

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КИНЕТИКИ ТЕПЛОВЫХ ФОНОНОВ И СТРУКТУРЫ НАНОДИСПЕРСНЫХ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ КЕРМЕТОВ НА ОСНОВЕ КОРУНДА В ОБЛАСТИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУР

О. В. Карбань^{a,b,}, Е. И. Саламатов^a, А. В. Таранов^b,
Е. Н. Хазанов^b, О. Л. Хасанов^c*

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

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

^c *НИЦ перспективных технологий «Спектр» Томского политехнического университета
620219, Томск, Россия*

Поступила в редакцию 7 ноября 2008 г.

Изучены особенности кинетики слабонеравновесных тепловых фононов субтерагерцевого диапазона в нанодисперсных железосодержащих керметах на основе корунда в области гелиевых температур. Показано, что при выбранном способе приготовления керметов, ограничивающем рост зерен железа, включения железа можно описывать как точечные центры захвата фононов. Изучены особенности транспорта неравновесных фононов в керамической матрице с центрами захвата металлической природы.

PACS: 61.46.-w

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к материалам, синтезированным из нанопорошков, обусловлен широким спектром их физических и конструкционных свойств. Более высокая температура плавления, твердость, износостойкость, химическая инертность, малый удельный вес — те свойства, по которым керамики могут превосходить металлы. В то же время отсутствие пластичности (хрупкость), низкие значения ударной вязкости ограничивают применение керамики как конструкционного материала. Введение металлической фракции в диэлектрическую керамическую матрицу позволило создать композиционные материалы (керметы), совмещающие достоинства керамики и металлов. В качестве включений пластичного металла, как правило, использовались Ag, Al, Ni, Fe [1–4].

Важное требование, предъявляемое к керметам, — металлические включения должны плотно связывать керамическую матрицу, а их характерные размеры не должны превышать критический размер, при котором термические напряжения могли бы индуцировать трещины вокруг зерен металла. Чем меньше размер зерен металла в диэлектрической керамической матрице, тем большими могут быть различия в коэффициентах теплового расширения металла и материала матрицы, поскольку термические напряжения пропорциональны R_{Fe}^3 [5], где R — средний размер фрагментов структуры керамики, в данном случае железа.

При переходе в ультрадисперсное состояние физические и конструкционные свойства материала могут существенно изменяться. В работе [6] было показано, что теплофизические свойства нанодисперсных композитов $(ZrO_2:Y_2O_3) + 14\% Al_2O_3$ в области гелиевых температур резко меняются в результате образования «щели» в фононном спектре.

