

О ВОЗМОЖНОСТИ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМЕ ФОНОНЫ–НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛООВОГО ИМПУЛЬСА В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Е. И. Саламатов^а, *А. В. Таранов*^{б*}, *Е. Н. Хазанов*^{б**}

^а *Физико-технический институт УдмФИЦ Уральского отделения Российской академии наук
426000, Ижевск, Россия*

^б *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 марта 2021 г.,
после переработки 16 марта 2021 г.
Принята к публикации 27 мая 2021 г.

Приведены результаты экспериментального исследования транспортных характеристик фононов тепловых частот и теплоемкости $C(T)$ в монокристаллах твердых растворов алюмо-редкоземельных гранатов в области гелиевых температур при наличии низкоэнергетических возбуждений парамагнитной природы. Показано, что в условиях нестационарного процесса распространения теплового импульса возможно установление равновесного состояния в системе неравновесные фононы–двухуровневые системы при определенных длине образца и температуре термостата.

DOI: 10.31857/S0044451021090066

1. ВВЕДЕНИЕ

Температурные зависимости термодинамических характеристик твердых диэлектриков являются сложными интегральными характеристиками, зависящими от большого числа параметров, определяющих транспорт фононов тепловых частот [1]. Данный факт затрудняет конкретизацию механизмов рассеяния фононов при анализе теплопроводности в области гелиевых температур, когда особенности распространения фононов требуют интерпретации в рамках модели нелокальной фононной теплопроводности [2]. В этом случае важны трехфононные процессы, обусловленные ангармонизмом кристаллической решетки, когда по мере роста температуры (энергии) фононов на фоне интенсивного упругого рассеяния на дефектах структуры возможно формирование различных

режимов транспорта фононов от классической диффузии до «горячего пятна» [3], т.е. установления температуры в области непосредственно за инжектором фононов.

Температурная зависимость теплоемкости $C(T)$ в области гелиевых температур имеет аддитивный характер и, помимо фононных мод, может отражать наличие как низкоэнергетических колебательных состояний различной природы, так и отдельных колебательных мод, обусловленных наноструктурными особенностями твердого тела [4,5]. Очевидно, что характер «аномалий» температурных зависимостей упомянутых характеристик в области гелиевых температур может сопровождаться изменением транспортных характеристик фононов.

Независимый метод исследования транспортных характеристик фононов в режиме диффузии при наличии низкоэнергетических возбуждений основан на анализе временных характеристик распространения короткого теплового импульса слабонеравновесных фононов (НФ) за времена меньшие, чем характерное время «включения» неупругих фононных процессов, обусловленных ангармониз-

* E-mail: taranov@cplire.ru

** E-mail: khazanov@cplire.ru

мом решетки [6]. В этом случае процесс рассеяния НФ определяется только упругим взаимодействием с дефектами кристаллической решетки и низкоэнергетическими возбуждениями при их наличии. Данный подход позволяет количественно оценить эффективность упругого рассеяния в зависимости от концентрации и позиций ионов примеси в кристаллах твердых растворов замещения [7], исследовать низкоэнергетические возбуждения [8] и другие особенности структуры, например, возможность формирования «щели» в фононном спектре наноструктурированных керамик [9, 10] и аморфных материалов (стекол) [11, 12].

При совместном анализе результатов независимых экспериментов — температурных зависимостей транспортных характеристик фононов и теплоемкости в монокристаллах твердых растворов содержащих эрбий алюмо-редкоземельных гранатов $Y_{3-x}Er_xAl_5O_{12}$ (YAG:Er), в работе [8] было указано на возможность установления состояния равновесия в системе НФ тепловых частот с низкоэнергетическими возбуждениями в модели двухуровневых систем (ДУС) в области гелиевых температур.

Появление новых результатов, касающихся эффективности взаимодействия НФ с ДУС парамагнитной природы, опубликованных в [8, 13], требует, на наш взгляд, детального рассмотрения вопроса в части анализа критериев установления состояния равновесия в системе НФ–ДУС в условиях нестационарного процесса распространения теплового импульса в образце конкретной длины. Другими словами, когда результаты экспериментов по кинетике фононов могут быть сопоставимы с данными, получаемыми из измерений теплоемкости $C(T)$ при той же температуре, что и является целью настоящей работы.

