

УДК 548.536.537226.4

## МОДЕЛЬ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ТЕПЛООВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

<sup>1</sup>Казаров Б.А., <sup>2</sup>Алтухов В.И., <sup>2</sup>Дядюк М.Н., <sup>3</sup>Митюгова О.А.

<sup>1</sup>Кавминводский институт (филиал) ФГБОУ ВПО «Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М.И. Платова», Георгиевск,  
e-mail: kazarovbeniamin@mail.ru;

<sup>2</sup>Филиал ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский федеральный университет», Пятигорск;

<sup>3</sup>Северо-Кавказский филиал ФГБОУ ВПО «Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова», Минеральные Воды

В работе рассмотрены механизмы рассеяния фононов и представлена теория температурного поведения теплопроводности кристаллов с фазовыми переходами и дефектами. В модели Дебая проведены расчеты температурной зависимости теплопроводности сегнетоэлектрических кристаллов триглицинсульфата. В работе показано, что нетипичное поведение кривой теплопроводности вблизи температуры структурного фазового перехода  $T_c$  связано с крайне узким интервалом температур, в котором проявляются критические флуктуации в одноосных кристаллах. Показано, что аномальное поведение кривой теплопроводности  $K(T)$  около температуры структурного фазового перехода  $T_c$  в кристаллах триглицинсульфата связано с осреднением фононных времен релаксации в области относительно высоких значений температур, при которых происходит сегнетоэлектрический фазовый переход, в условиях которого критическое упругое и неупругое рассеяние фононов проявляется в виде резко выраженного узкого минимума. Результаты расчетов согласуются с данными соответствующих экспериментов.

**Ключевые слова:** сегнетоэлектрики, структурный фазовый переход, теплопроводность, модель Дебая, критическое рассеяние, фонон

## MODEL BEHAVIOR OF TEMPERATURE THERMAL RESISTANCE FERROELECTRIC CRYSTALS TRIGLYCINESULPHATE

<sup>1</sup>Kazarov B.A., <sup>2</sup>Altukhov V.I., <sup>2</sup>Dyaduk M.N., <sup>3</sup>Mityugova O.A.

<sup>1</sup>Kavminvodsky Institute (branch) «South-Russian State Technical University (NPI) of M.I. Platov», Georgiyevsk, e-mail: kazarovbeniamin@mail.ru;

<sup>2</sup>Branch «North Caucasus Federal University», Pyatigorsk;

<sup>3</sup>North Caucasus Branch «Belgorod State Technological University of V.G. Shukhov», Mineral Waters

The paper discusses mechanisms of phonon scattering and a theory of the temperature dependence of thermal conductivity of crystals with phase transitions and defects. In the Debye model were calculated temperature dependence of the thermal conductivity of ferroelectric crystals triglycinesulfate. It is shown that the atypical behavior of thermal conductivity curve near the structural phase transition temperature  $T_c$  due to the extremely narrow range of temperatures, which appear critical fluctuations in uniaxial crystals. It is shown that the anomalous behavior of the curve of thermal conductivity  $K(T)$  near the structural phase transition temperature  $T_c$  in crystals triglycinesulfate associated with averaging the phonon relaxation times in the region of relatively high values of temperature at which the ferroelectric phase transition in which conditions the critical elastic and inelastic scattering of phonons is shown a pronounced narrow minimum. The calculation results are compared with those of the corresponding experiments.

