

# ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ИТТРИЙ-РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТОВ

*Е. Н. Хазанов<sup>a\*</sup>, А. В. Таранов<sup>a</sup>, Е. В. Шевченко<sup>b</sup>, Е. В. Чарная<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
103907, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 14 ноября 2014 г.

Исследованы особенности транспортных характеристик фононов тепловых частот и теплоемкость в области гелиевых температур в монокристаллах твердых растворов ряда иттрий-редкоземельных алюминиевых гранатов. Установлено, что наличие низкоэнергетических уровней различной природы, ответственных за увеличение теплоемкости, замедляет транспорт фононов на 1–3 порядка величины. Температурные зависимости теплоемкости и кинетических характеристик фононов имеют схожий характер.

DOI: 10.7868/S0044451015070056

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Материалы со сложной структурой, к которым относятся твердые растворы замещения иттрий-редкоземельных алюминиевых гранатов  $Y_{3-x}Re_xAl_5O_{12}$  (YAG:Re), нашли широкое применение в технике и физических исследованиях. Возможность изоморфного замещения ионов иттрия ионами ряда редкоземельных металлов (Re) определяет богатый набор физических свойств и возможность направленного их изменения. Легирование определяет особенности материала — теплопроводность [1], диэлектрическую проницаемость [2], акустическую прозрачность в СВЧ-диапазоне [3]. В области гелиевых температур длины свободного пробега фононов в образце YAG относительно неупругого рассеяния, обусловленного ангармонизмом решетки, составляют доли сантиметра. Незначительная роль фонон-фононных взаимодействий позволяет исследовать особенности кинетики фононов, связанные с дефектами и примесями замещения, в зависимости от их позиции в решетке твердого раствора [4]. Контролируемый характер упругого рассеяния в YAG:Re позволяет

реализовать различные режимы распространения фононов [5, 6].

Одним из адекватных методов исследования особенностей структуры твердых растворов замещения YAG:Re является анализ транспорта тепловых слабонервных фононов (НФ) в области гелиевых температур в режиме диффузии. Естественно, что наличие низкоэнергетических уровней в исследуемом диапазоне температур может приводить к существенным изменениям транспортных характеристик фононов. Получение информации об энергетических уровнях и особенностях кинетики фононов в области гелиевых температур из данных по теплопроводности затруднено, поскольку она может маскироваться граничным рассеянием, а также неконтролируемыми дефектами. Так, например, уровни с энергией  $\Delta \approx 6$  К в тербий-алюминиевом и гольмий-алюминиевом гранатах не проявлялись в низкотемпературных измерениях теплопроводности [1]. Также не проявились в данных по теплопроводности в области гелиевых температур и особенности, связанные со свойствами парамагнитного иона  $Er^{3+}$  в эрбий-алюминиевых гранатах, которые наблюдались в экспериментах по кинетике фононов и спин-решеточной релаксации [7]. Традиционным методом изучения особенностей энергетических состояний является исследование температур-

\*E-mail: khazanov@cplire.ru

ных зависимостей теплоемкости. Однако измерения теплоемкости в низкотемпературной области были до последнего времени ограничены температурами  $T = 5\text{--}6\text{ К}$  [8].

Задача данной работы — исследование особенностей температурных и концентрационных зависимостей транспортных характеристик фононов тепловых частот, обусловленных наличием низкоэнергетических уровней, и теплоемкости монокристаллов эрбий-алюминиевого, гольмий-алюминиевого гранатов и твердых растворов YAG:Re (Re = Ho, Tb, Er) в области гелиевых температур.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемые монокристаллы выращивались методом горизонтальной направленной кристаллизации в молибденовом контейнере (ВНИИСИМС, г. Александров). Образцы имели вид пластинок размером  $L = 0.1\text{--}1\text{ см}$  в направлении распространения потока фононов. На противоположные, предварительно отполированные стороны пластины методом термического напыления наносились металлические структуры — пленка инжектора фононов (Au), который нагревался коротким (менее 0.1 мкс) импульсом тока и широкополосного приемника — сверхпроводящего болометра (Sn) в форме меандра. Исследуемые образцы в процессе измерения были полностью погружены в жидкий гелий, что обеспечивало эффективный теплоотвод от пленки инжектора и малую инерционность болометра. Температура термостата контролировалась откачкой паров гелия со стабилизацией давления.

