

Фононная спектроскопия структуры оксидных кристаллокерамик

А.А.Каминский, А.В.Таранов, Е.Н.Хазанов

Описан метод исследования особенностей структуры и фононного спектра оксидных поликристаллических керамик. Установлена связь величины коэффициента диффузии фононов с субтерагерцевыми частотами со свойствами системы межзеренных границ, размером и структурой зерен. Показано, что при гелиевых температурах зависимость коэффициента диффузии фононов от температуры определяется спектральными свойствами межзеренного слоя, что позволяет оценить средние по объему образца значения его толщины и акустического импеданса. Проанализировано влияние процессов пластической деформации двойникованием на формирование структуры зерен и межзеренных слоев, определяющих теплофизические, акустические и оптические характеристики керамического материала.

Ключевые слова: оксидная керамика, фононы, межзеренная граница, двойникование.

1. Введение

Интерес к структурным особенностям керамик связан, с одной стороны, с их новыми функциональными свойствами, обусловленными микро- и нанодисперсной структурой керамик. С другой стороны, процессы изготовления керамики требуют контроля фазового состава, размера и упаковки кристаллитов (зерен), а также структуры межзеренных границ, определяющих физические свойства керамических материалов [1, 2].

Исследования структуры современных кристаллокерамик методом просвечивающей электронной микроскопии подтверждают существование непрерывных межзеренных слоев, толщина которых составляет единицы нанометров [3]. Вместе с тем объем материала, анализируемый методами электронной и атомно-силовой микроскопии, ограничен и не позволяет сделать выводы об усредненных характеристиках межзеренного слоя и их связи с физическими характеристиками материала [4]. В то же время информация об особенностях структуры керамики может быть получена из анализа транспортных характеристик фононов, когда их длина волны ($\lambda_{ph} \approx 10-50$ нм) соизмерима с размерами элементов структуры керамического материала (границы между зернами, поры, нанофрагменты другой фазы).

При низкой температуре (энергии) фононов, когда возникают условия для конкуренции между временами их упругого (τ_0) и неупругого (τ^*) рассеяния, существует широкий набор режимов, описывающих транспорт фононов в материалах со структурными дефектами [5]. Наиболее информативным для исследования связи структурных де-

фектов с особенностями транспорта фононов является режим классической диффузии, когда слаборавновесные фононы, распространяющиеся в исследуемом образце, упруго рассеиваются дефектами структуры в отсутствие неупругих процессов фонон-фононного взаимодействия. Если время наблюдения $t < \tau^*$, то условием формирования такого режима является соотношение $\tau_0 \ll \tau_b \ll \tau^*$ (τ_b – время баллистического распространения фононов в исследуемом образце). Как правило, эти условия выполняются при гелиевых температурах (2–4 К) практически для всех плотных диэлектрических оксидных материалов с дефектами. К подобным материалам помимо керамик можно отнести твердые растворы замещения, любые материалы со структурными дефектами (протяженными, точечными) или с энергетическими возбуждениями, сопоставимыми с энергиями фононов [6–8].

Целью настоящей работы являлось изучение особенностей транспортных характеристик фононов с субтерагерцевыми частотами и связи этих характеристик со структурой зерен и межзеренных границ, а также с технологическими процессами синтеза поликристаллических керамик для оптимизации теплофизических, акустических и оптических характеристик таких керамик.

2. Метод исследования

Предложенная методика исследования структуры керамики разработана в ИРЭ РАН и является развитием метода «тепловых импульсов» [9]. Она основана на измерении при гелиевых температурах температурных зависимостей транспортных характеристик слаборавновесных тепловых фононов в режиме диффузии. Нагрев металлической (Au) пленки инжектора фононов до температуры T_h , такой, что $\Delta T = T_h - T_0 \ll T_0$, не требует измерения T_h , что представляется достаточно сложной задачей, а позволяет исследовать температурные зависимости характеристик рассеяния путем изменения температуры термостата T_0 . При этих условиях неупругими фонон-фононными процессами можно пренебречь, и эффективность рассеяния определяется только структурными осо-

А.А.Каминский. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 59; e-mail: Kaminalex@mail.ru

А.В.Таранов, Е.Н.Хазанов. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр.7; e-mail: taranov@cplire.ru

бенностями материала. Регистрируемые на противоположной инжектору грани образца сверхпроводящим болометром (Sn, In) импульсы неравновесных фононов хорошо описываются решением уравнения диффузии

