

Резонансное рассеяние фононов на расщепленных кристаллическим полем решетки парамагнитных уровнях ионов Pr в PrTe_{1.46}

© Р.Г. Митаров, Л.С. Парфеньева*, В.В. Попов*, И.А. Смирнов*

Дагестанский государственный технический университет,
367015 Махачкала, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Igor.Smirnov@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 5 мая 2000 г.)

В интервале 2–100 К измерена теплопроводность кристаллической решетки (κ_{ph}) PrTe_{1.46} и LaTe_{1.46}. Из полученных экспериментальных данных определена величина $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$: $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T) = \kappa_{\text{ph}}(\text{PrTe}_{1.46})(T) - \kappa_{\text{ph}}(\text{LaTe}_{1.46})(T)$, где $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$ — уменьшение теплопроводности за счет резонансного рассеяния фононов на расщепленных кристаллическим полем решетки парамагнитных уровнях Pr. Из анализа зависимости $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$ для $T < T_{\text{res}}$ вычислена энергия первого расщепленного парамагнитного уровня Pr Δ_1 и при этом обнаружено, что величина Δ_1 зависит от характера ближайшего окружения ионов Pr в решетке; для $T > T_{\text{res}}$ определена температурная зависимость $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$ ($-\Delta\kappa_{\text{res}} \sim T^{-0.5}$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по гранту № 99-02-18078.

Исследованию влияния рассеяния фононов на расщепленных кристаллическим полем решетки парамагнитных уровнях редкоземельных ионов (РЗИ) в твердых телах посвящено большое число работ (см., например, монографии и обзоры [1–5]).

Рассматривались случаи, когда РЗИ являлись примесями [4,6,7] (небольшая концентрация РЗИ) и когда РЗИ были основными компонентами соединений (большая концентрация РЗИ). При этом обсуждались варианты, когда РЗИ располагались в кристаллической решетке упорядоченно либо неупорядоченно [4,5,8–10] или входили в состав стекол [5,11]. Последние случаи относились к сильно дефектным материалам.

Вернуться к рассмотрению эффекта рассеяния фононов на парамагнитных уровнях РЗИ нас заставило исследование необычного поведения теплопроводности кристаллической решетки (κ_{ph}) соединений YbInCu₄ и YbAgCu₄.¹ Мы предположили, что в этих соединениях поведение κ_{ph} можно будет попытаться связать с указанным выше эффектом. YbInCu₄ и YbAgCu₄ относятся к группе “умеренных” дефектных материалов, на которых эффект рассеяния фононов на расщепленных кристаллическим полем решетки парамагнитных уровнях РЗИ в широком интервале температур не исследовался.

К семейству “умеренных” дефектных материалов можно отнести и модельное соединение PrTe_{1.46}.

В настоящей работе мы попытались исследовать, как влияет на κ_{ph} рассеяние фононов на РЗИ в “умеренно” дефектных материалах и не появятся ли при этом какие-либо новые специфические особенности эффекта.

Прежде чем переходить к изложению полученного экспериментального материала по теплопроводности PrTe_{1.46}, напомним, в чем состоит суть эффекта

рассеяния фононов на РЗИ, и дадим характеристику выбранного для исследования объекта.

В парамагнитных РЗИ внутренние 4*f*-оболочки заполнены частично. Их орбитальные (*L*), спиновые (*S*) и полные (*J*) моменты отличны от нуля. Свободный РЗИ с моментом *J* находится в состоянии, которое (*2J + 1*)-кратно вырождено по направлению *J*. В кристалле электрическое поле решетки снимает вырождение и вместо одного уровня энергии появляется система уровней. Колебания решетки могут переводить ион с одного уровня на другой, меняя ориентацию *J*. Это приводит к поглощению фонона и, как следствие, к уменьшению κ_{ph} . 4*f*-оболочки лежат глубоко в атоме, поэтому кристаллическое поле решетки расщепляет их уровни на небольшую величину (~ 100 К и меньше). Наглядно эффект уменьшения κ_{ph} за счет рассеяния фононов на парамагнитных РЗИ можно представить с помощью схем, изображенных на рис. 1, *a, b*. Рассмотрим двухуровневую систему (рис. 1, *a*) и функцию распределения тепловых фононов по энергии (функция Планка, рис. 1, *b*). В процессе рассеяния происходит поглощение фонона с энергией $\hbar\omega = \Delta$ (рис. 1, *a*). При этом узкая область фононов (заштрихованная на рис. 1, *b*) выпадает из процесса переноса тепла, что приводит к уменьшению κ_{ph} на величину, которую мы обозначим как $-\Delta\kappa_{\text{res}}$. Теоретические расчеты [4,12] для температурной зависимости $-\Delta\kappa_{\text{res}}$ представлены на рис. 1, *c*. Обозначим температуру максимума для $-\Delta\kappa_{\text{res}}$ как T_{res} . Для $T < T_{\text{res}}$ $-\Delta\kappa_{\text{res}} \sim e^{-\Delta/kT}$. Основной вклад в $-\Delta\kappa_{\text{res}}$, как правило, вносит первый отщепленный уровень Δ_1 , так что на эксперименте мы можем считать, что $\Delta = \Delta_1$.

