

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОНОНОВ В СТЕКЛАХ И СТЕКЛОПОДОБНЫХ КРИСТАЛЛАХ В ОБЛАСТИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУР

Е. И. Саламатов^a, А. В. Таранов^b, Е. Н. Хазанов^{b}*

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

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

Поступила в редакцию 17 декабря 2014 г.

Проанализированы особенности транспортных характеристик фононов тепловых частот в области перехода к плато теплопроводности в образцах плавленого кварца, стекла Ф-1, стекол на основе пентафосфатов редкоземельных металлов и ряда сегнетоэлектриков-релаксоров. Показано, что формирование области плато в температурной зависимости теплопроводности при $T < 10$ К в этих материалах может быть связано с возникновением щели в спектре фононных состояний.

DOI: 10.7868/S0044451015080143

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерес исследователей стали привлекать новые сложные системы, которые, не являясь аморфными материалами, обладают стеклоподобными теплофизическими свойствами, — так называемые стекловидные кристаллы (glassy crystals) [1]. К таким материалам можно отнести твердые спирты [2, 3], клатраты [4, 5], сегнетоэлектрические релаксоры (монокристаллы и керамики) [6]. Известно [7, 8], что низкотемпературные свойства стекол универсальны и характеризуются двумя основными аномалиями — избыточной по сравнению с дебаевской теплоемкостью, что проявляется в виде температурного пика зависимости C/T^3 , и наличием области плато в температурной зависимости теплопроводности $\kappa(T)$ при $T < 10$ К.

Чтобы объяснить аномальное поведение теплофизических свойств аморфного состояния, были разработаны различные феноменологические модели, которые ввели в рассмотрение ряд низкоэнергетических элементарных возбуждений: туннелирующие двухуровневые системы (ДУС) [9, 10], отвечающие за свойства при $T < 1$ К, релаксационные систе-

мы (РС) [11] и низкочастотные квазилокальные колебательные моды (НЧМ) [12], формирующие плато ($T < 10$ К). Модель мягких потенциалов описывает ДУС, РС и НЧМ в рамках единого подхода [13]. К сожалению, нам не известны теоретические работы, в которых объясняется рост теплопроводности выше плато и, тем более, наличие локального минимума в зависимости κ , наблюдаемого в стекловидных кристаллах (см., например, рис. 1 в работе [2]). Кроме того, во всех работах, посвященных этой проблеме, как правило анализируется только характер зависимости $\kappa(T)$ — сложной интегральной характеристики, зависящей от многих параметров, в частности, от коэффициента диффузии фононов. Отчасти это связано с малым числом экспериментов по прямому определению коэффициента диффузии в стеклах. Так, аномалии в теплопроводности должны сопровождаться существенными изменениями транспортных свойств фононов в данной температурной области, что и наблюдалось экспериментально при анализе транспортных характеристик слабонеровновесных фононов (НФ) в режиме диффузии [14].

В работе [14] была обнаружена аномальная температурная зависимость коэффициента диффузии фононов, $D(T)$, в плавленом кварце при приближении температуры к области плато, близкая к T^{-5} . В известных нам теоретических работах [15, 16], посвя-

*E-mail: khazanov@cplire.ru

ценных анализу транспортных характеристик НФ в аморфных системах, показана возможность более резкой, чем в случае рэлеевского рассеяния, зависимости $D(T)$. На наш взгляд, вопрос требует более подробного рассмотрения. С появлением новых материалов со стеклоподобными свойствами вопрос об описании их транспортных свойств становится более актуальным.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований коэффициента диффузии фононов в области перехода к плато теплопроводности в образцах плавленого кварца, тяжелого стекла (Ф-1), стекол на основе пентафосфатов редкоземельных металлов и стеклоподобных систем — сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом (сегнетоэлектрические релаксоры) [17] для нахождения общих особенностей этих систем, обеспечивающих подобие их свойств. С этой целью в работе использована теоретическая модель работы [18], позволяющая описывать коэффициент диффузии независимым от теплопроводности способом.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В теоретической работе [18] для описания тепловых свойств диэлектриков была использована модель работы [19]. Эта модель основана на предположении, что динамические свойства аморфного материала соответствуют свойствам неупорядоченного кристалла, содержащего точечные дефекты, на которых низкочастотные фононы рассеиваются резонансным образом. В качестве такого дефекта была рассмотрена [18] тяжелая изотопическая примесь замещения. Известно, что резонансное рассеяние фононов может приводить к кроссовому расщеплению акустической ветви, т. е. к возникновению щели в фононном спектре. Первоначальная идея заключалась в том, что именно эта щель определяет положение плато на температурной зависимости теплопроводности. Предположение, что колебания дефекта происходят в мягком ангармоническом (двухъямном) потенциале, позволило естественным образом ввести в рассмотрение ДУС.

