

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОНОНОВ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КЕРАМИКАХ $ZrO_2 : Y_2O_3$

Ю. Н. Барабаненков^{*а}, В. В. Иванов^б, С. Н. Иванов^а, Е. И. Саламатов^с,
А. В. Таранов^а, Е. Н. Хазанов^а, О. Л. Хасанов^д

^а Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^б Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук
620219, Екатеринбург, Россия

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

^д Томский политехнический университет
634050, Томск, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2005 г.

В области гелиевых температур (1.7–3.8 К) экспериментально изучены процессы фононного переноса в керамиках ZrO_2 , стабилизированных оксидом иттрия Y_2O_3 . Обсуждается модель структуры межзеренного слоя в керамике, которая позволяет объяснить зависимость коэффициента диффузии фононов от температуры и определить параметры межзеренного слоя: плотность, скорость звука, толщину, а также высказать предположение о его структуре. Обсуждаются вопросы рассеяния инжектированных фононов на резонансных колебаниях зерен нанокерамики.

PACS: 61.46.+w

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к нанокристаллическим материалам с размерами кристаллитов порядка или менее 100 нм связан с ожиданием высоких механических и других функциональных характеристик этих материалов, новых свойств в результате размерного эффекта образующих их кристаллитов или зерен и структурных изменений границ между ними [1, 2].

Для получения плотной наноструктурной керамики $ZrO_2:Y_2O_3$, исследуемой в настоящей работе, использовались методы, при которых главная роль отводится процессу компактирования по сравнению с процессом последующего спекания: это метод воздействия мощного ультразвука [3] и метод магнитомпульсного прессования [4] на этапе компактирования нанопорошков. Стадия спекания — конечная технологическая операция получения нанокера-

мик — проводится в последнем случае при более низких, чем обычно, температурах, что позволяет получить зерна керамики размером около 100 нм.

Исследования керамик методом микроскопии высокого разрешения показывают, что в зернах керамик явных дефектов не наблюдается, и, таким образом, граница между зернами оказывается главным «дефектом» структуры, который определяет свойства материала, особенно при его возможном использовании в качестве оптического материала [5]. Знание свойств и структуры межзеренного слоя в таких керамиках представляется одним из путей в понимании и развитии технологических методов совершенствования их важных для практического использования свойств. Исследования керамик методом электронной микроскопии подтвердили наличие слоя нанометровой толщины между зернами [6], но объем материала, анализируемого этим методом, не дает информации об усредненных параметрах, что важно для практического применения. В предыдущих

*E-mail: yu.barab@g23.relcom.ru

работах [7, 8], применяя метод «тепловых» импульсов [9] для исследования керамик Al_2O_3 , $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, мы получили информацию о межзеренном слое и его толщине. В настоящей работе мы продолжаем такие исследования на наноструктурных образцах керамик $\text{ZrO}_2\cdot\text{Y}_2\text{O}_3$.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовались образцы высокоплотных керамик $\text{ZrO}_2\cdot\text{Y}_2\text{O}_3$, которые изготавливались из нанопорошков оксидов композитов, входящих в состав керамики, по двум технологическим маршрутам.

1) Сухое статическое прессование нанопорошков, полученных методом плазмохимического синтеза, при одновременном воздействии мощного ультразвука без связующих органических пластификаторов, что исключает введение в шихту дополнительных примесей, уменьшает остаточную пористость керамики. Последующее термическое спекание — прессовое, проводится в резистивной печи в вакууме при температуре $T = 1650^\circ\text{C}$. Мощность УЗВ-воздействия при прессовании менялась в пределах 0–3 кВт при диаметре прессовки ~ 1 см. Влияние УЗВ-воздействия на основные параметры керамических образцов — плотность, размер области когерентного рассеяния при рентгеновских исследованиях, микротвердость и другие — проанализированы в [3] и представлены в таблице (образцы №№ 1–4);

2) Прессование нанопорошков, полученных взрывом проволок, до высокой плотности (0.7–0.8) методом магнитоимпульсного прессования с последующим отжигом в резистивной печи на воздухе [4]. Благодаря высокой плотности прессовок керамику спекали при пониженных температурах (1100–1450 °C) с короткими временами выдержки, около 20 мин. Влияние фазового состава шихты и температуры спекания на плотность керамики, ее микротвердость, размер области когерентного рассеяния при рентгеновских исследованиях подробно изучены в [10] и представлены в таблице (образцы №№ 5–11).