*E-mail: ocsa123@yahoo.com

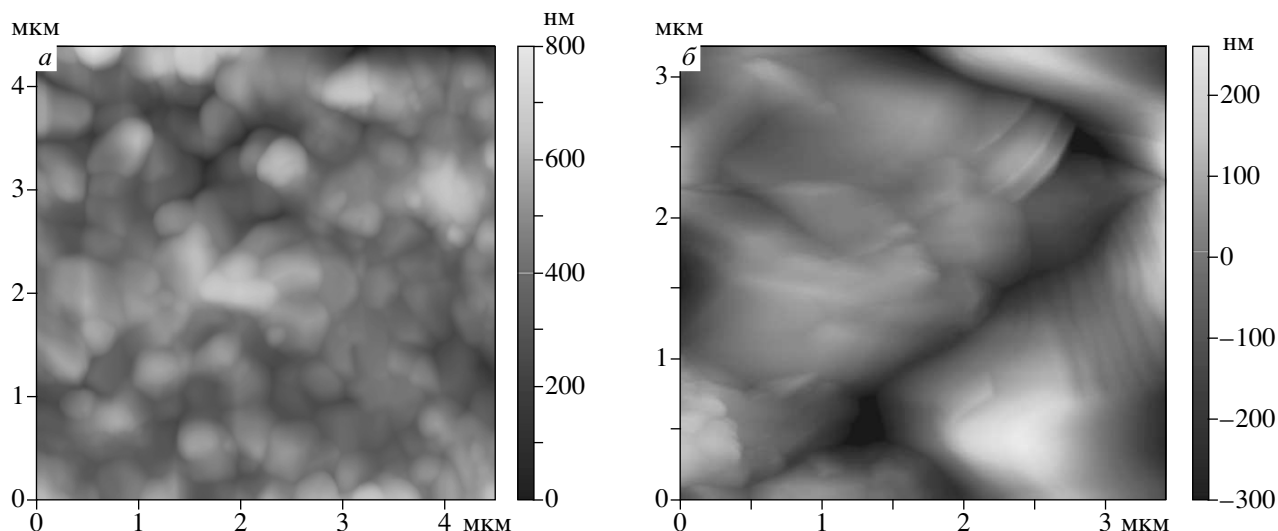


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности сколов образцов с 15 вес. % Fe, скомпактированных при $W = 0$ кВт и спеченных при $T = 1400^\circ\text{C}$ и выдержке $t = 0.5$ ч (а) и $T = 1450^\circ\text{C}$, $t = 2$ ч (б)

Этот эффект связан с соразмерностью части фрагментов структуры и длины волны тепловых фононов. Наличие фракции металла в наноструктурных композитах может существенно изменять транспортные свойства фононов субтерагерцевого диапазона не только по причине резонансного рассеяния на фрагментах структуры, но и из-за эффективного электрон-фононного взаимодействия в зернах металла в условиях низких температур, когда $ql_{el} \gg 1$ (q — волновой вектор фонона, l_{el} — длина свободного пробега электрона в металле).

Цель работы — изучение транспортных свойств фононов субтерагерцевого диапазона, особенностей фононного спектра и структуры нанодисперсных железосодержащих керметов на основе матрицы Al_2O_3 .

2. ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБРАЗЦОВ

Смеси исходных порошков для создания образцов керметов с нанодисперсной фракцией железа (5, 10, 15 вес. %) подвергались предварительной механической активации. Технологические детали обработки исходных порошков карбонильного железа и оксидов Al_2O_3 приведены в работе [7]. Компактирование порошков осуществлялось методом сухого изостатического прессования при одновременном воздействии ультразвуковых волн [8]. Мощность воз-

действия составляла $W = 0, 1, 3$ кВт. Отжиг образцов проводился в резистивной печи в вакууме $1.33 \cdot 10^2$ Па при $T = 1400^\circ\text{C}$. Согласно данным рентгеноструктурного и рентгенофазового анализа, в системе наблюдается фазовый переход метастабильных оксидов алюминия в высокотемпературную α -фазу и формирование шпинельной фазы FeAl_2O_4 с одновременным уменьшением ширины структурных рефлексов α -Fe вследствие процесса рекристаллизации. Размер областей когерентного рассеяния Al_2O_3 составлял 60–160 нм и слабо зависел от мощности ультразвукового воздействия (таблица). Содержание шпинельной фазы не превышало 3 вес. %. По данным исследований методом атомно-молекулярной спектроскопии (АСМ) поверхности скола образцов в режиме топографии, кристаллиты Al_2O_3 объединены в зерна, размер которых определяется температурой и временем выдержки и не зависит от содержания железа. На рис. 1а показана типичная для всех концентраций морфология поверхности сколов образцов, отожженных при температуре 1400°C , а на рис. 1б — для образца, отожженного при температуре 1450°C с двухчасовой выдержкой.

В режиме фазового контраста (рис. 2) на общем фоне поликристаллического ансамбля зерна металла видны в виде гранул размером $R_{\text{Fe}} = 30\text{--}80$ нм, которые распределены по поверхности скола равномерно и не образуют кластеров или перемычек. Форма гранул близка к сферической.

Таблица

№	Состав фаз, вес. %	W, кВт	Темп./время спекания, T/t, °C/ч	R _{Al₂O₃} , нм	D, см ² /с, T = 3.86 К	h
1	Al ₂ O ₃ :5 % Fe	0	1400/0.5	155	4.24 · 10 ⁻²	3
2	Al ₂ O ₃ :10 % Fe	0	1400/0.5	94	3.26 · 10 ⁻²	2
3	Al ₂ O ₃ :15 % Fe	0	1400/0.5	79	2.30 · 10 ⁻²	1
4	Al ₂ O ₃ :15 % Fe	0	1450/2	> 300	2.27 · 10 ⁻¹	1
5	Al ₂ O ₃ :5 % Fe	1	1400/0.5	74	3.2 · 10 ⁻²	3
6	Al ₂ O ₃ :10 % Fe	1	1400/0.5	68	2.86 · 10 ⁻²	2
7	Al ₂ O ₃ :15 % Fe	1	1400/0.5	65	2.65 · 10 ⁻²	1
8	Al ₂ O ₃ :5 % Fe	3	1400/0.5	93	5.60 · 10 ⁻²	3
9	Al ₂ O ₃ :10 % Fe	3	1400/0.5	87	3.38 · 10 ⁻²	2