**Keywords:** ferroelectrics, structural phase transition, thermal conductivity, the Debye model, the critical scattering, phonon

Одноосные бездефектные («идеальные») монокристаллы триглицинсульфата (ТГС) являются известными модельными объектами феноменологической теории фазовых переходов второго рода. Дело в том, что имеющее место в одноосных сегнетоэлектриках относительное подавление флуктуаций поляризации действующими (кулоновскими) силами [3, 4] приводит к расширению (по сравнению с многослойными сегнетоэлектриками и фазовыми переходами неэлектрической природы) области применимости теории Ландау – Гинзбурга. Соответственно сужается область температур ( $\Delta T_L \leq 0,2-0,3$  К) около  $T_c$ , в ко-

торой наблюдаются критические аномалии в поведении термодинамических характеристик этих кристаллов. В частности, в одноосных кристаллах ТГС в непосредственной близости около  $T_c$  разными авторами наблюдались аномалии лямбда-типа для теплоемкости, упругих модулей, коэффициента теплового расширения, коэффициента теплопроводности  $K(T)$  [2, 6–8, 10, 11, 14], которые обычно связывают с наличием флуктуационных эффектов в области температур вблизи точки фазового перехода  $T_c$ . Температурная зависимость коэффициента теплопроводности  $K(T)$  кристаллов ТГС  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$  (температура Дебая

$\theta = 190^\circ\text{K}$ ) измерялась для трех основных кристаллографических направлений [001], [010], [100]. Вдали от точки фазового перехода ( $T_c = 322^\circ\text{K}$ ) кривые  $K(T)$  имеют обычный для диэлектрических кристаллов вид: «фононный горб» в области низких температур ( $T < 25^\circ\text{K} \ll \theta$ ), экспоненциальный спад с ростом  $T$  в интервале  $25 < T < 70^\circ\text{K}$ , убывание по закону  $K(T) \sim T^{-1}$  в области  $100\text{--}260^\circ\text{K}$  и отклонение (спад медленнее, чем  $1/T$ ) при  $T > 260^\circ\text{K}$ ; при  $T \geq 315^\circ\text{K}$  начинается незначительное возрастание значений  $K(T)$  с ростом температуры. В окрестности точки  $T_c$  наблюдается очень узкий ( $\Delta T_K \approx |T - T_c| \leq 1^\circ\text{K}$ ), глубокий минимум («провал») на кривой теплопроводности  $K(T)$ . Такое поведение кривой  $K(T)$  около  $T_c$  характерно только для одноосных кристаллов ТГС и отличается от пяти возможных, ранее описанных в [2, 6, 9, 12, 20], типичных критических аномалий температурной зависимости теплопроводности в кристаллах со структурными фазовыми переходами и дефектами. Поведение теплопроводности в окрестности сегнетоэлектрического фазового перехода второго рода было рассмотрено в работе [5]. Теория влияния рассеяния на дефектах на решеточную теплопроводность содержится в работах [7, 8]. Влияние дефектов на поведение критических аномалий и тепловое сопротивление кристаллов ( $W = K^{-1}$ ) вблизи  $T_c$  рассматривалось в работах [7, 13].

В настоящей работе представлена теория температурного поведения теплопроводности кристаллов с фазовым переходом и дефектами. В модели Дебая проведены расчеты зависимости  $K(T)$  для ТГС и показано, что нетипичное поведение кривой  $K(T)$  около  $T_c$  в кристаллах ТГС связано с крайне узким интервалом температур  $\Delta T_L \ll \Delta T_K$  ( $\Delta T_K \leq 1^\circ\text{K}$ ), в котором проявляются критические флуктуации в одноосных кристаллах. Кроме того, существенным оказывается осреднение фононных времен релаксации в области относительно высоких значений температур ( $T \approx T_c > \theta$ ), при которых происходит сегнетоэлектрический фазовый переход в кристаллах ТГС. Показано, что в этих условиях неупругое рассеяние тепловых фононов на критических колебаниях или квазиупругое рассеяние (на центральном пике) будут проявляться на кривой  $K(T)$  в виде крайне узкого симметричного минимума («провала»), обнаруженного в [3] на кристаллах ТГС около  $T_c$ . Результаты расчетов сопоставляются с данными экспериментов.

