

Анизотропия фонов-фазонной динамики и пиннинг-эффект в икосаэдрических квазикристаллах AlPdMn

© Е.А. Козинкина, В.Л. Лорман*, С.Б. Рошаль

Ростовский государственный университет,
344090 Ростов-на-Дону, Россия

* Laboratoire de Physique Mathématique et Théorique,
Centre National de la Recherche Scientifique—Université Montpellier 2,
34095 Montpellier, France

E-mail: y_kozinkina@mail.ru

(Поступила в Редакцию 1 ноября 2002 г.)

Предложена минимальная модель фонов-фазонной динамики в икосаэдрических квазикристаллах с учетом пиннинг-эффекта. Рассмотрено резонансное поглощение низкочастотных звуковых волн в области температур, соответствующих термической активации фазонов. В длинноволновом пределе скорость акустических фононов изотропна, однако фонов-фазонное взаимодействие ведет к анизотропии скорости и коэффициента поглощения звуковых волн с малыми волновыми векторами. Наиболее сильно эти эффекты проявляются при частоте звуковых волн, близкой к величине, обратной времени релаксации фазонных возмущений с тем же самым волновым вектором. Пиннинг-эффект может привести к значительному уменьшению анизотропии скорости и коэффициента поглощения звуковых волн.

С.Б. Рошаль признателен Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант № 02-02-17871).

Открытые в 1984 г. [1] квазикристаллы обладают дальним квазипериодическим порядком, сочетающимся с некристаллографической поворотной симметрией. Квазикристаллическая функция плотности может быть разложена в ряд Фурье. При таком разложении число базисных векторов обратного пространства N больше размерности физического пространства v , в котором существует реальный квазикристалл (КК). Поэтому КК обладает дополнительными голдстоуновскими фазонными степенями свободы \mathbf{w} , отсутствующими в кристаллическом состоянии [2]. Однородная вариация \mathbf{w} соответствует относительному сдвигу несоизмеримых волн плотности, которые образуют КК [2]. Неоднородная вариация \mathbf{w} вносит вклад в упругую энергию КК [3], что обуславливает специфический характер его упругих свойств.

Впервые система эластодинамических уравнений для описания вязкоупругого поведения икосаэдрического КК была предложена в работах [4,5]

$$\begin{aligned} \partial_t \rho + \nabla \mathbf{g} &= 0, \\ \partial_t g_i - \nabla_j (\eta_{ijkl} \nabla_k g_l) &= -\frac{\delta F}{\delta u_i} - \rho \nabla_i \frac{\delta F}{\delta \rho}, \\ \partial_t u_i + \Gamma_u \frac{\delta F}{\delta u_i} - v_i &= 0, \\ \partial_t w_i + \Gamma_w \frac{\delta F}{\delta w_i} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность, \mathbf{g} — массовая плотность потока вещества, η_{ijkl} — обычный тензор коэффициента вязкости, F — отношение полной энергии КК к его объему, Γ_u и Γ_w — диссипативные кинетические коэффициенты,

v_i — скорость данного элемента объема. Первое уравнение системы (1) есть обычное уравнение непрерывности. Второе уравнение представляет собой вариант уравнения Навье–Стокса [6], правая часть которого — вектор упругой силы, действующий на единичный объем. Эта сила в указанной модели обуславливается как смещением рассматриваемого объема, так и изменением его плотности. Левая часть второго уравнения системы (1) эквивалентна утверждению, что часть приложенной упругой силы сообщает ускорение элементарному объему, а вторая часть идет на преодоление вязкости среды. Третье и четвертое уравнения описывают процессы фоновной и фазонной релаксаций.

В экспериментальных работах последнего времени [7–10] показано, что вплоть до температур, близких к температуре плавления КК, упругое поведение квазикристаллических систем схоже с упругим поведением обычных металлических сплавов. Малая деформация всегда является упругой, а область пластической деформации (явление переноса массы) начинается с определенной критической величины нагрузки. Однако фактически третье уравнение в (1) несовместимо с представлением о КК как об упругом теле. В этом уравнении различается скорость элемента объема v_i (очевидно понимаемая как импульс объема, соответствующего единичной массе) и производная по времени от поля смещений. Подобное различие величин v_i и $\partial_t u_i$ хорошо известно и связано с протеканием вещества относительно неоднородной пространственной структуры. Например, у жидких кристаллов (смектиков и холестериков) протекание начинается при сколь угодно малой деформации рассматриваемого объема [11]. Для упругого (кристаллического или, как показывают цитиро-

ванные выше экспериментальные результаты, квазикристаллического) вещества, подвергаемого деформации, также можно различать величины v_i и $\partial_i u_i$. Однако это различие начинается только после того, как деформация становится немалой, приобретая пластический характер. При решении задачи о распространении звука деформацию среды следует считать малой и положить $\Gamma_u = 0$, фактически исключив третье уравнение (1) из рассмотрения. При отсутствии пластической деформации также можно исключить из системы уравнение непрерывности и второе слагаемое правой части второго уравнения.

Далее будем называть введенную таким образом модель эластодинамики икосаэдрического КК минимальной. Задачей настоящей работы является исследование и последующее обобщение минимальной модели. В разд. 1 рассматриваются точные решения минимальной модели для выделенных направлений волнового вектора. В уравнения модели включаются также члены, ответственные за пиннинг фазонных мод. Наконец в заключительной части работы рассматривается резонансное фонов-фазонное взаимодействие с учетом пиннинг эффекта (ПЭ).