Данный подход является развитием метода «тепловых импульсов» [9] для исследования нано- и микроструктурированных материалов — не только твердых растворов замещения [4], но и структуры межзеренных границ поликристаллических керамик [10, 11], слоистых и доменных структур [12]. Особенность методики заключается в том, что в исследуемом интервале температур  $T_0 = 2.2\text{--}3.8\text{ К}$  при нагреве инжектора превышение температуры инжектора  $T_H$  над температурой термостата  $T_0$  составляет  $\Delta T = T_H - T_0 < 0.1\text{ К} \ll T_0$ , что позволяет исследовать температурные зависимости рассеяния НФ. В условиях гелиевых температур в интервале измерений  $\tau_0 \ll t \ll \tau_{ph}$  ( $\tau_0$  — время упругого рассеяния НФ,  $\tau_{ph}$  — время неупругого фонон-фононного рассеяния) эффективность рассеяния НФ определяется только структурными особенностями материала. Регистрируемый сигнал описывается уравнени-

ем диффузии, а коэффициент диффузии фононов за счет упругого рассеяния,  $D_0(\omega)$ , однозначно связан со временем  $t_{m0}$  регистрации максимума диффузионного сигнала [4]:

$$t_{m0} = \frac{L^2}{4D_0(\omega)A}, \quad (1)$$

где  $A = 1/2$  для плоского,  $A = 3/2$  для точечного источника НФ,  $\omega$  — частота фононов, формирующего диффузионный максимум,  $D_0(\omega) = v^2\tau_0(\omega)/3$ ,  $v$  — средняя по поляризациям скорость акустических волн.

Измерения теплоемкости проводились на комплексе для исследования физических материалов в широком диапазоне температур и магнитных полей PPMS-9+EverCool-II, производства Quantum Design.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 (кривая 1) на основании данных из работ [4, 13] приведена концентрационная зависимость

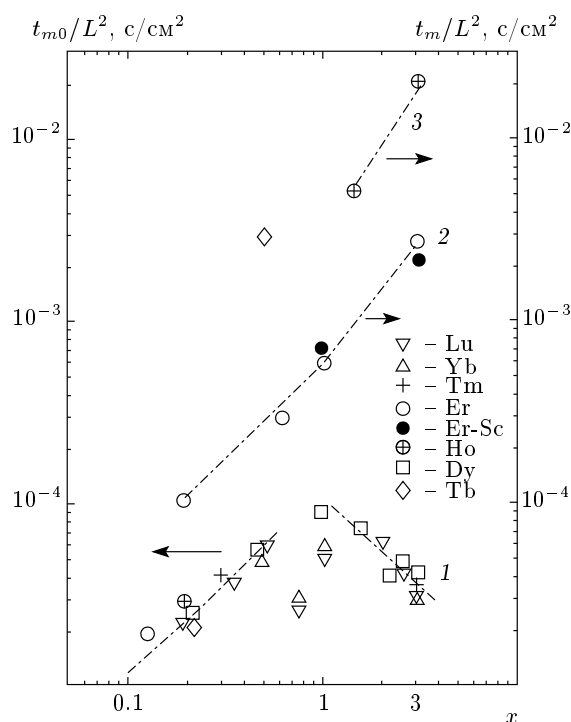


Рис. 1. Концентрационные характеристики рассеяния НФ  $t_{m0}/L^2$  и  $t_m/L^2$  при  $T = 3.4\text{ К}$  для различных примесей замещения. Линии нанесены для удобства. Упругое рассеяние (1); YAG:Er (2); YAG:Ho (3)