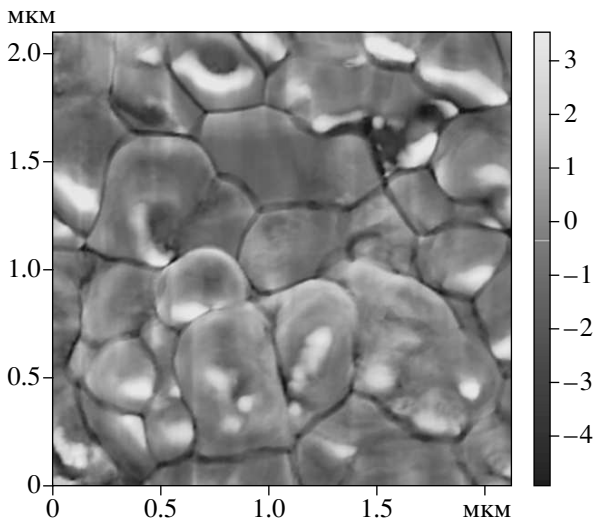


Рис. 2. АСМ-изображение образца в режиме фазового контраста с 10 вес.% Fe. Светлые участки соответствуют более мягкой металлической фазе

3. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОВЫХ ФОНОНОВ В ОБЛАСТИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУР И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе анализировалось распространение слаборавновесных тепловых фононов, создаваемых импульсным нагревом пленки металла (золота), нанесенной на один из торцов исследуемого образца. Образцы керметов Al₂O₃ + xFe (x = 5, 10,

15 вес.%) представляли собой тонкие пластины толщиной (1.3–1.5) · 10⁻² см и площадью около 0.5 см².

Прошедший через исследуемый образец импульс фононной неравновесности в режиме диффузии регистрировался на противоположном торце широкополосным приемником — болометром на основе сверхпроводящей пленки олова. Измерения проводились при гелиевых температурах, что позволяло пренебречь неупругим фонон-фононным рассеянием за время регистрации сигнала. Температура термостата T₀ могла меняться в интервале 1.5–3.8 К путем откачки паров гелия. Рабочая точка болометра смещалась по температуре полем сверхпроводящего магнита, расположенного в непосредственной близости от болометра. Плотности мощности, выделяемые в пленке металла, составляли 10⁻²–10⁻¹ Вт/мм² (длительность импульса около 100 нс). При этом пленка нагревалась до температуры T_h, такой что ΔT = T_h – T₀ ≪ T₀. Это позволяло считать, что распределение термализованных в пленке инжектора фононов имело температуру термостата, а проведение измерений при различных T₀ — получать температурные характеристики рассеяния неравновесных фононов (НФ) тепловых частот. Диффузионный характер распространения НФ описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t}, \tag{1}$$

где D = κ/c_v — коэффициент диффузии фононов, κ и c_v — соответственно теплопроводность и теплоемкость материала.

Измеряемой в экспериментах величиной является время t_m прихода на болометр максимума диф-

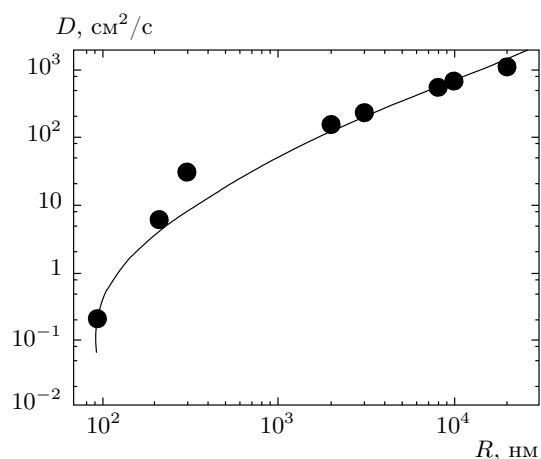


Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии от среднего размера зерна R в керамике Al_2O_3 при $T = 3.86 \text{ K}$ [9]

фузионного сигнала: $t_m = L^2/2D$, где $D = lv/3$, l — длина свободного пробега НФ, v — средняя по поляризациям скорость фононов, L — размер образца в направлении распространения НФ.

