сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P17-83-360

В.Л.Аксенов, А.Ю.Дидык, Н.М.Плакида

ЗАТУХАНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

1983

Квазиодномерные соединения, в которых имеется сильная связь вдоль линейных цепочек и слабая связь между цепочками, в последнее время привлекают все большее внимание из-за необычного для изотропных систем поведения. К таким соединениям относятся сегнетоэлектрики: дигидрофосфат цезия CsH_2PO_4(CDP) и его дейтерированный аналог CsD_2PO_4(DCDP) /см. [1,2] и цитируемую там литературу/. В недавней работе [3] изучались критические аномалии скорости и поглощения ультразвука в CDP и было найдено, что их поведение заметно отличается от предсказаний теории для одноосных сегнетоэлектриков с изотропным спектром [4]. В частности, из результатов [3] следует, что в CDP отсутствует обычное для одноосных сегнетоэлектриков подавление флуктуаций диполь-дипольным дальнодействующим взаимодействием.

В настоящей работе рассмотрена теория затухания ультразвука в одноосных сегнетоэлектриках с сильноанизотропным спектром флуктуаций параметра порядка. Показано, что квазиодномерный характер дисперсии флуктуаций приводит к качественно новым особенностям коэффициента затухания и изменения скорости ультразвука, наблюденным в [3]. В разделе 1 работы введен модельный гамильтониан. В разделе 2 на основе метода двухвременных функций Грина вычислены коэффициент поглощения и перенормировка скорости ультразвука как в пара-, так и в сегнетоэлектрической фазе, а также при наличии внешнего электрического поля проводится качественный анализ полученных формул. В разделе 3 выполнены расчеты температурного поведения этих величин. В разделе 4 полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными [3].

1. ГАМИЛЬТОНИАН МОДЕЛИ

Кристалл CDP принадлежит к моноклинному классу $2/m(C_{2h})$ - пространственная группа $P2_1/m$ [1,2]. Сегнетоэлектрический переход происходит в CDP при $T_c = 152$ К, в DCDP - при $T_c = 267$ К. В отличие от сегнетоэлектриков типа KDP водородные связи в CDP образуют цепочечную структуру вдоль сегнетоэлектрической b-оси. При этом константа эффективного взаимодействия вдоль цепочек в $10^2 - 10^3$ раз больше, чем константа взаимодействия между ними.

Акустические аномалии при фазовом переходе возникают в результате взаимодействия акустических фононных мод с модами, соответствующими флуктуациям параметра порядка. Чтобы описать это взаимодействие, введем модельный гамильтониан одноосного сегнетоэлектрика, не обладающего пьезоэффектом в парафазе, который является непосредственным обобщением разложения Ландау свободной энергии [4]:

$$H = \frac{1}{2}\sum_{\vec{q}\lambda}\left(P_{\vec{q}\lambda}P_{-\vec{q}\lambda} + \omega^2_{\vec{q}\lambda}Q_{\vec{q}\lambda}Q_{-\vec{q}\lambda}\right) + H(\eta_{\vec{k}}) + \sum_{\vec{k}\vec{q}\lambda} V_\lambda(\vec{q})Q_{\vec{q}\lambda}\eta_{\vec{k}-\vec{q}}\eta_{\vec{k}} + \vec{E}\cdot\vec{P}. \qquad /1/$$

Первая сумма в /1/ описывает акустические фононы с частотой $\omega^2_{\vec{q}\lambda}$; $Q_{\vec{q}\lambda}$, $P_{\vec{q}\lambda}$ - их нормальные координаты и импульсы. Частоты $\omega^2_{\vec{q}\lambda}$ выражаются через коэффициенты упругости $C_{\alpha\gamma,\delta\beta}$. В эксперименте обычно рассматривают распространение продольных волн $\lambda = \ell$ вдоль симметричных направлений $\alpha = a, b, c = 1, 2, 3$. В этом случае волновой вектор имеет только одну компоненту q_α, а вектор поляризации $e^\alpha_\ell(\vec{q}) = q^\alpha/|\vec{q}| = e_\alpha$ - единичный вектор вдоль оси α. При этом частота продольных волн вдоль оси α

$$\omega^2_\ell(q_\alpha) = (C_{\alpha\alpha,\alpha\alpha}/M)q^2_\alpha \equiv c^2_\alpha q^2_\alpha, \qquad /2/$$

где $c_\alpha = \sqrt{C_{\alpha\alpha,\alpha\alpha}/M}$ - скорость продольного звука.