2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе [13] было показано, что для редкоземельных ионов иттриевого ряда наиболее эффективное взаимодействие НФ с низкоэнергетическими возбуждениями в области гелиевых температур наблюдалось в содержащих эрбий алюмо-редкоземельных гранатах (ARG). Поэтому в данном исследовании приведены, в основном, результаты измерений транспортных характеристик НФ и теплоемкости $C(T)$ в области гелиевых температур в монокристаллах содержащих эрбий твердых растворов

$Y_{3-x}Er_xAl_5O_{12}$ ($x = 0.6; 1; 1.5; 3$), $Tm_{3-x}Er_xAl_5O_{12}$ ($x = 0; 1; 2$) с энергией низкоэнергетических ДУС $\Delta = 0.6\text{--}1.3$ К. Природа этих ДУС обусловлена снятием вырождения основного уровня крамерсова иона Er^{3+} за счет магнитного взаимодействия соседних ионов [8, 14]. Исследованы также образцы $Y_{1.5}Ho_{1.5}Al_5O_{12}$ с энергией низколежащего штарковского уровня $\Delta = 5.7$ К, природа которого отражает связь некрамерсова иона Ho^{3+} с локальными электрическими полями кристаллического поля.

Измерения теплоемкости $C(T)$ в образцах того же состава проводились в Ресурсном Центре ЛГУ с помощью комплекса для измерения физических свойств PPM-9+Ever Cool-II фирмы Quantum Design в интервале температур 1.9–220 К.

Методика исследования кинетических характеристик фононов тепловых частот в режиме диффузии при взаимодействии с низкоэнергетическими возбуждениями в модели ДУС состоит в нагреве коротким импульсом тока ($t < 100$ нс) пленки металла (Au) на одном из торцов исследуемого образца и подробно рассмотрена в работе [15]. Размер образцов в направлении распространения теплового импульса менялся от 0.06 до 0.5 см. Исследования проводились в температурном диапазоне 2.2–3.8 К. Превышение температуры инжектора фононов T_h над температурой термостата T_0 было таково, что $\Delta T = T_h - T_0 \ll T_0$, т. е. фононы являются слабонеравновесными и исследуемый образец имеет температуру термостата. В области гелиевых температур ($T_0 < 4$ К) неупругие фонон-фононные взаимодействия, обусловленные ангармонизмом решетки, в сравнительно коротких образцах маловероятны [2]. Таким образом, в условиях эксперимента эффективность рассеяния НФ определялась в основном взаимодействием с низкоэнергетическими возбуждениями на фоне упругого рассеяния, которое, в свою очередь, обусловлено разностью масс редкоземельных ионов (Re) на додекаэдрических s -позициях замещения в кристаллической решетке твердого раствора ARG. При этом разница в массе редкоземельных ионов относительно Y в YAG:Re делает процесс упругого рассеяния контролируемым и хорошо поддающимся расчету [7].

Измеряемой величиной в эксперименте является время прихода максимума диффузионного сигнала, регистрируемого болометром. В случае упругого рассеяния сигнал описывается решением нестационарного уравнения диффузии, а время прихода максимума сигнала однозначно связано с коэффициентом диффузии

$$t_{m0}(T) = \frac{L^2}{2D_0(T)} \quad (1)$$

(«плоский» источник), где t_{m0} — время прихода максимума сигнала НФ, связанного только с упругим рассеянием, L — длина образца в направлении распространения НФ и D_0 — коэффициент диффузии при упругом рассеянии НФ, $D_0 = v^2\tau_0(T)/3$, v — средняя по поляризации скорость звука, $\tau_0(T) \propto T^{-4}$ — время упругого рассеяния НФ. Измерения проводились в образцах одной геометрии ($l/L = 2$, где l — линейный размер инжектора фононов. Во всех случаях выделяемая в инжекторе фононов мощность теплового импульса не превышала 0.1 Вт/мм².

Наличие неупругих фонон-фононных процессов трансформирует распределение НФ, изменяя их эффективный коэффициент диффузии. При малых числах заполнения инжектируемых фононов в условиях эксперимента эффективными могут быть только процессы распада [16]. Теоретические оценки времени фонон-фононного взаимодействия относительно спонтанного распада $\tau_{ph}(T)$ для фононов тепловых частот в области гелиевых температур на основании упругих постоянных второго и третьего порядка в YAG [17] и экспериментальные наблюдения [6] при $T < 4$ К дают значение в интервале $\tau_{ph}(T) \approx 10^{-3}$ – 10^{-2} с, что обычно превышает наблюдаемые в эксперименте значения времени регистрации максимума сигнала НФ в образцах $L < 1$ см.