Рентгеноструктурный анализ исследуемых образцов позволял определить кристаллическую модификацию образцов $\text{ZrO}_2\cdot\text{Y}_2\text{O}_3$ и средний размер кристаллитов d_{cs} — областей когерентного рассеяния этих модификаций. Проводились также исследования поверхности (скола) образцов с помощью сканирующего электронного микроскопа Joel JSM-840.

Для образцов №№ 5–11 [4], приготовленных из

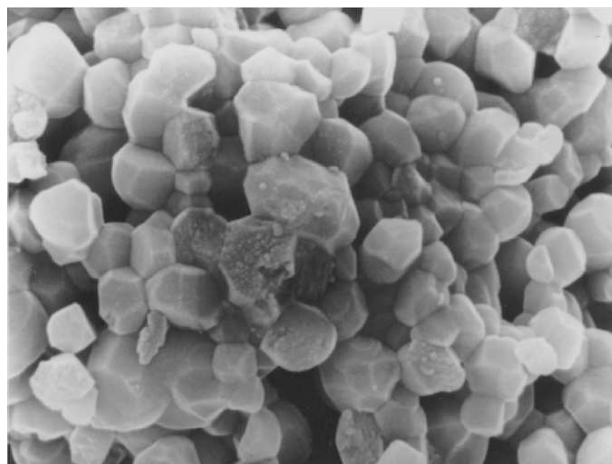


Рис. 1. Микроструктура поверхности скола образца № 2, полученного при УЗВ-воздействии

слабо агломерированных порошков, размеры кристаллитов согласно рентгеновским измерениям соответствуют размерам зерен на снимках электронного микроскопа и границы между зернами четко выражены.

Если же контакты между кристаллитами, или субзернами, по терминологии авторов [3], очень плотные и плохо фиксируемые электронным микроскопом, то они связываются в конечные образования с $R \gg d_{cs}$, которые можно назвать агломератами. Такие агломераты на снимках электронного микроскопа выглядят как хорошо ограненные зерна (см. рис. 1). Эта ситуация реализуется для образцов №№ 1–4 таблицы.

В настоящей работе исследованы толщины межзеренных слоев и их зависимости от УЗВ-воздействия (образцы №№ 1–4) и температуры отжига и состава шихты для образцов №№ 5–11. Эти данные получались методом кинетики тепловых фононов при гелиевых температурах. Суть метода «тепловых» импульсов заключается в следующем: на пластину исследуемого материала с одной стороны напыляется золотая пленка, которая нагревается коротким (около 10^{-7} с) импульсом тока и служит инжектором неравновесных фононов в образец. На противоположную сторону пластины наносится сверхпроводящий болометр из олова в форме меандра площадью 0.3×0.25 мм². Рабочая точка болометра смещается магнитным полем (до $160 \cdot 10^2$ А/м), что позволяет получить зависимости рассеяния неравновесных фононов от температуры в интервале 1.7–3.8 К. Мощность, рассеиваемая на нагревателе, выбирается достаточно малой, так что

Параметры исследованных в работе образцов керамики $ZrO_2:Y_2O_3$

| № обр. | Состав фаз, мол. % | Режим прессования порошка | | Температура спекания, °С | Плотность, г/см ³ | Микротвердость, ГПа | Размер области когерентности d_{cs} , нм | Размер зерна R , нм | Длина свободного пробега l_{tr} , нм | $\frac{l_{tr}}{R}$ |
|--------|---|---------------------------|----------|--------------------------|------------------------------|---------------------|--|-----------------------|--|--------------------|
| | | Давление, МПа | УЗВ, кВт | | | | | | | |
| 1 | ZrO ₂ :2.8%Y ₂ O ₃ | 350 | 0 | 1650 | 5.45 | 11.6 | 77 | 430 | 930 | 2.16 |
| 2 | ZrO ₂ :2.8%Y ₂ O ₃ | 350 | 1 | 1650 | 5.58 | 12.85 | 54 | 350 | 2140 | 6.11 |
| 3 | ZrO ₂ :2.8%Y ₂ O ₃ | 350 | 2 | 1650 | 5.58 | 12.82 | 64 | 345 | 950 | 2.75 |
| 4 | ZrO ₂ :2.8%Y ₂ O ₃ | 350 | 3 | 1650 | 5.24 | 8.9 | 79 | 420 | 2040 | 6.3 |
| 5 | ZrO ₂ :2.8%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1100 | 6.1 | 17 | 63 | 63 | 126 | 2.0 |
| 6 | ZrO ₂ :4.1%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1150 | 6.1 | 16.5 | 78 | 78 | 206 | 2.6 |
| 7 | ZrO ₂ :4.1%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1200 | 6.1 | 16.5 | 84 | 84 | 256 | 3.0 |
| 8 | ZrO ₂ :4.1%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1450 | 5.595 | 16 | 120 | 120 | 504 | 4.2 |
| 9 | ZrO ₂ :4.1%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1250 | 6.1 | 17 | 95 | 95 | 286 | 3.2 |
| 10 | ZrO ₂ :9.8%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1155 | 5.95 | 16 | 115 | 115 | 328 | 2.43 |
| 11 | ZrO ₂ :9.8%Y ₂ O ₃ | 135 | — | 1450 | 5.89 | 16 | 100 | 100 | 319 | 1.77 |

