УДК 536.320

О ТЕМПЕРАТУРНЫХ АНОМАЛИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА ПРИ УЧЕТЕ ДИСПЕРСИИ КРИТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ, СВЯЗАННОЙ С УПРУГИМ РАССЕЯНИЕМ НА ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТАХ

Н.В.Щедрина, М.И.Щедрин

Институт инженеров водного транспорта, Нижний Новгород
(Поступила в Редакцию 22 ноября 1993 г.
В окончательной редакции 16 июня 1994 г.)

Для наиболее распространенного типа точечных дефектов, вызывающих лишь упругое рассеяние критических флуктуаций, рассматривается температурное и частотное поведение затухания звука в окрестности точки фазового перехода. Получена общая формула для расчета коэффициента затухания для произвольного характера динамики флуктуаций. Она оказывается полезной в тех случаях, когда в непрерывном спектре одни моды носят колебательный характер, а другие могут иметь передемпфированный. Показано, что температурные аномалии затухания звука в чистом и дефектном кристаллах могут оказаться в ряде случаев трудно различимыми. Обсуждается возможность разделения таких вкладов.

1. Характер динамики критических флуктуаций в кристаллах с фазовыми переходами (ФП) в значительной степени определяет вид температурных аномалий (ТА) различных физических величин. Обычно для описания затухания критических флуктуаций феноменологически вводится кинетический коэффициент γ [1], при этом предполагается, что его существование обусловлено их взаимодействием с другими, некритическими, степенями свободы кристалла, а также с дефектами. Величина этого затравочного γ считается одинаковой для всех критических степеней свободы с различными $\mathbf{k}$ и не имеющей аномальной температурной зависимости. Фактически при таком подходе коротковолновые и длинноволновые флуктуации (включая и саму мягкую моду (ММ) с $\mathbf{k} = 0$) затухают одинаково, т.е. не учитывается возможность пространственной дисперсии коэффициента γ.

По-видимому, в реальном случае это не всегда так. Здесь мы рассматриваем конкретный вид зависимости γ от $\mathbf{k}$, обусловленный наиболее распространенными дефектами в твердом теле — точечными дефектами, которые вызывают только упругое рассеяние флуктуаций. Подчеркнем, что такие дефекты просто неизбежны в любом реальном кристалле (независимо от степени его чистоты), причем их внутренняя структура несущественна из-за длинноволновости флуктуаций.

Отметим, что эти слабые дефекты могут играть существенную роль и при изучении взаимного влияния эффектов хаотизации и когерентности в системах с ФП.

2. Рассмотрим простейшую ситуацию, когда ФП описывается однокомпонентным параметром перехода (ПП) η. Его длинноволновые флуктуации имеют характерный размер гораздо больший, чем размер большинства неоднородностей, которые вызывают упругое рассеяние. Поэтому такой потенциал рассеяния u_i можно считать δ-образным. Гамильтониан, описывающий рассеяние, запишем в виде

$$H_i = \int V(\mathbf{r})\eta^2(\mathbf{r})d\mathbf{r}, \quad V = \sum_{i=1}^{N} u_1(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i). \tag{1}$$

Индексом i перечисляются положения N дефектов. Отметим сразу же, что здесь мы рассматриваем только такие слабые дефекты, единственная роль которых — исключительно упругое рассеяние флуктуаций. Поэтому если какие-то $u_i < 0$ в (1), то эта отрицательность не настолько велика, чтобы вызвать в своей окрестности существование локальной температуры перехода [2].

Парная корреляционная функция (КФ) дефектов $\xi(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \overline{V(\mathbf{r})V(\mathbf{r}')}$. Черта означает усреднение по хаотическому пространственному распределению дефектов и по величине силы дефекта. Фурье-компонента КФ $\xi(\mathbf{k}) = n|V(\mathbf{k})|^2$, n — объемная средняя концентрация дефектов. Если при $\mathbf{k} \to 0$, $\xi(\mathbf{k})$ стремится к постоянной, то ее зависимость от $\mathbf{k}$ не слишком сильно влияет на температурное поведение соответствующего вклада. Независимость ξ от $\mathbf{k}$ означает, что $\xi(\mathbf{r}) \sim \delta(\mathbf{r})$, т.е. КФ имеет короткодействующий характер.