**1. Модель температурного поведения теплопроводности в кристаллах с фазовыми переходами и дефектами.** Для коэффициента теплопроводности ( $K$ ) гармонического кубического кристалла с примесями или дефектами (кластерами, коллоидами, доменами) ранее была получена формула типа Кубо – Гринвуда [7, 8]:

$$K(T) = \frac{1}{6\pi k_B} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hbar^2 \omega}{T^2 V} n(\omega) [n(\omega) + 1] S p |\Pi(\omega)|^2 d\omega; \quad (1)$$

$$\Pi^p(l'l'\omega) = \sum_{l''} Q^p(l'l''\omega) \text{Im} D(l''l'\omega), \quad (1a)$$

где  $V$  – объем кристалла;  $Q$  – величина, связанная с массами и силовыми постоянными атомов в узле  $l$  кристаллической решетки;  $D(\omega)$  – функция Грина реального кристалла с гамильтонианом  $H$ .

**1.1. Расчетная формула в простой модели Дебая. Бездефектный («идеальный») кристалл.** Для расчета температурной зависимости  $K(T)$  в простой дебаевской модели кристалла с фазовым переходом с учетом (1) получаем

$$K(T) = \alpha \left(\frac{\theta}{T}\right)^2 \cdot \int_0^1 \frac{x^4 e^{x\frac{\theta}{T}}}{\left(e^{x\frac{\theta}{T}} - 1\right)^2} \frac{1}{\gamma(x)} dx, \quad (2)$$

$$\gamma_0(x) = \left[ A + B \cdot (x \cdot y)^4 + DT^2 (x \cdot y)^2 e^{-\frac{\alpha}{T}} \right] \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  – коэффициент при интеграле теплопроводности, связанный с квадратом скорости фононов;  $\theta$  – характеристическая температура кристалла (температура Дебая);  $\gamma(x)$  – сумма обратных времен релаксации, обусловленных рассеянием фононов в исходном («идеальном») кристалле ( $\gamma_0$ ), за счет механизмов структурного фазового перехода ( $\gamma_C = \gamma_n + \gamma_d$ ), дефектов и их комплексов ( $\gamma_k$ ) и за счет резонансного рассеяния на примесях ( $\gamma_p$ ).

Скорость релаксации фононов в «нормальном» (не испытывающем фазового перехода) кристалле обычно можно представить следующим выражением [7, 8]:

где  $x = \omega/\omega_D$ ,  $\omega_D = k_B \theta/\hbar$  и  $A, B, D, \alpha$  – параметры времен релаксации, выбираются на основе наилучшего согласия результатов расчета с данными экспериментов для чистого («идеального») кристалла.

$$\gamma_n(\omega) = \begin{cases} \frac{\pi B \omega}{\beta \omega_0}, & \text{при } \omega \tau_0 \gg 1; \\ \frac{\sqrt{\pi} B}{\beta} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{\omega \tau_{on}}{1 + (\omega \tau_{on})^2}, & \text{при } \omega \tau_0 \ll 1, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\omega_0$  и  $\tau_{on}^{-1}$  – частота и затухание мягкого (критического) фонона;  $B$  – коэффициент пропорциональности и  $\beta^{-1} = k_B T$ .

Квазиупругое рассеяние фононов с учетом, что частота мягкой моды

## 1.2. Критическое рассеяние фононов.

При наличии в системе фазового перехода (кристаллы ТГС [3]) для неупругого рассеяния тепловых фононов  $\omega$  на критических  $\omega_0 = \omega_0(T)$  имеем формулу [7, 13]:

$\omega_0(T) = r_0(T) \cdot \alpha_0 \cdot |T - T_c|$  [7, 8], можно представить обратным временем релаксации  $\tau_e^{-1} = \gamma_e$  в виде [8]:

$$\gamma_e(x, T) = F(x, T) \cdot \ln \left( 1 + \frac{T_i(T)}{C(T) \cdot |T - T_c|} \right), \quad (5)$$