1. Диагонализация минимальной модели для выделенных направлений волнового вектора

Сформулированная выше система линейных дифференциальных уравнений при использовании фонов-фазонной упругой энергии [3] может быть записана в явном виде и решена обычным методом Фурье. Решение системы ищется в виде плоских затухающих фонов-фазонных волн. Эти волны характеризуются шестимерным вектором поляризации \mathbf{U} и обычным трехмерным волновым вектором \mathbf{q} [12]. Если константа фонов-фазонного взаимодействия мала, можно различать волны с преимущественно фоновой поляризацией и волны с преимущественно фазонной поляризацией.

После подстановки решения дифференциальные уравнения фонов-фазонной эластодинамики сводятся к следующей системе из шести алгебраических линейных уравнений по компонентам шестимерного вектора поляризации \mathbf{U} :

$$\sum_{j=1}^6 [C_{kj}(\mathbf{q}) + G_{kj}(\mathbf{q})] U_j = \lambda(k) U_k, \quad (2)$$

где $k, j = 1, \dots, 6$, $G_{kj}(\mathbf{q})$ — матрица, соответствующая фурье-образу тензора вязкости η_{ijkl} и имеющая ненулевые компоненты, если $k, j \leq 3$, $C_{kj}(\mathbf{q})$ — фонов-фазонная динамическая матрица (ДМ) [13], U_j — шестикомпонентная поляризация, включающая два трехмерных вектора обычной поляризации \mathbf{u} и фазонной поляризации \mathbf{w} ; $\lambda(k) = \rho\omega^2$, если $k = 1, 2, 3$, и $\lambda(k) = iD\omega$, если $k = 4, 5, 6$, где $i = \sqrt{-1}$. Для удобства представления системы (2) коэффициент Γ_w переопределен: $D = -1/\Gamma_w$. Решениями системы (2) являются

дисперсионные зависимости $\omega(\mathbf{q})$ и соответствующие поляризации. Однородная система имеет решение, если ее определитель равен нулю. Однако при раскрытии определителя системы (2) возникает практически необозримое аналитическое выражение. Поэтому рассмотрим аналитически только три частных случая, соответствующих волновым векторам, параллельным осям пятого (направление $[1, \tau, 0]$), третьего (направление $[\tau_2, 1, 0]$) и второго (направление $[1, 0, 0]$) порядков соответственно. Выбранная установка икосаэдрического КК соответствует [13]. Для этих направлений данный определитель распадается на произведение трех определителей второго порядка типа

$$\begin{vmatrix} \nu q^2 - \rho\omega^2 - i\eta_{\text{eff}}\omega q^2 & Iq^2 \\ Iq^2 & Kq^2 - iD\omega \end{vmatrix}, \quad (3)$$

где ν , I , K — эффективные константы фоновой упругости, фонов-фазонного взаимодействия и фазонной упругости соответственно, а η_{eff} — константа эффективной вязкости. Во всех трех частных случаях можно говорить о продольных и поперечных волнах. Будем называть волну продольной (поперечной), если фоновая часть ее вектора поляризации параллельна (перпендикулярна) волновому вектору.

Для продольных волн $\nu = \lambda + 2\mu$, а для поперечных $\nu = \mu$. Вязкость в минимальной модели определяется изотропным для случая икосаэдрической симметрии тензором η_{ijkl} . После выполнения соответствующей диагонализации для продольных волн $\eta_{\text{eff}} = \eta^{\parallel}$, а для поперечных $\eta_{\text{eff}} = \eta^{\perp}$, где η^{\perp} и η^{\parallel} — два независимых коэффициента тензора вязкости. Интересно отметить, что аналогичная фазонная вязкость, вносящая вклад такого же типа в элемент второй строки второго столбца, будет анизотропной [12]. В таблице содержатся необходимые коэффициенты для расчета определителя (3). Константа объемного фазонного трения D и плотность ρ остаются неизменными в процессе диагонализации. Из минимальной модели вытекает несколько важных физических следствий.

1) Эффективное фонов-фазонное взаимодействие и эффективная константа фазонной упругости, в отличие от эффективной фоновой упругости анизотропны и имеют икосаэдрическую симметрию.

2) Дважды вырожденная поперечная волна, распространяющаяся вдоль оси пятого порядка, не взаимодействует с соответствующей фазонной модой.

3) Учет фонов-фазонного взаимодействия снимает вырождение поперечной волны, распространяющейся вдоль оси второго порядка.

Обсудим кратко некоторые ограничения на область применения минимальной модели и рассмотрим ее некоторые обобщения.

Во-первых, квазикристаллы имеют дискретную атомную структуру. В кристаллическом случае и в случае непрерывной изотропной среды нормальные моды классифицируются по их частотам и волновым векторам.