На рис. 3 представлена зависимость $D(R)$ при $T = 3.86 \text{ K}$ ($q \approx 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$) в базовой керамике Al_2O_3 из работы [9]. Видно, что при $qR \geq 20$ (для Al_2O_3 $v = 7.5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$) $D(R) \propto R$. Если $qR < 10$, что характерно для среднего размера зерна Al_2O_3 в исследуемых керамиках, то помимо геометрического рассеяния достаточно четко начинает проявляться резонансное рассеяние НФ.

Структурные параметры образцов, условия технологических режимов, измеренные значения коэффициента диффузии при $T = 3.86 \text{ K}$, показатели температурных зависимостей $D(T) \propto T^h$ в интервале температур 2.3–3.86 К приведены в таблице.

Из анализа экспериментальных результатов необходимо отметить три главные особенности.

1. Уменьшение коэффициентов диффузии при $T = 3.86 \text{ K}$ по мере роста доли металлической фазы.

2. Очень малые значения коэффициента диффузии (на два порядка меньше, чем получаемые на основании зависимости $D(R) \propto R$) в области геометрического рассеяния НФ (рис. 3).

3. Температурная зависимость имеет вид $D(T) \propto T^h$ с показателем степени $h = 1-3$, который уменьшается по мере увеличения количества металлической фазы.

Казалось бы, с увеличением доли металлической фазы, теплопроводность которой при гелиевых тем-

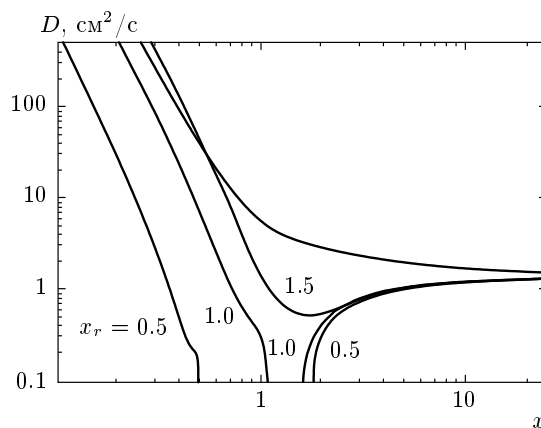


Рис. 4. Коэффициент диффузии $D(x)$, рассчитанный для значений резонансной частоты $x_r = 0.5, 1.0, 1.5$ [6]. Верхняя кривая — случай абсолютно твердых сфер

пературах больше теплопроводности корунда, должна возрастать теплопроводность композита, а следовательно, и коэффициент диффузии фононов в макроскопическом диэлектрическом образце [10]. Однако в наших исследованиях наблюдается уменьшение коэффициента диффузии НФ по мере увеличения фракции металла.

С другой стороны, в нашей предыдущей работе [6] была представлена теоретическая модель, описывающая транспорт НФ в наноструктурных керамиках, основанная на концепции случайно распределенных в пространстве сферических оболочек, моделирующих межзеренные границы, с упругими свойствами, отличными от упругих свойств зерен. Было показано, что перестройка фононного спектра керамики за счет рассеяния фононов на наноструктурных объектах в области $qR \sim 1$ может приводить к различным температурным зависимостям коэффициента диффузии НФ и значительному уменьшению его абсолютных значений. Но для исследуемых в работе керметов данная модель не применима. Поясним это на простом примере.

На рис. 4 из работы [6] представлены зависимости коэффициента диффузии от параметра $x = qR_{\text{Al}_2\text{O}_3} \propto T$ при различных значениях параметра $x_r = \omega_r R_{\text{Al}_2\text{O}_3} / v$, где ω_r — резонансная частота рассеяния НФ на оболочках радиуса R . Параметр x_r является основным параметром модели, при изменении которого можно получить широкий спектр значений коэффициента диффузии и его температурной зависимости в области qR порядка нескольких единиц, что и демонстрирует рис. 4. Тем не менее

измеренные в данной работе значения коэффициента диффузии $D \leq 0.05 \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 3.86 \text{ К}$ могут реализоваться только у края щели, где коэффициент диффузии растет с температурой экспоненциально, что не соответствует наблюдаемым температурным зависимостям $D(T) \propto T^h$, $h = 1-3$. Наличие в системе более мелких включений (металлическая фракция), изменяя положение щели (минимума), качественно не может изменить характер поведения зависимости $D(T)$, т. е. для объяснения полученных результатов необходимо привлечь дополнительный механизм — например, рассмотреть зерна металла как центры захвата НФ.