Затравочная температурная функция Грина (ГФ) для ПП

$$G_0(\omega_n, \mathbf{k}) = -(\mu\omega_n^2 + \alpha_{\mathbf{k}})^{-1}$$

описывает критические колебания без затухания с дисперсией собственной частоты $\omega_{\mathbf{k}} = (\alpha_{\mathbf{k}}/\mu)^{1/2}$, где для изотропной модели в пределе малых $\mathbf{k}$ $\alpha_{\mathbf{k}} = \alpha + \delta k^2$, $\alpha = \alpha(T)$ есть температурная зависимость щели в спектре ММ. ММ соответствует $\mathbf{k} = 0$, т.е. частоте $\omega_c(T) = [\alpha(T)/\mu]^{-1/2}$. Пространственно неоднородные флуктуации с достаточно малыми $\mathbf{k} \neq 0$ в окрестности точки $\mathbf{k} = 0$ играют, наряду с ММ, существенную роль, их взаимодействия приводят в конечном счете к наблюдаемым экспериментально ТА. Проявление самой ММ в чистом виде (изолированно) может иметь место во флуктуационных вкладах лишь настолько далеко от T_c, что это в большинстве случаев уже не представляет особого интереса, т.е. при условии $\alpha(T) \gg \delta k_m^2$, где $k_m < k_B$ — предельное значение $\mathbf{k}$ для квадратичного спектра.

В нижнем порядке по ξ вклад дефектов в ГФ имеет вид

$$\Sigma_0(\omega_n, \mathbf{k}) = 4\int \frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3} G(\omega_n, \mathbf{k}_1)\xi(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1). \tag{2}$$

Для δ-образных дефектов зависимость от $\mathbf{k}$ в (2) пропадает, и имеем просто

$$\Sigma_0(\omega_n) = (4nv_0^2)\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} G(\omega_n, \mathbf{k}), \tag{3}$$

где v_0 — величина, характеризующая силу дефекта. Перенормированная ГФ, согласно уравнению Дайсона, равна

$$G(\omega_n, \mathbf{k}) = -\left[\mu\omega_n^2 + \alpha_{\mathbf{k}} + \Sigma_0(\omega_n)\right]^{-1}. \tag{4}$$

Уравнения (3), (4) описывают самосогласованную систему для G и Σ в указанном приближении.

Из (3) имеем

$$\Sigma_0(\omega_n) = -2\Lambda\delta^{1/2}k_m + \Lambda\sqrt{\mu\omega_n^2 + \alpha + \Sigma_0(\omega_n)}, \tag{5}$$

где $\Lambda = nv_0^2/\pi\delta^{3/2}$ имеет смысл безразмерной константы взаимодействия критических флуктуаций с ансамблем дефектов.

Спектр и затухание возбуждений определяются комплексными полюсами запаздывающей ГФ, которая получается из (4) заменой ω_n на $-i\omega$. Дисперсионное соотношение для квазичастиц следующее:

$$\mu\omega_n^2 - \Sigma(\omega) - \alpha - \delta k^2 = 0.$$

Будем считать, что $\Sigma(0)$, перенормирующая α, уже учтена в ней, тогда частота остается по виду прежней: $\omega_{\mathbf{k}} = (\alpha_{\mathbf{k}}/\mu)^{1/2}$. Затухание $\mathrm{Im}\omega$ в нижнем порядке по Λ записывается как

$$\mathrm{Im}\omega = \mathrm{Im}\Sigma(\omega_{\mathbf{k}})/2\mu\omega_{\mathbf{k}}.$$