где

$$F(x, T) = F_0(T) \cdot \frac{T^2 x^2}{\sqrt{T - T_i(T)}}, \quad F_0(T) = \frac{E \cdot \Phi_0(T) \cdot \omega_d^2}{4 \cdot 72 \cdot \sqrt{\alpha_0 \cdot r_0(T)}}, \quad \Phi_0(T) = \begin{cases} \Phi_1, & T < T_c, \\ \Phi_2, & T > T_c; \end{cases}$$

$$r_0(T) = \begin{cases} 2, & T < T_c \\ 1, & T > T_c; \end{cases} \quad T_i(T) = \begin{cases} T'_0, & T < T_c, \\ T_0, & T > T_c; \end{cases} \quad C(T) = C' \cdot \frac{\sqrt{T_i(T)}}{\sqrt{|T - T_c|}}.$$

Численные значения постоянных  $\alpha_0, C', E, \Phi_1$  и  $\Phi_2$  определяются характером поведения  $\omega_0(T)$  и  $K(T)$  около  $T_c$  [3].

## 1.3. Резонансное рассеяние фононов. Точечные дефекты, туннелирование или

**кластеры.** Для описания обратного времени релаксации, обусловленного рассеянием фононов на кластерах (коллоидах или наночастицах) со средним радиусом  $r$  и концентрацией  $N$  в работе было использовано выражение [7]:

$$\gamma_k(x, r, N) = N \cdot M \cdot r^2 \cdot \begin{cases} 1 + R \cdot \exp\left(\frac{-r \cdot x \cdot y}{3v_0}\right), & b < \frac{r \cdot x \cdot y}{v_0}; \\ \left(1 + R \cdot \exp\left(\frac{-b}{3}\right)\right) \cdot \left(\frac{r \cdot x \cdot y}{v_0}\right)^4, & b \geq \frac{r \cdot x \cdot y}{v_0}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $R$  – параметр, зависящий от упругих свойств коллоида и матрицы;  $b$  – постоянная, связанная с  $R$ ;  $M = \pi \cdot v_0 \cdot 10^3$ ;  $v_0, y, x$  – приведенные скорость, температура Дебая и частота фонона соответственно;  $x = \omega/\omega_D$ ,  $\omega_D = k_B \theta/\hbar$  – дебаевская частота кристалла;  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Для обратного времени релаксации ( $\tau_r^{-1} = \gamma_r$ ), определяющего резонансное рассеяние фононов на точечных дефектах или туннельных (двухуровневых) системах, будем использовать следующее модельное выражение [7]:

$$\tau_r^{-1} = p \frac{c_0 \cdot D_0 \cdot \Gamma_0 \cdot (xy)^{2n}}{y^4 (x^2 - x_0^2)^2 + \Gamma_0^2 (xy)^{2n+2}} \cdot 10^8 c^{-1}. \quad (7)$$

Здесь  $c_0$  – концентрация примесей или дефектов (систем),  $\omega_D \equiv \gamma p$  ( $p = 1013 \text{ c}^{-1}$ ,  $\Gamma_0 = 6$ ,  $D_0 = 1,21 \cdot 10^6$ ),  $n = 4$  или 1, 2, 3 и за-

висит от характера рассеяния фононов на резонансной частоте  $x = \omega/\omega_D$ , связанной с примесью, дефектом, с туннельными

(спиновыми) уровнями или другими фоновыми резонансами (например, двухуровневые системы в спиновых стеклах).

**2. Результаты расчетов и сопоставление с данными опытов.** Формулы (2)–(7) со ско-

ростью релаксации  $\gamma = \gamma_0 + \gamma_c + \gamma_k + \gamma_r$  были использованы для расчета кривых теплопроводности  $K(T)$  кристаллов ТГС. Результаты расчетов сопоставляются с данными соответствующих экспериментов (рис. 1, 2 и 3).