Тот факт, что фрагменты нанодисперсной фракции металла могут являться «ловушками» НФ, следует из соотношения времени τ_{e-ph} электрон-фононного взаимодействия и времени τ_R баллистического пробега НФ в объеме зерна железа, $\tau_R = R_{Fe}/vc$ (c — коэффициент выхода НФ из зерна, $10^{-2} < c < 1$). Если

$$\tau_{e-ph} \ll \tau_R, \quad (2)$$

то зерна металла могут являться ловушками для НФ. При $ql_{el} \gg 1$ [11]

$$\tau_{e-ph} = \frac{6\rho v}{\pi n m v_F} \frac{1}{\omega},$$

где n и ρ — концентрация и плотность железа, m — масса электрона, v_F — скорость Ферми. Оценки показывают, что неравенство (2) в условиях эксперимента выполняется для $\omega \geq 10^{12}$ ($c = 0.1$). В то же время $\omega = kT/\hbar = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ при $T = 4 \text{ К}$. Таким образом НФ с частотой $\omega > (2-3)kT/\hbar$ из области фононного спектра, соответствующей максимуму спектральной плотности планковского распределения, при $T \geq 4 \text{ К}$ успевают провзаимодействовать с электронами металла.

О наличии факторов, затрудняющих выход НФ из зерен металла может свидетельствовать тот факт, что акустические импедансы металла и корунда существенно различны. Если вокруг зерен металлической фазы имеется прослойка шпинели FeAl_2O_4 , то соотношение акустических импедансов железа и шпинели составляет примерно 2:1, что должно затруднить выход НФ из зерна в поликристаллическую матрицу Al_2O_3 .

Детальный анализ влияния структуры межзеренных границ на рассеяние НФ остался за пределами рассмотрения в данной работе. Определить корректно вклад рассеяния НФ на межзеренных границах в условиях нашего эксперимента можно только в области геометрического рассеяния $qR \gg 1$, когда в плотных диэлектрических керамиках $D \propto Rvf_\omega$,

где f_ω — вероятность рассеяния НФ частоты ω при прохождении через межзеренные границы [12]. В этом случае граница моделируется как плоский слой между фрагментами материала (зернами). В случае $qR \sim 1$ рассмотрение этого вопроса в многофазной системе требует привлечения большого количества взаимозависимых параметров [6]. В работе [9] показано, что при уменьшении температуры и времени спекания керамик с целью получения материала с меньшим размером зерна, увеличивается толщина межзеренной границы, уменьшаются ее акустический импеданс и упругость, что приводит к уменьшению абсолютных значений коэффициента диффузии и изменению температурной зависимости $D(T)$. Уменьшение упругости материала границы по сравнению с материалом зерна матрицы увеличивает эффективность резонансного рассеяния НФ в области $qR \sim 1$ [6], о чем, в частности, свидетельствует «ослабление» зависимости $D(R)$ уже при $qR_{\text{Al}_2\text{O}_3} < 20$ (см. рис. 3).

Как следует из результатов проведенных измерений, коэффициент диффузии НФ в условиях эффективного электрон-фононного взаимодействия («пленения» НФ на металлических включениях) имеет значения на один-два порядка величины меньше, чем в аналогичной поликристаллической матрице Al_2O_3 , что, в основном, и определяет транспортные свойства НФ в условиях нашего эксперимента.

Модель процесса распространения НФ в присутствии центров захвата рассмотрена в работах [13, 14] при анализе экспериментальных результатов по распространению НФ в твердых растворах с парамагнитными центрами $\text{Y}_{3-x}(\text{Er}, \text{Ho})_x\text{Al}_5\text{O}_{12}$. Согласно полученным результатам, процесс распространения δ -образного теплового импульса в бесконечной одномерной среде описывается двумя коэффициентами диффузии, характеризующими «быстрый» и «медленный» процессы.