С другой стороны, вводя феноменологический коэффициент γ, для запаздывающей ГФ можно записать

$$G_R = (\mu\omega^2 + i\gamma\omega - \alpha_{\mathbf{k}})^{-1}$$

и

$$\mathrm{Im}\omega = \gamma/2\mu.$$

Таким образом, в нижнем порядке вблизи полюсов ГФ можно ввести

$$\gamma_{\mathbf{k}} = \mathrm{Im}\Sigma(\omega_{\mathbf{k}})/\omega_{\mathbf{k}},$$

$$\gamma_k = \frac{\Lambda\sqrt{\delta}}{\omega_k}k = \frac{\Lambda\sqrt{\mu\delta}}{\sqrt{\alpha_k}}k. \tag{6}$$

Итак, наличие ансамбля точечных дефектов, участвующих только в упругом рассеянии, в рассмотренном приближении дает пример ситуации, когда затухание флуктуаций с разными $\mathbf{k}$ различно, причем здесь с ростом $\mathbf{k}$ затухание растет, а сама ММ затухания не имеет $\gamma(\mathbf{k} = 0) = 0$. Разумеется, в высших порядках такое затухание может иметь место, и, кроме того, хорошо известно затухание ММ, обусловленное нелинейными взаимодействиями [3].

3. Рассмотрим теперь влияние дисперсии затухания критических флуктуаций (6) на упругую систему кристалла. Флуктуационная поправка к модулю упругости для соответствующей звуковой волны имеет вид [4]

$$\Sigma_{ac}(\omega_n, \mathbf{q}) = -\frac{1}{2}g^2\Pi(\omega_n, \mathbf{q}), \tag{7}$$

где $\Pi(\omega_n, \mathbf{q})$ есть Фурье-компонента от $\Pi(x) = G^2(x)$, $x = (\mathbf{r}, \tau)$, g — константа взаимодействия ПП с акустической модой.

$$\Pi(\omega_n, \mathbf{q}) = T\sum_{\nu}\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}G(\omega_\nu, \mathbf{k})G(\omega_n - \omega_\nu, \mathbf{q} - \mathbf{k}), \tag{8}$$

а ГФ вблизи полюсов может быть записана в виде

$$G(\omega_n, \mathbf{k}) = -\left[\mu\omega_n^2 + \gamma_{\mathbf{k}}|\omega_n| + \alpha_{\mathbf{k}}\right]^{-1}.$$

После суммирования и перехода к запаздывающей функции с точностью до линейного по ω члена имеем

$$\mathrm{Im}\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\omega}{4\pi T}\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\gamma_1\gamma_2 \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{x}{\mathrm{sh}\left(\frac{x}{2T}\right)}\right)^2 \frac{dx}{\left[(\mu x^2 - \alpha_1)^2 + \gamma_1^2 x^2\right]\left[(\mu x^2 - \alpha_2)^2 + \gamma_2^2 x^2\right]}. \qquad (9)$$

Индексами 1 и 2 обозначены соответствующие функции от $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}+\mathbf{q}$. Мы ограничимся здесь приближением высокотемпературной асимптотики. Тогда формально можно разложить $\mathrm{sh}(x/2T) \approx x/2T$ и выражение (9) упрощается

$$\mathrm{Im}\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\omega T}{\pi}\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\gamma_1\gamma_2 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \times$$

$$\times \frac{dx}{\left[(\mu x^2 - \alpha_1)^2 + \gamma_1^2 x^2\right]\left[(\mu x^2 - \alpha_2)^2 + \gamma_2^2 x^2\right]}. \qquad (9a)$$

Обычно во флуктуационных вкладах представляет интерес случай длинноволнового звука, когда длина его волны $\lambda \gg r_c$ — длины корреляции флуктуаций. Именно при этом условии проявляются наибольшие ТА. Подчеркнем, что полученная формула (9) является обобщением двух предельных ситуаций, рассмотренных ранее в [5], где динамика флуктуаций была чисто релаксационной, и в [6], где динамика предполагалась чисто колебательной. В нашем случае $\gamma_{\mathbf{k}} \to 0$ при $\mathbf{k} \to 0$, так что длинноволновые флуктуации оказываются недодемпфированными, и для них имеет место неаналитичность по $\mathbf{q}$. Другие же степени свободы могут иметь общий характер динамики (колебания с затуханием) и поэтому должны описываться одновременно двумя параметрами μ и γ