Эффективные упругие константы икосаэдрического КК K и I в зависимости от направления вектора \mathbf{q} и поляризации звуковой волны \mathbf{u}

$\mathbf{q}, \text{m}^{-1}$	\mathbf{u}, m	\mathbf{w}, m	$K, \text{N/m}^2$	$I, \text{N/m}^2$	N
$q\langle 1, \tau, 0 \rangle / N$	$u\langle 1, \tau, 0 \rangle / N$	$w\langle \tau, -1, 0 \rangle / N$	$K_1 - 4/3K_2$	$-2K_3$	$\sqrt{\tau + 2}$
	$u\langle 0, 0, 1 \rangle$	$w\langle 0, 0, 1 \rangle$	$K_1 + 2/3K_2$	0	1
	$u\langle -\tau, 1, 0 \rangle / N$	$w\langle 1, \tau, 0 \rangle / N$	$K_1 + 2/3K_2$	0	$\sqrt{\tau + 2}$
$a\langle \tau^2, 1, 0 \rangle / N$	$u\langle \tau^2, 1, 0 \rangle / N$	$w\langle 1, \tau^2, 0 \rangle / N$	$K_1 + 4/3K_2$	$2/3K_3$	$\sqrt{3\tau + 3}$
	$u\langle 0, 0, -1 \rangle$	$w\langle 0, 0, 1 \rangle$	$K_1 - 2/3K_2$	$4/3K_3$	1
	$u\langle -1, \tau^2, 0 \rangle / N$	$w\langle -\tau^2, 1, 0 \rangle / N$	$K_1 - 2/3K_2$	$4/3K_3$	$\sqrt{3\tau + 3}$
$q\langle 1, 0, 0 \rangle$	$u\langle 1, 0, 0 \rangle$	$w\langle 1, 0, 0 \rangle$	$K_1 - 1/3K_2$	K_3	1
	$u\langle 0, 1, 0 \rangle$	$w\langle 0, 1, 0 \rangle$	$K_1 + (\tau - 1/3)K_2$	K_3/τ	1
	$u\langle 0, 0, 1 \rangle$	$w\langle 0, 0, 1 \rangle$	$K_1 + (2/3 - \tau)K_2$	$-\tau K_3$	1

В квазикристаллическом случае подобная классификация возможна только для начала акустических ветвей вблизи центров зон Бриллюэна. Для мод с достаточно большой частотой нельзя определить точное значение волнового вектора. Атомное движение в этом случае представляется как суперпозиция волн с близкими волновыми векторами. Следовательно, конечная ширина акустических дисперсионных кривых определяется не только конечным временем жизни фононов, вычисляемым из мнимой части зависимости $\omega_{\text{phn}}(q)$, но также дискретной атомной структурой квазикристаллов. Этот эффект невозможно учесть в рамках модели, развитой в приближении сплошной среды. Поэтому минимальная модель применима только при распространении звуковых волн с достаточно большой по сравнению с межатомными расстояниями длиной волны.

Во-вторых, как известно, распространение звуковых волн сопровождается появлением областей локального изменения плотности [11], температура которых отличается от средней температуры КК. Поэтому, чтобы проанализировать распространение акустических волн, кроме упругих напряжений нужно учесть тепловые, вызванные изменением температуры. Вышеупомянутый механизм ведет к дополнительному затуханию звуковой волны за счет превращения упругой энергии в тепловую. Для случаев икосаэдрической симметрии и изотропной среды подобное затухание проявляется только для продольных волн и вносит вклад в константу фононной упругости λ [12].

Третьим интересным расширением минимальной модели является учет нелинейной пространственной дисперсии акустических мод. Даже в простейшей модели линейной атомной цепочки с одним типом атомов акустическая дисперсионная ветвь линейна только вблизи узлов обратного пространства. В работе [14] показано, что уже члены ДМ четвертой степени по волновому вектору отличают икосаэдрический КК от изотропной среды. Для квазикристаллов фононный блок ДМ имеет один дополнительный независимый коэффициент по отношению к изотропному случаю. Это означает, что даже в низкотемпературной области, где фазоны заморожены,

дисперсия акустических фононов в икосаэдрическом КК изотропна только в длинноволновом пределе. Члены четвертой степени в ДМ ведут к общему количеству независимых коэффициентов равному девяти, а именно три фазон-фононных, три фазон-фононных и три фазон-фононных коэффициента. ДМ икосаэдрического КК с учетом членов четвертого порядка найдена в работе [14].

Наконец, простейшая модификация минимальной модели позволяет учесть пиннинг фазонных мод и рассмотреть его влияние на динамику акустических фононов в КК. Пиннинг фазонных мод хорошо известен для несоизмеренных неквазикристаллических структур. Например, в несоизмеренных структурах, представимых в виде несоизмеренных друг другу периодических подрешеток, ПЭ проявляется, если относительный сдвиг подрешеток как целого приводит к возникновению возвращающих упругих сил. Результирующая упругая энергия данной системы зависит не только от пространственных производных вектора \mathbf{w} , но также от его величины [15]. В подобных структурах фазонная мода часто является звукоподобной, однако при стремлении волнового вектора к нулю частота фазонной моды стремиться не к нулю, а к конечному ненулевому значению, определяемому величиной ПЭ. После фазового перехода, при котором несоизмеренные подрешетки становятся соразмерными, фазонная мода превращается в обычную оптическую, и упругая константа ПЭ f_s определяет ее частоту в центре первой зоны Бриллюэна. Квазикристаллическая структура принципиально не может быть однозначно представлена в виде нескольких несоизмеренных периодических подрешеток. Однако в феноменологической динамической модели КК явление ПЭ может быть учтено абсолютно аналогично. Достаточно добавить в упругую энергию КК член $f_s \mathbf{w}^2/2$. При этом несколько изменится фазонный блок ДМ, а именно слагаемое f_s добавится ко всем его трем диагональным элементам. Как следствие слегка изменится и определитель (3): к элементу второго ряда второй колонки также добавится слагаемое f_s . Динамика акустических мод в икосаэдрическом КК с учетом ПЭ будет рассмотрена в следующем разделе.