Второй член $H(\eta_{\vec{k}})$ в /1/ описывает флуктуации локальной нормальной координаты $\eta_{\vec{k}}$ /см. [5] /, соответствующей параметру порядка P_b - поляризации вдоль оси b.

В общем случае

$$\eta_{\vec{k}} = \langle\eta_{\vec{k}}\rangle + \delta\eta_{\vec{k}} = \delta_{\vec{k},0}\,\eta_0 + \delta\eta_{\vec{k}}, \qquad /3/$$

где $\langle\eta_{\vec{k}}\rangle$ - равновесное значение координаты. Макроскопическая поляризация $P_s = z^*\eta_0/\sqrt{N}$, где z^* - эффективный заряд, N - число примитивных ячеек в кристалле. Параметр η_0 не равен нулю в сегнетофазе или при наличии внешнего поля E_b. Флуктуации параметра порядка удобно определить статической восприимчивостью, которую согласно [1] можно представить в виде

$$\chi(\vec{q}) = \left[a^2(T) + \lambda^2\frac{q^2_\parallel}{q^2} + \sum_\alpha s^2_\alpha q^2_\alpha\right]^{-1}. \qquad /4/$$

Здесь $q_\parallel$ направлено вдоль сегнетоэлектрической b-оси в CDP, а оси a, c - в базисной плоскости, перпендикулярной оси b. λ^2 - константа диполь-дипольного электрического взаимодействия. a (T) - щель оптической критической моды, при $T \to T_c$ $a^2(T) \sim |T - T_c|$.

Квазиодномерный характер спектра флуктуаций параметра порядка проявляется в большой величине отношения коэффициентов s_α, определяющих дисперсию флуктуаций по разным направлениям. Так, в DCDP согласно [1] $s_\parallel/s_c \approx 10^2$, $s_\parallel/s_a \approx 10^3$.

Последний член в /1/ описывает взаимодействие акустических мод с параметром порядка, где

$$V_\lambda(\vec{q}) = \frac{i}{2\sqrt{NM}}\sum_{\alpha\beta} g_{\lambda\beta,22}\left[e^\alpha_\lambda(\vec{q})q_\beta + q_\alpha e^\beta_\lambda(\vec{q})\right]. \qquad /5/$$

Тензор электрострикции одноосного сегнетоэлектрика $g_{\alpha\beta,22}$ для класса C_{2h} имеет четыре компоненты:

$$g_{11,22} \equiv g_1, \quad g_{22,22} \equiv g_2, \quad g_{33,22} \equiv g_3, \quad g_{13,22} \equiv g_4.$$

Для продольных волн вдоль симметричных направлений, используя /2/, получаем

$$V_{\lambda=\ell}(q_\alpha) = \frac{i}{\sqrt{NM}}g_{\alpha\alpha,22}q_\alpha = \frac{i}{\sqrt{NM}}g_\alpha\frac{\omega_\ell(q_\alpha)}{c_\alpha}, \qquad /6/$$

где α = 1,2,3. Из поперечных с параметром порядка взаимодействуют только волны, распространяющиеся в базисной плоскости ac с поляризацией в этой же плоскости /компонента $g_4 = g_{13,22}$ в /5//.