Для $T > T_{\text{res}}$ и $T > \Theta$ (Θ — температура Дебая) характер температурной зависимости $-\Delta\kappa_{\text{res}}$ определяется величиной концентрации парамагнитных ионов и упорядоченного расположения их в решетке. Когда

¹ Результаты измерений теплопроводности и их теоретическая обработка для YbInCu₄ и YbAgCu₄ готовятся нами к публикации.

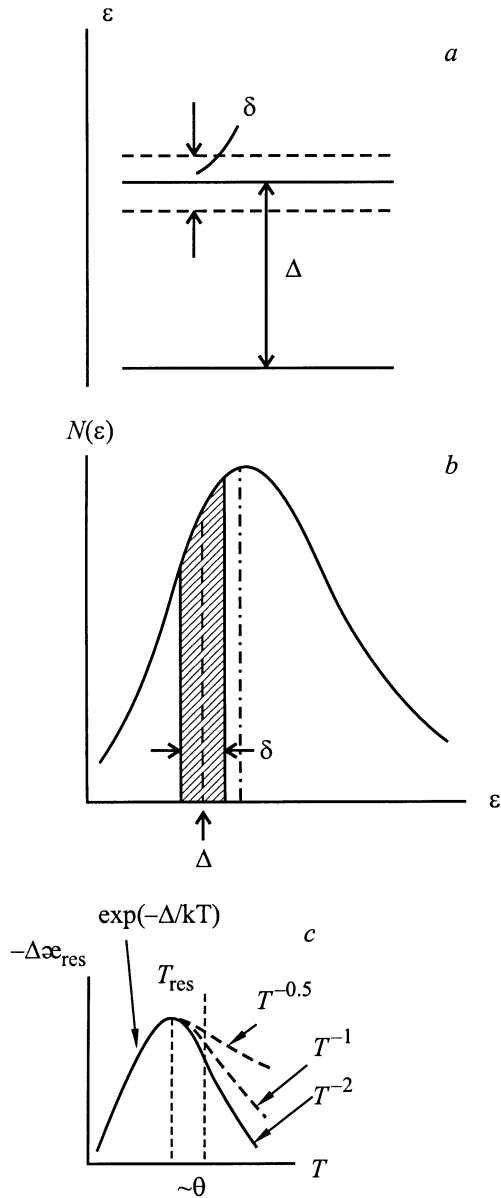


Рис. 1. *a* — схематическая диаграмма двухуровневой системы. δ — размытие уровня с температурой ($\delta \sim \sqrt{T}$ [3,4,11]), Δ — энергия расщепления. *b* — функция распределения тепловых фононов в зависимости от энергии. *c* — схема теоретической зависимости $-\Delta\epsilon_{\text{res}}$ от температуры [3,4,11]. Объяснение температурных зависимостей $-\Delta\epsilon_{\text{res}}$ см. в тексте статьи. Θ — температура Дебая.

концентрация парамагнитных ионов невелика (они выступают в роли примеси),

$$-\Delta\epsilon_{\text{res}} \sim T^{-2}. \quad (1)$$

При большой концентрации парамагнитных ионов, когда они являются основными компонентами соединения и располагаются в решетке упорядоченно и неупорядоченно (в последнем случае при условии, что фонон-

фононное рассеяние меньше фонон-примесного),

$$-\Delta\epsilon_{\text{res}} \sim T^{-0.5}. \quad (2)$$

При большой концентрации и неупорядоченном расположении парамагнитных ионов в решетке, но когда фонон-фононное рассеяние больше фонон-примесного,

$$-\Delta\epsilon_{\text{res}} \sim T^{-1}. \quad (3)$$

Температурные зависимости (1)–(3) наблюдались экспериментально для ряда материалов с РЗИ [3–5].²

Для исследования эффекта резонансного рассеяния фононов на расщепленных кристаллическим полем решетки парамагнитных уровнях РЗИ в “умеренно” дефектных материалах мы выбрали $\text{PrTe}_{1.46}$. Состав, соответствующий формуле $\text{PrTe}_{1.46}$, располагается “внутри” системы $\text{Pr}_{3-y}\text{V}_y\text{Te}_4$, где V_y — катионные вакансии. Все составы системы имеют кубическую решетку типа $\gamma\text{-Th}_3\text{P}_4$. Граничными соединениями указанной выше системы являются Pr_3Te_4 ($\text{PrTe}_{1.333}$) и Pr_2Te_3 ($\text{PrTe}_{1.5}$). $\text{PrTe}_{1.333}$ и $\text{PrTe}_{1.5}$ отличаются друг от друга только концентрацией вакансий (y изменяется в пределах $0 \leq y \leq 0.333$) и концентрацией носителей тока ($n = n_0(1 - 3y)$, n_0 — концентрация носителей у $\text{PrTe}_{1.333}$) [13,14]. При переходе от $\text{PrTe}_{1.333}$ к $\text{PrTe}_{1.45}$ концентрация вакансий возрастает от 0 до $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, а n уменьшается от $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ до 0 .³