2. Влияние фазонных возбуждений на динамику акустических мод

На основе минимальной модели можно количественно оценить особенности дисперсии акустических фононов вблизи длинноволнового предела. Для простоты рассмотрение проведем для поперечных мод, так как в случае икосаэдрической симметрии для продольных звуковых волн необходимо учитывать упомянутое выше небольшое дополнительное затухание, связанное с возникающей при распространении звука пространственной неоднородностью температуры. Таким образом, будем исследовать свойства решения $\omega_{\text{phn}}(q)$ уравнения

$$\begin{vmatrix} \mu q^2 - \rho \omega^2 - i\eta^\perp \omega q^2 & Iq^2 \\ Iq^2 & Kq^2 - iD\omega + f_s \end{vmatrix} = 0, \quad (4)$$

где эффективные коэффициенты K и I зависят от направления вектора \mathbf{q} и поляризации в соответствии с Таблицей. Коэффициент объемного фазонного трения D рассматривается как убывающая функция температуры, что соответствует предположению, что при низкой температуре D велико, и соответственно фазоны заморожены, а при высокой температуре D мало, и фазоны могут релаксировать. Подвижность фазонов определяется их временем жизни τ_{phs} , которое на основании уравнения (4) в пренебрежении фонон-фазонным взаимодействием можно оценить как $\tau_{\text{phs}} \approx D/(Kq^2 + f_s)$. Все остальные коэффициенты уравнения являются обычными константами.

Проанализируем вначале предельные случаи. Если коэффициент фазонного трения D стремится к бесконечности (а температура к абсолютному нулю), то

$$\omega_{\text{phn}} = \frac{-i\eta^\perp q^2 + \sqrt{4\rho\mu q^2 - (\eta^\perp)^2 q^4}}{2\rho}. \quad (5)$$

Очевидно, что в действительной и мнимой части зависимости $\omega_{\text{phn}}(q)$ анизотропия отсутствует, а ПЭ не играет ни какой роли.

В другом крайнем случае время релаксации фазонов пренебрежимо мало или $D = 0$. Тогда

$$\omega_{\text{phn}} = \frac{-i\eta^\perp q^2 + \sqrt{4\rho q^2 \left(\mu - \frac{I^2 q^2}{Kq^2 + f_s} \right) - (\eta^\perp)^2 q^4}}{2\rho}. \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что анизотропия $\text{Im} \omega_{\text{phn}}(q)$ полностью отсутствует. При этом, если $f_s = 0$ или $Kq^2 \gg f_s$, скорость звука при условии малости коэффициента η^\perp выражается как

$$V = \sqrt{\frac{\mu - \frac{I^2}{K}}{\rho}}. \quad (7)$$

Для поперечных волн, распространяющихся вдоль различных осей симметрии, величина $\mu - I^2/K$ играет роль

эффективного модуля сдвига. При учете ПЭ анизотропия дисперсии (6) уменьшается. Скорость звука в длинноволновом пределе становится изотропной, $V = \sqrt{\mu/\rho}$.

Для оценки случаев, соответствующих промежуточной величине D , необходимо использовать материальные константы икосаэдрических квазикристаллов. Для сплава $\text{Al}_{70.3}\text{Pd}_{21.5}\text{Mn}_{8.2}$ эти константы следующие: $\rho = 5100 \text{ kg/m}^3$ [16], $\mu = 0.65 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$, $\lambda = 0.75 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$ [17]. По различным оценкам [18,19] мы выбрали $K_1 = 0.81 \cdot 10^{11}$, $K_2 = -0.42 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$. По всей видимости, достоверной, хотя бы по порядку величины, оценки константы фонон-фазонного взаимодействия K_3 на настоящее время не существует. По теоретическим оценкам [20] константа фонон-фазонного взаимодействия K_3 меньше остальных констант на порядок. По результатам анализа профиля диффузного рассеяния вблизи брэгговских рефлексов [19] абсолютная величина K_3 превосходит величину фазонной упругости K_1 . В известных работах [21,22], также посвященных анализу профиля диффузного рассеяния вблизи брэгговских рефлексов, константой K_3 пренебрегают. Влияние ПЭ на динамику фонон-фазонных мод в квазикристаллах, насколько известно авторам, ранее не исследовалось. Как следствие, найти в литературе оценку f_s не удалось. ПЭ уменьшает величину анизотропии дисперсии акустических фононов. Далее приведены дисперсионные кривые для случая $f_s = 0$ и для случая $f_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ kg/m}^3 \text{ s}^2$. При этой величине f_s анизотропия уменьшается примерно в 3 раза.

Наконец, необходимо оценить величину изотропной вязкости η^\perp . Внутреннее трение Q^{-1} относится к логарифмическому декременту затухания ν как ν/π , поэтому $Q^{-1} = 2|\text{Im}(\omega_{\text{phn}})/\text{Re}(\omega_{\text{phn}})|$. По результатам измерений внутреннего трения Q^{-1} вне резонансной области (на частоте 2000 Hz и температуре 550 K [23]) $Q^{-1} = 1.3 \cdot 10^{-4}$. Из вида мнимой части выражений (5) и (6) следует, что отношение $\eta^\perp q^2/(\rho\omega/\pi) \approx \pi\omega\eta^\perp/\mu$ в данной модели можно рассматривать как вклад вязкости η_{ijkl} в логарифмический декремент затухания ν . Отсюда следует $\eta^\perp = 670 \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$. Из выражения (5) видно, что $q^2 \ll 4\rho\mu/(\eta^\perp)^2$. Следовательно, данные оценки величины η^\perp действительны только при $q \ll 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$. Для меньших длин волн необходимо учесть зависимость коэффициента η^\perp от длины волны.