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

где $D = K/c_V$ – коэффициент диффузии; K и c_V – теплопроводность и теплоемкость материала соответственно. При этом экспериментально измеряемой величиной является время регистрации максимума диффузионного сигнала $t_m = L^2 \times [2D(T)]^{-1}$ (плоский источник), где $D(T) = lv/3$; L – размер образца; l – длина свободного пробега неравновесных фононов; v – средняя по поляризациям фононов скорость звука. Возможность реализации режима диффузии в керамиках при гелиевых температурах была обоснована и осуществлена в [10]. Методика чувствительна к незначительным изменениям структуры керамики и позволяет оценить средние по объему исследуемого образца значения акустического импеданса и толщины межзеренного слоя [11].

В модельных экспериментах по исследованию фонон-примесного взаимодействия [6] показано, что частоты фононов, формирующих максимум регистрируемого болометром диффузионного сигнала, соответствуют $h\omega \approx (3-4) \times k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана), что позволяет рассматривать транспорт фононов в рамках одночастотной модели.

На рис.1 приведены микрофотографии сколов образцов различных керамик, полученные методом электронной сканирующей микроскопии. Все образцы имеют плотную поликристаллическую структуру. При гелиевых температурах длины свободного пробега тепловых фононов в монокристаллах диэлектриков, как правило, составляют доли сантиметра. Поэтому в керамике при выполнении условия $l/R \gg 1$ (R – средний размер зерен керамики) механизм транспорта фононов можно представить как баллистическое распространение в зерне (кристаллите) фононов с вероятностью перехода их через граничный слой в соседнее зерно f_ω . В этом случае можно полагать, что рассеяние фононов отражает только структуру и свойства граничного слоя. Если при этом выполняется условие $qR \gg 1$ (q –

волновое число фонона), то фононный спектр материала зерна аналогичен спектру его колебательных возбуждений, а граница между зернами может быть представлена как плоский слой конечной толщины d с акустическим импедансом, отличным от такового для материала зерна [11].

В образце плотной керамики при $t \gg t_0$ (t_0 – время нахождения фонона в зерне) коэффициент диффузии $D \propto R^2/t_0$. Тогда с учетом того, что $t_0 \sim R/(vf_\omega)$, получаем

$$D \propto Rvf_\omega. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что в рамках предложенной модели $D \propto R$, а основной величиной, определяющей спектральные характеристики неравновесных фононов, т.е. зависимость $D(T)$, является f_ω . Если проекция волнового вектора фонона сопоставима с обратной толщиной межзеренного слоя, то зависимость f_ω от толщины межзеренной границы может иметь резонансный характер, т.е. можно ожидать, что зависимость $D(T)$ будет как возрастающей, так и убывающей. Задачи вычисления величины f_ω и определения акустического импеданса межзеренного слоя решены в [11] для случая «плоской» границы конечной толщины.

На рис.2, взятом из работы [16], представлены зависимости коэффициента диффузии D от среднего размера зерен для ряда оксидных керамик, в том числе для оптически прозрачных керамик на основе кубических оксидов, при $T = 3.8$ К и условии $qR \gg 1$. Сплошные линии соединяют экспериментальные точки для образцов керамики одного состава. Точка А соответствует данным для монокристалла $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) [6]. Изменяемыми параметрами являлись температура и время отжига, определявшие средний размер зерна. Характер зависимости $D(R)$ близок к линейному при изменении R на 2–3 порядка. Данный факт свидетельствует о том, что свойства межзеренных слоев могут сохранять стабильность в широком интервале технологических параметров.

Необходимо отметить, что в образцах с различной структурой при гелиевых температурах изменения кинетических характеристик неравновесных фононов могут составлять несколько порядков величины, в то время как при комнатной температуре они незначительны. Столь высокая чувствительность метода связана с отсутствием при низких температурах неупругих фонон-фононных взаимодействий, маскирующих рассеяние фононов на дефектах структуры.

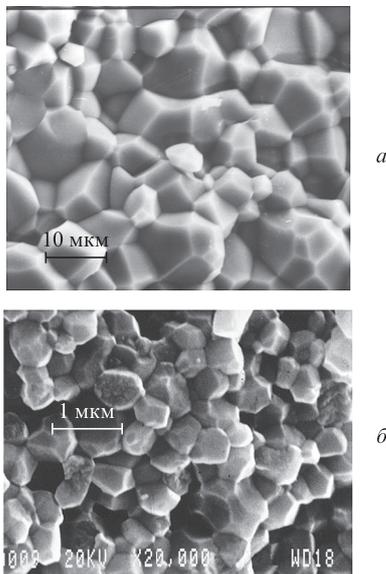


Рис.1. Сколы образцов керамики из $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) (а) и $ZrO_2:Y_2O_3$ (YSZ) (б).