Таким образом, выбранный нами для исследования состав $\text{PrTe}_{1.46}$ имеет достаточно высокую концентрацию вакансий V_{Pr} и небольшую концентрацию носителей тока.

Конечной целью работы являются выделение и анализ $-\Delta\epsilon_{\text{res}}$ для $\text{PrTe}_{1.46}$. Для выделения $-\Delta\epsilon_{\text{res}}$ мы воспользовались экспериментальным методом [3]. При этом $-\Delta\epsilon_{\text{res}}$ определялась как разность ϵ_{ph} кристаллов, содержащих парамагнитные РЗИ, и кристаллов, имеющих ту же концентрацию редкоземельных ионов, но у которых моменты L или J равны 0. В качестве такого реперного материала использован $\text{LaTe}_{1.46}$ ($y \text{ La}^{+3} J = 0$), у которого рассеяние фононов на парамагнитных ионах отсутствует. Если сделать вполне разумное предположение, что фонон-фононное и фонон-примесное рассеяния в $\text{PrTe}_{1.46}$ и $\text{LaTe}_{1.46}$ близки, то величину $-\Delta\epsilon_{\text{res}}$ для $\text{PrTe}_{1.46}$ можно получить из (4) следующим образом:

$$-\Delta\epsilon = -\Delta\epsilon_{\text{res}} = \epsilon_{\text{ph}}(\text{PrTe}_{1.46}) - \epsilon_{\text{ph}}(\text{LaTe}_{1.46}). \quad (4)$$

Синтез $\text{LaTe}_{1.46}$ и $\text{PrTe}_{1.46}$ проводился из простых веществ по методике [15]. Поликристаллические образцы получались сплавлением в индукционной печи. Плавление проводилось в заваренных молибденовых тиглях. После плавления слитки отжигались при температуре

² Надо отметить, что на эксперименте оказалось, что зависимости $-\Delta\epsilon_{\text{res}} \sim T^{-n}$ наблюдаются при $T > T_{\text{res}}$ до температур, значительно меньших, чем Θ .

³ Подобно ведут себя системы $\text{Ln}_2\text{X}_3\text{-Ln}_3\text{X}_4$, имеющие решетку $\gamma\text{-Th}_3\text{P}_4$, где Ln — редкоземельный элемент, а X — S, Se, Te.

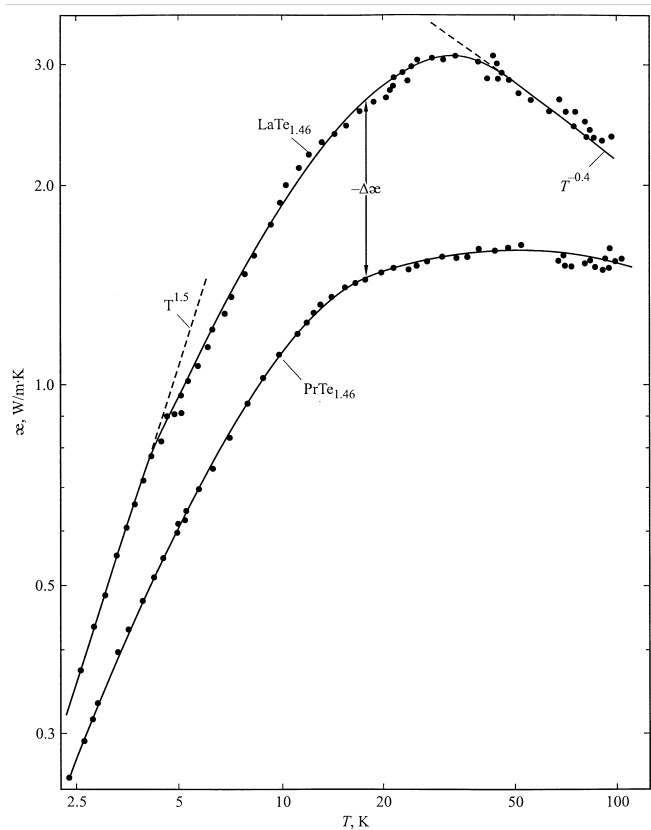


Рис. 2. Температурная зависимость измеренной на эксперименте теплопроводности $\text{PrTe}_{1.46}$ и $\text{LaTe}_{1.46}$. $\kappa = \kappa_{\text{ph}}$. $-\Delta\kappa = \kappa_{\text{ph}}(\text{PrTe}_{1.46}) - \kappa_{\text{ph}}(\text{LaTe}_{1.46})$.