2. КОЭФФИЦИЕНТ ЗАТУХАНИЯ И СКОРОСТЬ УЛЬТРАЗВУКА. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Для описания распространения ультразвука рассмотрим двухвременную функцию Грина акустических фононов $D_{\vec{q}\mu}(t - t') = \langle\langle Q_{\vec{q}\mu}(t); Q^*_{\vec{q}\mu}(t')\rangle\rangle$. Используя метод уравнений движения, получаем для нее уравнение Дайсона:

$$D_{\vec{q}\mu}(\omega) = \left[\omega^2 - \omega^2_{\vec{q}\mu} - M_{\vec{q}\mu}(\omega)\right]^{-1}, \qquad /7/$$

где собственно энергетическая часть $M_{\vec{q}\mu}(\omega)$ с гамильтонианом /1/, /3/ в общем случае имеет вид

$$M_{\vec{q}\mu}(\omega) = 4\eta^2_0|V_\mu(\vec{q})|^2\langle\langle\delta\eta_{-\vec{q}};\delta\eta_{\vec{q}}\rangle\rangle_\omega + \sum_{\vec{k}}|V_\mu(\vec{q})|^2\langle\langle\delta\eta_{\vec{k}-\vec{q}}\delta\eta_{-\vec{k}};\delta\eta_{-\vec{k}+\vec{q}}\delta\eta_{\vec{k}}\rangle\rangle_\omega. \qquad /8/$$

Ее действительная часть определяет сдвиг частот акустических фононов, а мнимая - их затухание. Соответственно изменение скорости звука и коэффициент его поглощения определяются выражениями

$$\frac{\Delta c_\mu}{c_\mu} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{\omega^2_{\vec{q}\mu}}\,\mathrm{Re}\,M_{\vec{q}\mu}(\omega), \qquad /9/$$

$$a_\mu(\vec{q}) = \frac{1}{2\omega_{\vec{q}\mu} c_\mu}\,[-\mathrm{Im}\,M_{\vec{q}\mu}(\omega + i\epsilon)]. \qquad /10/$$

Как видно, обе эти величины в парафазе, когда $\eta_0 = 0$, определяются только двухчастичной функцией Грина флуктуаций параметра порядка, а в сегнетофазе или при $E \neq 0$ возникает вклад, обусловленный релаксацией параметра порядка /4/.

Двухчастичную функцию Грина в /8/ вычислим приближенно, аппроксимируя ее произведением одночастичных. Это приближение /приближение типа взаимодействующих мод/ вполне удовлетворительно вне критической области, малой в случае одноосных сегнетоэлектриков. В критической же области представление двухчастичной функции Грина в /8/ произведением одночастичных не дает полного описания критических флуктуаций /7/. В частности, оно нарушает соотношения подобия в критической области /8/. Однако детали поведения в критической области нас интересовать не будут /см. /7-9/ /, а для выяснения роли анизотропии спектра флуктуаций это приближение является вполне достаточным.

Используя дважды спектральные представления /см. /6/ /, получаем для второго слагаемого в /8/ приближенное выражение:

$$M^{(2)}_{\vec{q}\mu}(\omega) = 2|V_\mu(\vec{q})|^2 \sum_{\vec{k}} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1\, d\omega_2}{\omega_1 - \omega_2 - \omega} \times$$

$$\times [n(\omega_1) - n(\omega_2)]\, g_{\vec{k}-\vec{q}}(\omega_1)\, g_{\vec{k}}(\omega_2), \qquad /11/$$

где $n(\omega)$ - числа заполнения фононов, в /11/ введены спектральные плотности одночастичных функций Грина для флуктуаций параметра порядка:

$$g_k(\omega) = -\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im} \ll \delta\eta_{\vec{k}}\,;\,\delta\eta_{-\vec{k}} \gg_{\omega+i\epsilon} = -g_{\vec{k}}(-\omega). \qquad /12/$$

Известно /2/, что в CDP сегнетоактивная мода является переторможенной, поэтому одночастичную функцию Грина в /12/ - динамическую восприимчивость - можно представить в виде

$$\ll \delta\eta_{\vec{k}}\,;\,\delta\eta_{-\vec{k}} \gg = -\chi(\vec{k})/(1 + i\omega\tau_{\vec{k}}), \qquad /13/$$

где $\chi(\vec{k})$ - статическая восприимчивость /4/, $\tau_{\vec{k}} = \tau_0\chi(\vec{k})$ - время релаксации.