Результаты исследования внутреннего трения в образце обычно приводят в виде зависимости $Q^{-1}(T)$. Поскольку, с одной стороны, в предлагаемой модели от температуры наиболее сильно зависит величина D , а с другой стороны, эта величина изменяется в очень широком диапазоне, разумно привести зависимость $Q^{-1}(\ln(D))$. Зависимости $Q^{-1}(\ln(D))$ представлены на рис. 1. На этом и последующих рисунках случай a соответствует $f_s = 0$, а случай b — $f_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ kg/m}^3 \text{ s}^2$. При построении рисунков мы выбрали $K_3 = 0.1K_1$. Внутреннее трение часто измеряется при фиксированной частоте. Поскольку зависимость между частотой колебаний и волновым вектором почти

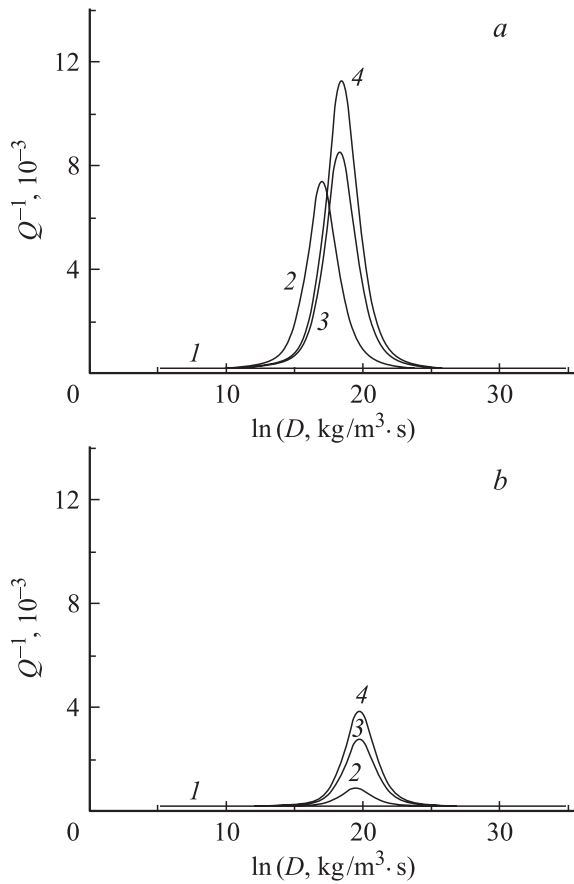


Рис. 1. *a* — зависимость величин внутреннего трения Q^{-1} различных поперечных мод икосаэдрического КК от величины логарифма коэффициента фазонного трения D без учета ПЭ. Частота колебаний 2000 Hz. 1 (прямая линия) — поперечная мода, распространяющаяся вдоль оси пятого порядка; 2 — первая поперечная мода, распространяющаяся вдоль оси второго порядка (направление [100]), поляризованная вдоль направления [010]; 3 — поперечная мода, распространяющаяся вдоль оси третьего порядка; 4 — вторая поперечная мода, распространяющаяся вдоль оси второго порядка, поляризованная вдоль направления [001]; *b* — то же с учетом ПЭ.

линейная, $\text{Re } \omega_{\text{phn}} \approx q\sqrt{\mu/\rho}$, отличия между графиками, построенными при постоянной частоте колебаний и постоянном волновом векторе, очень малы по сравнению со шкалой рис. 1. То же относится и к рис. 2. Поэтому рис. 1 и 2 построены при фиксированном волновом векторе, приблизительно соответствующем частоте колебаний 2000 Hz.

На экспериментальной зависимости $Q^{-1}(T)$ в системе *i*-AlPbMn видно два пика поглощения. Авторы [23] связывают высокотемпературный пик поглощения B с возбуждением коллективных атомных движений. Поэтому теоретический максимум внутреннего трения, соответствующий активации коллективных фазонных мод (рис. 1), может соответствовать именно этому пику. При увеличении температуры пик поглощения B смещается в сторону более высоких частот. В температурной

области 770–920 К экспериментальные положения максимума поглощения ω_{max} удовлетворяют соотношению Аррениуса

$$\frac{1}{\omega_{\text{max}}} = \tau_{\text{max}} = \tau_{\infty} \exp\left(\frac{H}{k_{\text{B}}T}\right), \quad (8)$$

где τ_{∞} — характеристическая постоянная времени, H — энтальпия активации, k_{B} — константа Больцмана. В рассматриваемой модели положения максимумов пиков резонансного поглощения для акустических мод с хорошей точностью определяются условием резонанса $\tau_{\text{phs}} \text{Re } \omega_{\text{phn}} \approx 1$, где ω_{phn} — фоновая частота, а τ_{phs} — время релаксации фазонов с тем же самым волновым вектором. Отсюда максимум затухания звука соответствует таким значениям D , для которых выполняется соотношение

$$D \approx \left(Kq + \frac{f_s}{q}\right) \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \approx \frac{K\rho \text{Re } \omega_{\text{phn}}}{\mu} + \frac{f_s}{\text{Re } \omega_{\text{phn}}}. \quad (9)$$