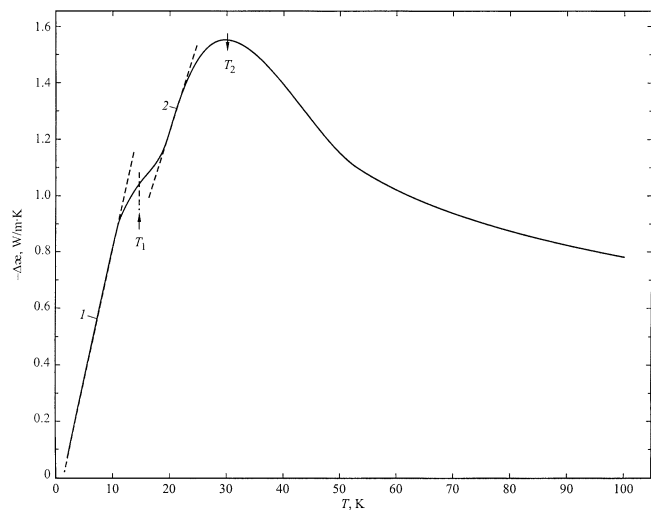


Рис. 3. Температурная зависимость $-\Delta\kappa$ для $\text{PrTe}_{1.46}$. $-\Delta\kappa = -\Delta\kappa_{\text{res}}$.

$\sim 1200^\circ\text{C}$. Однородность образцов контролировалась по термоэдс. Фазовый состав проверялся рентгенографически. Все образцы имели хорошо сформированную решетку типа Th_3P_4 . Для идентификации состава проводился химический анализ на два компонента [16].

Теплопроводность $\text{LaTe}_{1.46}$ и $\text{PrTe}_{1.46}$ измерялась в интервале 2–100 К с помощью абсолютного метода стационарного линейного теплового потока.

Результаты измерений представлены на рис. 2. Из-за небольшой величины электронной составляющей теплопроводности можно считать, что измеренная величина κ для обоих образцов равна κ_{ph} . Для $\text{LaTe}_{1.46}$, у которого отсутствует рассеяние фононов на парамагнитных ионах, при низких температурах $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{1.5}$, а при высоких $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-0.4}$. Интересно отметить, что аналогично ведут себя κ_{ph} для LuInCu_4 и LuAgCu_4 [17,18], которые также можно отнести к классу "умеренно" дефектных материалов и у которых, как и в $\text{LaTe}_{1.46}$, отсутствует рассеяние фононов на парамагнитных ионах.

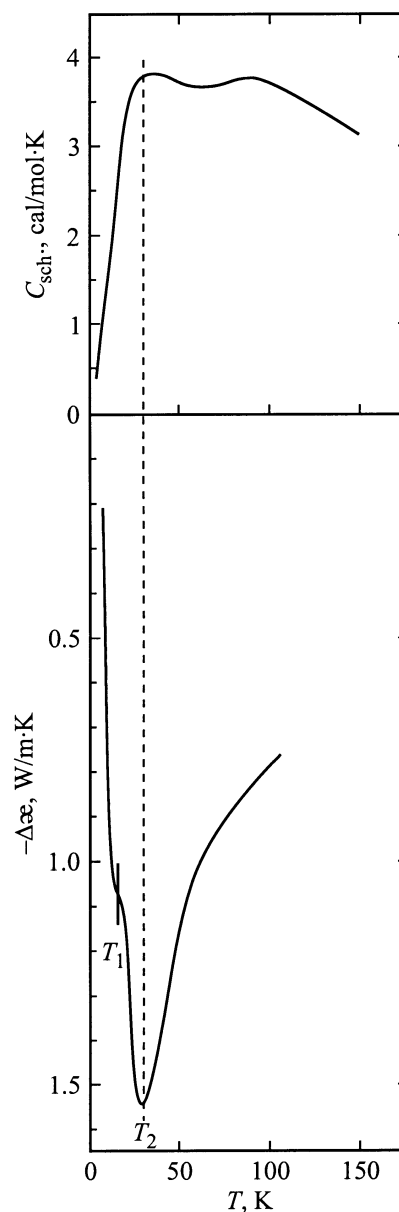


Рис. 4. Температурные зависимости C_{sch} для $\text{PrTe}_{1.47}$ из [13] и $-\Delta\kappa = -\Delta\kappa_{\text{res}}$ для $\text{PrTe}_{1.46}$ (данные настоящего эксперимента).