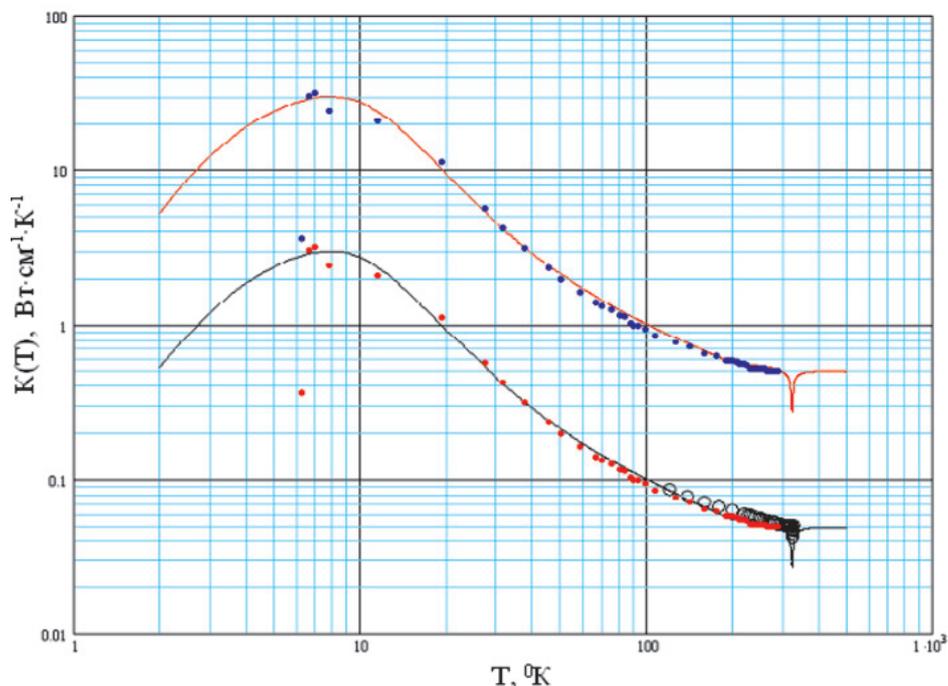


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности «номинально чистых» кристаллов ТГС в широком интервале температур 6–340°K [20]. Сплошные линии – расчет; нижняя кривая  $K(T)$  смещена вниз на порядок и при  $T > 100^\circ\text{K}$ , кружочками приведены данные из [20]

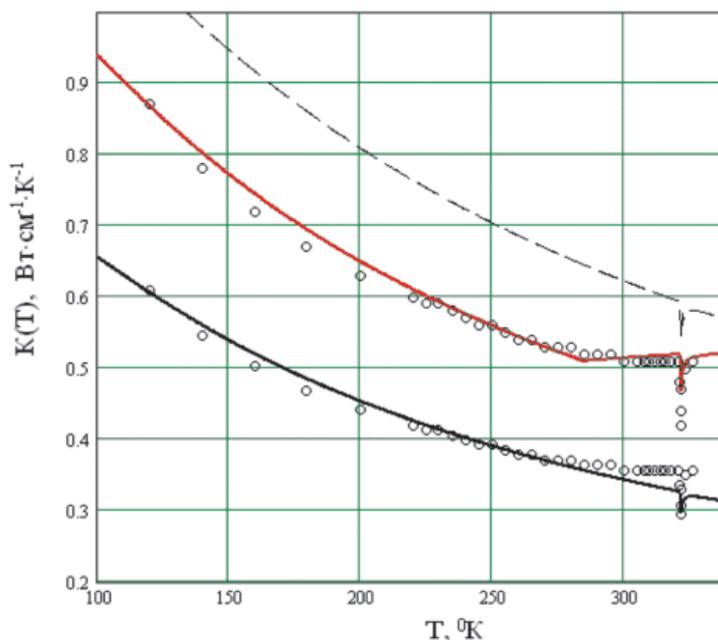


Рис. 2. Температурная зависимость теплопроводности кристаллов ТГС в области температур 100–335°K [20]. Сплошные линии – расчет; верхняя и нижняя кривые смещены относительно исходных данных [20] для наглядности и приведены без учета отклонения от закона Эйнкина  $1/T$