бы инжектированным фоонам можно было приписать температуру термостата с распределением по частотам, близким к планковскому. Таким образом, в случае слабого нагрева, $\Delta T \ll T_0$, и основная группа фоонов имеет частоту, близкую к максимуму спектральной плотности планковского распределения $\omega = 2.8kT/\hbar$. Подробное описание метода «тепловых» импульсов можно найти в [11].

Примеры распространения теплового импульса (зависимости сигнала болометра от времени) для ряда температур представлены на рис. 2 (образец № 2 получен при УЗВ-воздействии). На вставке рис. 2 показаны аналогичные кривые для образца № 6, полученного методом магнитоимпульсного прессования. В обоих случаях кривые имеют характерную для диффузионного распространения фоонов колоколообразную форму с хорошо обозначенным максимумом амплитуды. Отметим сразу, что для УЗВ-керамик время максимума сигнала t_{max} возрастает с ростом температуры, а для магнитоимпульс-

ных керамик t_{max} может возрастать, а может и убывать с температурой. Именно такая убывающая зависимость представлена на вставке рис. 2.

В [12, 13] показано, что для керамических образцов толщиной $L \gg R$ (что хорошо выполняется в нашем случае $L/R \approx 10^3$) движение потока инжектированных фоонов подчиняется обычному уравнению диффузии и выражение для времени прихода максимума t_{max} для случая плоского источника излучения, реализуемого в наших экспериментах, имеет вид

$$t_{max} = \frac{L^2}{2D_{eff}}. \quad (1)$$

Коэффициент диффузии D_{eff} связан с транспортной длиной свободного пробега обычным соотношением:

$$D_{eff} = \frac{1}{3} v_s l_{tr}, \quad (2)$$

где $v_s = 4.33 \cdot 10^5$ см/с — среднее значение скорости звука в ZrO₂. Величины l_{tr} для $T = 3.8$ К представ-

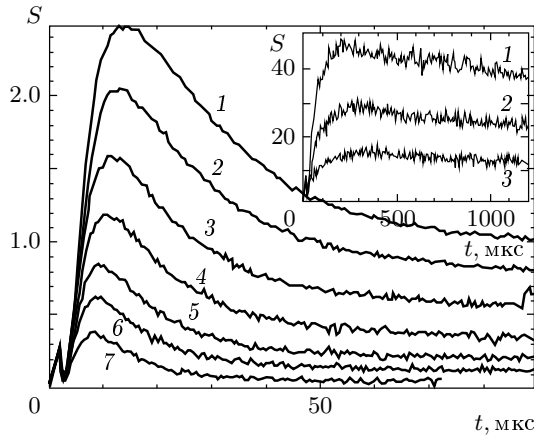


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала неравновесного фононного излучения от времени в образце № 2: $T = 3.81$ К (1); 3.65 К (2); 3.39 К (3); 3.11 К (4); 2.80 К (5); 2.55 К (6); 2.28 К (7). На вставке — аналогичные кривые для образца № 6: $T = 3.81$ К (1); 3.43 К (2); 2.78 К (3)

лены в таблице. Для всех исследованных образцов $l_{tr}/R > 1$ (см. таблицу) и это позволяет полагать, что зерна керамики достаточно совершенны и низкотемпературная кинетика фононов определяется их рассеянием на границах между зернами с вероятностью прохождения фонона из зерна в зерно, близкой к единице.