Теоретический анализ транспорта НФ в режиме диффузии при наличии центров захвата в модели ДУС рассмотрен в работах [18, 19]. Было показано, что взаимодействие («пленение») НФ с ДУС на фоне интенсивного упругого рассеяния фононов на дефектах кристаллической решетки может приводить к значительному замедлению транспорта доминантной группы фононов теплового импульса. В работе [20] задача транспорта НФ была рассмотрена с учетом процессов распада фононов, обусловленного ангармонизмом кристаллической решетки. Результаты расчета качественно хорошо отражали характер наблюдаемых в эксперименте температурных зависимостей $t_m(T)$ при $\tau_{ph} < t_m$. Однако в коротких образцах за времена наблюдения $t_m < 10^{-3}$ с, когда процессы неупругого фонон-фононного взаимодействия малоэффективны, результаты эксперимента в образцах YAG:Er продолжали демонстрировать характер неупругого взаимодействия НФ с ДУС — $t_m(L) \propto L$, а определенная из независимых экспериментов [8] температур-

ная зависимость времени взаимодействия НФ с ДУС составляла $\tau_R(T) \propto T^{-5}$. В теоретической работе [21] был рассмотрен механизм неупругого процесса взаимодействия фононов тепловых частот с низкоэнергетическими возбуждениями при установлении температуры в стекле. При этом длина $l_R(T)$ и время $\tau_R(T)$ пробега фононов относительно неупругого взаимодействия оценивались согласно выражению (46) из [2], в предположении, что для тепловых фононов $\omega \approx T$

$$l_R(\omega) \approx (D_0(\omega)\tau_R(\omega))^{1/2}. \quad (2)$$

Разделить вклад упомянутых выше неупругих процессов в формирование особенностей транспортных характеристик НФ не представляется возможным ввиду их одинаковой температурной зависимости $\tau_{ph}(T)$ и $\tau_R(T) \propto T^{-5}$. При этом, согласно оценкам [21], механизм неупругого взаимодействия НФ с низкоэнергетическими ДУС эффективен для всего диапазона измерений $t_m(T)$ ($T < 4$ К). В то же время, как упомянуто выше, вклад в рассеяние неупругого процесса, обусловленного ангармонизмом кристаллической решетки, может быть ограничен при измерениях в образцах $L < 0.5$ см.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе [20] было показано, что при достаточно высокой концентрации твердого раствора ($\geq 20\%$) большая часть энергии теплового импульса может быть сосредоточена в системе ДУС. В этом случае при выполнении условия $C(T)/C_{ph}(T) \gg 1$, где теплоемкость системы $C(T) = nC_{tls} + C_{ph}$ (C_{tls} — теплоемкость одной ДУС, n — количество ДУС, C_{ph} — фононная теплоемкость) справедливо соотношение

$$\frac{t_m(T)}{t_{m0}(T)} \propto \frac{C(T)}{C_{ph}(T)}. \quad (3)$$

Левая часть выражения (3) — время регистрации максимума сигнала в измеряемом образце $t_m(T)$, нормированное на время регистрации максимума сигнала, обусловленного только упругим рассеянием $t_{m0}(T)$ в образце той же длины. Правая часть — отношение суммарной (измеренной) теплоемкости $C(T)$ в образце того же состава к фононной (дебаевской). Равенство между левой (кинетической) и правой (термодинамической) частями выражения (3) может отражать равновесное состояние в системе фононы–ДУС в образце конкретной длины. В условиях эксперимента $t_m(T) \gg t_{m0}(T)$.