При вычислении интеграла по x в (9a) отметим, что при любых $\alpha_{\mathbf{k}} > 0$ и $\gamma_{\mathbf{k}} > 0$ множители $[(\mu x^2 - \alpha_{\mathbf{k}}) - i\gamma_{\mathbf{k}}x]$ имеют полюса в верхней полуплоскости, а их комплексно-сопряженное выражение — в нижней. После вычисления интеграла по полюсам получаем

$$\mathrm{Im}\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \omega T\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\frac{1}{\alpha_1\alpha_2}\frac{(\alpha_1\gamma_1 + \alpha_2\gamma_2) + (\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_1\gamma_2/\mu)}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\alpha_2\gamma_1 + \alpha_1\gamma_2)(\gamma_1 + \gamma_2)/\mu}. \qquad (10)$$

Таким образом, расчетная формула (10) справедлива для случая общей динамики флуктуаций с любой величиной затухания. Ограничение, накладываемое высокотемпературной асимптотикой, означает, что флуктуации считаются классическими, т.е. не учитываются квантовые эффекты.

Поскольку нас обычно интересует затухание в асимптотике малых $\mathbf{q}$, заметим, что в (10) неаналитичность может появиться только в выражении $(\alpha_2 - \alpha_1)^2$, в остальных же членах $\mathbf{q}$ можно положить равным нулю. Тогда в этом приближении (10) можно упростить

$$\mathrm{Im}\Pi \approx 2\omega T \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{\gamma_{\mathbf{k}}}{\alpha_{\mathbf{k}}^2} \frac{\alpha_{\mathbf{k}} + (\gamma_{\mathbf{k}}^2/\mu)}{(\alpha_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - \alpha_{\mathbf{k}})^2 + 4(\gamma_{\mathbf{k}}^2/\mu)\alpha_{\mathbf{k}}}. \tag{11}$$

4. Исходя из выражения (11), оценим теперь вклад в затухание звука для $\gamma_{\mathbf{k}}$ (6).

$$\mathrm{Im}\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{1}{2\pi^2} \omega T \Lambda \sqrt{\mu\delta} \int\limits_0^\infty \frac{\alpha_{\mathbf{k}}^2 + \Lambda^2 \delta k^2}{\alpha_{\mathbf{k}}^{7/2}} k^3 dk \int\limits_{-1}^{1} \frac{dx}{\delta^2 q^2 (2kx + q)^2 + 4\Lambda^2 \delta k^2}. \tag{12}$$

Пренебрежение q в $2kx + q$ не приводит к неаналитичности, при этом интегрирования по углу $x = \cos\theta$ и по k разделяются и результат содержит два слагаемых с разной зависимостью от концентрации дефектов и разной ТА

$$\mathrm{Im}\Pi(\omega, q) = \frac{1}{4\pi^2} T \frac{\omega\sqrt{\mu}\,\mathrm{arctg}(\sqrt{\delta}q/\Lambda)}{\delta^2 q} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha}} + \frac{2}{15}\frac{\Lambda^2}{\alpha^{3/2}}\right]. \tag{13}$$

В нулевом приближении частота звука ω и q связаны дисперсионным соотношением $\omega = cq$, где c — скорость звука. Из (13) видно, что в рассматриваемом приближении частотная и температурная зависимости разделяются. Температурная особенность состоит из двух сингулярных членов. Первый имеет характерную для чисто колебательной динамики ТА — $\alpha^{-1/2}$, а второй, пропорциональный, для релаксационной — $\alpha^{-3/2}$. Оба эти слагаемые могут быть одного порядка в зависимости от величины концентрации дефектов n и близости к точке ФП T_c (когда $\Lambda \approx \sqrt{\alpha}$), однако в этом случае частотная зависимость коэффициента затухания звука $\varkappa = \frac{\omega}{2\rho_0 c^3}\mathrm{Im}\Sigma_{ac}$ не является, вообще говоря, степенной.