Поэтому в указанной выше температурной области температурную зависимость D можно получить, подставляя ω_{max} из выражения (8) в (9). Из (9) и путем непосредственного сравнения рис. 1, *a* и *b* легко видеть, что учет ПЭ сильно сближает по температуре

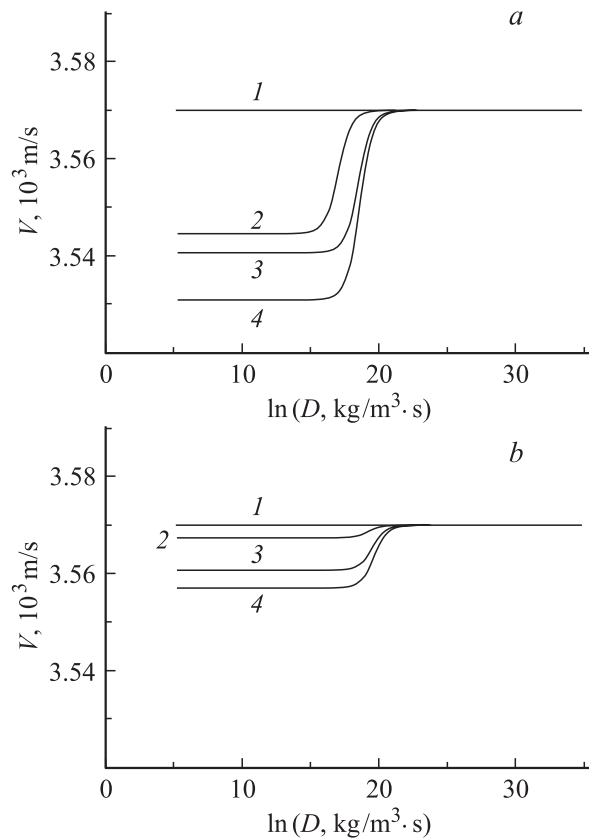


Рис. 2. *a* — зависимость величин скоростей различных поперечных мод икосаэдрического КК от величины логарифма коэффициента фазонного трения D без учета ПЭ. Частота колебаний 2000 Hz. Обозначения мод здесь и далее, как на рис. 1. *b* — то же для икосаэдрического КК.

максимумы пиков резонансного поглощения, соответствующие различным поляризациям акустических мод, кроме того, максимумы сдвигаются в область большего D , т.е. в область меньших температур. Также ПЭ ведет к уменьшению высот максимумов поглощения над уровнем изотропного фона. Используя соотношение (9), можно аналитически оценить высоту пика поглощения относительно уровня „фоновый“ внутреннего трения как

$$Q_{\max}^{-1} \approx \frac{I^2 q^2}{2\mu(Kq^2 + f_s)} \approx \frac{I^2(\text{Re } \omega_{\text{phn}})^2 \rho}{2\mu(K\rho(\text{Re } \omega_{\text{phn}})^2 + f_s \mu)}. \quad (10)$$

На рис. 1 величина фоновый внутреннего трения, обусловленного коэффициентом η^\perp (уровень кривой 1), определяется выражением $\text{Re } \omega_{\text{phn}} \eta^\perp / \mu$. Это следует из выражений (5), (6) и приближенного соотношения между $\text{Re } \omega_{\text{phn}}$ и q . Из Таблицы видно, что в рассматриваемой простейшей модели минимальным будет внутреннее трение, соответствующие поперечным колебаниям образца, вырезанного вдоль оси пятого порядка. Поперечная мода, распространяющаяся вдоль этой оси, не взаимодействует с соответствующей фазонной модой в гармоническом приближении (в случае малых колебаний), и в рассматриваемой модели для подобных колебаний пик резонансного поглощения отсутствует. (Данный пик может появиться в модели, учитывающей ангармоническое фонов-фазонное взаимодействие). Однако данных, представленных в [23], недостаточно, чтобы понять, изменяется ли высота пика поглощения B для образцов, вырезанных вдоль разных по симметрии направлений.

Измерения внутреннего трения в том же сплаве при частоте 2.8 Hz и температуре 1000 K [24] показывают, что высокотемпературное крыло пика поглощения B для образца, вырезанного вдоль оси пятого порядка, соответствует меньшим значениям Q^{-1} , чем для образца, вырезанного вдоль оси второго порядка. Кроме того, обнаружено, что в высокотемпературной области эффективный модуль сдвига, измеренный для поперечных колебаний первого образца, приблизительно на 2 GPa больше, чем эффективный модуль сдвига второго образца. Этот результат качественно соответствует нашему выводу об отсутствии взаимодействия в гармоническом приближении между поперечной модой, распространяющейся вдоль оси пятого порядка, и фазонными возбуждениями.