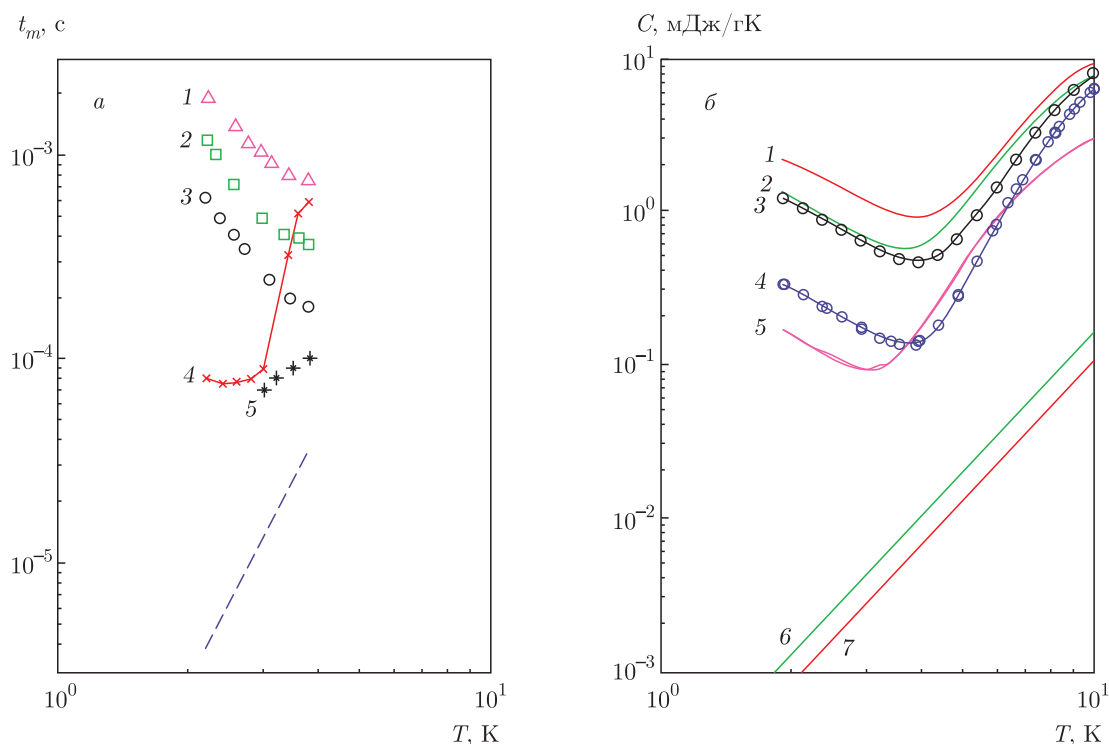


Рис. 1. *a*) Температурные зависимости времени прихода максимума сигнала НФ для образцов $Y_2ErAl_5O_{12}$, $L = 0.12$ см (1), $L = 0.25$ см (2), $L = 0.5$ см (3); $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$, $L = 0.68$ см (4); $Y_2ErAl_5O_{12}$, $L = 0.065$ см (5); $Y_2LuAl_5O_{12}$, $L = 0.6$ см (штриховая линия). *б*) Температурные зависимости теплоемкости для образцов $Er_3Al_5O_{12}$ (1), $Y_2ErAl_5O_{12}$ (2), $Er_2TmAl_5O_{12}$ (3); $ErTm_2Al_5O_{12}$ (4); $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$ (5); фононная теплоемкость C_{ph} для $Y_2ErAl_5O_{12}$ (6) и $Er_3Al_5O_{12}$ (7)

На рис. 1*a* представлены зависимости $t_m(T)$ образцов YAG:Er разной концентрации и длины частично из работы [8]. Зависимости $C(T)$ для различных концентраций представлены на рис. 1*б* из [14]. Видно, что при $T < 4$ К зависимости $t_m(T)$ и $C(T)$ при концентрации твердого раствора не менее 30% имеют схожий характер ($\propto T^{-2}$), что свидетельствует об определяющем влиянии ДУС на температурные зависимости в упомянутых независимых экспериментах. Штриховая линия на рис. 1*a* соответствует образцу $Y_2LuAl_5O_{12}$ большей длины и с тем же характером упругого рассеяния, что и в $Y_2ErAl_5O_{12}$, обусловленным разницей масс ионов $Y^{3+} \leftrightarrow Lu^{3+}$, но при отсутствии низкоэнергетических ДУС. Важно подчеркнуть, что в образцах $Y_2ErAl_5O_{12}$ зависимость $t_m(L)$ линейная [8], в то время как в случае классической диффузии (только упругого рассеяния в $Y_2LuAl_5O_{12}$) эта зависимость квадратичная $t_m(L) \propto L^2$. Линейный характер зависимости $t_m(L)$ в YAG:Er свидетельствует о наличии неупругого процесса во взаимодействии НФ с ДУС. Для образцов $Y_2ErAl_5O_{12}$ длиной $L = 0.12; 0.25; 0.5$ см (рис. 1*a*) $\partial t_m / \partial T < 0$. В самом коротком образце,

$L = 0.065$ см, $\partial t_m / \partial T > 0$. В последнем случае основную роль в рассеянии фононов играют процессы упругого рассеяния на позициях замещения $Y \leftrightarrow Re$, т. е. $l_R \geq L$. Смена знака температурной зависимости времени регистрации $t_m(T)$, обусловленная увеличением концентрации ДУС, была рассмотрена в работах [18, 19]. Из данных для 20-процентного образца ($Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$) в сочетании с данными по теплоемкости (рис. 1*б*) следует, что при меньшей концентрации твердого раствора в условиях эксперимента состояние равновесия в системе НФ–ДУС, если и возможно, то за пределами исследуемого диапазона температур.