Используя /8/, /11/-/13/, с учетом /9/, /10/ получаем в классическом пределе, когда $n(\omega) \approx \omega/T$, выражения для изменения скорости ультразвука:

$$\frac{\Delta c_\mu}{c_\mu} = -\frac{|V_\mu(\vec{q})|^2}{\omega^2_{\vec{q}\mu}} \left\{ \frac{2\eta_0^2\chi(\vec{q})}{1 + \omega^2\tau^2_{\vec{q}}} + T\sum_{\vec{k}} \chi(\vec{k})\chi(\vec{k}-\vec{q}) \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 + \mathrm{Re}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega^2\, d\omega_1\, d\omega_2}{(\omega_1 - \omega_2)^2 - \omega^2} \cdot \frac{\tau_{\vec{k}}\,\tau_{\vec{k}-\vec{q}}}{\pi^2(1 + \omega_1^2\tau^2_{\vec{k}})(1 + \omega_2^2\tau^2_{\vec{k}-\vec{q}})} \right] \right\}, \qquad /14/$$

и коэффициента затухания:

$$a_\mu(\vec{q}) = \frac{|V_\mu(\vec{q})|^2}{\omega_{\vec{q}\mu} c_\mu} \left\{ \frac{2\eta_0^2\chi(\vec{q})\omega\tau_{\vec{q}}}{1 + \omega^2\tau^2_{\vec{q}}} + \right.$$

$$\left. + T\frac{\omega}{\pi} \sum_{\vec{k}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1\,\chi(\vec{k})\chi(\vec{k}-\vec{q})\tau_{\vec{k}}\tau_{\vec{k}-\vec{q}}}{(1 + \omega_1^2\tau^2_{\vec{k}-\vec{q}})(1 + (\omega_1 - \omega)^2\tau^2_{\vec{k}})} \right\}, \qquad /15/$$

где для CDP взаимодействие $V_\mu(\vec{q})$ имеет вид /5/.

Рассмотрим выражения /14/ и /15/ отдельно. В параэлектрической фазе в отсутствие внешнего поля $\eta_0 = 0$. В этом случае в статическом пределе $(\omega = 0)$ при $q \to 0$ из /14/ получаем, переходя от суммы к интегралу / v - объем примитивной ячейки/:

$$\frac{\Delta c_\mu}{c_\mu} = -\frac{T|V_\mu(\vec{q})|^2}{\omega^2_{\vec{q}\mu}}\,\frac{vN}{(2\pi)^3}\int d^3k\,\chi^2(\vec{k}) \equiv -\frac{T|V_\mu(\vec{q})|^2 N\xi(T)}{\omega^2_{\vec{q}\mu}}\ . \qquad /16/$$

Для оценки интеграла в /16/ - корреляционного параметра $\xi(T)$ - рассмотрим две области температуры: область квазиодномерных корреляций, когда

$$s_\perp^2 k_0^2 \ll a^2(T_{1D}) \ll s_\parallel^2 k_0^2 \equiv \omega_D^2, \qquad /17/$$

и область трехмерных корреляций, когда

$$a^2(T_{3D}) \ll s_\perp^2 k_0^2, \qquad /18/$$

где k_0 - квазиимпульс обрезания при интегрировании по k в /16/. Используя /17/ и /18/, получаем

$$\xi(T \geq T_{1D}) \approx \frac{v\omega_D^3}{16\pi s_\parallel^3 a^4(T)} \sim \frac{1}{t^2}\,, \quad t = \frac{T - T_c}{T_c}, \qquad /19/$$

$$\xi(T_{1D}) \approx \frac{v\omega_D}{8\pi s_\parallel^2 s_\perp a^2(T)} \sim \frac{1}{t}\,, \qquad /20/$$

$$\xi(T_{3D}) \approx \frac{v}{8\pi s_\perp^3 \lambda} \ln \frac{2\lambda}{a(T)} \sim - \ln t. \qquad /21/$$

Оценка параметра ξ в случае изотропного спектра $s_\perp \approx s_\parallel = s$ имеет вид /21/ /4/.