Если положить $K_3 \cong 0.1K_1$, то при достаточно больших частотах (в области, где применима оценка (7)) скорость поперечных волн, распространяющихся вдоль оси пятого порядка ($I^2/K = 0$), будет превышать скорость поперечных волн вдоль оси третьего порядка на величину порядка одного процента: $I^2/K = 16K_3^2 / (9(K_1 - 2/3K_2))$ (см. Таблицу). Заметим, что оценка скоростей (7) применима только к зависимостям, представленным на рис. 2, *a* в области, где $D \leq \exp(15) \text{ kg/m}^3 \text{ s}$. При выбранной величине f_s расщепление скоростей на рис. 2, *b* оказывается меньшим,

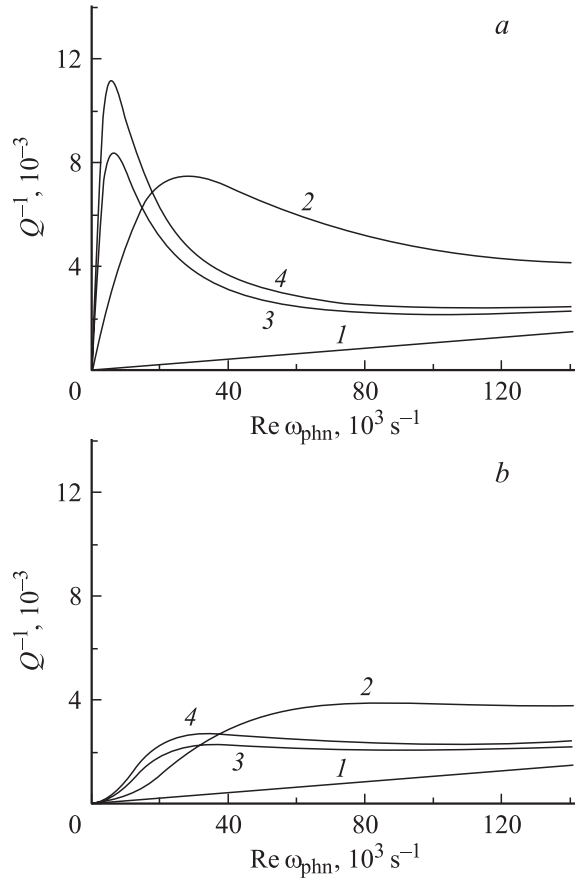


Рис. 3. *a* — зависимость величин внутреннего трения Q^{-1} различных поперечных мод икосаэдрического КК от величины вещественной части частоты фоновых колебаний без учета ПЭ. Коэффициент фазонного трения $D = \exp(17.85) \text{ kg/m}^3 \text{ s}$. *b* — то же с учетом ПЭ.

достигая оценки (7) при частоте порядка $80 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ (ср. с рис. 4, *b*). Если K_3 станет меньше других констант на два порядка, т.е. $K_3 \cong 0.01K_1$, то рис. 2 изменится так, что максимальная разница между скоростью 1 и скоростью 4 уменьшится в 100 раз и будет составлять всего 0.4 m/s. Видимо, обнаружить экспериментально такую анизотропию скорости звука будет невозможно. Также в 100 раз уменьшится и высота пиков поглощения над уровнем фона (рис. 1). Однако фоновый уровень Q^{-1} можно уменьшить за счет перехода к более низким частотам и обнаружить анизотропию резонансного поглощения низкочастотных звуковых волн за счет фонов-фазонного взаимодействия будет еще, по-видимому, возможно. Заметим, что зависимости на рис. 1 и 2 согласуются с предельными случаями $D = 0$ и $D = \infty$.

Для проверки предложенной модели представляет интерес измерение зависимости внутреннего трения и скорости звука от частоты звуковых колебаний (рис. 3 и 4) при постоянной температуре (фиксированном D) порядка 800–900 K. При низких частотах относительный вклад изотропного члена $iD\omega + f_s$ в элемент (2,2) определителя (4) наиболее существен. Следовательно,

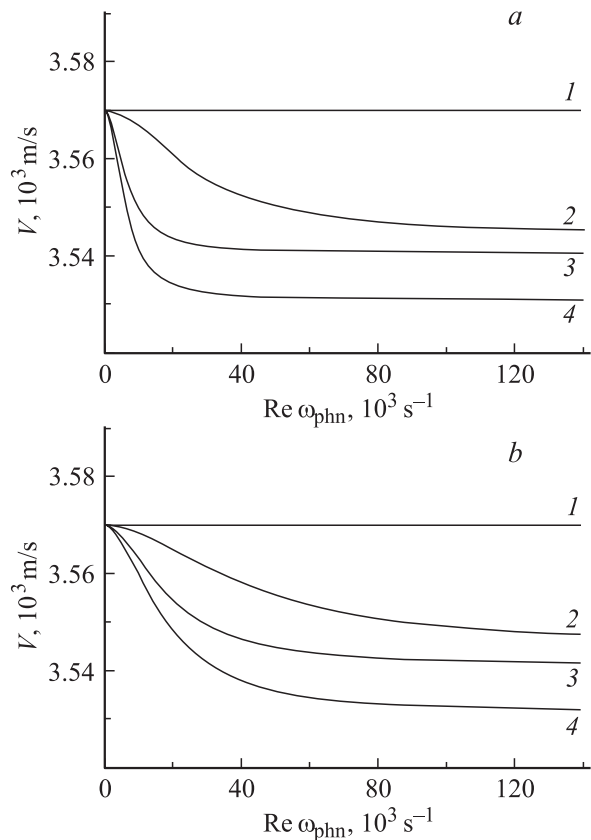


Рис. 4. *a* — зависимость величин скоростей различных поперечных мод икосаэдрического КК от величины вещественной части частоты фоновых колебаний без учета ПЭ. Коэффициент фазонного трения $D = \exp(17.85) \text{ kg/m}^3 \text{ s}$. *b* — то же с учетом ПЭ.