На рис. 2 и 3 приведены температурные зависимости левой и правой частей (штрихпунктир) выражения (3) для образцов разной длины в $Y_2ErAl_5O_{12}$ и $Er_3Al_5O_{12}$. На рис. 2 видно, что температурные зависимости для образца $L = 0.25$ см практически совпадают. Для более короткого образца, $L = 0.12$ см, левая часть выражения (3) больше правой. Это может означать, что на этой длине взаимодействие НФ с ДУС уже эффективно, т. е. $lR < L$, но образец слишком короткий для уста-

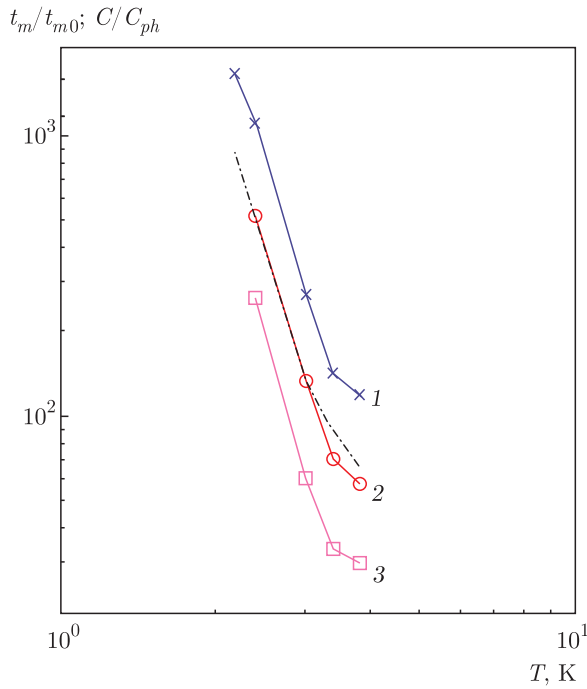


Рис. 2. Температурные зависимости левой и правой частей (штрихпунктир) выражения (3) для образцов $Y_2ErAl_5O_{12}$: $L = 0.12$ см (1), 0.25 см (2), 0.5 см (3)

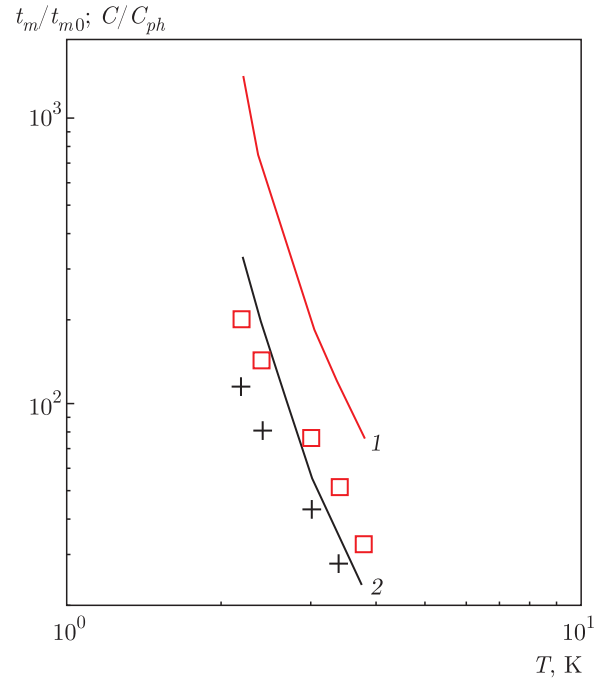


Рис. 4. Температурные зависимости левой и правой частей (сплошные линии) выражения (3) для образцов $TmEr_2Al_5O_{12}$ (1) и $Tm_2ErAl_5O_{12}$ (2); $L = 0.39$ см