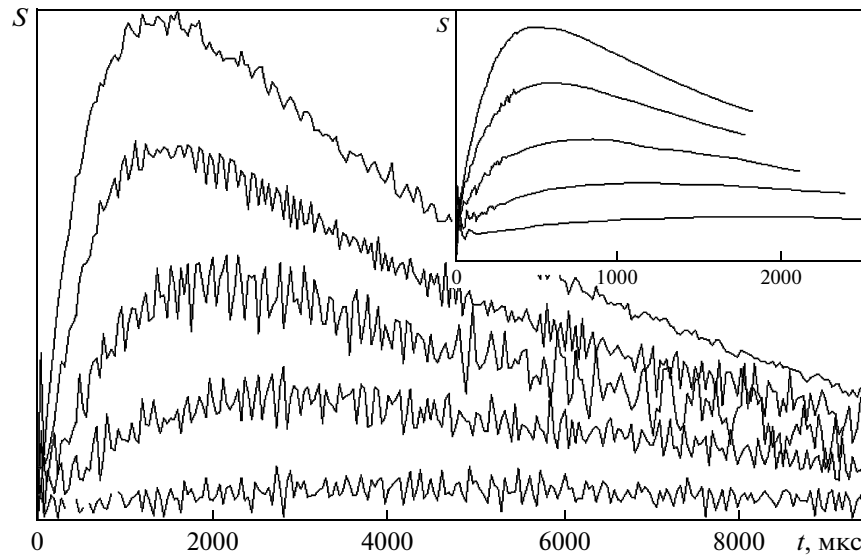


Рис. 2. Сигнал НФ в образце  $Y_{1.5}Er_{1.5}Al_5O_{12}$  ( $L = 0.6$  см) при температурах  $T = 3.87$  К, 3.5 К, 2.95 К, 2.57 К, 2.24 К (сверху вниз). На вставке —  $Lu_{1.5}Er_{1.5}Al_5O_{12}$  ( $L = 0.24$  см) при  $T = 3.82$  К, 3.48 К, 3.0 К, 2.59 К, 2.22 К (сверху вниз)

времени прихода максимума  $t_{m0}$  сигнала НФ, нормированного на квадрат длины образца, для случая упругого рассеяния НФ в режиме диффузии в ряде твердых растворов, различных по составу и концентрации примеси. При малой концентрации примеси замещения зависимость  $t_{m0}(x)$  имеет линейный характер, что, с учетом формулы (1), согласуется с выражением для упругого (рэлеевского) рассеяния в сложном кристалле [4],

$$\tau_0^{-1}(\omega) = \frac{a_0^3 g \omega^4}{4\pi v^3}, \quad (2)$$

где

$$g = \frac{1}{(8M_0)^2} \left[ 8x \left(1 - \frac{x}{3}\right) (M_{Re} - M_Y)^2 + 8y \left(1 - \frac{y}{2}\right) (M_{Re} - M_{Al})^2 \right],$$

$a_0$  — постоянная решетки,  $M_0$  — масса формульной единицы,  $M_Y$ ,  $M_{Re}$  и  $M_{Al}$  — массы ионов иттрия, редкоземельного металла и алюминия,  $x$  и  $y$  — концентрации примесных ионов соответственно в додекаэдрических  $\{c\}$  и октаэдрических  $\{a\}$  позициях решетки граната.

Отклонение от линейного характера зависимости  $t_{m0}(x)$  при значениях концентрации  $0.5 < x < 1.0$  может быть связано с неоднородностями концентрации [14], эффектом частичного упорядочения [13, 15], расслоением структуры твердого раст-

вора [16]. Отметим, что приведенные на рис. 1 результаты получены на образцах одной геометрии ( $h/L = 2$ , где  $h$  — линейный размер инжектора). Особенностью наблюдаемой динамики распространения НФ в образцах YAG:Er, YAG:Ho (кривые 2, 3 на рис. 1) и образцах YAG:Tb является наличие максимума  $t_m$  фононного сигнала, время регистрации которого на 1–3 порядка больше, чем в случае упругого рассеяния (кривая 1).

Наличие скандия в  $Ho_3Sc_2Al_3O_{12}$ , а также одинаковый характер рассеяния НФ в образцах  $Y_{1.5}Er_{1.5}Al_5O_{12}$ , синтезированных методом горизонтальной направленной кристаллизации (рис. 2), и в образцах, выращенных из раствора в расплаве  $Lu_{1.5}Er_{1.5}Al_5O_{12}$  при более низкой температурой синтеза (вставка на рис. 2), показывает, что эффект не может быть связан с наличием  $Er^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ ,  $Y^{3+}$  в  $\{a\}$ -позициях. Ионный радиус иона  $Tb^{3+}$  больше ионного радиуса иона  $Al^{3+}$  в октаэдрической координации, что также исключает его нахождение в  $\{a\}$ -позициях.