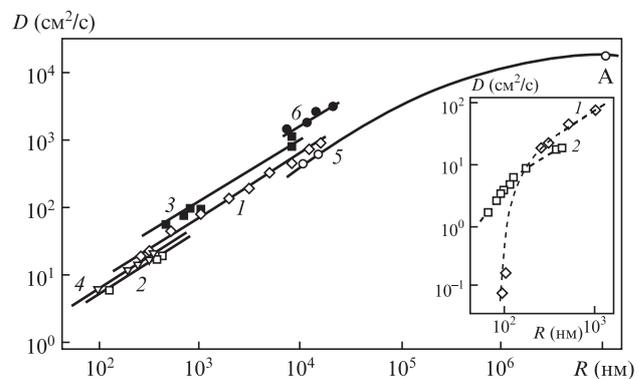


Рис.2. Зависимости $D(R)$ при $qR \gg 1$ и $T = 3.8$ К для керамик на основе оксидов Al_2O_3 [11] (1), YSZ [12] (2), $Y_2O_3:Nd^{3+}$ [13] (3), TiO_2 (СВЧ синтез) [14] (4), YAG (5) и YAG: Nd^{3+} ($C_{Nd} \approx 1\%$) [15] (6). На вставке – зависимости 1 и 2 при $R \sim 100$ нм.

3. Анализ структуры межзеренных слоев оксидных керамик

Примеры сравнительных оценок акустического импеданса и толщины межзеренных слоев в керамике на основе стабилизированного иттрием оксида циркония $ZrO_2:Y_2O_3$ (YSZ), полученной при различных условиях синтеза и при $qR \gg 1$ [12], приведены на рис.3.

Анализ экспериментальных результатов проводился с использованием выражения [17]

$$l = l_0 \frac{f_\omega}{1 - f_\omega}, \tag{3}$$

где l – эффективная длина свободного пробега фононов в слоистой периодической структуре с периодом R в отсутствие рассеяния в материале зерна. Средняя длина пробега фононов в зерне до акта рассеяния на границе $l_0 = 0.6R$ [18].

На рис.3 для различных отношений акустических импедансов материалов межзеренного слоя и зерна $\rho_2 v_2 \times (\rho_1 v_1)^{-1}$ представлено семейство зависимостей $f_\omega/(1 - f_\omega)$ от параметра $q_2 d$, где ρ_1 и ρ_2 – плотности межзеренного слоя и зерна; q_2 – волновое число фонона в материале этого слоя. Расчетные кривые демонстрируют сильную зависимость $f_\omega/(1 - f_\omega)$ от $q_2 d$, что является следствием резонансного механизма [11], связанного с различием $\rho_2 v_2$ и $\rho_1 v_1$ и сравнимостью обратной толщины межзеренной границы d^{-1} с проекцией волнового вектора инжектированных фононов. Таким образом, межзеренный слой, действуя как резонансная структура, обуславливает появление зависимости коэффициента прохождения импульса слабонравновесных фононов от температуры термостата. Производная этой зависимости может быть как положительной, так и отрицательной.

Сопоставление расчетных зависимостей $f_\omega/(1 - f_\omega)$ от $q_2 d$ с экспериментальными значениями $l(T)/l_0$ осуществлялось следующим образом: для конкретного образца при $T = 3.8$ К проводилось сечение семейства теоретических зависимостей при соответствующем значении $l(T = 3.8 \text{ К})/l_0$. Точки пересечения с кривыми, отвечающими различным отношениям $\rho_2 v_2 / (\rho_1 v_1)$, определяют ряд значений $q_2 d$. Полагая $q_2 = 3k_B T / (h v_2)$, находим значения d . Координаты остальных точек температурной зависимости l/l_0 для данного об-