Перейдем к количественному анализу полученных экспериментальных результатов. Ранее условие $l_{tr}/R > 1$ наблюдалось в экспериментах с высокоплотной керамикой $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [13] и авторы объясняли результаты в предположении, что упругое рассеяние фононов происходит на границах зерен с разной кристаллографической ориентацией, а межзеренный слой между кристаллитами отсутствует. Полагалось, что

$$l_{tr} = \frac{l_0}{1 - \langle \cos \varphi \rangle}, \quad (3)$$

где $l_0 \sim R$ — средняя длина свободного пробега фонона в зерне до акта рассеяния на его границе, а $\langle \cos \varphi \rangle$ — косинус угла однократного упругого рассеяния волны на границе зерен с различными кристаллографическими ориентациями.

Авторы [14] решали близкую к [13] задачу о прохождении теплового импульса в слоистой структуре (с периодом d) и рассеянии фононов на границе между слоями. Они ввели величину f_ω — вероятность прохождения фонона частоты ω из одного слоя в

другой — и получили для средней транспортной длины свободного пробега фонона l_{tr} выражение

$$l_{tr} = \frac{d f_\omega}{1 - f_\omega}. \quad (4)$$

В плотных керамиках $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [7, 13] и наших образцах $l_{tr}/R > 1$, т. е. фононы относительно слабо рассеиваются на межзеренной границе и величина f_ω близка к единице. В этих условиях сравнение (3) и (4) позволяет полагать, что вероятность f_ω прохождения фонона из зерна в зерно пропорциональна величине $\langle \cos \varphi \rangle$ в (3) и может быть использована для количественного анализа наших экспериментальных данных.

В [13] для $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ величина $\langle \cos \varphi \rangle$ определяются только различием кристаллографической ориентации соседних зерен. Вычисления дают значение $\langle \cos \varphi \rangle \approx 0.96$, т. е. фонон пролетит около 20 зерен до «окончательного» рассеяния. В эксперименте наблюдаются меньшие значения l_{tr} , и авторы работы [13] объясняют это возможным влиянием рассеяния на межзеренной границе. В наших экспериментах l_{tr}/R также меньше 20, и, таким образом, роли анизотропии материала и разориентации границ зерен керамики не являются определяющими в процессах рассеяния потока фононов. Именно поэтому при численном анализе данных для образцов №№ 1–4 использовалось значение l_{tr}/R , где R — размер зерна или агломерата, а не l_{tr}/d_{cs} . Отметим также, что модель [13] не объясняет наблюдающуюся в керамических материалах зависимость t_{max} от температуры.

Мы полагаем, что основной вклад в рассеяние дает межзеренная граница толщиной l_{gb} со свойствами, отличными от свойств базового материала (зерна). Задача вычисления величины f_ω решалась для упрощенной модели изотропного материала (см. рис. 3), в котором с помощью метода акустического согласования сред [15] рассчитывалось рассеяние фонона при прохождении плоской границы между слоями для всех возможных углов падения и прохождения фонона (более подробно см. [16]). При расчетах полагалось, что для всех образцов, представленных в таблице, $\rho_1 = \rho_3$ — плотности базового материала, а $v_1 = v_3 = 4.33 \cdot 10^5$ см/с. На рис. 4 и 5 представлены зависимости величины $1/(1 - f_\omega)$, которой пропорционален как коэффициент диффузии, так и l_{tr} , от параметра межзеренного слоя $q_2 l_{gb}$ для ряда значений $\rho_2 v_2 / \rho_1 v_1$, при которых наблюдается наилучшее согласие расчета с экспериментом.

Отметим прежде всего, что расчетные кривые рис. 4 и 5 показывают сильную зависимость величини

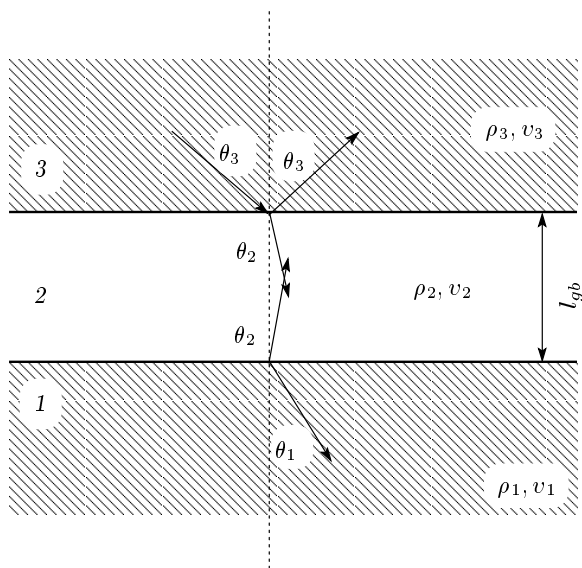


Рис. 3. Акустическая модель прохождения фонона из зерна в зерно через плоский граничный слой