Оценки /19/-/21/ показывают, что сильная анизотропия спектра приводит к двум качественно новым для одноосных сегнетоэлектриков эффектам. Во-первых, по мере приближения к температуре фазового перехода меняется вид особенности поведения скорости звука: от степенного с критическим индексом $\rho = 2$ /при $T > T_{1D}$/ или $\rho = 1$ /при $T \approx T_{1D}$/ в области квазиодномерных до логарифмического в области трехмерных флуктуаций. Во-вторых, изменение скорости ультразвука в критической точке /определяемой трехмерными корреляциями/ может быть заметно большим, чем в случае изотропного спектра:

$$\frac{(\Delta c_\mu / c_\mu)_{\text{квази-1D}}}{(\Delta c_\mu / c_\mu)_{\text{изотроп.}}} \approx \frac{s_\parallel^3}{s_\perp^3} . \qquad /22/$$

Для CDP это отношение равно примерно 10^3.

В сегнетоэлектрической фазе критические аномалии изменения скорости ультразвука имеют такой же вид, как и в парафазе, поскольку первое слагаемое в /14/ не имеет особенности. При распространении продольного звука вклад первого слагаемого зависит от направления. При распространении вдоль сегнетоэлектрической b-оси этот вклад стремится к нулю при $T \to T_c$ как $\eta_0^2 \sim (T_c - T)^{2\beta}$. При распространении же вдоль осей a, c первое слагаемое в /14/ при $T \to T_c$ дает постоянный сдвиг:

$$\Delta c^{(1)}/c \approx -2 g^2_{aa,b} / c_a^2 M.$$

Рассмотрим теперь коэффициент затухания ультразвука /15/. В парафазе, в пределе $\omega \ll 1/\tau_k$, $q \to 0$, получаем при поглощении на частоте $\omega = \omega_{\vec{q}\mu}$ выражение

$$a_\mu(\vec{q}) = \frac{T}{c_\mu} |V_\mu(\vec{q})|^2 \tau_0 \frac{vN}{(2\pi)^3} \int d^3k \chi^3(\vec{k}) \equiv \frac{T}{c_\mu} |V_\mu(\vec{q})|^2 \tau_0 NK(T). \qquad /23/$$

Используя /17/, /18/, получаем для интеграла K следующие оценки /при $a^2(T) \sim t$ /:

$$K(T \geq T_{1D}) \approx \frac{3\pi v \omega_D^3}{4 s_\parallel^3 a^6(T)} \sim \frac{1}{t^3} , \qquad /24/$$

$$K(T_{1D}) \approx \frac{v\omega_D}{64\pi s_\parallel^2 s_\perp a^4(T)} \sim \frac{1}{t^2} , \qquad /25/$$

$$K(T_{3D}) \approx \frac{v \cdot \omega_D}{64\pi s_\perp^3 a^2(T)} \sim \frac{1}{t} . \qquad /26/$$

Оценка интеграла K(T) в случае изотропного спектра ($s_\perp \approx s_\parallel = s$) имеет вид /26/ и совпадает с результатом работы /4/. В пределе $T \to T_c$ получаем отношение коэффициентов затухания в квазиодномерном и изотропном случаях в виде

$$\frac{a_{\text{квази-1D}}}{a_{\text{изотроп.}}} \sim \frac{s_\parallel^3}{s_\perp^3} , \qquad /27/$$

что составляет $\sim 10^3$ для CDP, как и при изменении скорости /22/.

В сегнетоэлектрической фазе флуктуационный вклад от двухчастичных возбуждений имеет такие же особенности, как и в параэлектрической фазе. Вклад релаксационного типа /первое слагаемое в /15// зависит от направления распространения звука. При распространении звука вдоль оси b этот вклад стремится к нулю при $T \to T_c$. Однако при распространении вдоль осей a, c он имеет особенность:

$$a^{(1)} \sim (\omega^2 g^2_{aa,3} \tau_0 / c_a^3 M) a^{-2}(T) \sim t^{-1} . \qquad /28/$$

По характеру она такая же, как и у двухчастичного вклада.