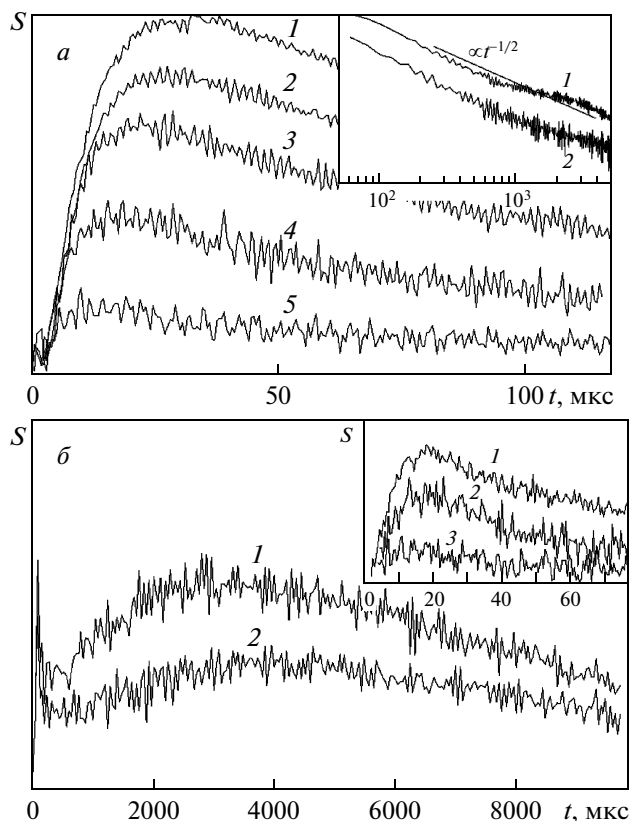
Мы предполагаем, что наблюдаемый эффект может быть связан с некими центрами захвата, например двухуровневыми системами (ДУС), которые замедляют распространение НФ. При этом максимум, обусловленный упругим рассеянием НФ на примесях замещения, наблюдается в этих образцах лишь при относительно малых концентрациях примеси. Отметим, что распространение короткого теплового

импульса является сугубо нестационарным процессом, поэтому при наличии центров захвата время его регистрации может зависеть не только от концентрации ДУС, но и от координаты (длины образца).

Таким образом, можно представить, что в процессе распространения по образцу при достижении тепловым импульсом данной точки ДУС отбирает тепловую энергию из фононной подсистемы, а после прохождения отдает накопленную энергию фононам. При этом регистрируемый сигнал формируется из двух групп фононов, что в общем случае может приводить к появлению двух диффузионных максимумов. Первый максимум ( $t_{m0}$ ) формируют фононы, которые в процессе распространения только упруго взаимодействовали с дефектами структуры. Второй максимум (медленный процесс) формируют фононы, которые успели неупруго провзаимодействовать с подсистемой ДУС. С ростом концентрации ДУС и появлением второго максимума  $t_m$  его величина возрастает (соответственно убывает величина первого) за счет увеличения доли фононов, успевших провзаимодействовать с ДУС. При достаточной длине образца сигнал фононной неравновесности несет информацию только о медленном процессе.

В качестве примера рассмотрим процесс распространения инжектированных в образец НФ в двух образцах YAG:Tb с низкоэнергетической ДУС (первый штарковский уровень мультиплета  ${}^7F_6$   $\Delta = 4 \text{ см}^{-1}$  [1]), лежащей в диапазоне частот плазменного спектра ( $T = 2.2\text{--}3.8 \text{ К}$ ). На рис. 3 представлены регистрируемые сигналы НФ  $S(t)$  в образцах  $Y_{2.7}Tb_{0.3}Al_5O_{12}$  и  $Y_{2.5}Tb_{0.5}Al_5O_{12}$  при различных температурах термостата. Значения времени регистрации максимума сигнала на рис. 3а отражают только упругое рассеяние фононов на позициях замещения  $Y^{3+} \leftrightarrow Tb^{3+}$ . На вставке к рис. 3а видно, что на задних фронтах сигналов наблюдаются дополнительные максимумы со временем  $t_m \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Их появление можно интерпретировать как результат взаимодействия группы фононов с ДУС указанной выше энергии.

Видно, что при увеличении концентрации тербия до  $x = 0.5$  (рис. 3б) практически вся энергия теплового импульса оказывается сосредоточена во втором максимуме. Накопление энергии теплового импульса в медленном максимуме ( $t_m$ ) показывает, что инжектированные фононы быстро термализуются. Процесс термализации в данном случае возможен за счет механизма эффективного ангармонизма ДУС (захват + распад на два фонона) [17].