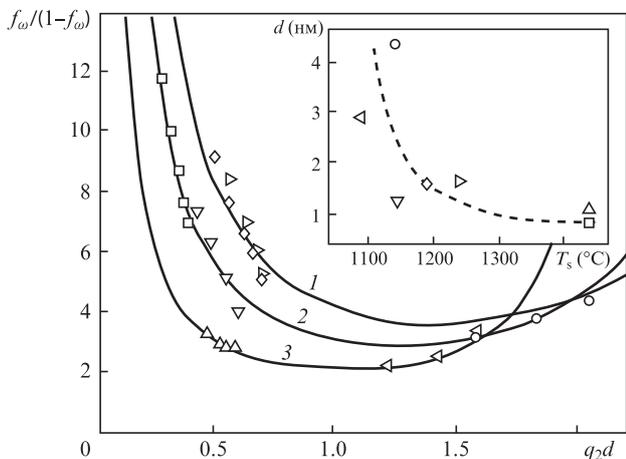


Рис.3. Расчетные кривые вероятности $f_\omega/(1 - f_\omega)$ прохождения потока фононов из зерна в зерно через плоскую границу между зернами толщиной d в зависимости от $q_2 d$ для $\rho_2 v_2 / (\rho_1 v_1) = 0.6$ (1), 0.7 (2) и 0.75 (3). Точки – эксперимент. На вставке – зависимость толщины d от температуры отжига T_s .

разца соответствуют экспериментальным значениям $l(T)/l_0$ и $q_2(T)d$ (для значения d , вычисленного на предыдущем шаге).

Кривая, отвечающая наилучшему согласию расчетных и экспериментальных данных, позволяет определить толщину межзеренного слоя d и отношение $\rho_2 v_2 / (\rho_1 v_1)$. Температурная зависимость толщины d для исследуемых образцов представлена на вставке к рис.3. Оцененная таким образом толщина межзеренного слоя в керамиках $Y_2O_3: Nd^{3+}$ и Lu_2O_3 [13, 19] была близка к постоянной решетки материала зерна. Во всех случаях при выполнении условия $qR \gg 1$ наблюдались общие закономерности: увеличение коэффициента диффузии фононов с ростом размера зерна и его уменьшение с увеличением толщины межзеренного слоя. Однако предположение о «плоской» межзеренной границе ($qR \gg 1$) указывает на то, что модель применима только для крупнозернистых керамик. В рамках этой модели нельзя описать зависимость $D(R)$ коэффициента диффузии фононов от размера зерна при приближении R к длине волны инжектируемых фононов.

Для того чтобы учесть конечную кривизну границы, в работах [20, 21] в качестве модели рассмотрена упругая среда с плотностью ρ_0 , свойства которой описываются одним модулем упругости K_0 (скалярная модель с законом дисперсии фононов произвольной поляризации $\omega(q) = v_0 q$ ($v_0^2 = K_0/\rho_0$)). В качестве основных центров рассеяния были рассмотрены сферические оболочки с внешним радиусом R_g , толщиной и упругими параметрами v_1, ρ_1 ($K_1 = v_1^2 \rho_1$), моделирующие межзеренные границы. Материал внутри оболочки и вне ее моделируют зерна керамики. Нами показано, что резонансное рассеяние на сферических оболочках при длине волны фонона $\lambda \approx R_g$ возможно при выполнении условия $K_1/K_0 \ll 1$, а нормированная резонансная частота

$$x_r = \sqrt{\frac{K_1 R_g}{K_0 d}} \quad (x = q R_g). \tag{4}$$

Результаты выполненного в рамках модели анализа частотной зависимости коэффициента диффузии от двух модельных параметров – x_r и c_g (c_g – объемная доля сфер радиусом R_g) – представлены на рис.4, взятом из работы [22]. Видно, что для всех кривых при малых значениях x наблюдается рэлеевское рассеяние с $D \propto 1/q^4$, при больших – геометрическое рассеяние с $D \approx h v_0$ и $l \approx 2R_g / (3c_g)$. Кривая 4 на рис.4 относится к системе, содержащей абсолютно твердые сферы (хорошо стабилизированные гра-

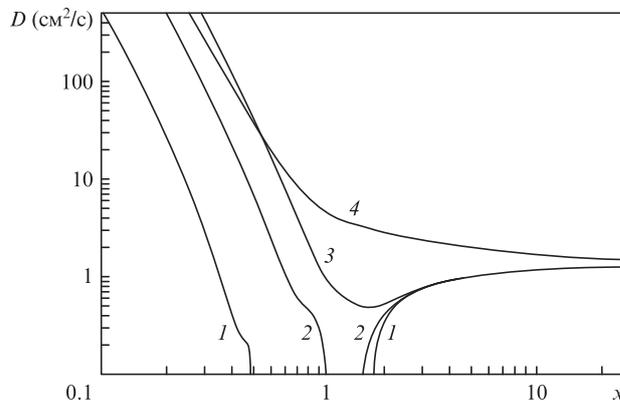


Рис.4. Коэффициент диффузии $D(x)$ рассчитанный при $c_g = 0.5$ для резонансных частот $x_r = 0.5$ (1), 1.0 (2) и 1.5 (3). Кривая 4 – случай абсолютно твердых сфер.