Для пространственного фурье-образа распределения температуры в момент времени t было получено следующее выражение [13, 14]:

$$S(t, k) = S(0) \{ A_1(k) \exp[-k^2 D_1(k)t] + A_2(k) \exp[-k^2 D_2(k)t] \}, \quad (3)$$

в котором коэффициенты диффузии определяются согласно формуле

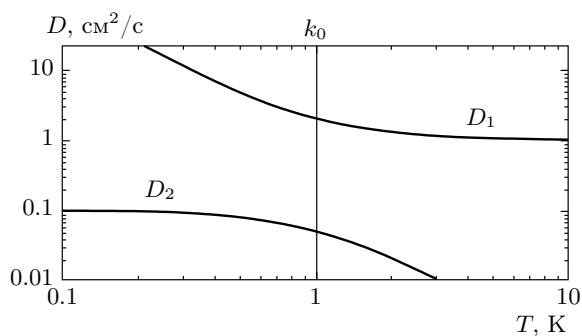


Рис. 5. Дисперсия коэффициентов диффузии $D(T)$ согласно расчету по формулам (3) и (4)

$$\frac{D_{1,2}(k')}{D_0} k'^2 = \frac{1}{2} \left[k_0^2 + k^2 \pm \sqrt{(k_0^2 + k'^2)^2 - 4k'^2 k_0^2 C} \right]. \quad (4)$$

Здесь $k' = kL$, где L — координата точки измерения температуры (длина образца); D_0 — коэффициент диффузии, определяемый только упругим рассеянием фононов в материале матрицы.

Дисперсия коэффициентов диффузии показана на рис. 5. Из рисунка следует, что важнейшим параметром задачи является величина k_0 . При $k' < k_0$ (для определенности будем считать, что $D_1 > D_2$) вклад в распределение температурного поля дают только медленные процессы, характеризующиеся эффективным коэффициентом диффузии $D_2 = CD_0$. Величины C и k_0 являются физическими параметрами системы: C определяет долю вклада фоновой подсистемы (c_{ph}) в общую теплоемкость образца,

$$C = c_{ph} / (c_{ph} + c_{tr}) < 1,$$

где c_{tr} — теплоемкость центров захвата, а величина

$$k_0 = \sqrt{2t_0 / \tau_{e-ph}} = \sqrt{L^2 / D_0 \tau_{e-ph}}$$

пропорциональна числу фононов, успевших неупруго провзаимодействовать с центрами захвата (попасть в ловушку) за время прохождения по образцу расстояния L . Так как условие $k_0 \gg 1$ выполняется, быстрыми процессами с характерным коэффициентом диффузии $D_1 = D_0$ можно пренебречь, а эффективный коэффициент диффузии процесса удобно представить в виде

$$D_{eff} = \frac{D_0}{1 + c_{tr} / c_{ph}}. \quad (5)$$

В рассматриваемых керметах центрами захвата являются металлические включения, поскольку в про-

цессе прохождения волнового пакета фононов по образцу выполняется условие (2). С учетом удельной теплоемкости матрицы и металлических включений зависимость D_{eff} от весовой концентрации p железа в этом случае имеет вид

$$D_{eff} = \frac{D_0}{1 + \frac{pc_{Fe}}{(1-p)c_{Al_2O_3}}}. \quad (6)$$

Так как электронная теплоемкость железа при концентрации порядка 10 вес. % при гелиевых температурах примерно на два порядка превышает теплоемкость $c_{Al_2O_3}$ фоновой подсистемы, из представленного выражения следует, что с ростом концентрации железа величина D_{eff} будет уменьшаться, $D \propto 1/p$. При гелиевых температурах $c_{el} / c_{ph} \propto T^{-2}$, поэтому $D_{eff} \propto D_0 T^2$. В диэлектрических керамиках величина D_0 определяется упругим рассеянием фононов на границах зерен, т. е. ведет себя согласно модели из работы [6], и из рис. 4 видно, что наблюдаемую температурную зависимость $D \propto T^h$ ($h = 1-3$) можно получить для фононов с qR порядка нескольких единиц (справа от щели в фоновом спектре), что соответствует эксперименту.