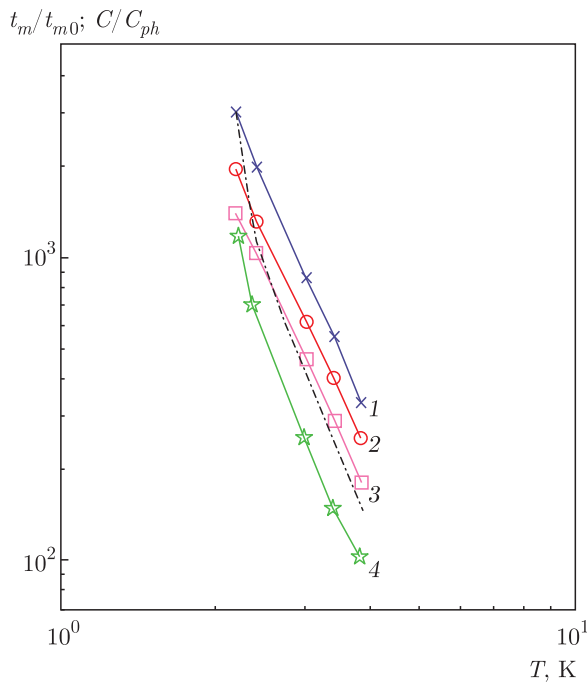


Рис. 3. Температурные зависимости левой и правой частей (штрихпунктир) выражения (3) для образцов $Er_3Al_5O_{12}$: $L = 0.07$ см (1); 0.14 см (2); 0.22 см (3); 0.3 см (4)

новления состояния равновесия в системе НФ–ДУС. Похожий характер зависимостей наблюдается и на рис. 3 в образце $Er_3Al_5O_{12}$ чуть меньшей длины $L = 0.22$ см. Отличие в том, что состояние равновесия в $Er_3Al_5O_{12}$ при самых низких температурах в исследуемом диапазоне возможно и в более коротких образцах ($L = 0.07–0.14$ см) как результат увеличения концентрации Er и, соответственно, значений отношения C/C_{ph} . Меньшие значения $t_{m0}(T)$ в случае чисто эрбиевого граната определяются только нестехиометрией состава, а именно наличием Er^{3+} (на позициях Al_2) в октаэдрической координации кислорода [22].

Бликие результаты наблюдались и в двух образцах смешанного эрбий-тулиевого граната (рис. 4) $Tm_2ErAl_5O_{12}$ и $TmEr_2Al_5O_{12}$ одинаковой геометрии ($L = 0.39$ см) и с одинаковым характером упругого рассеяния аналогичного $Er_3Al_5O_{12}$. В образце с меньшей концентрацией Er состояние близкое к равновесному в образце данной длины достигается только при $T < 3$ К. На основании результатов исследований, приведенных на рис. 2 и 3, и полагая, что

$$t_m(L)/t_{m0}(L) \propto L/L^2 \propto 1/L$$

из отношения значений двух частей выражения (3) на рис. 4 можно для данных измерений оценить

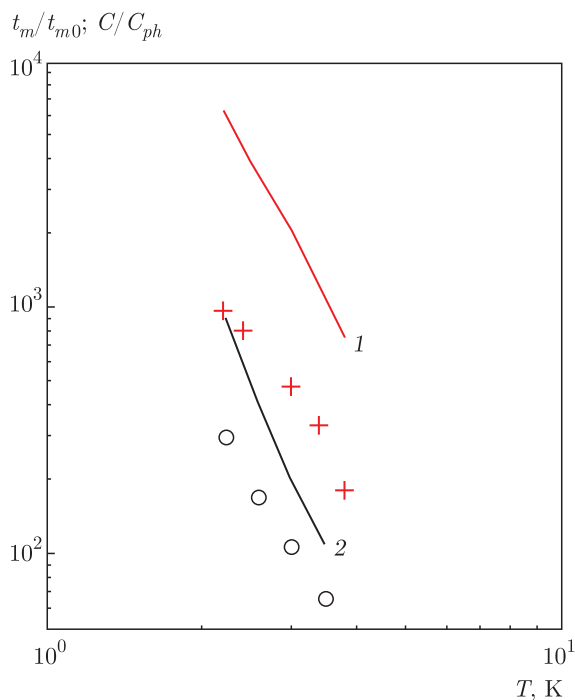


Рис. 5. Температурные зависимости левой и правой частей (сплошные линии) выражения (3) для образцов $Y_{1.5}Ho_{1.5}Al_5O_{12}$, $L = 0.3$ см (1) и $Y_{1.5}Er_{1.5}Al_5O_{12}$, $L = 0.6$ см (2)

«критическую» l_{cr} длину образца, при которой возможно состояние равновесия. Например, при $T = 3$ К для образца $Tm_2ErAl_5O_{12}$ $l_{cr} = 0.27$ см, для $TmEr_2Al_5O_{12}$ $l_{cr} = 0.15$ см. Некоторое различие l_{cr} в $Y_2ErAl_5O_{12}$ связано с разными значениями энергии первого возбужденного уровня основного мультиплета $^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} (30 К) и мультиплета 3H_6 иона Tm^{3+} (39 К) [23] из-за вклада в суммарную теплоемкость.