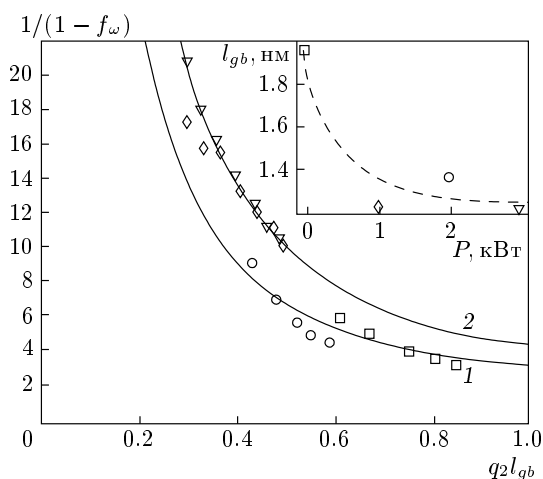


Рис. 4. Расчетные зависимости величины $1/(1 - f_\omega)$ — вероятности прохождения потока фононов из зерна в зерно через плоскую границу между зернами толщиной l_{gb} в зависимости от $q_2 l_{gb}$, где $q_2 = \omega_2/v_2$ — волновой вектор фонона в межзеренном слое, $\rho_2 v_2/\rho_1 v_1 = 0.75$ (1); 0.8 (2). Точки — эксперимент для образцов, полученных при УЗВ-воздействии: \square — образец № 1, \diamond — образец № 2, \circ — образец № 3, ∇ — образец № 4. На вставке к рисунку представлена зависимость величины l_{gb} от мощности УЗВ-воздействия

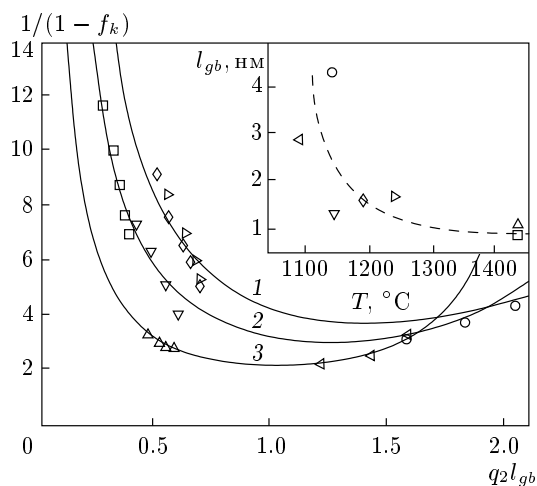


Рис. 5. Аналогичные рис. 4 зависимости $1/(1 - f_k)$ от $q_2 l_{gb}$ для значений $\rho_2 v_2/\rho_1 v_1 = 0.6$ (1); 0.7 (2), 0.75 (3). Точки — эксперимент для образцов, полученных магнитоимпульсным прессованием: \circ — образец № 6, \triangle — № 11, \square — № 8, \diamond — № 7, ∇ — № 10, \triangleleft — № 5, \triangleright — № 9. На вставке к рисунку — зависимость величины l_{gb} от температуры отжига прессовки

ны $1/(1 - f_\omega)$ от $q_2 l_{gb}$. Это — результат резонансного механизма [17], возникающего из-за различия $\rho_2 v_2$ и $\rho_1 v_1$ и сравнимости толщины межзеренной границы $q_2 l_{gb}$ с проекцией волнового вектора инжектированных фононов. Напомним, что для случая планковского распределения инжектированных фононов $q_2 = 2.8kT/\hbar v_2$. Таким образом, межзеренный слой, действуя как резонансная структура, обуславливает зависимость прохождения теплового импульса от температуры, причем производная этой зависимости может быть как положительной, так и отрицательной (см. рис. 4 и 5).

Сравнение расчетных кривых рис. 4 и 5 с экспериментальными значениями l_{tr} проводилось следующим образом. Полагая $l_0 \approx 0.6R$ [13], вычисляем величину $1/(1 - f_k)_{exp}$ (4) при температуре, например, $T = 3.8$ К и проводим для полученного значения $1/(1 - f_k)$ сечение набора кривых рис. 4 и 5, т. е. проводим привязку экспериментального значения величины $1/(1 - f_k)$ к расчетному. Точки сечения определяют величины $q_2 l_{gb}$ для ряда значений $\rho_2 v_2/\rho_1 v_1$. Полагая величину l_{gb} определенной, далее строим зависимость $1/(1 - f_k)_{exp}$ от $q_2 l_{gb}$, т. е. от температуры. Кривая с наилучшим согласием расчета с экспериментом позволяет определить толщину межзеренного слоя l_{gb} и его акустические характеристики, т. е. отношение $\rho_2 v_2/\rho_1 v_1$. Результаты именно

такой обработки представлены на рис. 4 и 5.