ницы), не приводящие к резонансному рассеянию. В области $x \sim 1$ при изменении упругих параметров граничного слоя керамики, определяющих x_r , в поведении коэффициента диффузии фононов могут наблюдаться качественные изменения, включая появление частотной области непрозрачности объекта («щель» в спектре фононов) и изменение знака производной $\partial D/\partial T$.

На вставке к рис.2 приведены зависимости $D(R)$ для двух типов керамики – Al_2O_3 и YSZ при $T = 3.8$ К. В обоих случаях резкий спад зависимости $D(R)$ наступает при $qR < 20$ (для Al_2O_3 $v = 7.4 \times 10^5$ см/с, для YSZ $v = 4.33 \times 10^5$ см/с), что может свидетельствовать о начале эффективного рассеяния неравновесных фононов на зернах керамики при $R \leq 100$ нм. Наличие «щели» в спектре фононов с субтергерцевыми частотами предполагает возможность реализации параметра $qR \sim 1$, т. е. при $q \sim 10^6$ см⁻¹ ($T \approx 3$ К) размер зерна должен составлять 20–30 нм.

Синтез однофазных наноструктурированных керамик с таким размером зерна затруднен. В то же время возможно создание композитов, в которых наряду с основной фракцией стабильных зерен присутствует некоторое количество наноразмерной фазы другого материала. Синтез подобных композитов YSZ+14% Al_2O_3 был выполнен в работе [23]. Особенностью данной структуры является наличие мелкодисперсной ($R = 20$ –40 нм) метастабильной фазы корунда, которая по мере роста температуры синтеза T_s частично преобразуется в более плотную α -фазу Al_2O_3 ($\rho_0 = 3.97$ г/см³), что приводит к образованию счетного числа наноразмерных усадочных пор. Наличие дополнительных наноразмерных центров рассеяния (метастабильная фаза корунда, усадочные поры) даже в сравнительно небольших концентрациях может приводить к существенной перестройке спектра фононов – образованию «щели» и смещению ее верхней границы в область более высоких частот (рис.5).

Приведенные результаты отражают тот факт, что уменьшение размера зерна, как правило связанное с уменьшением температуры и времени синтеза, приводит к увеличению толщины, уменьшению плотности и ухудшению упругих характеристик межзеренного слоя и, как следствие, к ухудшению теплофизических свойств материала. С другой стороны, метод синтеза керамик на основе неупорядоченной среды дает возможность создавать фононные кристаллы с эффективным параметром периодичности, определяемым средним размером зерна.

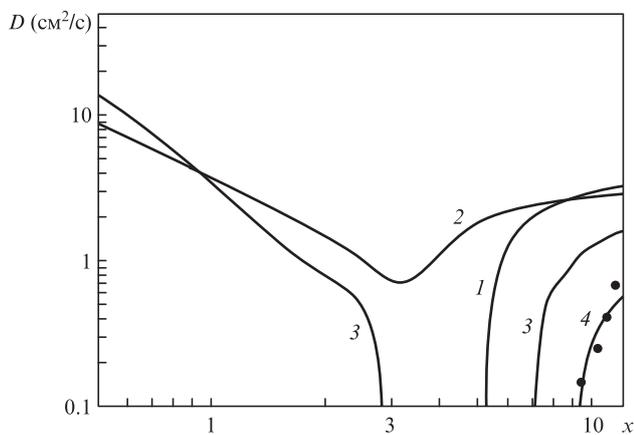


Рис.5. Коэффициент диффузии, связанный с порами (1), оболочками зерен YSZ (2) и оболочками метастабильной фазы Al_2O_3 (3), а также общий коэффициент диффузии для образца из работы [22] (эксперимент) (4).