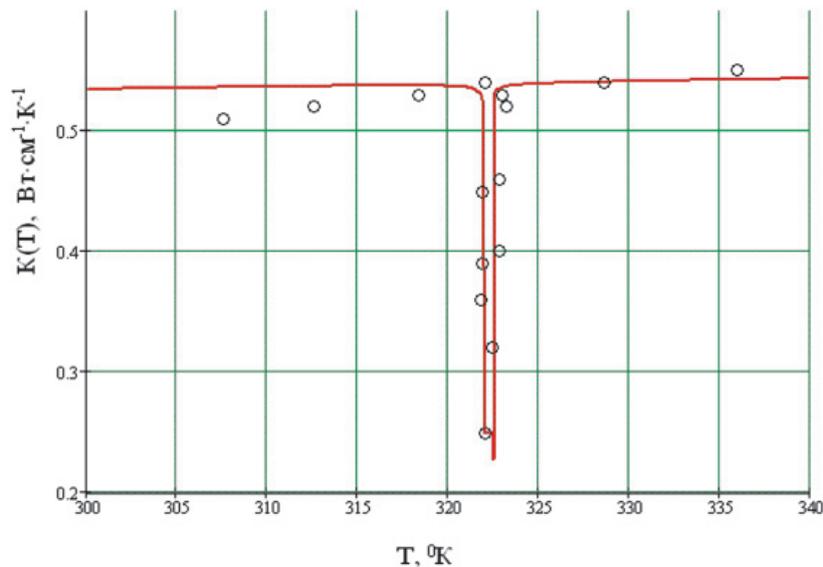


Рис. 3. Температурное поведение теплопроводности высококачественных кристаллов ТГС около  $T_c = 322^\circ\text{K}$  в направлении  $[001]$  [11]. Сплошная линия – расчет: в теории незначительное возрастание  $K(T)$  при  $T > 300^\circ\text{K}$  специально оставлено таким, как на рис. 2 (кривая 2 сверху)

В области  $T < 7^\circ\text{K}$  резкий спад  $K(T)$  при  $T \rightarrow 0$ , возможно, связан с рассеянием фононов на кластерах, коллоидах или доменах. Конечно, рассеяние фононов на границах образцов кристалла требует в данном случае специального рассмотрения как на опыте (одна точка, рис. 1), так и в теории. Резонансное рассеяние на примесях или туннелирование играет заметную роль в формировании прогиба кривой  $K(T)$  в области  $20 < T < 200^\circ\text{K}$  (рис. 2). Рассеяние тепловых фононов на критических или центральном пике (ЦП) определяет поведение теплопроводности  $K(T)$  непосредственно вблизи  $T_c$  в узком интервале температур порядка нескольких градусов (рис. 2, 3).

**3. Обсуждение и выводы.** Как было сказано выше, на рис. 1 слева от максимума ( $T < T_m \cong 7^\circ\text{K}$ ) на кривой  $K(T)$  наблюдается резкое (на порядок) уменьшение теплопроводности при  $T \cong 6^\circ\text{K}$ . В ходе расчетов нам не удалось получить такого резкого изменения (почти излом) поведения кривой  $K(T)$  при  $T < T_m$  ни путем изменения параметра  $A$  в  $\gamma_0$  (рассеяние фононов на границах образца), ни путем включения эффективного при  $T \rightarrow 0$  рассеяния фононов  $\gamma_k$  на возможных замороженных в образце кластерах (доменах или комплексах из наночастиц). Однако здесь (ТГС, рис. 1) при  $T < T_m$  на опыте имеется лишь одна точка, и поэтому эта ситуация требует более детального изучения, тем более что имеются данные еще для ряда систем [10] с подобным поведением кривой  $K(T)$  при  $T \rightarrow 0$ .