Степенная частотная зависимость $\varkappa$ может иметь место в следующих предельных случаях. При $(\sqrt{\delta}q/\Lambda) \ll 1$, что накладывает условие на концентрацию $n \gg (\pi\delta^2 q/v_0^2)$, $\varkappa \sim \omega^2$ и в (13) оба сингулярных по температуре члена могут быть одного порядка. Действительно, указанное неравенство не является ограничительным для какого-то из этих вкладов, поскольку из него только следует, что $(\Lambda^2/\alpha) \gg (r_c/\lambda)^2$, причем величина правой части по условию мала.

При $(\sqrt{\delta}q/\Lambda) \gg 1$ (т.е. при малых концентрациях $n \ll (\pi\delta^2 q/v_0^2)$) $\varkappa \sim \omega$, но тогда $(\Lambda^2/\alpha) \ll (r_c/\lambda)^2 \ll 1$ и второе слагаемое в (13) дает малую поправку, а затухание линейно по частоте.

В предельном случае малой концентрации $n \to 0$ приходим к ситуации, когда для всех мод отсутствует затравочное затухание, и эффект поглощения полностью определяется нелинейным взаимодействием.

5. Для сравнения, а также ввиду того, что предположение о независимости γ от $\mathbf{k}$ достаточно широко используется при расчетах кинетических коэффициентов, приведем результат, следующий из общей

формулы (11), не содержащей ограничений на динамику флуктуаций, для $\gamma = \mathrm{const}$

$$\mathrm{Im}\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{1}{2}\gamma\omega T \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{\alpha_{\mathbf{k}} + (\gamma^2/\mu)}{\alpha_{\mathbf{k}}^2[\delta^2 q^2 k^2 x^2 + \frac{\gamma^2}{\mu}\alpha_{\mathbf{k}}]} =$$

$$= \frac{1}{8\pi}\frac{\omega T}{\Gamma\delta^{3/2}}\frac{1}{1+\sqrt{1+\zeta^2}}\left\{\frac{1}{\sqrt{\alpha}} + \frac{1}{6}\frac{\Gamma}{\mu}\frac{1+2\sqrt{1+\zeta^2}}{1+\sqrt{1+\zeta^2}}\frac{1}{\alpha^{3/2}}\right\}, \qquad (14)$$

где $\zeta^2 = \frac{\delta^2 q\mu}{\gamma^2} = (c_0/c)^2(\omega/\Gamma)^2$. Здесь введены следующие параметры: $c_0 = \sqrt{\frac{\delta}{\mu}}$ — имеющий смысл скорости оптического фонона при $\alpha = 0$, $\Gamma = \frac{\gamma}{\mu}$ — приведенный коэффициент затухания.

Из (14) видно, что два слагаемых имеют те же, что и в (13), ТА, однако частотно-зависимые коэффициенты перед ними другие. Предельные частные случаи определяются величиной введенного параметра ζ. Отношение c_0/c зависит от конкретного расположения акустических и оптических мод кристалла, при $c < c_0$ они не пересекаются, при $c > c_0$ может иметь место расталкивание ветвей. По порядку величины отношение c_0/c можно считать близким к единице, так что определяющим параметром, по-видимому, является отношение частоты звука к затуханию ММ.

При $\zeta \gg 1$ из (14) следует

$$\mathrm{Im}\Pi \approx \frac{1}{8\pi}\frac{T}{\delta^2 c\omega_c}\left(1 + \frac{1}{3}\frac{\Gamma^2}{\omega_c^2}\right). \qquad (15)$$

Если еще $\left(\frac{\Gamma}{\omega_c}\right) \ll 1$, то второе слагаемое мало. Поскольку с самого начала предполагалось $\omega \ll \omega_c$, то этот результат справедлив при $\Gamma \ll \omega \ll \omega_c$.