На рис. 6 приведены экспериментальные и теоретические зависимости $D(T)$ под номерами, указанными в таблице. Цифрами со штрихами указаны теоретические зависимости коэффициентов диффузии в структуре поликристаллической матрицы Al_2O_3 , рассчитанные согласно [6] без учета захвата НФ мелкими включениями фракции железа. Теоретические зависимости, описывающие эксперимент, получены с учетом выражения (6), учитывающего отношение теплоемкостей в данной области температур. При этом наблюдается уменьшение абсолютных значений D при $T = 3.86$ К и ослабление температурной зависимости $D(T)$ по мере роста концентрации фракции железа, что, согласно [6], свидетельствует об увеличении резонансной частоты ω_r , обусловленной рассеянием НФ на фрагментах структуры исследуемого образца. Зависимости 4' и 4 на рис. 6 соответствуют образцу с более крупным размером зерен поликристаллической матрицы ($T/t = 1450/2$, t — время спекания) и той же, что и для кривых 3' и 3 нанодисперсной фракцией железа, составляющей 15 вес. %. Значения коэффициента диффузии при этом возросли на порядок величины за счет ослабления резонансного характера рассеяния НФ на увеличившихся в размерах зернах фракции Al_2O_3 .

Хорошо известно, что ультразвуковое воздействие приводит к изменению дисперсности керамической матрицы [15, 16]. Как следует из результатов,

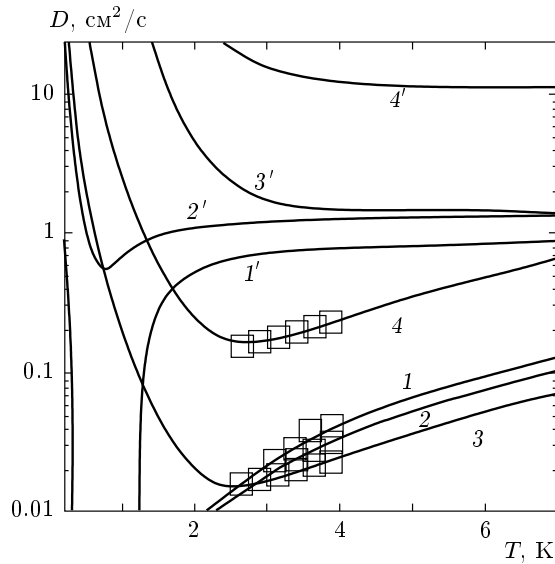


Рис. 6. Температурные зависимости $D(T)$ для образцов керметов, синтезированных без ультразвукового воздействия на стадии компактирования: кривые 1'–4' — теоретические зависимости $D_0(T)$ в структуре поликристаллической матрицы, рассчитанные без учета фракции железа, согласно [6]; кривые 1–4 — теоретические зависимости, рассчитанные из выражения (6); квадраты — экспериментальные данные (номера кривых соответствуют номерам в таблице)

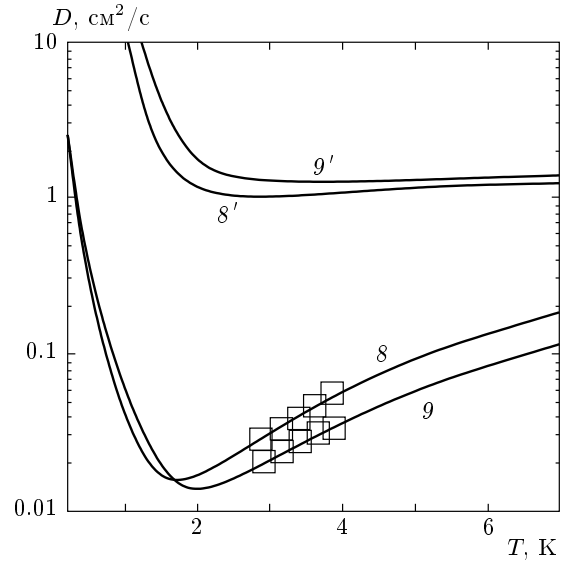


Рис. 7. Температурные зависимости $D(T)$ для образцов керметов, синтезированных при воздействии ультразвука мощностью 3 кВт: кривые 8', 9' — теоретические зависимости $D_0(T)$ в структуре поликристаллической матрицы, рассчитанные без учета фракции железа, согласно [6]; кривые 8, 9 — теоретические зависимости, рассчитанные из выражения (6); квадраты — экспериментальные данные (номера кривых соответствуют номерам в таблице)

представленных на рис. 7, 8, эти изменения в структуре оказывают влияние и на коэффициент диффузии образцов. Так, ультразвуковое воздействие мощностью $W = 3$ кВт инициирует процесс рекристаллизации во время спекания образцов, что приводит к уменьшению дефектности границ при одновременном увеличении размеров зерен, что и находит свое отражение на рис. 7 в поведении коэффициента диффузии, который описывается большими значениями x_r и R . При $W = 1$ кВт, наоборот, усиливается диспергирование в структуре зерен Al_2O_3 по сравнению со случаем отсутствия $W = 0$ на стадии компактирования, что приводит к уменьшению x_r . Результаты таких изменений в структуре композита с содержанием 5 вес. % Fe отражены на рис. 8.