Следует отметить, что при моделировании поведения кривой теплопроводности приходится использовать до 10 свободных параметров, однако сразу 5–8 из них ( $A, B, D, \alpha, C, \Theta$ ), как правило, определяются из кривых для «идеальных» чистых образцов и имеют хорошо выверенный физический смысл и известные границы своих значений [2, 6]. Кроме того, иногда удается определить их значения из независимых опытных данных. Остальные 2–3 параметра последовательно подбираются из соображений наилучшего (до 1–2%) согласия с данными опытов, как правило, полученных для 3–4 до 6–7 образцов кристаллов.

В области достаточно высоких температур при  $T > \theta = 190^\circ\text{K}$  наблюдается выход кривой  $K(T)$  на плато ( $K(T) = \text{const}$ ), отклонение спада  $K(T)$  от закона Эйнштейна  $1/T$  (регулярное поведение) и даже незначительное возрастание зависимости  $K(T)$  при  $T$  свыше  $315^\circ\text{K}$  [8] (рис. 2 и 3). Такое поведение  $K(T)$  при  $T > \theta$  скорее всего связано с достаточно сильной при таких температурах перенормировкой третьего слагаемого в  $\gamma_0$ , ответственного за ангармоническое взаимодействие фононов ( $D \rightarrow DT/\theta \cong DT/200$ ) и актуального при  $T > \theta = 190^\circ\text{K}$ . Возможно, это связано и с искажением за счет сил ангармонизма при  $T > \theta$  туннельных состояний (водородных связей) в решетке ТГС. Надо отметить, что при описании переноса тепла в кристаллах при  $T > \theta$  необходимо учитывать роль оптических фононов, а также возможную (при  $T > \theta$ ) зависимость частоты Дебая  $\omega_D$  от температуры.

Таким образом, в ситуации, когда критические флуктуации (как в одноосном кристалле ТГС) относительно подавлены, а роль отдельных механизмов релаксации фононов при достаточно сильном ангармонизме ( $T > \theta$ ) нивелирована («осреднена»), влияние критического рассеяния фононов около  $T_c$  резко выражено. В этом случае в узкой области  $\Delta T_k$  возможно, реализуется особое неравновесное (метастабильное или типа «спиновое стекло») состояние системы. При этом аномальное поведение теплопроводности вблизи  $T_c$  может оказаться весьма ярким – в крайне узком интервале температур  $\Delta T_k$  появляется глубокий минимум (провал: рис. 3).

### Список литературы

1. Белов А.А. Исследование теплопроводности сегнетоэлектрических кристаллов с фазовым переходом типа порядок-беспорядок и смещения: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М., 1992. – 20 с.
2. Алтухов В.И., Струков Б.А., Катрышева М.В. Критическое рассеяние фононов и особенности теплопроводности ферроэлектриков // Микросистемная техника. – 2003. – № 4. – С. 69–74.
3. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. – М.: Наука, 1995. – 304 с.
4. Струков Б.А., Якушин Е.Д. Влияние крупномасштабных неоднородностей на фазовый переход в сегнетоэлектрических монокристаллах триглицинсульфата // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – т. 28, вып. 1. – С. 16.
5. Балагуров Б.Я. Затухание высокочастотного звука и теплопроводность в сегнетоэлектриках типа смещения // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61, в. 4. – С. 1627–1635.
6. Алтухов В.И., Ростова А.Т., Казаров Б.А. Рассеяние фононов на точечных дефектах структуры, комплексах-наночастицах и типичные особенности теплового сопротивления реальных кристаллов и сегнетоэлектриков // Нано- и микросистемная техника. – 2006. – № 3. – С. 11–19.
7. Алтухов В.И. Основы теории кинетических свойств кристаллов с дефектами и фазовыми переходами: диэлектрики и сегнетоэлектрики. – Ставрополь: СевКавГТУ, 2003. – 190 с.
8. Алтухов В.И. Симметрия и структурные фазовые переходы в кристаллах. – СевКавГТУ: Ставрополь, 2003. – 96 с.
9. Марадудин А. Дефекты и колебательный спектр кристаллов: пер. с англ. – М.: Мир, 1968. – 432 с.
10. Altukhov V.I., Strukov B.A. The critical phonon scattering and peculiarities of the thermal conductivity in ferroelectrics // Cond. Matt. Phys. – 2002. – Vol.5., № 4. – P. 769–776.
11. Strukov B.A., Belov A.A. Heat transport properties of ferroelectrics and related materials // Phase transition. – 1994. – Vol.51. – P. 175.
12. Callaway J. Model for Lattice Thermal conductivity at Low Temperatures // Phys. Rev. – 1959. – Vol. 113, № 4. – P. 1046–1051.
13. Levanyuk A.P., Sigov A.S. Defects and Structural Phase Transition. – New-York, Gordon and Breach, 1988.
14. Strukov B.A., Belov A.A. and Altukhov V.I. Study of phonon scattering processes in displacive ferroelectrics by means of heat conductivity measurement // Ferroelectrics. – 1994. – Vol.9. – P. 25–30.