На рис. 5 приведены данные измерений в двух образцах $YAG:Re_{1.5}$ ($Re = Er, Ho$). В отличие от иона Er^{3+} ион Ho^{3+} некрамерсов. Для него в YAG характерно наличие максимума теплоемкости ДУС с энергией $\Delta = 5.7$ К [14]. Приведенные результаты позволяют оценить, в какой мере условия равновесного состояния в системе НФ–ДУС зависят от физической природы ДУС. Для низкоэнергетических возбуждений в образцах Er -содержащих ARG для крамерсова иона характерно широкое распределение ДУС по энергии. Так, в работе [24] в образце 30-процентного состава $YAG:Er$ при исследованиях в более низком интервале температур 93 мК–8 К, наблюдался широкий максимум теплоемкости при $T = 266 \pm 30$ мК. В обоих случаях $C/C_{ph} > t_m/t_{m0}$. Для образца $Y_{1.5}Ho_{1.5}Al_5O_{12}$ критическая длина со-

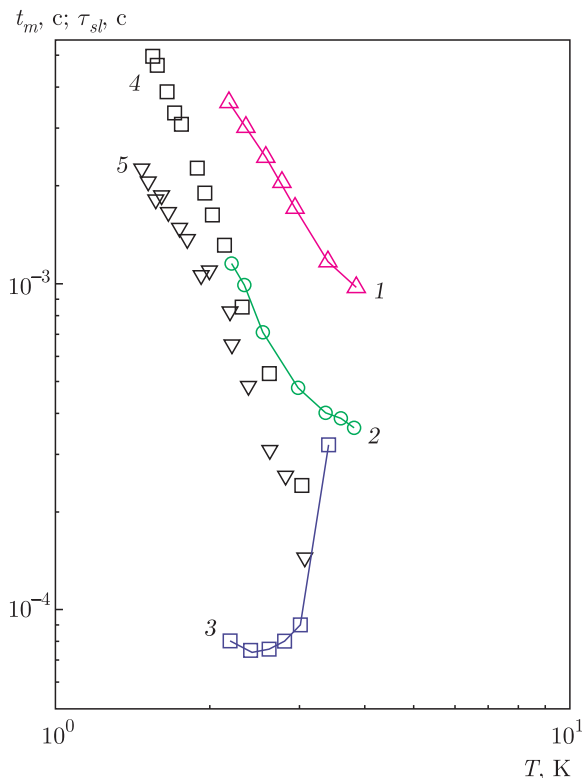


Рис. 6. Температурные зависимости времени прихода максимума сигнала t_m в образцах $Er_3Al_5O_{12}$, $L = 0.22$ см (1); $Y_2ErAl_5O_{12}$, $L = 0.25$ см (2); $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$, $L = 0.68$ см (3) и времени спин-фононной релаксации τ_{sl} в макроскопическом (4) и микроструктурированном (5) образцах $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$

ставит $l_{cr} \approx 0.1$ см, а для $Y_{1.5}Er_{1.5}Al_5O_{12}$ равна $l_{cr} \approx 0.27$ см.

Необходимым условием установления состояния равновесия в системе НФ–ДУС в условиях нестационарного процесса является значение времени спин-решеточной релаксации, которое в условиях эксперимента должно быть по крайней мере сопоставимо со временем наблюдения (регистрации) теплового импульса. На рис. 6 на основе данных работы [25] приведены температурные зависимости времени спин-решеточной релаксации τ_{sl} в макроскопическом и микроструктурированном образцах монокристалла $Y_{3-x}Er_xAl_5O_{12}$ ($x = 0.6$). При данной концентрации в макроскопическом образце при обмене энергии с термостатом уже проявляется условие «узкого фононного горла». Таким образом, при относительно высокой концентрации Er в составе твердого раствора ($\geq 20\%$), значение времени спин-решеточной релаксации τ_{sl} оказывается сопоставимо с приведенным в тех же координатах значениями времени $t_m(T)$ для концентраций