В противоположном предельном случае $\zeta \ll 1$ имеем

$$\mathrm{Im}\Pi \approx \frac{1}{16\pi}\frac{\omega}{\Gamma}\frac{T}{\delta c_0\omega_c}\left(1 + \frac{1}{4}\frac{\Gamma^2}{\omega_c^2}\right). \qquad (16)$$

Для недодемпфированного режима ($\Gamma \ll \omega_c$) второе слагаемое в (16) есть малая поправка, при этом частота звука является наименьшим параметром: $\omega \ll \Gamma \ll \omega_c$, причем весь результат пропорционален малой величине ω/Γ. В передемпфированном режиме ($\Gamma \gg \omega_c$ и соответственно $\omega \ll \omega_c \ll \Gamma$) второе слагаемое в (16) вносит наибольший вклад, но результат пропорционален произведению большого и малого параметров. Сравнение результатов (13) и (14) показывает, что оба они содержат комбинацию двух фундаментальных ТА $\alpha^{-1/2}$ и $\alpha^{-3/2}$, причем в общем случае, несмотря на различный характер сингулярностей, по величине вклады могут быть одного порядка. Это обстоятельство может представлять определенные трудности при интерпретации экспериментальных результатов, поскольку одни и те же аномалии имеют место в дефектном и бездефектном кристаллах.

6. Обсудим более подробно отличие ситуации в чистом кристалле и в кристалле со «слабыми» дефектами и дадим численные оценки. Величину силы дефекта v_0, введенной в (3), можно получить стандартным методом [7], придавая ПП в эффективном гамильтониане задачи значение порядка атомного — η_a. Тогда

$$\beta\eta_a^4 \approx V_a\eta_a^2 \approx \delta(\eta_a/d)^2. \tag{17}$$

Отсюда $V_a = \beta\eta_a^2 = \delta/d^2$, поскольку $\eta_a^2 = \delta/\beta d^2$ [7]. Сила дефекта

$$v_0 = V(\mathbf{k}=0) \approx V_a d^3 = \delta d,$$

где d — величина порядка постоянной ячейки кристалла. Аналогично получаются оценки для других параметров: $\delta = (\alpha' T_a)d$, $T_a = \delta^2/\beta d$ — температура порядка атомной (ее обычное значение $T_a = 10^5$ K [3]), $\alpha = \alpha'(T - T_c)$, T_c — температура ФП.

Величину безразмерного параметра Λ, входящего в окончательную формулу (13), можно оценить как

$$\Lambda = \frac{nv_0^2}{\pi\delta^{3/2}} \approx (nd^3)\left(\frac{\delta^{1/2}}{d}\right) = (nd^3)(\alpha' T_a)^{1/2}. \tag{18}$$

Здесь nd^3 — число дефектов на ячейку, а α' обратно пропорциональна постоянной Кюри–Вейса [8]. В зависимости от типа ФП α' изменяется в пределах $10^{-5}\div10^{-3}$ K^{-1} [3,8], поэтому параметр $(\alpha' T_a)^{1/2} \approx 1\div10$.

Максимальное значение концентрации дефектов n оценивается из условия $r_c = (\delta/\alpha)^{1/2} \lesssim r_0 \approx n^{-1/3}$, т.е. длина корреляции не должна превышать среднее расстояние между дефектами. При $r_c = 10^2 d$ [3] имеем $n \approx 10^{18}$ cm^{-3}. Это отвечает значению $nd^3 = (10^{-1}\div10^{-2})$, для которого, согласно (18), Λ может меняться в пределах $10^{-2}\div1$.

Из (13) видно, что параметр Λ определяет как величину вклада с ТА $\sim \alpha^{-3/2}$, так и частотную зависимость вклада. Эта сильная аномалия будет превалировать при условии $\Lambda^2 \gg \alpha$, т.е. в температурном интервале $\Delta T < \Lambda^2/\alpha'$, который, принимая во внимание оценки для Λ и α', может быть достаточно широким. Напомним, что в чистом кристалле такая ТА всегда связывается с квадратичной частотной зависимостью $\varkappa \sim \omega\,\mathrm{Im}\,\Pi \sim \omega^2$ [5]. Здесь для проявления такой зависимости требуется дополнительное условие малости параметра

$$\frac{\sqrt{\delta}q}{\Lambda} = \frac{\sqrt{\delta}\omega}{\Lambda c} = (nd^3)^{-1}\left(\frac{\omega}{\omega_a}\right) \approx 10^2\left(\frac{\omega}{\omega_a}\right),$$