В рамках этой модели были получены аналитические выражения для

- положения плато;
- коэффициентов перед линейным (для теплоемкости) и квадратичным (для теплопроводности) членами в температурной зависимости при $T \rightarrow 0$;
- значения функции C/T^3 в точке максимума;
- теплопроводности в области плато.

Из сравнения полученных выражений с экспериментальными данными были вычислены значения параметров теоретической модели, что позволило рассчитать температурные зависимости теплопроводности и теплоемкости, хорошо согласующиеся с экспериментами в широком температурном интервале.

В данной работе мы будем исходить из идеологии работы [18], но рассмотрим более адекватную модель структуры аморфного состояния, предполагающую, что динамические свойства аморфизованного материала качественно соответствуют поведению кристаллической решетки, включающей объемные структурные дефекты — кластеры, размеры которых составляют десятки нанометров [20]. Части коллективных степеней свободы атомов такого кластера соответствуют многоямные потенциалы, переходы между минимумами которых происходят путем туннелирования. Функция распределения соответствующих ДУС по энергии может быть определена из низкотемпературного поведения теплопроводности [18]. В то же время другим степеням свободы могут соответствовать достаточно большая эффективная масса (порядка суммы масс всех атомов кластера) и слабая связь с матрицей, для того чтобы длинноволновые фононы резонансным образом рассеивались на подобных дефектах. Естественно, что функция распределения этих резонансных частот никак не связана с функцией распределения соответствующих ДУС по энергии. В этом случае в качестве матрицы рассеяния можно использовать усредненную матрицу рассеяния [21] в виде, полученном для рассеяния длинноволновых фононов на упругих сферических оболочках радиуса R толщиной d с коэффициентом упругости K_1 , отличным от коэффициента упругости K_0 исходного материала [22]:

$$t(\omega) = \frac{3v}{2R} \frac{2x + \Gamma x^3}{x^2 - x_r^2 - i\Gamma x^3}, \quad (1)$$

где v — скорость звука в матрице, $x = \omega R/v$ — безразмерная частота, $x_r = \sqrt{K_1 R/K_0 d}$ — резонансная частота, Γ — ширина резонанса. Слагаемое Γx^3 в числителе обеспечивает при больших x сшивку резонансного рассеяния с геометрическим рассеянием, сечение которого $\sigma = 2\pi R^2$.

Выражение для коэффициента диффузии фононов имеет вид [19]

$$D(x, R) = \frac{2v^2}{n\Phi \operatorname{Im} t(\omega)}, \quad (2)$$

где n — объемная доля дефектов, $\Phi = \partial \ln[x^2 + c \operatorname{Re} t(x)] / \partial \ln x^2$. Появление этого