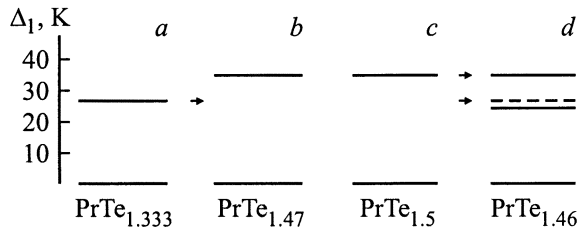


Рис. 5. Значения энергий первого отщепленного уровня Δ_1 иона Pr в кристаллическом поле решетки PrTe_x для различных величин x : $a - x = 1.333$, $b - 1.47$, $c - 1.5$ и $d - 1.46$. a, b, c получены из анализа экспериментальных данных для C_{sch} [13,17], d — результаты настоящего эксперимента. Штриховая линия на рис. d соответствует значениям Δ_1 , полученным в [13,17] для $\text{PrTe}_{1.333}$.

На рис. 3 приведена рассчитанная согласно (4) величина $\Delta\chi$, которую можно считать равной $-\Delta\chi_{\text{res}}$. Полученная нами экспериментально "колокообразная" зависимость $-\Delta\chi_{\text{res}}(T)$ аналогична предсказанной теоретически [3–5] (рис. 1, c).

Рассмотрим сначала область температур $T < T_{\text{res}}$. Как видно из рис. 3, на этом участке можно заметить две резонансные температуры T_1 и T_2 . Температуре T_2 соответствует ярко выраженный максимум, а температуре T_1 отвечает лишь небольшое "плечо".

На рис. 4 проведено сравнение полученных нами данных $-\Delta\chi(T) = -\Delta\chi_{\text{res}}(T)$ для $\text{PrTe}_{1.46}$ (рис. 3) и значений для шоттковской составляющей теплоемкости $C_{\text{sch}}(T)$ [13] для состава $\text{PrTe}_{1.47}$. Максимум T_2 на $-\Delta\chi_{\text{res}}(T)$ совпал с первым максимумом на $C_{\text{sch}}(T)$. Никаких аномалий, соответствующих максимуму T_1 на зависимости $C_{\text{sch}}(T)$, не наблюдается.

Вернемся к рассмотрению $-\Delta\chi_{\text{res}}(T)$. Как отмечалось выше, для области $T < T_{\text{res}}$ $-\Delta\chi_{\text{res}} \sim e^{-\Delta_1/kT}$. Из зависимости $\lg(-\Delta\chi) = f(1000/T)$ удалось оценить Δ_1 для участков 1 и 2 (рис. 3); Δ_1 для них оказались равными соответственно 24 и 36 К.

В [13,19] из анализа шоттковской составляющей теплоемкости C_{sch} были определены уровни Pr, расщепленные кристаллическим полем решетки в $\text{PrTe}_{1.333}$, $\text{PrTe}_{1.47}$ и $\text{PrTe}_{1.5}$. Значения энергий для первого расщепленного уровня Δ_1 (полученные путем теоретического расчета экспериментальных данных для C_{sch}) получились соответственно равными 27.5, 35.1 и 36.2 К. Эти результаты, вместе с нашими данными для $\text{PrTe}_{1.46}$ приведены на рис. 5. Надо отметить интересную особенность. Полученные нами для $\text{PrTe}_{1.46}$ значения Δ_1 для участка 2 оказались близкими к Δ_1 , полученным в [13] для $\text{PrTe}_{1.5}$ и $\text{PrTe}_{1.47}$, а Δ_1 для участка 1 близки к данным для Δ_1 $\text{PrTe}_{1.333}$. Попытаемся дать хотя бы качественное объяснение полученных результатов.

