F. Ya. Nad', *ZhETF* **93**, 1394 (1987) [*Sov. Phys. JETP* **66**, 793 (1987)].