Таким образом, сильная анизотропия спектра флуктуаций параметра порядка в квазиодномерном одноосном сегнетоэлектрике приводит к ослаблению подавления критических флуктуаций дипольным дальнодействующим взаимодействием, которое должно наблюдаться во всей области температур вплоть до критической точки.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Рассмотрим особенности распространения ультразвука в квазиодномерном сегнетоэлектрике более детально. Для этого необходимо вычислить восприимчивость /4/. При описании релаксационной динамики в области фазового перехода удобно перейти к псевдоспиновому представлению /10/ для локальной нормальной координаты η_k, в котором параметр порядка $P = z^* \eta_0 / \sqrt{N} = \mu\sigma$, где μ - электрический дипольный момент на примитивную ячейку, описываемую псевдоспином σ_n^z. В псевдоспиновом представлении критическая мода, соответствующая параметру порядка, описывается моделью Изинга, гамильтониан которой /гамильтониан $H(\eta_k)$ в /1/, записанный в псевдоспиновом представлении/ имеет вид /2/:

$$H = -\sum_{n\alpha} (J_\parallel \sigma^z_{n,\alpha} \sigma^z_{n+1,\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{m\gamma} J_{\perp m\gamma} \sigma^z_{n,\alpha} \sigma^z_{n+m,\alpha+\gamma} + \mu E_{n\alpha} \sigma^z_{n,\alpha}), \qquad /29/$$

где $J_{\parallel}$ описывает взаимодействие ближайших соседей вдоль цепочки α, $J_{\perp my}$ - слабое взаимодействие между цепочками, $E_{n\alpha}$ - внешнее электрическое поле. Учитывая, что поперечное взаимодействие много меньше продольного, его можно учесть в приближении среднего поля, в котором гамильтониан α-й цепочки

$$H_{\alpha} = -\sum_{n} (J_{\parallel} \sigma^{z}_{n,\alpha} \sigma^{z}_{n+1,\alpha} + \sum_{my} J_{\perp my} \sigma^{z}_{n,\alpha} \langle \sigma^{z}_{n+m,\alpha+y} \rangle + \mu E_{n\alpha} \sigma^{z}_{n,\alpha}). \qquad /30/$$

Гамильтониан /30/ описывает одномерную модель Изинга во внешнем поле, для которой решение известно[11]. Статическая восприимчивость[2]

$$\chi(\vec{k}) = \frac{N\mu^{2} J_{\parallel}^{-1}}{\theta W_{\pm}(1 - 2y \cos k_{b}) - \eta J_{\perp}(\vec{k})}, \qquad /31/$$

где

$$J_{\perp}(\vec{k}) = 1 - \lambda_{0} \frac{k_{b}^{2}}{k^{2}} - k_{a}^{2} - k_{c}^{2},$$

здесь в безразмерных переменных

$$\theta = T/J_{\parallel}, \quad \eta = J_{\perp}/J_{\parallel}, \qquad /32/$$

величина $W_{\pm}$ равна $W_{+} = ch(2/\theta)$ в парафазе и $W_{-} = F/(1 - 2y)$ в сегнетофазе, а величины

$$F = [\exp(4/\theta) sh^{3}(\sigma\eta/\theta)]/[ch(\sigma\eta/\theta)\sigma^{3}]$$

и

$$y = sh(4/\theta)/[2ch(2\sigma\eta/\theta) + 2ch(4/\theta)].$$

Преобразуем восприимчивость /31/ к виду /4/. Тогда последняя определяется параметрами

$$a(\theta) = \theta W_{\pm}(1 - 2y) - \eta, \qquad /33/$$

$$s_{\parallel}^{2} = s_{b}^{2} = \theta W_{\pm} y, \quad s_{\perp}^{2} = s_{a}^{2} = s_{c}^{2} = \eta, \quad \lambda^{2} = \eta(\lambda_{0}/J_{\perp}).$$

Уравнение для средней "намагниченности" имеет вид

$$\sigma = sh(\sigma\eta/\theta)/\sqrt{sh^{2}(\sigma\eta/\theta) + \exp(-4/\theta)}. \qquad /34/$$