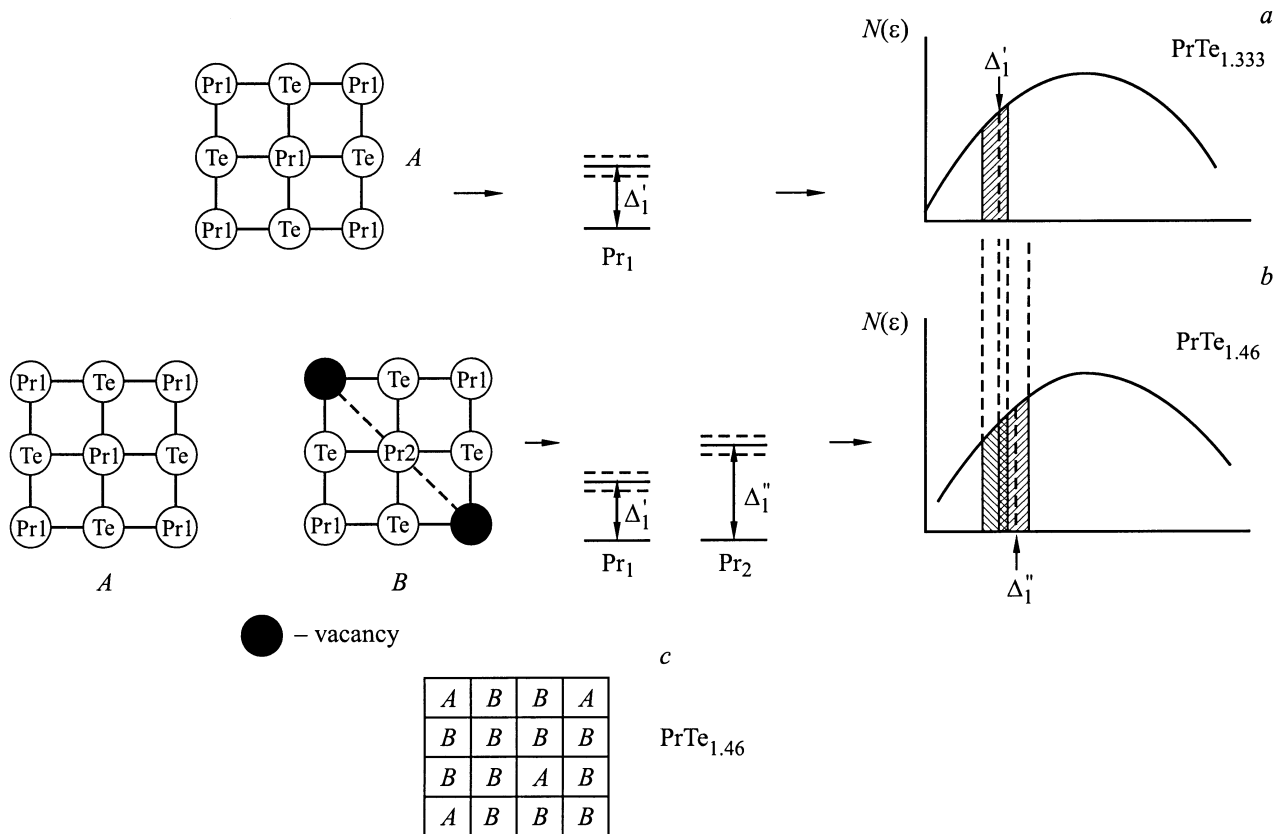


Рис. 6. Схема, иллюстрирующая влияние дефектности кристаллической решетки $\text{PrTe}_{1.46}$ на величину $-\Delta\chi_{\text{res}}$. Объяснение данных, приведенных на рисунках a, b, c , — в тексте статьи.

В решетке $\text{PrTe}_{1.333}$ все ионы Pr (обозначим их как Pr1) имеют одинаковое окружение, что приводит к одинаковому расщеплению их парамагнитных уровней. Обозначим его как Δ'_1 (схема A на рис. 6, a). Как уже указывалось выше, нас будет интересовать лишь положение первого отщепленного уровня. Согласно [13], Δ'_1 для $\text{PrTe}_{1.333}$ составляет 27.5 К. При переходе от $\text{PrTe}_{1.333}$ к $\text{PrTe}_{1.5}$ в решетке появляются катионные вакансии и ионы Pr могут иметь уже различное окружение. Часть ионов Pr, а именно Pr1, может иметь окружение такое же, как и в $\text{PrTe}_{1.333}$ и, следовательно, для них $\Delta'_1 \sim 27.5$ К (схема A на рис. 6, b), а часть ионов (обозначим их как Pr2) может иметь в качестве ближайшего окружения, кроме Pr1, также и вакансии V_{Pr} . При этом ионам Pr2 будет соответствовать уже иное значение Δ''_1 (схема B на рис. 6, b). У $\text{PrTe}_{1.5}$ — граничного соединения системы $\text{Pr}_{3-y}\text{V}_y\text{Te}_4$, имеющего наибольшую степень дефектности, достаточно большое число ионов празеодима можно отнести к разряду Pr2. Согласно [13], для них $\Delta_1 = \Delta''_1 = 36.2$ К. Для $\text{PrTe}_{1.46}$ мы имеем промежуточный случай (положение между $\text{PrTe}_{1.333}$ и $\text{PrTe}_{1.5}$). Можно предположить, что в нем имеются небольшие области ("островки"), где Pr имеет окружение, аналогичное $\text{PrTe}_{1.333}$ (схема A на рис. 6, a, b), и более обширные области, где Pr уже будет иметь окружение, аналогичное $\text{PrTe}_{1.5}$ (схема B на рис. 6). Схема "разбивки" $\text{PrTe}_{1.46}$ на области A и B представлена на рис. 6, c. Таким образом, исходя из сказанного выше, можно качественно объяснить, почему в $\text{PrTe}_{1.46}$ имеют место два уровня с энергиями ~ 24 и 36 К. Однако остается непонятным, почему этот эффект не проявился в C_{sch} [13].