На вставках рис. 4 и 5 представлены зависимости определенной нами величины l_{gb} от технологического режима изготовления керамики. Для образцов №№ 1–4, полученных при УЗВ-воздействии, наблюдается четкое уменьшение l_{gb} при «включении» ультразвука. Толщина границы между агломератами (зернами) уменьшается, а межзеренная прослойка, по-видимому, выдавливается в область пор на стыке зерен, плотность керамики несколько увеличивается (см. таблицу). Для образцов №№ 5–11 с ростом температуры спекания от 1100 до 1450 °С в течение 20 мин также наблюдается уменьшение l_{gb} примерно в 3 раза. Влияние состава керамики, т. е. по существу роли кристаллографии границ зерен (мы переходим от тетрагональной к кубической фазе), не наблюдается.

Для всех исследованных образцов совпадение расчета с экспериментальными данными наблюдается при $\rho_2 v_2 / \rho_1 v_1 = 0.6–0.75$. При синтезе керамики какие-либо посторонние добавки в шихту не вводились, поэтому можно полагать $\rho_1 \approx \rho_2$ и тогда $v_2 / v_1 \approx 0.6–0.8$. Одной из причин уменьшения скорости звука в межзеренном слое может быть его некристаллическая структура. Хотя толщина межзеренного слоя l_{gb} для всех исследованных образцов больше, чем параметр кристаллической решетки $ZrO_2:Y_2O_3$ (так, для кубической формы $a = 0.514$ нм), этот слой может быть аморфизован, как, например, в [18], что и приводит к акустическому рассогласованию в структуре зерно — межзеренный слой — зерно и наблюдаемым в работе эффектам.

Интересно провести сравнение полученных в настоящей работе значений коэффициентов диффузии фононов с общей систематизацией значений D_{eff} от размера зерна R для других керамических материалов. Зависимости D_{eff} от R для плотных керамик Al_2O_3 , $Y_3Al_5O_{12}$ изучены в [8, 13, 16]. При $R \geq 100–200$ нм наблюдается $D_{eff} \sim R$ в пределах до трех порядков значений размера зерна R (см. рис. 6, кривая 1'). Такая зависимость в рамках нашей модели (1)–(4) является отражением факта постоянства толщины межзеренного слоя для керамик с $R \geq 200$ нм. По нашим оценкам и литературным данным, подробный обзор которых приведен в [19], толщина межзеренной границы составляет $l_{gb} \sim 1–2$ нм. Для всех этих керамик $\partial D_{eff} / \partial T < 0$. При уменьшении температуры и времени спекания образцов удается получить нанокерамики с $R < 100$ нм, но межзеренная граница утолщается, становится более рыхлой и экспериментальные точки «ползут» вниз от базовой кривой 1' рис. 6, а зависимость D_{eff} от

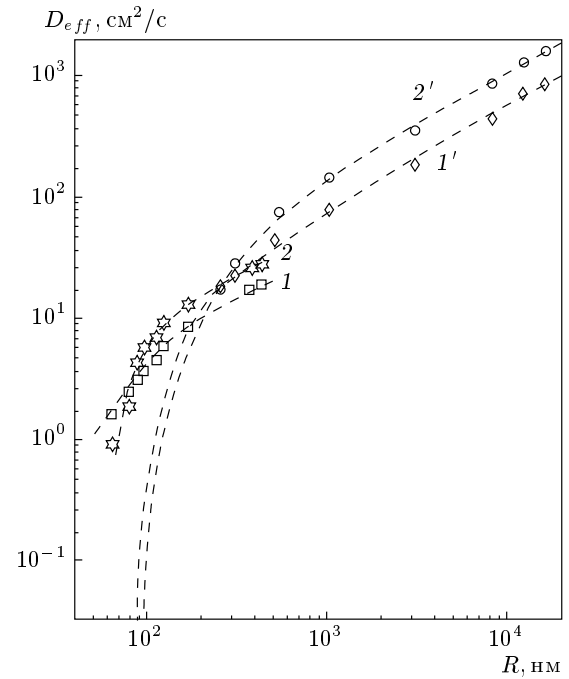


Рис. 6. Зависимость величины эффективного коэффициента диффузии фононов от среднего размера зерен образца керамики Al_2O_3 : $T = 3.8$ К (1'), 3.0 К (2'). Кривые 1, 2 — то же самое для образцов $ZrO_2:Y_2O_3$

температуры может менять знак. На этот факт мы уже обращали внимание в [16].