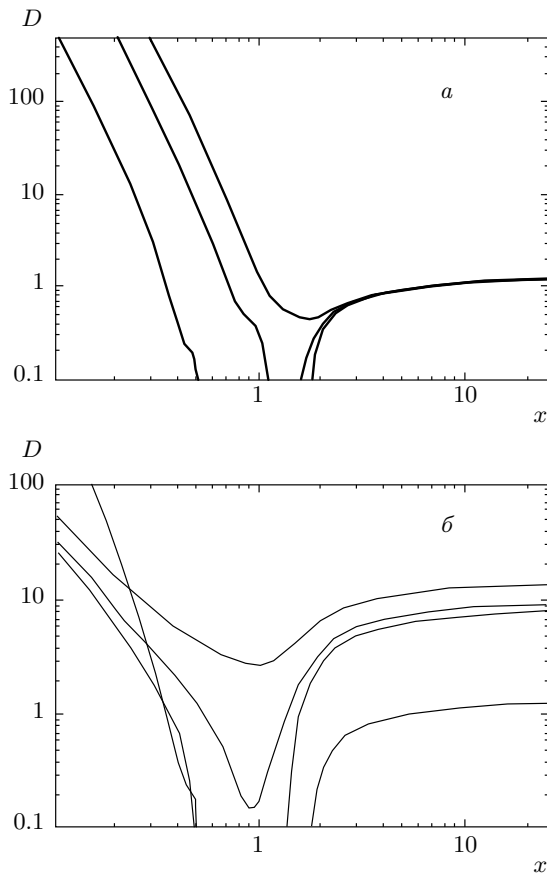


Рис. 1. Коэффициенты диффузии $D(x)$, рассчитанные (а) при $n = 0.5$ для различных значений резонансной частоты: снизу вверх $x_r = 0.5, 1.0, 1.5$ и (б) при $x_r = 0.5$ для различных значений концентрации: сверху вниз $n = 0.2, 0.35, 0.4, 0.5$ [22]

сомножителя в выражении для коэффициента диффузии связано с перенормировкой закона дисперсии фононов в присутствии центров рассеяния. Зависимости коэффициента диффузии от резонансной частоты и объемной доли кластеров представлены на рис. 1, из которого следует, что в такой модели можно описать широкий спектр температурных зависимостей $D(T)$ вблизи $x = x_r$. Естественно, что в стеклах и сегнетоэлектриках-релаксорах резонансное рассеяние фононов на кластерах может быть обусловлено различными причинами. В данной работе мы не будем это обсуждать, полагая x_r и n подгоночными параметрами при описании коэффициентов диффузии и теплопроводности.

В качестве примера на рис. 2 показаны плотность фононных состояний $g(\omega)$ и коэффициент диффузии $D(\omega)$ при $\omega_r = 0.05\omega_D$ (ω_D — частота Дебая) и $n = 0.12$. Именно эти значения параметров опре-

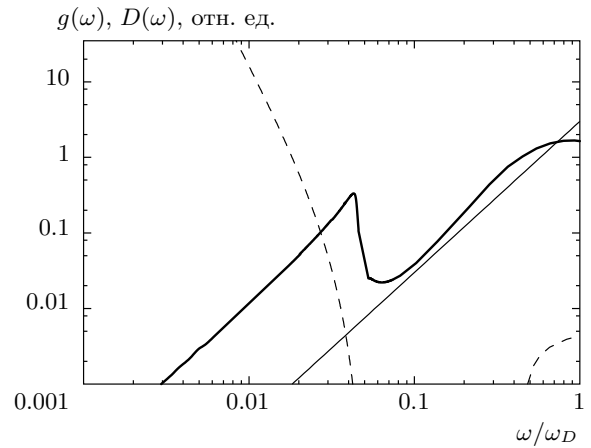


Рис. 2. Качественное поведение фоновой плотности колебательных состояний (жирная линия) и коэффициента диффузии (штриховые линии). Тонкая линия — плотность фононных состояний в модели Дебая

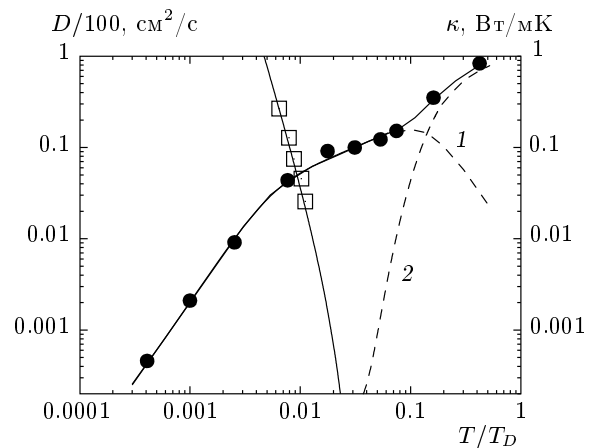


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента диффузии и теплопроводности. Штриховые кривые относятся к вкладам от первой (1) и второй (2) зон