**Рис. 3.** а) Сигналы импульса НФ в образце  $Y_{2.7}Tb_{0.3}Al_5O_{12}$  ( $L = 1.0 \text{ см}$ ) при различных температурах термостата  $T = 3.8 \text{ К}$  (1);  $3.6 \text{ К}$  (2);  $3.4 \text{ К}$  (3);  $3.0 \text{ К}$  (4);  $2.7 \text{ К}$  (5). Вставка — задние фронты при  $T = 3.8 \text{ К}$  (1) и  $T = 3.6 \text{ К}$  (2) в двойном логарифмическом масштабе. б) Сигналы НФ в образце  $Y_{2.5}Tb_{0.5}Al_5O_{12}$  ( $L = 0.75 \text{ см}$ ) при  $T = 3.8 \text{ К}$  (1),  $3.6 \text{ К}$  (2). Вставка — начальные части импульсов при  $T = 3.8 \text{ К}$  (1),  $3.6 \text{ К}$  (2),  $3.4 \text{ К}$  (3)

Оценка времени термализации системы НФ–ДУС в YAG:Re при  $T = 4 \text{ К}$ , согласно работе [17], составляет  $t_T \approx 10^{-6} \text{ с}$ , что на 3–4 порядка меньше  $t_m$  и времени неупругого фонон-фононного взаимодействия за счет решеточного ангармонизма YAG.

В условиях данного эксперимента важным фактором является скорость обмена накопленной в образце энергии с термостатом. В работе [18] было показано, что время обмена энергией с термостатом в образцах YAG:Lu при упругом рассеянии НФ имеет порядок  $10^{-4}\text{--}10^{-3} \text{ с}$  и коррелирует с отклонением от зависимости  $t^{-1/2}$  заднего фронта регистрируемого сигнала, характерной для режима диффузии. Аналогичные значения времени наблюдались в работе [7] при исследовании релаксации возбужденной спиновой системы в монокристалле  $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$

в условиях узкого фононного горла. Особенности процесса обмена энергией между тепловым импульсом в режиме диффузии и термостатом были рассмотрены в теоретической работе [19]. Таким образом, наблюдаемый на рис. 3 характер поведения теплового импульса в образцах YAG:Тb отражает начало взаимодействия НФ с ДУС на фоне интенсивного упругого рассеяния (рис. 3а), установление равновесия в системе НФ–ДУС, накопление энергии, контролируемое скоростью обмена с термостатом (рис. 3б).

Приведенные выше количественные оценки времени термализации в системе НФ–ДУС и времени обмена энергией с термостатом позволяют воспользоваться результатами теоретической работы [20]. В ней приведено выражение для времени прихода максимума сигнала теплового импульса,  $t_m$ , в подобной системе с центрами захвата фононов. Показано, что в достаточно длинном образце

$$t_m(N, T) \propto \frac{L^2}{2D_0(N, T)C(N, T)}, \quad (3)$$

где  $C = c_{ph}/(Nc_{us} + c_{ph})$ ,  $c_{ph}$  — теплоемкость фононов,  $c_{us}$  — теплоемкость одной ДУС,  $N$  — количество ДУС. Если в условиях эксперимента  $Nc_{us} \gg c_{ph}$ , то температурная зависимость  $t_m(T)$  при данной концентрации примесных центров может отражать температурную зависимость теплоемкости  $c_{us}$ .

Модель работы [20] является феноменологическим обобщением микроскопической модели [21]. Выражение (3) может быть использовано в случае центров захвата любой природы. Например, в работе [22] в качестве центров захвата были рассмотрены мелкие металлические включения в диэлектрической матрице, а в [23] — ДУС, связанные с положением вакансий в анионной подрешетке твердых электролитов  $Ce_{1-x}Gd_xO_{2-y}$ .

Рассмотрим соответствие модели работы [20] и экспериментальных результатов, полученных для образца  $Ho_3Sc_2Al_3O_{12}$  ( $L = 0.3$  см), для которого на рис. 4 приведены зависимости сигналов  $S(t)$  теплового импульса для ряда температур термостата. Согласно работе [1], значения энергии  $\Delta = 36\text{--}39$  см<sup>-1</sup> нижнего штарковского уровня мультиплета <sup>5</sup>I<sub>8</sub> YAG:Ho не позволяют объяснить столь большие значения времени прихода максимума сигнала  $t_m$  (см. рис. 1). Однако в работе [24] в гольмий-алюминиевом гранате наблюдались аномалии Шоттки в теплоемкости при  $T < 4$  К, а в работе [25] указано на наличие уровня  $\Delta = 5.96$  К в гольмий-алюминиевом гранате, возникающего в результате влияния кристаллического поля на состо-