4. Особенности структуры керамики на основе $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$

В последние десять лет одним из важных достижений лазерной физики, а также физики твердого тела и оптического материаловедения является создание нового класса активных функциональных материалов – лазерных кристаллокерамик на основе кубических оксидов, активированных ионами трехвалентных лантаноидов Ln^{3+} [24]. Проведенные лазерные исследования показали, что генерационные характеристики керамик существенным образом зависят от размеров и структуры их кристаллитов (зерен) и развитой системы межзеренных слоев (границ). Также было установлено, что теплопроводность керамик и одноименных монокристаллов при $T \geq 300$ К практически одинакова, а их механические характеристики заметно лучше, чем у монокристаллов. В большей степени это относится к самой используемой в настоящее время лазерной керамике на основе «гранатового» оксида YAG (см., напр., [25]).

Уже первые эксперименты по фононной спектроскопии оптически прозрачных керамик на основе YAG и YAG: Nd [15] показали, что толщины межзеренных слоев $d \ll a$, где $a = 1.2002$ Å – постоянная решетки материала зерна. С другой стороны, было показано, что возможно неоднородное распределение ионов активатора в связанном с вытеснением части тяжелых ионов Nd в область границ зерен в процессе синтеза (рис.2, кривые 5 и 6). По мере совершенствования технологии синтеза длины свободного пробега фононов в образцах керамики из YAG (Konoshima Chemical Co.) сравнялись с длинами пробега в монокристаллах твердых растворов YAG: Re [26]. При этом отношение l/R превышало 10^2 . Этот факт противоречит предположению о конечности толщины межзеренного слоя. Наибольшие длины пробега фононов достигались в образцах, синтезированных методом VSN (vacuum sintering nanotechnology) – осаждение с использованием вакуумного спекания в отсутствие внешнего давления [27]. Можно предположить, что при оптимизации технологии синтеза керамик «идеальная» межзеренная граница является естественной кристаллографической границей типа границы двойникования в монокристаллах.

Сравнительный анализ кинетических характеристик и структуры образцов выявил ряд различий, коррелирующих с размером зерна. Исследование сколов образцов методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии показало, что образцы с размером зерен $R = 1$ –2 мкм были продвойникованы по всему объему (рис.6,а). Расстояние между плоскостями двойникования составляло ~ 100 нм. При $R > 2$ мкм двойникование наблюдалось только в области границ между зернами или отсутствовало совсем (рис.6,б) [26].

Известно, что процессы двойникования приводят к более совершенной структуре [28, 29]. Двойниковая граница при своем перемещении может эффективно очищать кристалл от дефектов, а сама при этом не вносит заметно го вклада в рассеяние фононов.

Можно привести некоторые результаты, свидетельствующие об увеличении количества дефектов и связанных с ними напряжений в структуре зерен по мере их роста. Так, разрушение образцов с размером зерен 1–2 мкм происходит в основном по границам зерен. В керамиках с большим размером зерен ($R \geq 10$ мкм) наблюдается разрушение преимущественно самих зерен. Данный факт косвенно свидетельствует о меньшей прочности и нали-

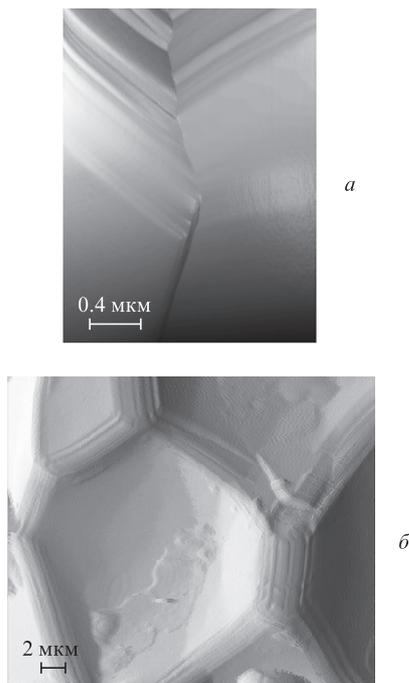


Рис.6. Микрофотографии образцов керамики: сколы по границам зерен (а) и по зерну (б).