деляют положение плато в коэффициенте теплопроводности SiO_2 (рис. 3), рассчитанном по стандартной формуле [18]

$$\kappa(T) = \frac{\beta^2 k_B}{4} \int d(\omega) g(\omega) \omega^2 D(\omega) \text{ch} \left(\frac{\beta \omega}{2} \right), \quad (3)$$

где $\beta = \hbar/k_B T$, k_B — постоянная Больцмана. В дополнение к механизмам рассеивания, рассмотренным в работе [18] при вычислении теплопроводности, в данной работе были учтены U -процессы. При кроссовом расщеплении фононного спектра, приводящем к образованию двух зон, в U -процессах могут принимать участие коротковолновые фононы обеих

зон. Для нижней зоны это фононы с частотой, лежащей чуть ниже ее верхней границы (ω_r), а для верхней — фононы с частотой порядка ω_D . Интенсивность U -процессов для фононов этих зон определяется соответственно температурой $T_r \sim \omega_r$ и температурой Дебая T_D .

Вклады от нижней (1) и верхней (2) зон в общую теплопроводность изображены на рис. 3 штриховыми линиями. Как следует из рис. 3, в этой модели теплопроводность при низких температурах (до плато) формируется фононами первой зоны, а ее рост выше плато обусловлен «включением» фононов второй зоны. На рисунке также представлены экспериментальная и расчетная зависимости коэффициента диффузии от температуры. Необходимо отметить, что при тех температурах, для которых измерялся коэффициент диффузии (2–4 К), низкоэнергетические ($E < 1$ К) ДУС не могут являться ловушками для тепловых фононов [23]. На рис. 3 мы не приводим теоретическую зависимость $\kappa(T)$ из работы [13], которая также хорошо описывает экспериментальные результаты в области плато.

Таким образом, предлагаемая модель позволяет описать транспортные свойства стекол в широком интервале температур.

3. МЕТОДИКА И ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Используемая методика является развитием метода тепловых импульсов и основана на измерении температурных зависимостей транспортных характеристик НФ в режиме диффузии в области гелиевых температур. Нагрев металлической (Au) пленки инжектора НФ до температуры T_h , такой что $\Delta T = T_h - T_0 \ll T_0$, позволяет исследовать температурные зависимости НФ путем изменения температуры T_0 термостата. Импульсы НФ регистрировались на противоположной инжектору грани образца сверхпроводящим болометром (Sn, In). Регистрируемые сигналы хорошо описываются решением одномерного уравнения диффузии

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (4)$$

Измеряемой величиной являлось время регистрации максимума сигнала, t_m , однозначно связанное с коэффициентом диффузии D : $t_m = L^2/2D$ (случай «плоской» геометрии). Измерение временных характеристик рассеяния позволяет избежать необходимости калибровки болометра при измерении образцов с различной степенью дефектности структуры. Нахождение измеряемого образца в жидком гелии поз-

воляет обеспечить малую инерционность болометра (менее 0.1 мкс) и контролировать теплоотвод с поверхности пленки инжектора.

Температура термостата изменялась путем откачки паров гелия, смещение рабочей точки болометра осуществлялось магнитным полем. В кристаллах с дефектами при гелиевых температурах в условиях $\Delta T \ll T_0$ неупругими фонон-фононными процессами, обусловленными ангармонизмом решетки, как правило, можно пренебречь, и рассеяние НФ определяется только структурными особенностями материала.

Особенности транспорта неравновесных фононов в стеклах не аналогичны наблюдаемым в кристаллах и могут по-разному проявляться в области гелиевых температур, хотя бы вследствие эффективно-ангармонизма ДУС и экспоненциально широкого спектра времен релаксации мягких двухъямных потенциалов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В ряде экспериментальных и теоретических работ [24, 25] было показано, что НФ, инжектированные в диэлектрическое стекло, достаточно быстро термализуются, навязывая свою температуру ДУС. При этом, наряду с эффективным неупругим рассеянием фононов на ДУС, наблюдается сильное упругое рассеяние НФ. Время термализации за счет процесса эффективного ангармонизма ДУС (возбуждение + девозбуждение с излучением двух фононов), согласно работе [25], при $T = 3$ К составляет $\tau_{tl_s} \approx 10^{-8}$ с. Термализация же за счет обычного ангармонизма решетки (распады, слияния) при той же температуре возможна лишь за времена 10^{-2} с.