Таким образом, методом фоновой спектроскопии в субтерагерцевом диапазоне изучены особенности фононного транспорта в нанодисперсных композитах $Al_2O_3 + xFe$ ($x = 5, 10, 15$ вес. %) при различных условиях синтеза. Использование механоактивированной смеси оксида алюминия и наноструктурного железа позволяет сохранять наноразмерный характер зерен железа в образ-

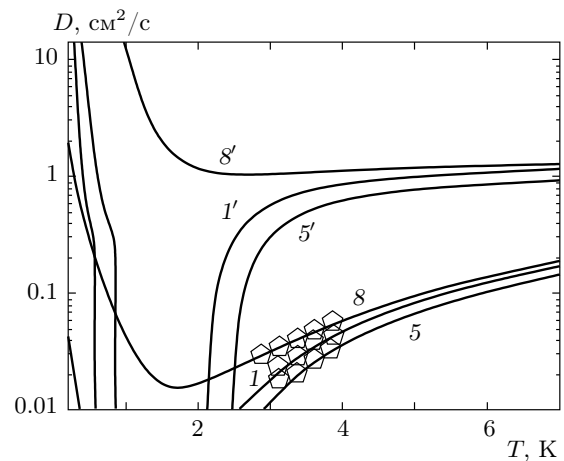


Рис. 8. Температурные зависимости $D(T)$ для образцов керметов с 5 вес. % Fe, синтезированных при воздействии ультразвуком мощностью 0 кВт (1, 1'); 1 кВт (5, 5'); 3 кВт (8, 8'), значки — экспериментальные данные (номера кривых соответствуют номерам в таблице)

цах. Показано, что из-за малого размера зерен железа (30–80 нм) они не являются эффективными переносчиками температуры, а, обладая высокой теплоемкостью, служат центрами захвата для тепловых фононов субтерагерцевых частот в поликристаллической диэлектрической матрице Al_2O_3 , что и определяет теплофизические свойства исследуемого материала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-00391, 06-08-00512, 06-08-96932) и Международного научно-технического центра (проект № 3719).

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Кислый, Н. И. Бондарук, М. С. Боровикова и др., *Керметы*, Наук. думка, Киев (1985).
2. S. Schicker, T. Erny, D. E. Garcia et al., *J. Eur. Ceram. Soc.* **19**, 2455 (1999).
3. J. L. Guichard, O. Tillement, and A. Mocellin, *J. Eur. Ceram. Soc.* **18**, 1743 (1998).
4. Y. Ji and J. A. Yeomans, *J. Eur. Ceram. Soc.* **22**, 1927 (2002).
5. D.-M. Liu, W. H. Tuan, and Ch.-Ch. Chiu, *Meter. Sci. Engin. B* **31**, 287 (1995).
6. В. В. Иванов, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **133**, 339 (2008).
7. A. A. Abramovich, O. V. Karban, V. V. Ivanov et al., *Glass Phys. Chem.* **31**, 709 (2005).
8. О. Л. Хасанов, В. М. Соколов, Э. С. Двилис и др., *Перспективные материалы* **1**, 76 (2002).
9. Ю. Н. Барабаненков, В. В. Иванов, С. Н. Иванов и др., *ЖЭТФ* **129**, 131 (2006).
10. D. V. Liu and W. Y. Tuan, *Acta Mater.* **44**, 813 (1996).
11. A. V. Pippard, *Phil. Mag.* **46**, 1104 (1955).
12. Ю. Н. Барабаненков, В. В. Иванов, С. Н. Иванов и др., *ЖЭТФ* **119**, 546 (2001).
13. Е. И. Саламатов, *ФТТ* **44**, 935 (2002).
14. Е. И. Саламатов, *ФТТ* **45**, 691 (2003).
15. О. Л. Хасанов, Ю. П. Похолков, В. М. Соколов и др., *Стекло и керамика* **7**, 15 (1995).
16. О. В. Карбань, О. Л. Хасанов, О. М. Канунникова, *Ж. структурной химии* **45**, 149 (2004).