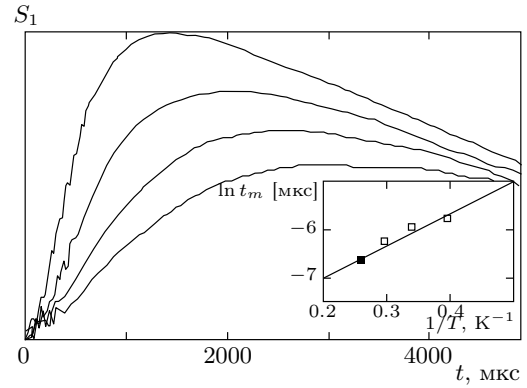
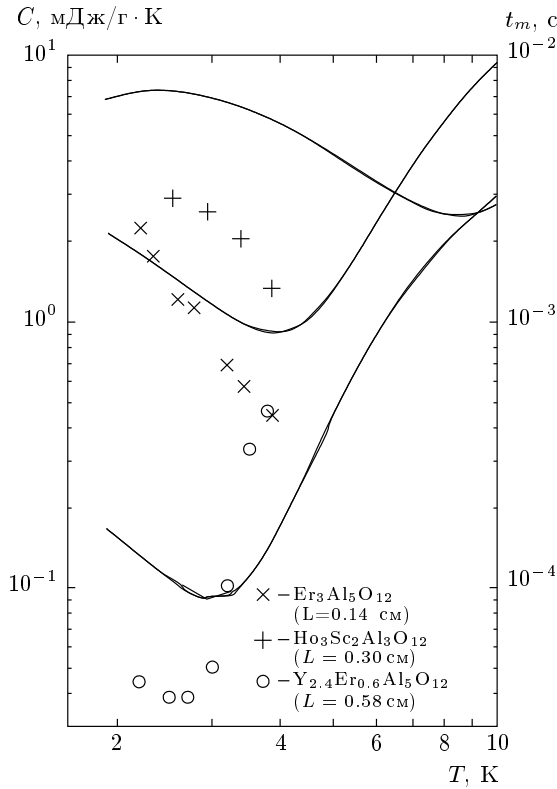


Рис. 4. Регистрируемые сигналы НФ в образце  $Ho_3Sc_2Al_3O_{12}$  ( $L = 0.3$  см) при температурах  $T = 3.86, 3.38, 2.94, 2.53$  К (сверху вниз). На вставке — зависимость  $\ln t_m$  от  $1/T$

яние мультиплета <sup>5</sup>I<sub>8</sub>. По характеру сигнала видно, что регистрируется информация только об одном, медленном, процессе и для описания эксперимента можно воспользоваться выражением (3). Полагая, что температурная зависимость скорости релаксации фононов является экспоненциальной, можно оценить значение энергии ДУС. На вставке к рис. 4 приведена зависимость  $\ln t_m$  от  $1/T$ , на основании которой получена оценка энергии уровня:  $\Delta = 6.5 \pm 0.5$  К.

На рис. 5 представлены результаты измерений температурных зависимостей теплоемкости в образцах  $Ho_{1.5}Y_{1.5}Sc_2Al_3O_{12}$ ,  $Er_3Al_5O_{12}$  и  $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$ . Там же приведены соответствующие значения  $t_m(T)$ . Из рис. 5 видно, что во всех случаях характер зависимостей  $t_m(T)$  соответствует температурным зависимостям теплоемкости.

Согласно выражению (3), время  $t_m$  прихода максимума сигнала может быть оценено на основании данных  $t_{m0}$  (см. рис. 1, кривая 1) и измеренных значений теплоемкости. Оценки времени  $t_m$  в образце  $Ho_3Sc_2Al_3O_{12}$ , для  $T = 3.86$  К и  $T = 2.53$  К соответствуют значениям  $t_m = 1.38$  мс и  $t_m = 3$  мс, что хорошо совпадает с экспериментальными данными на рис. 4 и 5. Подобные оценки для образца  $Y_{2.4}Er_{0.6}Al_5O_{12}$  ( $L = 0.58$  см) при  $T = 3.8$  К (рис. 5) дают  $t_m \approx 3 \cdot 10^{-4}$  с, для  $Er_3Al_5O_{12}$  ( $L = 0.14$  см) несовпадение с экспериментом (рис. 5) достигает порядка величины. Причиной может быть недостаточная длина образца, а также близость к максимуму на температурной зависимости теплоемкости, соответствующему уровню  $\Delta = 27$  см<sup>-1</sup> мультиплета <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> [1]. Значения теплоемкости  $c_{ph}$  взя-