Система уравнений /4/, /13/-/15/,/33/ описывает температурную зависимость изменения скорости и коэффициента затухания ультразвука в квазиодномерном сегнетоэлектрике. Рассмотрим распространение продольного ультразвука вдоль симметричных направлений. Используя /14/, /15/ и /2/, /6/, а также выражение для восприимчивости /4/, запишем выражения для изменения скорости и коэффициента затухания ультразвука в виде

$$\frac{\Delta c_{\ell,\alpha}}{c_{\ell,\alpha}} = -\frac{g^{2}_{\alpha\alpha,b}}{c_{\alpha}^{2} M} \frac{\mu^{4}}{J_{\parallel}} [\frac{2\sigma^{2}\chi(\vec{q})}{1 + \omega_{\ell}^{2}(q_{\alpha}) \tau_{q\alpha}^{2}} + \frac{\theta}{(2\pi)^{3}} \int d^{3}k \chi^{2}(\vec{k})], \qquad /35/$$

$$\alpha_{\ell,\alpha}(q_{\alpha}) = \frac{g^{2}_{\alpha\alpha,b}\omega_{\ell}^{2}(q_{\alpha})}{c_{\alpha}^{3} M} \frac{\tau_{0}\mu^{4}}{J_{\parallel}} [\frac{2\sigma^{2}\theta\chi^{2}(q_{\alpha})}{1 + \omega_{\ell}^{2}(q_{\alpha}) \tau_{q\alpha}^{2}} + \frac{\theta}{2(2\pi)^{3}} \int d^{3}k \chi^{3}(\vec{k})]. \qquad /36/$$

Таким образом, для определения температурной зависимости величин /29/, /30/ необходимо задать значения частоты ультразвука $\omega_{\ell}(q_{\alpha})$ и волнового числа q_{α}, которые связаны соотношением /2/, и значения параметров η, λ^{2}, τ_{0}. На основе результатов работы[2] получаем для CDP $\eta = 0,03$, $\tau_{0} = 1,9 \cdot 10^{-13}$с. Параметр λ^{2} определим, используя результаты работы[1], откуда следует, что $\lambda_{0}/J_{\perp} = 170$. Поэтому $\lambda^{2} = 4,93$. Для DCDP $\eta = 0,0024$, $\lambda^{2} = 0,42$.

На рис.1-4 приведены результаты вычисления с помощью самосогласованной системы уравнений /4/, /33/, /35/, /36/ температурной зависимости перенормировки /выражения в квадратных скобках в/35/, /36// скорости продольного звука вдоль сегнетоэлектрической оси b и коэффициента его затухания в CDP и DCDP. На рис.1 и 3 пунктирными кривыми показаны отдельно релаксационный (1) /первое слагаемое в /35// и флуктуационный (2) /второе слагаемое в /35// вклады в перенормировку скорости звука в сегнетофазе.

Подобное поведение имеет место и для продольного звука вдоль несегнетоэлектрических осей a и c /абсолютная величина их определяется компонентами $g_{aa,b}$ и $g_{ac,b}$ тензора электрострикции/, и для поперечного звука, поляризованного и распространяющегося в плоскости (a, c) /компонента $g_{ac,b}$ тензора электрострикции/.

Заметим, что при расчетах мы согласно /13/ использовали выражение для времени релаксации в виде $\tau_{\vec{q}} = \tau_{0}\chi(\vec{q})$, поскольку выражение, следующее из динамической модели Изинга[2], приводит к нефизическому поведению коэффициента затухания в сегнетофазе: при $T \to 0$ он начинает неограниченно возрастать. Использование в[2] динамической модели Изинга для описания диэлектрической релаксации также дает неудовлетворительное описание в сегнетофазе.