На рис. 4 представлено время прихода максимума сигнала НФ регистрируемого болометром в зависимости от длины образца $L \leq 500$ мкм при температурах термостата от 2.2 до 3.8 К. Вплоть до температуры $T = 3.5$ К имеем $t_m \propto L^2$, что характерно для диффузионного режима распространения НФ. Данный факт, а также близость абсолютных значений $D(T)$ для НФ с коэффициентом диффузии фононов $D = \kappa/C$ из экспериментов по стационарным измерениям $\kappa(T)$ и теплоемкости $C(T)$ свидетельствуют о равновесии в системе фононы–ДУС. Оценка длины свободного пробега НФ $l \approx 10^{-5}$ см при $T = 3$ К, что при средней по поляризациям скорости звука ($v = (3-4) \cdot 10^5$ см/с) соответствует времени рассеяния $\tau \approx 10^{-10}$ с. Это время на два порядка меньше τ_{tl_s} , что предполагает наличие дополнительного, более эффективного механизма рассеяния

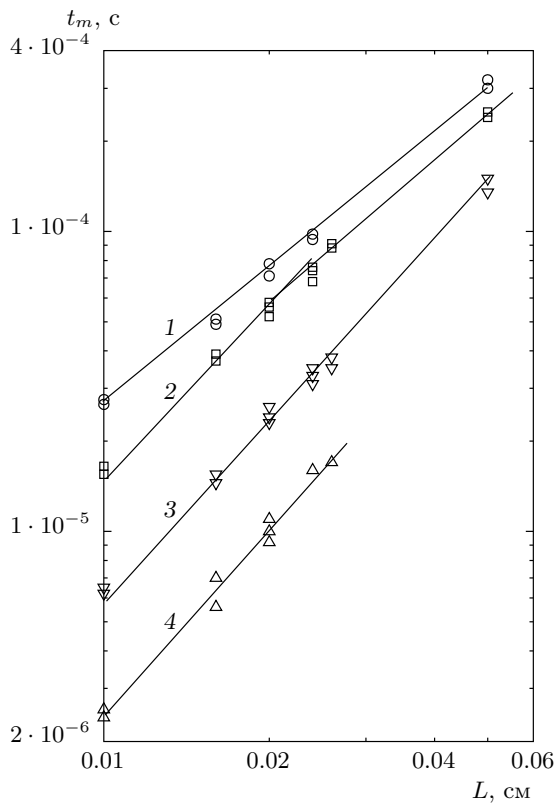


Рис. 4. Зависимости времени регистрации максимума сигнала НФ от длины образца в плавленом кварце для температур $T = 3.8$ К (1), 3.5 К (2), 2.9 К (3), 2.2 К (4). Линии проведены для удобства

фононов. Отклонение зависимости $t_m(L)$ от квадратичной для $L > 200$ мкм при $T = 3.5$ К (кривая 2 на рис. 4) свидетельствует о том, что при повышении температуры (энергии) НФ меняются спектральный состав и режим распространения НФ и, что особенно важно, время регистрации максимума сигнала t_m при данной температуре становится сравнимо с характерным временем фонон-фононного взаимодействия за счет ангармонизма решетки (10^{-2} с).

При этом, по аналогии с кристаллами, отклонение кривой 2 на рис. 4 можно трактовать как конверсию фононов по частоте вниз (распады), а кривая 1 ($T = 3.8$ К) свидетельствует о полной смене режима распространения фононов, когда за счет ангармонизма решетки наряду с распадами становятся возможны и слияния фононов — режим нелокальной фононной теплопроводности (НФТ) [26]. В аморфной среде, так же как и в кристаллах с эффективным упругим рассеянием, этот режим может приводить к формированию «горячего пятна» в области инжектора НФ [27] и наблюдаемой зависимости