чии напряжений в структуре крупных зерен. Кроме того, свидетельством возникновения дополнительных напряжений по мере увеличения размеров зерна является зависимость l/R от размера зерна (рис.7). При $R = 1-30$ мкм значения l/R уменьшались на два порядка [26]. Для образцов с $R = 1-2$ мкм и максимальной длиной свободного пробега фононов, синтезированных в отсутствие внешнего давления на стадии компактирования [27], асимптотики заднего фронта диффузионного сигнала $S(t)$ имели вид $S(t) \propto t^{-1/2}$, характерный для условий классической диффузии и «плоского» источника фононов (вставка к рис.7, кривая 1). Асимптотики заднего фронта сигналов для образцов с $R > 10$ мкм показали «затягивание» сигнала, что может быть связано с переотражением от межзеренных

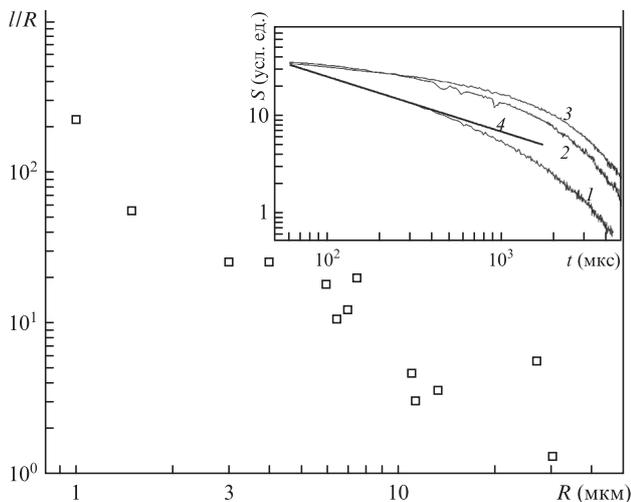


Рис.7. Зависимость отношения l/R от размера зерна для образцов керамики из YAG при $T = 3.8$ К. На вставке – асимптотики заднего фронта диффузионного сигнала S (1–3), регистрируемого болометром, для образцов из YAG:Nd³⁺ ($C_{Nd} \approx 1\%$). Кривая 4 – асимптотика $S \propto t^{-1/2}$.

границ из-за дополнительной анизотропии соседних зерен (кривые 2 и 3). Теоретический анализ диффузионного распространения фононов с частотой 0.874 ТГц в плотной керамике на основе α -Al₂O₃ с «нулевой» толщиной границ, где рассеяние обусловлено только разориентацией кристаллитов (зерен) и их упругой анизотропией, был выполнен в [18]. Приведенное в работе выражение для длины свободного пробега фононов имеет вид

$$l = l_0 \frac{1}{1 - \langle \cos \alpha \rangle}, \tag{5}$$

где α – угол однократного рассеяния фонона.

Выражение (5) отражает тот факт, что увеличение скачка акустического импеданса на границе зерен, связанного с возникновением дополнительной анизотропии в их структуре, уменьшает длину свободного пробега и увеличивает отражение фононов, приводя к затягиванию заднего фронта регистрируемого сигнала (рис.7). Приведенные результаты могут свидетельствовать об увеличении в отсутствие двойникования напряжений в структуре зерен по мере их роста, что должно приводить к ухудшению акустических, теплофизических и оптических (деполяризация) характеристик материала и связано с более жесткими условиями компактирования и синтеза.

Углы стыков поверхности скола образца керамики из YAG, равные 120° (рис.6,б), соответствуют упорядоченной структуре зерен, т.к. кубические структуры могут образовывать кристаллографические границы такой конфигурации только при соединении зерен по плоскостям (111). Двойникование в интерфейсных областях зерен свидетельствует о наличии естественных кристаллографических границ. Другим примером позитивной роли процессов пластической деформации двойникованием является уменьшение числа дислокаций и улучшение качества структуры зерен в оптически прозрачной лазерной керамике на основе фторида лития [7].

5. Заключение

Таким образом, исследование транспортных характеристик неравновесных фононов с субтерагерцевыми частотами при гелиевых температурах в поликристаллических керамических материалах является чувствительным методом сравнительной оценки степени стабилизации межзеренных границ в зависимости от условий синтеза керамик.

Процессы пластической деформации двойникованием в структуре зерен позволяют улучшить теплофизические и оптические характеристики керамик. Лучшее качество межзеренных границ, отсутствие напряжений в структуре зерен, а следовательно, лучшие акустические, теплофизические и оптические свойства керамики из YAG:Nd реализуются при синтезе методом осаждения с использованием вакуумного спекания в отсутствие внешнего давления, когда основным механизмом пластической деформации, ответственным за формирование структуры зерен и границ, является процесс двойникования, а средний размер зерна не превышает 1–2 мкм. При этом акустическая прозрачность керамики в терагерцевом диапазоне частот сопоставима с прозрачностью монокристаллов твердых растворов YAG:Re. Показано, что при гелиевых температурах отношение длины свободного пробега фононов к среднему размеру зерна l/R может составлять несколько сотен, что свидетельствует о естественной кристаллогра-

фической природе межзеренных границ, а также об отсутствии напряжений и дефектов в структуре зерен.