анизотропия скорости звука исчезает, и внутреннее трение стремится к нулю. В пределе $q \rightarrow 0$ фазонная часть шестимерной поляризации волн акустического типа стремится к нулю. Действительно, в окрестности любой фиксированной точки среды акустическая волна с данной амплитудой и волновым вектором \mathbf{q} вызывает локальную деформацию, пропорциональную величине q . Следовательно, индуцированная фазонная деформация в окрестности той же самой точки, будучи пропорциональной обычной деформации, стремится к нулю в длинноволновом пределе. Поэтому фазонное влияние на дисперсию фононов незначительно. Тем не менее тангенс угла наклона зависимости $Q^{-1}(\text{Re } \omega_{\text{phn}})$ в случае $f_s = 0$ остается анизотропным (рис. 3, *a*).

Если $\text{Re } \omega_{\text{phn}} \gg D\mu/(K\rho)$ ($60 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ — 60 kHz для рис. 3, *a*, 4, *a* и $90 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ для рис. 3, *b*, 4, *b*), то дисперсия звука соответствует выражению (6) (подобно случаю $D = 0$). В этом пределе значение $\text{Im } \omega_{\text{phn}}$ является изотропным. Поэтому анизотропия значения Q^{-1} вызвана анизотропией реальной части частоты. Соответственно фазонное влияние выражено в основном в слабом анизотропном уменьшении скоростей звука. Это уменьшение происходит в окрестности области резонансного

фонон-фазонного взаимодействия. Сама точка резонанса для случая $f_s = 0$ (рис. 3, *a*) соответствует максимуму зависимости $Q^{-1}(\text{Re } \omega_{\text{phn}})$. Оценка максимальной величины внутреннего трения относительно изотропного фонового уровня имеет вид $Q_{\text{max}}^{-1} \approx I^2/(2K\mu)$. В случае включения ПЭ максимум на частотной зависимости Q^{-1} может исчезнуть. Близка к исчезновению максимума поглощения зависимость 2, приведенная на рис. 3, *b*.

Список литературы

- [1] D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, J.W. Cahn. Phys. Rev. Lett. **53**, 20, 1951 (1984).
- [2] P. Bak. Phys. Rev. Lett. **54**, 14, 1517 (1985).
- [3] D. Levine, T.C. Lubensky, S. Ostlund, S. Ramaswamy, P.J. Steinhardt. Phys. Rev. Lett. **54**, 14, 1520 (1985).
- [4] T.C. Lubensky, S. Ramaswamy, J. Toner. Phys. Rev. B **32**, 11, 7444 (1985).
- [5] T.C. Lubensky. Symmetry, Elasticity, and Hydrodynamics in: Quasiperiodic Structures / Ed. by M.V. Jaric. Academic Press, Boston (1988). P. 200.
- [6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Гидродинамика. Наука, М. (1988). 736 с.
- [7] M. Feuerbacher, M. Weller, J. Diehl, K. Urban. Philos. Mag. Lett. **74**, 81 (1996).
- [8] M. Feuerbacher, M. Metzmacher, M. Wollgarten, K. Urban, B. Baufeld, M. Bartsch, U. Messerschmidt. Mater. Sci. Eng. **A233**, 103 (1997).
- [9] K. Urban, M. Feuerbacher, M. Wollgarten, M. Bartsch, U. Messerschmidt. Mechanical properties of quasicrystals in: Physical Properties of Quasicrystals / Ed. by Z.M. Stadnik. Springer, Berlin (1999).
- [10] S. Takeuchi. Bulk mechanical properties of quasicrystals. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **553**. Materials Research Society (1999). P. 283.
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). 248 с.
- [12] S.B. Rochal, V.L. Lorman. Phys. Rev. B **62**, 2, 874 (2000).
- [13] M.V. Jaric, D.R. Nelson. Phys. Rev. B **37**, 9, 4458 (1988).
- [14] S.B. Rochal. Phys. Rev. B **64**, 14 4204 (2001).
- [15] D. Schmicker, S. van Smaalen, J.L. de Boer, C. Haas. Phys. Rev. Lett. **74**, 5, 734 (1995).
- [16] M.A. Chernikov, A. Bianchi, H.R. Ott. Phys. Rev. B **51**, 1, 153 (1995).
- [17] Y. Amazit, M. de Boissieu, A. Zarembovitch. Europhys. Lett. **20**, 703 (1992).
- [18] M.E. Newman, C.L. Henley. Phys. Rev. B **52**, 9, 6386 (1995).
- [19] M.J. Capitan, Y. Calvayrac, A. Quivy, S. Lefebvre, D. Gratias. Phys. Rev. B **60**, 9, 6398 (1999).
- [20] W.J. Zhu, C.L. Henley. Europhys. Lett. **46**, 748 (1999).
- [21] M. de Boissieu, M. Boudard, B. Hennion, R. Bellissent, S. Kysia, A.I. Goldman, C. Janot, M. Audier. Phys. Rev. Lett. **75**, 1, 89 (1995).
- [22] M. Boudard, M. de Boissieu, A. Letoublon, B. Hennion, R. Bellissent, C. Janot. Europhys. Lett. **33**, 199 (1999).
- [23] B. Damson, M. Weller, M. Feuerbacher, B. Grushko, K. Urban. Mat. Science and Engineering **206**, 294 (2000).
- [24] M. Feuerbacher, M. Weller, K. Urban. Mechanical spectroscopy of Al-Pd-Mn single-quasicrystals. Proc. 6th Int. Conf. Quasicrystals / Ed. by S.F. Takeuchi. World Scientific, Singapore (1998). P. 521.