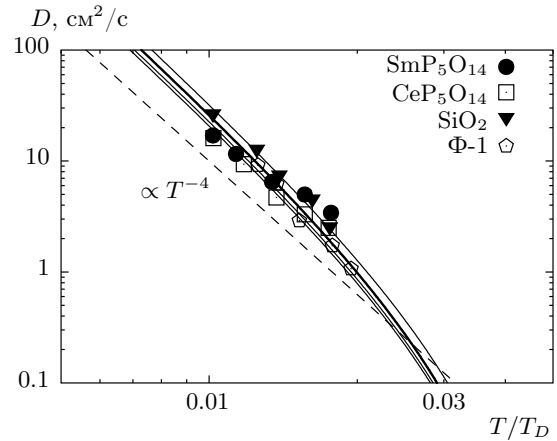


Рис. 5. Зависимости коэффициента диффузии в различных видах стекол от приведенной температуры T/T_D

$t_m \propto L^{8/5}$, характерной для такого режима. В работе [16] показано, что формирование горячего пятна в аморфной среде должно наблюдаться при меньшей энергии фононов, чем в кристаллах. Оценка линейного размера области горячего пятна в SiO_2 , приведенная в работе [16] при $T = 4$ К, составляет 10^{-2} см, что сопоставимо с размером образцов в направлении распространения НФ.

Таким образом, результаты, представленные на рис. 4, можно рассматривать как эффективное включение процессов фонон-фононного взаимодействия в области температур, соответствующих началу формирования плато.

На рис. 5 приведены коэффициенты диффузии фононов в плавленом кварце, стекле Ф-1 и стеклах на основе пентафосфатов редкоземельных металлов в зависимости от безразмерного параметра T/T_D . Для всех систем вычисления проводились при одних и тех же значениях модельных параметров ($\omega_r = 0.05\omega_D$, $n = 0.12$), а температуры Дебая рассчитывались по методике работы [28]. Из рисунка следует, что для всех исследуемых стекол зависимость коэффициента диффузии от температуры имеет вид $D(T) \propto T^{-a}$, где $a > 4$. В предлагаемой модели такое поведение может наблюдаться при приближении к щели в фононном спектре со стороны низких температур (см. рис. 3). Как уже отмечалось, положение щели определяет положение плато на температурной зависимости коэффициента теплопроводности κ . Известно, что на зависимости $\kappa(T/T_D)$ плато для всех стекол лежит в одной области ($0.01 < T/T_D < 0.1$) [28], что и демонстрирует рис. 5.

Аналогичный характер стеклоподобного поведения теплопроводности, теплоемкости, коэффициента диффузии наблюдается в монокристаллах и керамике сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом. Структура сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом [17] представляет собой неполярную матрицу со статистическим набором наноразмерных трехмерных полярных кластеров. Наноразмерный характер полярных областей в образцах сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом затрудняет наблюдение и трансформацию их структуры в зависимости от температуры и химического состава материала. Данное обстоятельство долгое время ограничивало исследования релаксорного состояния набором косвенных интегральных методов (дielekтрическая восприимчивость, гистерезис, токи переключения и т. п.). Исследование образцов керамики PZTL методом атомно-силовой микроскопии с использованием пьезоэлектрической моды [29, 30] и рентгеноструктурные исследования образцов PMN, PSN и твердых растворов на их основе [31] наглядно продемонстрировали наноразмерный характер полярной структуры и ее реакцию на воздействие электрического поля. Ниже температуры перехода в релаксорное состояние эти материалы демонстрируют свойства, являющиеся универсальными для стеклоподобных систем при $T < 10$ К [8]. В области гелиевых температур длины волн тепловых фононов сопоставимы с размерами полярных кластеров [31], что может приводить к дополнительному рассеянию НФ.

В горячепрессованном образце керамики и монокристалле PMN абсолютное значение и характер температурной зависимости длины свободного пробега НФ были сопоставимы, $l \leq 10^{-5}$ см. Данный факт свидетельствует о сильной пространственной неоднородности структуры исследуемого материала и возможности пренебречь рассеянием НФ на межзеренных границах в образцах керамики, для которого характерна зависимость $D(T) \propto T^{-2}$ [32].

