

Новый вид пиннинга волны зарядовой плотности в кристаллах ромбического TaS_3 с дефектами закалки

В. Е. Минакова, А. М. Никитина, С. В. Зайцев-Зотов¹⁾

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 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]²⁾. 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 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

¹⁾e-mail: SerZZ@cplire.ru

²⁾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 α -TaS₃ 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 ~ 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 повторах измерений, с $T_P \approx 208$ –213 К.

2. Нестабильные кристаллы (~ 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 проводников³⁾. 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 NbSe₃ 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 NbSe₃. В [19] диффузия In в приконтактную область образца α -TaS₃ 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

³⁾ Отметим, что кинетика дефектов в пайерлсовских проводниках ранее не изучалась.

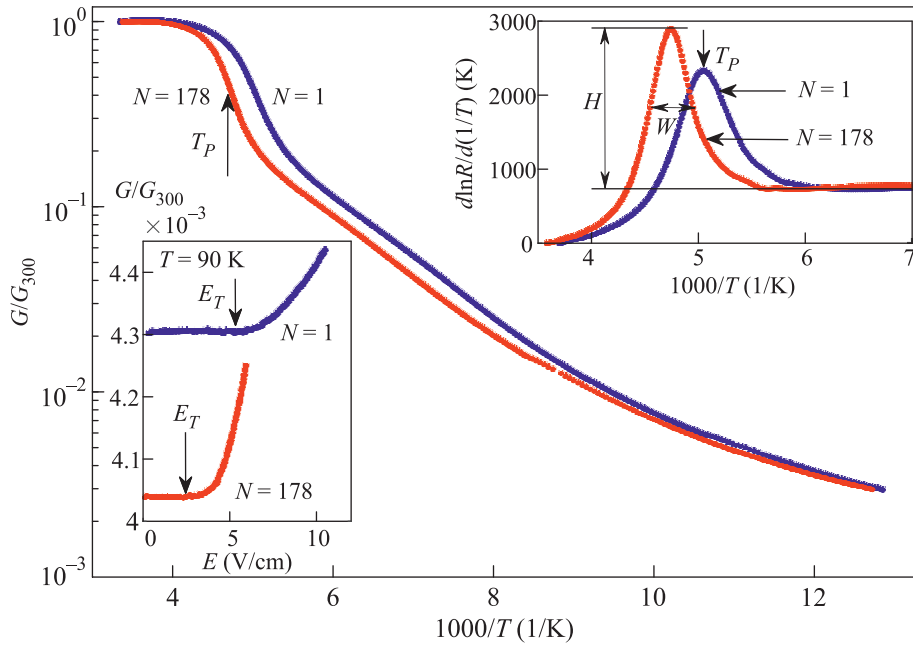


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости омической проводимости G , нормированной на комнатное значение G_{300} , при первом и 178-м термоциклировании образца #1. На верхней вставке – методы определения величины T_P по максимуму температурной зависимости $d \ln R/d(1/T)$ и величин высоты H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

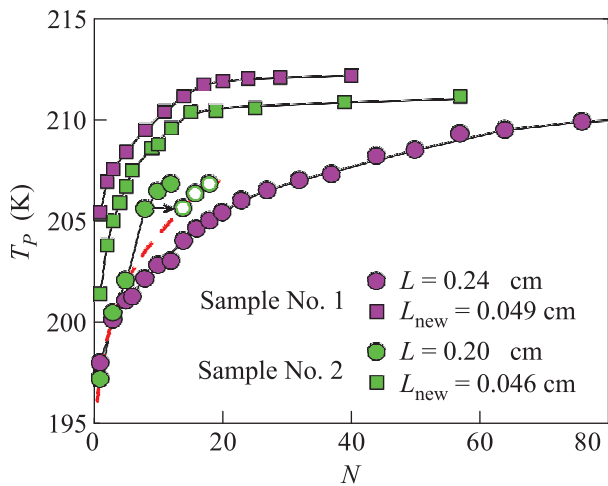


Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменение формы зависимости $T_P(N)$ при уменьшении длины образца. Красный пунктир с кружками – зависимость, которая была бы при стандартных измерениях (подробности в тексте)

дефектов и примесей в образце (как если бы все они были обычными дефектами, обеспечивающими слабый пиннинг), а также изменение концентрации Δn , 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 $L_{\text{new}} = 0.049$ 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-