Рассмотрим теперь область $T > T_{\text{res}}$ на кривой $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$ (рис. 3). Согласно теории, в этой области $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$ может иметь различные температурные зависимости [3–5,12]. Для дефектных образцов (при большой концентрации РЗИ, когда они являются основными компонентами соединения) в зависимости от того или иного расположения дефектов в решетке $-\Delta\kappa_{\text{res}}$ изменяется с температурой по закону как $T^{-0.5}$ либо как T^{-1} [3–5,12] (см. введение к данной статье). На основании данных рис. 3 для $\text{PrTe}_{1.46}$ мы получили зависимость $-\Delta\kappa_{\text{res}} \sim T^{-0.5}$, которая представлена на рис. 7 вместе с литературными данными для $\text{PrTe}_{1.333}$ и $\text{PrTe}_{1.5}$ [3,4]. Как видно из рисунка, величины $-\Delta\kappa_{\text{res}}$ для дефектных и недефектных образцов различны.

Наличие в дефектных образцах ионов Pr1 и Pr2, имеющих различное окружение в решетке и, как следствие, различное расщепление парамагнитных уровней празеодима, приводит к тому, что уровни Δ'_1 и Δ''_1 (которые из-за теплового размытия образуют полосы) могут сливаться между собой, образуя сплошные широкие резонансные полосы (рис. 6, b), способные занять значительную часть фононного спектра. Из-за этого величины $-\Delta\kappa_{\text{res}}$ $\text{PrTe}_{1.333}$ могут быть значительно меньше, чем у дефектных составов [4,12] (рис. 7).

В заключение приведем график зависимости T_{res} от Δ_1 для ряда исследованных нами ранее материалов [3–5]

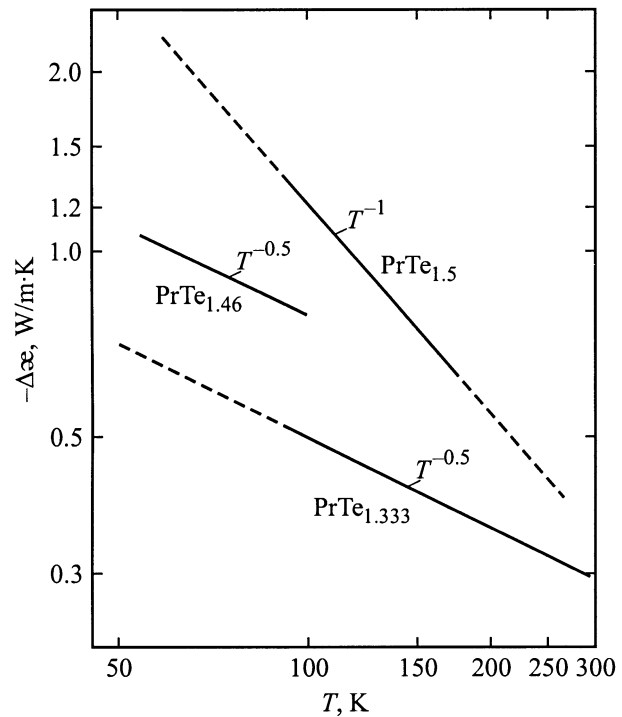


Рис. 7. Температурные зависимости $-\Delta\kappa = -\Delta\kappa_{\text{res}}$ для PrTe_x . $x = 1.333$ и 1.5 — из [3,4,11], $x = 1.46$ — данные настоящего эксперимента.

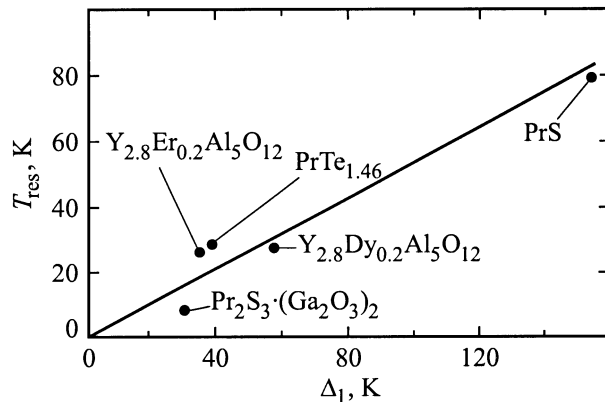


Рис. 8. Зависимость T_{res} от Δ_1 для ряда исследованных материалов. $\text{Y}_{2.8}\text{Er}_{0.2}\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_{2.8}\text{Dy}_{0.2}\text{Al}_5\text{O}_{12}$, PrS из [4,5], стекло $\text{Pr}_2\text{S}_3(\text{Ga}_2\text{O}_3)_2$ — [5]. $\text{PrTe}_{1.46}$ — результаты настоящего эксперимента.