### References

1. Belov A.A. Thermal conductivity of ferroelectric crystals with a phase transition of order-disorder and displacement: Author. dis. Candidate. Sci. Sciences. Moscow, 1992. 20 p.
2. Altukhov V.I., Strukov B.A., Katrysheva M.V. Critical scattering of phonons and thermal conductivity features ferroelectrics // Microsystems Engineering. 2003. no. 4. pp. 69–74.
3. Strukov B.A., Levanyuk A.P. Physical basis of ferroelectric phenomena in crystals. Moscow: Nauka, 1995. 304.
4. Strukov B.A., Jakushin E.D. Influence of large-scale inhomogeneities on the phase transition in ferroelectric single crystals triglycine sulfate // JETP Lett. 1978. Vol. 28, no.1. pp. 16.
5. Balagurov B.J. High-frequency sound attenuation and thermal conductivity in ferroelectrics of displacement // Zh. 1971. Vol. 61 in. 4. pp. 1627–1635.
6. Altukhov V.I., Rostova A.T., Kazarov B.A. Phonon scattering of point defects – structure complex nanoparticles and singular – tures typical thermal resistance of real crystals and ferroelectrics // Nano-and Microsystems Engineering. 2006. no. 3. pp. 11–19.
7. Altukhov V.I. Fundamentals of the theory of kinetic properties of crystals with defects and phase transitions: dielectrics and ferroelectrics. Stavropol NCSTU, 2003. 190 p.
8. Altukhov V.I. Symmetry and structural phase transitions in crystals Lakh. NCSTU: Stavropol, 2003. 96 p.
9. Maradudin A. Defects and vibrational spectrum of the crystal. Translated from English. New York: Wiley, 1968. 432.
10. Altukhov V.I., Strukov B.A. The critical phonon scattering and peculiarities of the thermal conductivity in ferroelectrics // Cond. Matt. Phys. 2002. Vol.5., no. 4. pp. 769–776.
11. Strukov B.A., Belov A.A. Heat transport properties of ferroelectrics and related materials // Phase transition. 1994. Vol. 51. pp. 175.
12. Callaway J. Model for Lattice Thermal conductivity at Low Temperatures // Phys. Rev. 1959. Vol. 113, no. 4. pp. 1046–1051.
13. Levanyuk A.P., Sigov A.S. Defects and Structural Phase Transition. New-York, Gordon and Breach, 1988.
14. Strukov B.A., Belov A.A. and Altukhov V.I. Study of phonon scattering processes in displacive ferroelectrics by means of heat conductivity measurement // Ferroelectrics. 1994. Vol. 9. pp. 25–30.

### Рецензенты:

Янусян Э.Г., д.ф.-м.н., профессор, декан инженерного факультета, профессор кафедры физико-математических дисциплин, филиал СКФУ, г. Пятигорск;

Чернобабов А.И., д.ф.-м.н., профессор кафедры физико-математических дисциплин, филиал СКФУ, г. Пятигорск.

Работа поступила в редакцию 10.07.2014.