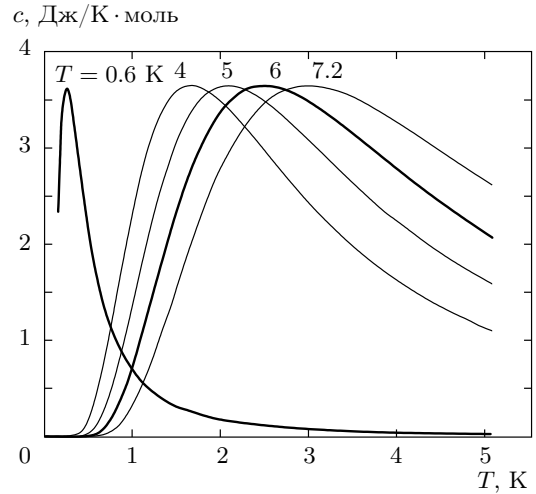


**Рис. 5.** Температурные зависимости теплоемкости (сплошные линии сверху вниз) в образцах  $\text{Ho}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$  ( $L = 0.30$  см),  $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  ( $L = 0.14$  см),  $\text{Y}_{2.4}\text{Er}_{0.6}\text{Al}_5\text{O}_{12}$  ( $L = 0.58$  см) и соответствующие зависимости  $t_m(T)$  (точки, правая шкала)

ты из работы [8] из экстраполяции данных для  $\text{YAG:Yb}$ . Низший штарковский уровень в  $\text{YAG:Yb}$  ( $\Delta = 812 \text{ см}^{-1}$ ) не дает вклада в низкотемпературную теплоемкость.

Отметим, что в отличие от  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ , ион  $\text{Er}^{3+}$  является крамерсовым ионом, вырождение основного уровня которого может быть снято только магнитным полем. В литературе отсутствуют сведения о наличии в  $\text{YAG:Er}$  уровней с  $\Delta < 27 \text{ см}^{-1}$ , тем не менее время  $t_m$  регистрации максимума на 1–2 порядка величины больше, чем в случае только упругого рассеяния.

В работе [7] при исследовании связи спиновой системы иона  $\text{Er}^{3+}$  с фононами было указано на возможность существования дополнительного уровня с энергией  $\Delta \approx 4.5$  К. Однако в образце  $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (см. рис. 5) наблюдается лишь возрастание значений теплоемкости при  $T \leq 3$  К. Отметим, что в данных экспериментах диапазон измерения тепло-



**Рис. 6.** Расчет зависимостей  $c(\Delta, T)$  для различных значений энергии  $\Delta$  с помощью выражения (4)

емкости был ограничен температурой, 1.8 К. Измерения при более низкой температуре в работе [26] показали, что в образце  $\text{YAG:30\% Er}$  при  $T_{max} = 266 \pm 30 \text{ мК}$  существует широкий максимум, который авторы связывали с магнитным взаимодействием ионов  $\text{Er}^{3+}$ .

В концентрированной системе  $\text{YAG:Er}$  магнитное диполь-дипольное взаимодействие, согласно оценке [27], может достигать величины  $0.39 \text{ см}^{-1}$  (0.56 К). Создаваемое статистически расположенными магнитными диполями магнитное поле на данном узле, случайное по величине и направлению, может приводить к расщеплению уровня, образуя квазинепрерывный спектр (зону), что, по всей видимости, и отражено в работе [26] при измерении теплоемкости при  $T < 1$  К.

Перейдем к сопоставлению экспериментальных данных по теплоемкости с теоретическими оценками в модели ДУС. Выражение для зависимости  $c(\Delta/T)$  для случая ДУС с расщеплением  $\Delta$  имеет вид [26]

$$c = R \frac{(\Delta/T)^2 \exp(-\Delta/T)}{[1 + \exp(-\Delta/T)]^2}, \quad (4)$$

где  $R$  — газовая постоянная. На рис. 6 представлены зависимости  $c(\Delta, T)$  в интервале температур 0.1–5 К согласно выражению (4). Для  $\Delta = 7.2$  К (уровень  $\text{Tb}^{3+}$  в  $\text{YAG}$ ) максимум соответствует  $T_{max} \approx 3$  К, для  $\Delta = 6$  К ( $\text{Ho}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$ ) имеем  $T_{max} \approx 2.4$  К. Если бы в  $\text{YAG:Er}$  существовал уровень в интервале энергий  $\Delta = 4$ –5 К, то соответствующий ему максимум на температурной зависимости теплоемкости

находился бы в интервале  $T_{max} = 1.7\text{--}2.1$  К, что попадает в диапазон наших измерений ( $T \geq 1.8$  К). Однако такой максимум не наблюдается. В то же время максимуму  $T_{max} = 0.266$  К, согласно (4), могут соответствовать низкоэнергетические возбуждения с энергией  $\Delta \approx 0.6$  К, что не противоречит наблюдаемым особенностям зависимостей  $c(T)$  и  $t_m(T)$  в  $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_{2.4}\text{Er}_{0.6}\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (см. рис. 5).