На рис. 6 представлены результаты измерения температурной зависимости коэффициента диффузии фононов для ряда сегнетоэлектрических релаксоров — керамик PMN, PSN1, PSN2. Образец PSN2 был подвергнут отжигу при $T = 940$ °С в течение 100 ч. Поведение $D(T)$ для этих систем более разнообразно, чем для стекол, — при приближении к температуре 4 К наблюдаются отклонения от зависимости T^{-4} . В предлагаемой модели это можно объяснить тем, что для всех рассмотренных систем резонансная температура (в одномодовой модели, которая использовалась при расчетах, $T_r \propto x_r$) лежит

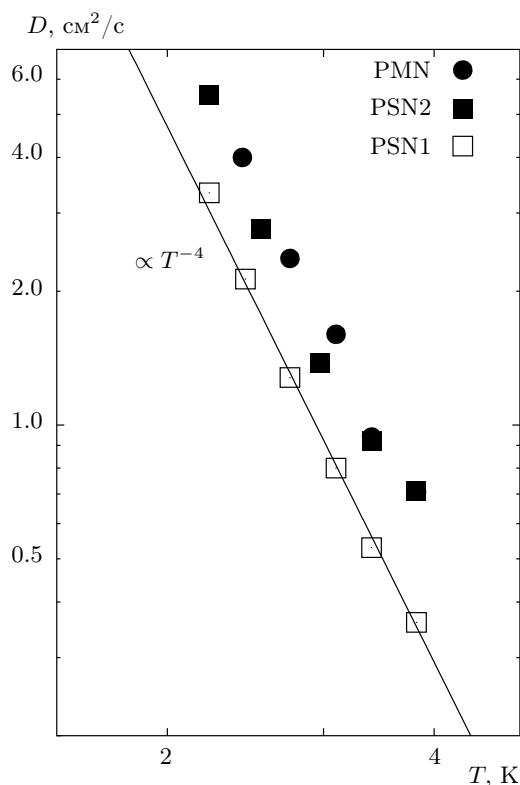


Рис. 6. Температурные зависимости коэффициента диффузии в керамиках-релаксорах PMN, PSN1, PSN2

вблизи 4 К, и небольшие ее изменения могут приводить к изменению зависимости $D(T)$ (см. рис. 1).

Согласно работе [31], размер полярных областей в образцах керамики PMN, PSN и в твердых растворах на их основе может меняться в зависимости от состава и технологических условий синтеза. На рис. 7 приведены зависимости $D(T)$ для образцов PSN1, PSN2. Видно, что в образце PSN2 коэффициент диффузии больше, что связано с изменением размера и объемной доли полярных областей в составе материала.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования транспортных свойств фононов в стеклах и сегнетоэлектрических керамиках с размытым фазовым переходом в области гелиевых температур показали, что температурные зависимости коэффициентов диффузии одинаковы в обеих системах, причем длины свободного пробега и характерные времена рассеяния НФ имеют один и тот же порядок величины. Согласно предложенной модели, это подобие обусловлено резонансным рассеянием фононов на неоднородностях структуры, приводящим к возникновению щели в частотном спектре коэффициента диффузии.