На рис. 6 (кривая 1) представлены результаты настоящей работы. При $R > 100$ нм результаты хорошо коррелируют с базовой кривой 1', а при $R < 100$ нм величина D_{eff} уменьшается относительно «базового» значения и меняет знак зависимости от температуры. Если теперь построить на рис. 6 кривые 2 и 2' для D_{eff} при более низкой температуре, то при $R \sim 100$ нм они пересекаются, что является отражением факта смены знака зависимости D_{eff} от температуры.

Выше была рассмотрена модель резонанса, связанного с локализацией акустической волны в тонком межзеренном слое, в которой смена знака зависимости D_{eff} от температуры определяется не размером зерна, а толщиной и физическими характеристиками межзеренного слоя, который контролируется технологическим маршрутом изготовления керамики.

Вместе с тем в нанокерамиках при $R < 100$ нм в наших экспериментах наблюдается утолщение межзеренной границы до нескольких нанометров (см. вставку на рис. 5) и уменьшение упругих харак-

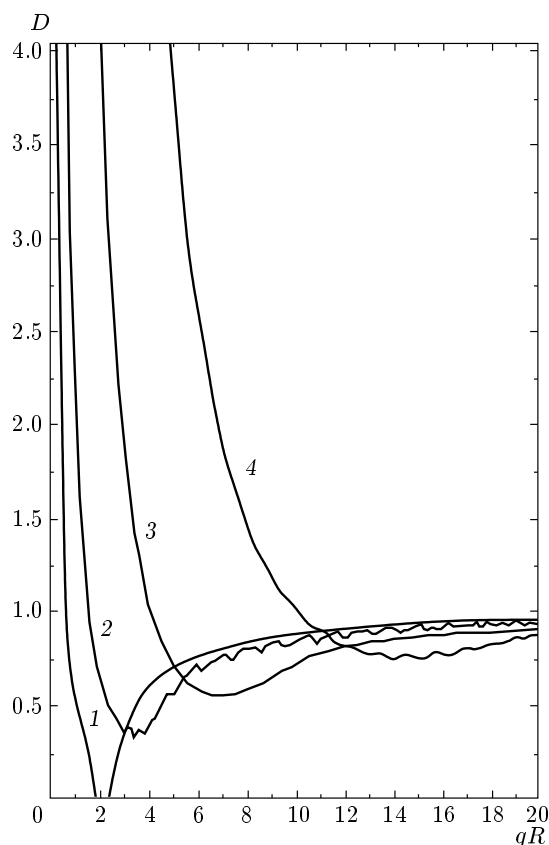


Рис. 7. Зависимость нормированного значения коэффициента диффузии фононов D от параметра qR ; $R/l_{gb} = 50$, 1 — $c_2/c_1 \ll 1$ (выполняются условия образования щели); 2 — $c_2/c_1 = 0.032$, 3 — $c_2/c_1 = 0.09$, 4 — $c_2/c_1 = 0.2$

теристик этого слоя, так что $c_2/c_1 \leq 0.3-0.5$, где $c_{1,2} = v_{1,2}^2/\rho_{1,2}$ — коэффициенты упругости соответственно межзеренного слоя и зерна. Это количественные данные, полученные выше при обработке экспериментальных кривых в рамках модели (1)–(4). В [20] показано, что в керамиках с рыхлой межзеренной границей, $c_2/c_1 \ll 1$, возможно резонансное рассеяние фононов на зернах керамики на частоте $qR = \sqrt{c_2 R/c_1 l_{gb}}$, которое приведет к образованию щели (запрещенной зоны) в спектре фононных состояний керамики. Частота верхней границы щели составляет около $2qR$. Зависимость D_{eff} (нормированное значение) от параметра qR для случая, когда $c_2/c_1 \ll 1$ и выполняются условия возникновения щели, представлена кривой 1 на рис. 7. В наших экспериментах $qR|_{3,8 \text{ К}} \approx 20$ и щель в исследуемых керамиках не образуется. При наших реальных параметрах керамики $R = 100$ нм, $l_{gb} \approx 2$ нм на базе расчетов [20] можно построить серию зависимостей