где ω_a — частота порядка нормальной оптической частоты ($\sim 10^{12}\div10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$). Таким образом, возможно существование таких акустических частот (в диапазоне $\omega \sim 10^9\div10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$), где для ТА $\alpha^{-3/2}$ частотная зависимость $\varkappa$ вместо квадратичной может быть линейной.

С другой стороны, в чистом кристалле ТА $\alpha^{-1/2}$ обычно наблюдается с квадратичной частотной зависимостью (случай Питти [9]), поскольку для линейной зависимости необходимы высокие частоты, большие константы затухания ММ. Даже если ММ слабо демпфирована вблизи T_c и константа затухания $\Gamma \sim 10^{-2}\omega_c \sim 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$, линейная частотная зависимость коэффициента затухания звука может иметь место только при $\omega \gtrsim 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$. При малых концентрациях $n \sim 10^{14}\div10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ значения Λ относятся к диапазону $10^{-6}\div10^{-3}$, и из структуры формулы (13) видно, что член с $\alpha^{-3/2}$ относительно мал и имеем место ТА $\sim \alpha^{-1/2}$. Однако частотно-зависящий аргумент арктангенса $-\sqrt{\delta}\omega/\Lambda c$ становится порядка единицы при частотах $\omega \sim 10^5\div10^6\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\varkappa \sim \omega\alpha^{-1/2}$ (случай Балагурова [6]). Эти оценки показывают, что в примесном кристалле частотные интервалы, в которых проявляются ТА $\alpha^{-1/2}$ и $\alpha^{-3/2}$, могут быть значительно смещены по сравнению со случаем чистого образца.

Оба результата (13) и (14) содержат комбинации указанных выше «фундаментальных» ТА. Их можно так назвать, поскольку они связаны только с характером динамики критических флуктуаций (и могут наблюдаться в чистом кристалле). Рассмотренный случай упругого рассеяния на короткодействующей примеси (6) дает для γ_k специфическую комбинацию параметров, зависящих от k, $\gamma_k \sim k/\alpha_k^{1/2}$. Как видно из общей формулы (11), именно этот аналитический вид γ_k приводит к особой температурной зависимости, включающей комбинацию фундаментальных ТА. Выделенная ситуация имеет место и для $\gamma = \mathrm{const}$. Однако в общем случае при другой зависимости γ от $\mathbf{k}$, ТА могут отличаться от фундаментальных. Пример такой примеси рассмотрен в [10], где $\gamma_k \sim k/\alpha_k^{3/2}$. Отметим, однако, что этот случай относится уже к «сильным» дефектам, вызывающим в своей окрестности конденсацию ММ [2,11]. Поэтому проявление двух фундаментальных ТА (возможно и в разных температурных и частотных интервалах) может явиться свидетельством в пользу существования вклада «слабых» дефектов в затухание ММ.

Список литературы

[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. Ч. 1. 584 с.
[2] Levanyuk A.P., Sigov A.S. Defects and Structural Phase Transitions. N.Y.: Gordon and Breach, 1987. 208 p.
[3] Вакс В.Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. М.: Наука, 1976. 408 с.
[4] Шедрин М.И., Щедрина Н.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 139–145.
[5] Леванюк А.П. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. № 10. С. 1304–1312.
[6] Балагуров Б.Я. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 4. С. 1627–1635.
[7] Щедрина Н.В., Щедрин М.И. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 10. С. 2789–2793.
[8] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
[9] Pytte E. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 2. P. 924–930.
[10] Щедрин М.И. // Изв. вузов. Физика. 1989. Т. 32. № 8. С. 39–44.
[11] Лебедев Н.И., Леванюк А.П., Сигов А.С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 4. С. 1429–1436.