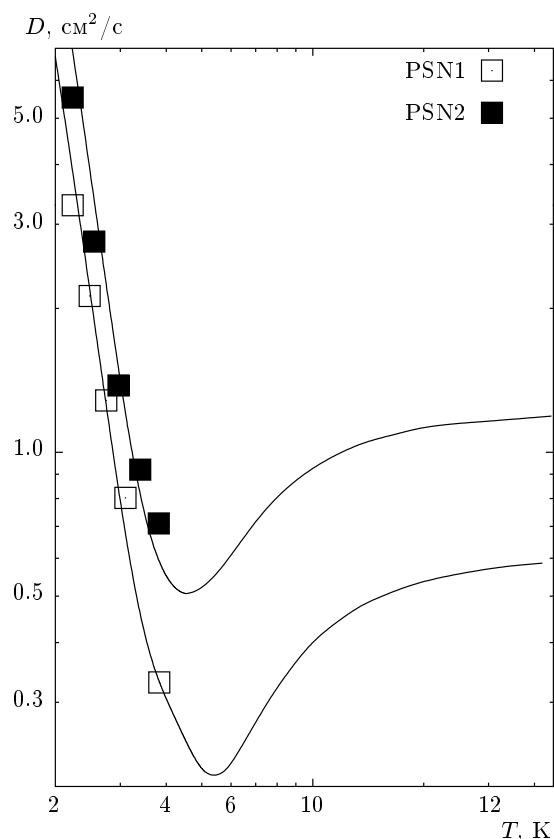


Рис. 7. Температурные зависимости коэффициента диффузии для образцов PSN1, PSN2. Точки — эксперимент, линии — расчетные кривые с параметрами $x_r = 2.15$, $R = 50$ нм, $n = 0.33$ для PSN1 и $x_r = 1.2$, $R = 40$ нм, $n = 0.22$ для PSN2

Авторы благодарны Е. П. Смирновой за предоставленные образцы сегнетоэлектриков-релаксоров. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 13-07-01006, 15-07-02563).

ЛИТЕРАТУРА

1. Hiroshi Suga, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, S775 (2003).
2. M. Hassaine, M. A. Ramos, A. I. Krivchikov et al., *Phys. Rev. B* **85**, 104206 (2010).
3. A. I. Krivchikov, A. N. Yushchenko, O. A. Korolyuk et al., *Phys. Rev. B* **77**, 024202 (2008).
4. G. Ross, P. Andersson, and G. Backstrom, *Nature (London)* **290**, 322 (1981).
5. A. I. Krivchikov, B. Ya. Gorodilov, O. A. Korolyuk et al., *Phys. Rev. B* **73**, 064203 (2006).
6. С. Н. Иванов, Е. П. Смирнова, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **115**, 624 (1999).
7. R. C. Zeller and R. O. Pohl, *Phys. Rev. B* **4**, 2029 (1971).
8. W. N. Lowless, *Phys. Rev. B* **14**, 134 (1976).
9. P. W. Anderson, B. I. Halperin, and C. M. Varma, *Phil. Mag.* **25**, 1 (1972).
10. W. A. Philips, *J. Low Temp. Phys.* **7**, 351 (1972).
11. D. Tielburger, R. Merz, R. Ehrenfels et al., *Phys. Rev. B* **45**, 2750 (1992).
12. S. R. Elliott, *Europhys. Lett.* **19**, 201 (1992).
13. U. Buchenau, Yu. M. Galperin, V. L. Gurevich et al., *Phys. Rev. B* **46**, 2798 (1992).
14. А. Г. Козорезов, С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **102**, 600 (1992).
15. V. I. Kozub, A. M. Rudin, and H. Schober, *Phys. Rev. B* **50**, 6032 (1994).
16. В. И. Козуб, А. М. Рудин, *ФТТ* **38**, 337 (1996).
17. Г. А. Смоленский, В. А. Исупов, *ДАН СССР* **46**, 53 (1954).
18. E. I. Salamatov, *J. Non-Crystall. Sol.* **202**, 128 (1996).
19. А. Р. Zhernov, E. I. Salamatov, and E. P. Chulkin, *Phys. Stat. Sol. (b)* **165**, 355 (1991); **168**, 81 (1991).
20. В. Д. Нацик, *ФНТ* **39**, 1381 (2013).
21. Е. И. Саламатов, *ФТТ* **33**, 2601 (1991).
22. В. В. Иванов, Е. И. Саламатов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **133**, 339 (2008).
23. Е. И. Саламатов, *ФТТ* **44**, 935 (2002).
24. W. Dietsche and H. Kinder, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1413 (1979).
25. И. Б. Левинсон, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 157 (1983).
26. И. Б. Левинсон, *ЖЭТФ* **79**, 1394 (1980).
27. С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ФТТ* **27**, 2791 (1985).
28. J. J. Freeman and A. C. Anderson, *Phys. Rev. B* **34**, 5684 (1986).
29. V. V. Shvartsman, A. L. Kholkin et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 202907 (2005).
30. Q. R. Yin, G. R. Li, H. R. Zeng et al., *Appl. Phys. A* **78**, 699 (2004).
31. L. Farber and P. K. Davies, *J. Amer. Ceram. Soc.* **86**, 1861 (2003).
32. Yu. N. Barabanenkov, S. N. Ivanov, A. V. Taranov et al., *Physica B* **316-317**, 269 (2002).