и измеренного в настоящей работе $\text{PrTe}_{1.46}$ (рис. 8). Результаты для всех материалов располагаются вблизи общей прямой.

Таким образом, на основании проведенного эксперимента можно сделать следующие выводы.

1) Измерена κ_{ph} $\text{PrTe}_{1.46}$ и $\text{LaTe}_{1.46}$. Определена величина $-\Delta\kappa_{\text{res}}(T)$ — уменьшение теплопроводности за счет резонансного рассеяния фононов на расщепленных кристаллическим полем решетках парамагнитных уровнях Pr.

2) Из анализа зависимости $-\Delta\chi_{\text{res}}(T)$ нами получены следующие результаты.

а) Из данных для $T < T_{\text{res}}$ получено значение Δ_1 для первого отщепленного парамагнитного уровня Pr в решетке. Обнаружено, что величина Δ_1 в "умеренно" дефектном материале имеет особенность. Она зависит от характера ближайшего окружения ионов Pr. Предполагается наличие в образце "островков", где ближайшими соседями Pr выступают аналогичные ионы Pr, и основного объема материала, где в качестве ближайших соседей появляются вакансии из-под Pr.

б) Из данных для $T > T_{\text{res}}$ получена температурная зависимость для $-\Delta\chi_{\text{res}}(T)$ ($-\Delta\chi_{\text{res}} \sim T^{-0.5}$).

Авторы выражают благодарность В.М. Сергеевой за предоставление образцов для исследований.

- [16] С.М. Лугуев, В.С. Оскотский, Л.Н. Васильев, В.Н. Быстрова, Т.И. Комарова, И.А. Смирнов. ФТТ **17**, 11, 3229 (1975).
- [17] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисерек, Я. Муха, А. Ежовский. ФТТ **42**, 8, 0000 (2000).
- [18] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисерек, Я. Муха, А. Ежовский. ФТТ **42**, 11, 000 (2000).
- [19] Р.Г. Митаров, В.В. Тихонов, Л.Н. Васильев, В.С. Оскотский, А.В. Голубков, И.А. Смирнов. ФТТ **17**, 2, 496 (1975).

Список литературы

- [1] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Наука, Л. (1972). 159 с.
- [2] Р. Берман. Теплопроводность твердых тел. Мир, М. (1979). 286 с. [R. Berman. Thermal Conduction in Solids. Clarendon Press, Oxford (1976)].
- [3] И.А. Смирнов, В.С. Оскотский, Л.С. Парфеньева. Актуальные вопросы физики и химии редкоземельных полупроводников. Тематический сборник. Институт физики Дагестанского филиала АН СССР, Махачкала (1988). С. 4.
- [4] I.A. Smirnov, V.S. Oskotskii, L.S. Parfen'eva. High Temp.-High Pressure **21**, 237 (1989).
- [5] I.A. Smirnov, V.S. Oskotskii. Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths / Ed. by K.A. Gshneidner, Jr., L. Eyring. Elsevier Science Publ. B.V. **16**, 107 (1993).
- [6] Л.Н. Васильев, И. Джаббаров, В.С. Оскотский, Л.С. Парфеньева, В.В. Попов, И.А. Смирнов. ФТТ **26**, 9, 2710 (1984).
- [7] L.N. Vasil'ev, I. Dzhabbarov, L.S. Parfen'eva, V.S. Oskotskii, I.A. Smirnov. High Temp.-High Pressures. **16**, 45 (1984).
- [8] Л.Н. Васильев, Т.И. Комарова, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов. ФТТ **20**, 4, 1077 (1978).
- [9] С.М. Лугуев, Т.И. Комарова, В.Н. Быстрова, И.А. Смирнов. Изв. АН СССР. Неорганические материалы. **14**, 1, 46 (1978).
- [10] G.A. Slack, D.W. Oliver. Phys. Rev. **B4**, 592 (1971).
- [11] I.A. Smirnov, V.S. Oskotskii, L.S. Parfen'eva. J. Less-Common Met. **111**, 353 (1985).
- [12] С.М. Лугуев, В.С. Оскотский, В.М. Сергеева, И.А. Смирнов. ФТТ **17**, 9, 2697 (1975).
- [13] R.G. Mitarov, V.V. Tikhonov, L.N. Vasil'ev, A.V. Golubkov, I.A. Smirnov. Phys. Stat. Sol. (a) **30**, 457 (1975).
- [14] А.В. Голубков, Е.В. Гончарова, В.П. Жузе, Г.М. Логинов, В.М. Сергеева, И.А. Смирнов. Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов. Наука, Л. (1973). 303 с.
- [15] А.В. Голубков, Т.Б. Жукова, В.М. Сергеева. Изв. АН СССР. Неорганические материалы. **2**, 77 (1966).