$x = 1$; 3 соответственно в образцах $L = 0.25$ см и $L = 0.22$ см, для которых, согласно (3), выполняются условия равновесия в системе НФ–ДУС. При этом время спин-решеточной релаксации для упомянутых выше концентраций твердого раствора в исследуемом диапазоне температур лежит в интервале $\tau_{sl} = (1-3) \cdot 10^{-4}$ с [25], что на два порядка величины больше, чем измеренные в [8] значения времени взаимодействия с ДУС при $T = 3$ К, $\tau_R = (0.7-3) \cdot 10^{-6}$ с, что свидетельствует о возможности накопления энергии теплового импульса в системе ДУС. В противном случае, когда время спин-решеточной релаксации меньше времени взаимодействия НФ с ДУС, как, например, для крамерсова иона Dy^{3+} в образцах $YAG:Dy$, $\tau_{sl} = 10^{-7}-10^{-9}$ с [13], вклад в рассеяние фононов за счет взаимодействия с ДУС отсутствует, и рассеяние НФ в условиях эксперимента является упругим, обусловленным разницей масс ионов на позициях замещения $Y \Leftrightarrow Dy$.

Таким образом, в работе рассмотрены особенности взаимодействия фононов тепловых частот с низкоэнергетическими возбуждениями парамагнитной природы в структуре твердых растворов алюмо-редкоземельных гранатов в области гелиевых температур. Смоделирован процесс установления состояния равновесия в образцах монокристаллов твердых растворов $ARG:Er$ при взаимодействии НФ с ДУС в условиях нестационарного распространения теплового импульса. Показано, что процесс может зависеть от природы, абсолютноного значения и распределения ДУС по энергии. Данные обстоятельства, а также условия обмена с термостатом определяют критическую длину и время распространения теплового импульса в условиях эксперимента, когда образец находится в диапазоне температур термостата (жидкий гелий) $2.2 < T < 4$ К.

Финансирование. Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Slack and D. W. Oliver, *Phys. Rev. B* **4**, 592 (1971).
2. И. Б. Левинсон, *ЖЭТФ* **52**, 704 (1980).
3. Д. В. Казаковцев, И. Б. Левинсон, *ЖЭТФ* **88**, 2228 (1985).
4. И. Е. Лезова, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов и др., *ЖЭТФ* **156**, 918 (2019).
5. Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов и др., *ЖЭТФ* **152**, 910 (2017).
6. С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **99**, 1311 (1991).
7. S. N. Ivanov, E. N. Khazanov, T. Paszkiewicz et al., *Z. Phys. B* **99**, 535 (1996).
8. Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов и др., *ЖЭТФ* **154**, 826 (2018).
9. С. Н. Иванов, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **133**, 339 (2008).
10. E. Salamatov, A. Taranov, and E. Khazanov, *J. Appl. Phys.* **114**, 154305 (2013).
11. Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **148**, 308 (2015).
12. E. Salamatov, *Chin. Phys. B* **27(7)**, 076502 (2018).
13. А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, Е. В. Чарная, *ЖЭТФ* **159**, 111 (2021).
14. E. V. Shevchenko, E. V. Charnaya, E. N. Khazanov et al., *J. Alloys and Compounds* **717**, 183 (2017).
15. С. Н. Иванов, Е. Н. Хазанов, А. В. Таранов, *ЖЭТФ* **89**, 1824 (1985).
16. Д. В. Казаковцев, И. Б. Левинсон, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 194 (1978).
17. Y. K. Yogurcu, A. J. Viller, and S. A. Sanders, *J. Phys. C.: Solid State Phys.* **13**, 6585 (1980).
18. А. Г. Козорезов, *ЖЭТФ* **100**, 1577 (1991).
19. E. I. Salamatov, *Phys. Sol. St.* **44**, 978 (2002).
20. Е. И. Саламатов, *ФТТ* **45**, 691 (2003).
21. И. Б. Левинсон, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 157 (1983).
22. Ю. И. Воронько, А. А. Соболев, *Труды ФИАН* **98**, 41 (1977).
23. Е. В. Чарная, Е. В. Шевченко, Е. Н. Хазанов и др., *Радиотехника и Электроника* **64**, 819 (2019).
24. A. Kushino, Y. Aoki, N. Y. Yamasaki et al., *J. Appl. Phys.* **90**, 5812 (2001).
25. С. Н. Иванов, Е. Н. Хазанов, А. В. Таранов и др., *ЖЭТФ* **94**, 274 (1988).