Таким образом, показано, что наличие ДУС с энергией, соответствующей фононному спектру, приводит к существенной трансформации кинетических характеристик фононов. В исследованных образцах  $\text{Y}_{2.5}\text{Tb}_{0.5}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Ho}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$  особенности температурных зависимостей теплоемкости и кинетических характеристик фононов определяются наличием соответствующих низкоэнергетических уровней с  $\Delta = 7.2$  К и  $\Delta = 6.0 \pm 0.5$  К. В монокристаллах  $\text{YAG:Er}$  наблюдаемые особенности кинетических характеристик фононов могут быть обусловлены сильным магнитным диполь-дипольным взаимодействием ионов  $\text{Er}^{3+}$ .

Работа выполнена при поддержке программы № 13 Президиума РАН и гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-4841.2014.9). Измерения теплоемкости проводилось на оборудовании ресурсного центра «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники» Санкт-Петербургского государственного университета.

## ЛИТЕРАТУРА

- Glen A. Slack and D. W. Oliver, *Phys. Rev. B* **4**, 592 (1972).
- V. L. Gurevich, *Transport in Phonon Systems*, North-Holland, Amsterdam (1986).
- S. N. Ivanov, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. and Freq. Control* **39**, 653 (1992).
- S. N. Ivanov, E. N. Khazanov, T. Paszkiewicz et al., *Z. Phys. B* **99**, 535 (1996).
- И. Б. Левинсон, *ЖЭТФ* **52**, 704 (1980).
- С. Н. Иванов, Е. Н. Хазанов, А. В. Таранов, *ФТТ* **27**, 2791 (1985).
- С. Н. Иванов, А. В. Таранов, В. А. Ацаркин, В. В. Демидов, *ЖЭТФ* **94**(5), 274 (1988).
- С. Р. Арутюнян, Х. С. Багдасаров, А. П. Додокин, А. М. Кеворков, *ФТТ* **27**, 2299 (1985).
- R. J. Gutfeld and A. H. Nethercot, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **12**, 641 (1964).
- Yu. N. Barabanenkov, S. N. Ivanov, A. V. Taranov et al., *Physica B* **316–317**, 269 (2002).
- В. В. Иванов, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **133**, 339 (2008).
- С. Н. Иванов, Е. П. Смирнова, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **115**, 624 (1999).
- P. Y. Efitsenko, E. N. Hazanov, S. N. Ivanov et al., *Phys. Lett. A* **147**, 135 (1990).
- П. Ю. Ефиценко, Е. В. Чарная, *ФТТ* **32**, 2436 (1990).
- С. Н. Иванов, Е. Н. Хазанов, А. В. Таранов, *Письма ЖЭТФ* **40**, 20 (1984).
- О. В. Карбань, С. Н. Иванов, Е. И. Саламатов, С. Г. Быстров, *Неорганические материалы* **37**, 841 (2001).
- И. Б. Левинсон, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 157 (1983).
- С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **99**, 1311 (1991).
- В. И. Козуб, *ФТТ* **34**, 1429 (1992).
- Е. И. Саламатов, *ФТТ* **44**, 935 (2002).
- А. Г. Козорезов, *ЖЭТФ* **100**, 1577 (1991).
- О. В. Карбань, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов и др., *ЖЭТФ* **135**, 758 (2009).
- В. В. Иванов, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **137**, 41 (2010).
- D. G. Onn and H. Meyer, *Phys. Rev.* **156**, 663 (1967).
- S. Nagata, H. Sasaki, K. Suzuki et al., *J. Phys. Chem. Sol.* **62**, 1123 (2001).
- A. Kushino, A. Aoki, N. Y. Yamasaki et al., *J. Appl. Phys.* **90**, 5812 (2001).
- Х. С. Багдасаров, Е. А. Федоров, В. И. Жеков и др., *Труды ИОФАН* **19**, 112 (1989).