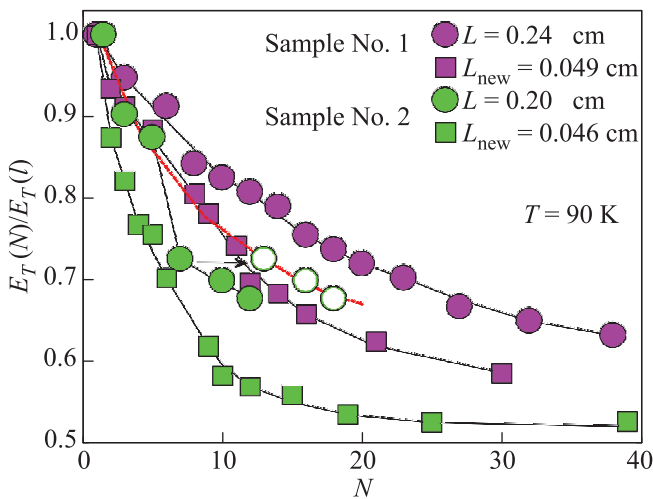


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение формы зависимостей $E_T(N)$, нормированных на $E_T(1)$, с уменьшением L . Красная линия с кружками – зависимость, которая была бы при стандартных измерениях (подробности в тексте)

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 изменениями T_P и E_T при одном и том же N для длин-

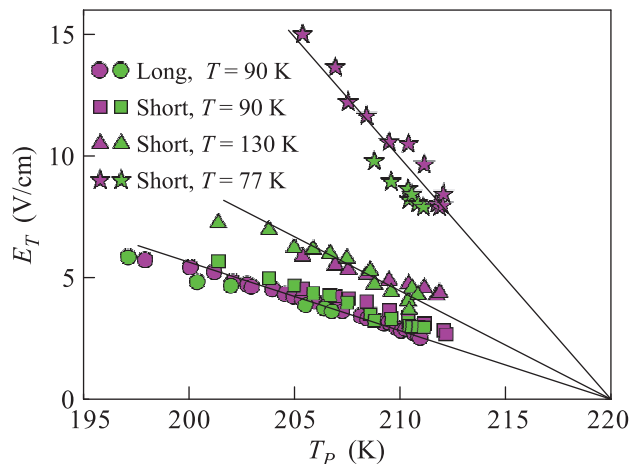


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость $E_T(T_P)$ для длинного и короткого вариантов образцов #1 (фиолетовые значки) и #2 (зеленые значки) при разных T

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 α -TaS₃.

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 *o*-TaS₃ 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 *o*-TaS₃ 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 $S < 0.1$ мкм² (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 полувывсоте, $HWHM$. 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

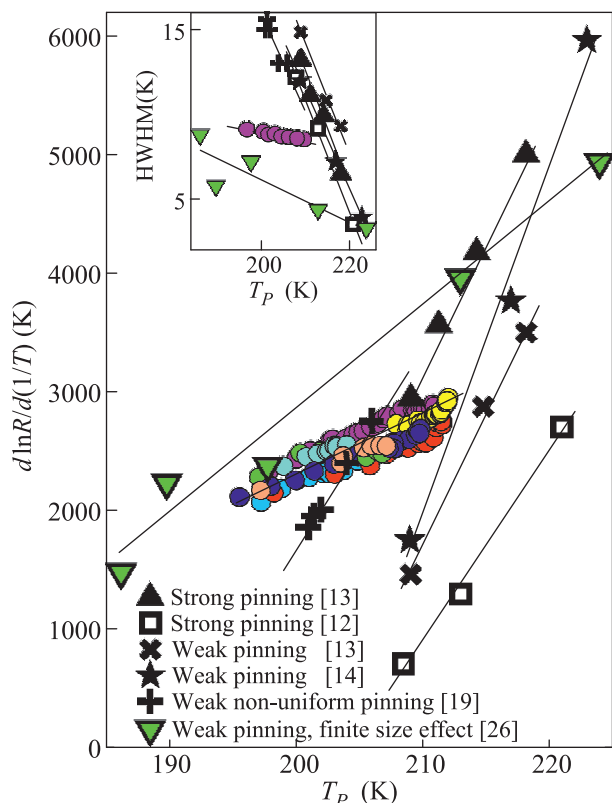


Рис. 5. (Цветной онлайн) Взаимосвязь между значением максимума $d \ln R / d(1/T)$ и величиной T_P для всех образцов с дефектами закалки (цветные кружки), для образцов с различным видом локального пиннинга (черные значки) и образцов с малыми сечениями (зеленые треугольники). На вставке – взаимосвязь величин $HWHM$ 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 α -TaS₃, 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. Zybtev, 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)].