D_{eff} от qR , где в качестве параметра выступает величина c_2/c_1 (кривые 2–4 на рис. 7). Эти кривые имеют минимумы коэффициента диффузии за счет резонансного рассеяния на зернах керамики, и в экспериментах мы, по-видимому, чувствуем его, находясь на его крыле. Это подтверждается экспериментальным фактом сдвига начала «завала» величины $D(R)$ по оси зерна R примерно в 2 раза для представленных оксидных керамик Al_2O_3 и $\text{ZrO}_2\text{:Y}_2\text{O}_3$ в соответствии с различием в средних скоростях звука в этих материалах. Отметим также, что при анализе температурной зависимости величины D (движение в наших экспериментах справа налево по оси qR) мы будем «наползать» на пик резонансного рассеяния на сферах, что также может привести к неординарной зависимости D от температуры, т. е. $\partial D/\partial T > 0$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованный в работе метод исследования распространения неравновесных фононов в керамических материалах позволил определить толщину межзеренных границ в образцах $\text{ZrO}_2\text{:Y}_2\text{O}_3$ и ее зависимость от технологического маршрута изготовления образцов; сделаны предположения об аморфизованной структуре этого слоя. Используемая модель структуры межзеренного слоя и переноса через него неравновесных фононов является приближенной, так, например, не учтены рассеяние фононов из-за кристаллографической разориентации границ зерен и неплоскостность границ между зернами. Эти вопросы являются предметом отдельного рассмотрения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 03-02-16233, 05-02-08096) и в рамках программы «Ведущие научные школы» (грант № ВНШ-1391.2003.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Siegel, *Nanostruct. Mater.* **4**, 1, 121 (1994).
2. А. П. Гусев УФН **168**, 55 (1998).
3. О. А. Хасанов, Ю. Ф. Иванов, Н. А. Попова, Л. Н. Игнатенко, Э. В. Козлов, Н. В. Дедов, Ю. П. Похолков, З. Г. Бакбаева, В. В. Полисадова, *Перспективные материалы* **5**, 52 (1999).
4. В. В. Иванов, В. Р. Хрустов, *Неорганические материалы* **34**, 495 (1998).

5. Ю. К. Воронько, М. А. Вишнякова, Е. Е. Ломонова, А. В. Попов, А. А. Соболев, С. Н. Ушаков, В. Е. Шукшин, *Неорганические материалы* **40**, 585 (2004).
6. D. R. Clarks, *J. Amer. Ceram. Soc.* **70**, 15 (1987).
7. Yu. N. Varabanenkov, V. V. Ivanov, S. N. Ivanov, A. V. Taranov, and E. N. Khazanov, *Physica B* **316–317**, 269 (2002).
8. Ю. Н. Барабаненков, С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, Х. Яги, Т. Янагитани, К. Таканчи, Дж. Лю, Дж.-Ф. Биссон, А. Ширакава, К. Уеда, А. А. Каминский, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 421 (2004).
9. R. J. Gutfeld, in *Physical Acoustics*, ed. by W. Mason, Vol. 5, p. 267, Academic Press, New York, London (1968).
10. V. V. Ivanov, S. N. Paranin, and V. R. Khrustov, *Physics Met. Metallogr.* **94**, Suppl. 1, 598 (2002).
11. С. Н. Иванов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **88**, 299 (1985).
12. А. Г. Козорезов, *ЖЭТФ* **100**, 1577 (1991).
13. А. А. Каплянский, М. Б. Мельников, С. П. Феофилов, *ФТТ* **38**, 1434 (1996).
14. В. Д. Каган, А. В. Суслов, *ФТТ* **36**, 2672 (1994).
15. W. A. Little, *Can. J. Phys.* **37**, 334 (1959).
16. Ю. Н. Барабаненков, В. В. Иванов, С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **119**, 546 (2001).
17. M. P. Albada, B. A. Tiggelen, A. D. Langendijk, and A. Tip, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3132 (1991).
18. F. F. Lange, G. L. Dunlap, and B. I. Devis, *J. Amer. Ceram. Soc.* **69**(3), 237 (1986).
19. В. В. Белоусов, *Неорганические материалы* **39**, 1, 94 (2003).
20. E. I. Salamatov, *Phys. Stat. Sol. (c)* **1**, 11, 2971 (2004).