Установлено, что наличие или отсутствие «щели» в фоновом спектре, приводящей к ухудшению теплофизических характеристик материала керамики, в значительной мере определяется упругими свойствами межзеренного слоя. Присутствие включений другой фазы или пор с характерным размером, меньшим размера зерна, даже в сравнительно малых концентрациях смещает «щель» в область более высоких частот.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и грантов РФФИ.

1. Siegel R.W. *Nanostruct. Mater.*, **4**, 121 (1994).
2. Гусев А.И. *УФН*, **168**, 55 (1998).
3. Clarke D.R. *J. Am. Ceram. Soc.*, **70** (1), 15 (1987).
4. Ernst P., Kienzle O., Ruhle M. *J. Eur. Ceram. Soc.*, **19** (6-7), 665 (1999).
5. Левинсон И.Б. *ЖЭТФ*, **79**, 1394 (1980).
6. Ivanov S.N., Khazanov E.N., Paszkiewicz T., et al. *Z. Phys. B: Condens. Matter*, **99** (4), 535 (1996).
7. Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Гайнутдинов Р.В. и др. *ЖЭТФ*, **137** (6), 1126 (2010).
8. Иванов В.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. *ЖЭТФ*, **137** (1), 41 (2010).
9. Von Gutfeld R.J., Nethercot A.H.Jr. *Phys. Rev. Lett.*, **12** (23), 641 (1964).
10. Иванов С.Н., Козорезов А.Г., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. *ЖЭТФ*, **102**, 600 (1992).
11. Барабаненков Ю.Н., Иванов В.В., Иванов С.Н. и др. *ЖЭТФ*, **119** (3), 546 (2001).
12. Барабаненков Ю.Н., Иванов В.В., Иванов С.Н. и др. *ЖЭТФ*, **129** (1), 131 (2006).
13. Иванов В.В., Иванов С.Н., Кайгородов А.С., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Хрустов В.Р. *Неорганические материалы*, **43** (12), 1515 (2007).
14. Иванов В.В., Иванов С.Н., Карбань О.В. Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Хрустов В.Р. *Неорганические материалы*, **40** (11), 1400 (2004).
15. Барабаненков Ю.Н., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Яги Х., Янагитани Т., Такаичи К., Лю Дж., Биссон Дж.-Ф., Ширакава А., Уеда К., Каминский А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **79** (7), 421 (2004).
16. Таранов А.В., Хазанов Е.Н. *ЖЭТФ*, **134** (2(8)), 595 (2008).
17. Каган В.Д., Суслов А.В. *ФТТ*, **36**, 2672 (1994).
18. Каплянский А.А., Мельников М.Б., Феofilов С.П. *ФТТ*, **38**, 1434 (1996).
19. Kaminskii A.A., Bagayev S.N., Ueda K., Takaichi K., Shirakawa A., Ivanov S.N., Khazanov E.N., Taranov A.V., Yagi H., Yanagitani T. *Laser Phys. Lett.*, **3** (8), 375 (2006).
20. Salamatov E.I. *Phys. Status Solidi C*, **1** (11), 2971 (2004).
21. Salamatov E.I. *Phys. Status Solidi B*, **244** (6), 1895 (2007).
22. Иванов В.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. *ЖЭТФ*, **133** (2), 339 (2008).
23. Ivanov V.V., Parani S.N., Khrustov V.R. *Phys. Met. Metall.*, **94**, Suppl.1, S98 (2002).
24. Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Акчурин М.Ш. *Квантовая электроника*, **42** (10), 880 (2012).
25. Каминский А.А., Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Такаичи К., Ширакава А., Яги Х., Янагитани Т., Уеда К. *Кристаллография*, **50**, 935 (2005).
26. Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. *ЖЭТФ*, **135** (1), 93 (2009).
27. Yanagitani T., Yagi H. *Jap. Pat. No.10-101333, No.10-1014011* (1998).
28. Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Каминский А.А. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **9**, 78 (2006).
29. Акчурин М.Ш., Галиулин Р.В. *Кристаллография*, **43** (3), 493 (1998).