ОБСУЖДЕНИЕ

Проанализируем кратко основные результаты. Проведенное рассмотрение показывает, что сильная анизотропия спектра критиче-

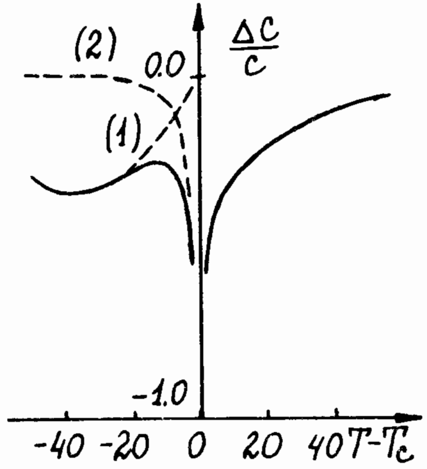

Рис.1. Температурная зависимость перенормировки скорости продольного звука в CDP.

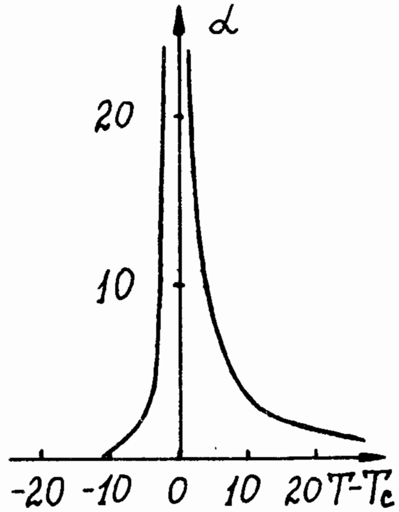

Рис.2. Температурная зависимость коэффициента затухания продольного звука в CDP.

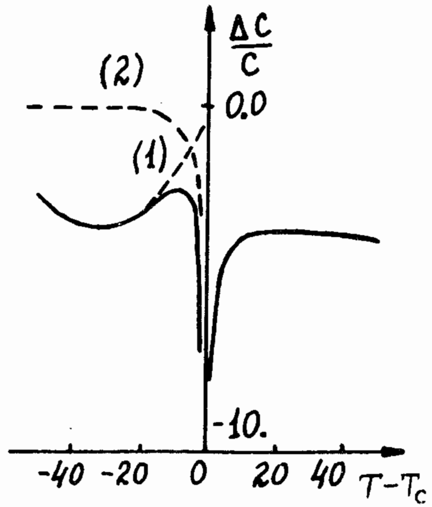

Рис.3. Температурная зависимость перенормировки скорости продольного звука в DCDP.

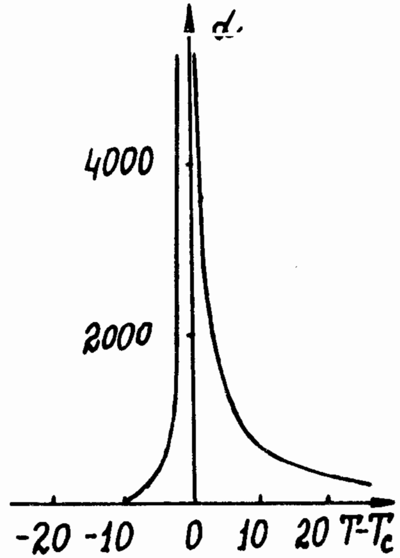

Рис.4. Температурная зависимость коэффициента затухания продольного звука в DCDP.

ских флуктуаций параметра порядка приводит к двум качественно новым для одноосных сегнетоэлектриков эффектам. Во-первых, по мере приближения к T_c меняется вид критических аномалий: происходит кроссовер из области квазиодномерных флуктуаций в область трехмерных, определяющих критическую точку. Во-вторых, в области трехмерных флуктуаций происходит усиление особенностей по сравнению с изотропным одноосным сегнетоэлектриком в 10^3 - 10^4раз. Причем это усиление происходит за счет множителя перед температурным членом при таком же, как и в изотропном случае, критическом индексе, но реально приводит к гораздо большей величине аномалии, чем в первой области. Сравним полученные результаты с данными эксперимента /3/. Результаты оценок /раздел 3/ и численных расчетов, представленных на рис.1-4, качественно объясняют этот эксперимент, в котором наблюдается именно такое поведение. Количественное сравнение можно провести в парафазе, зная параметры в выражениях /35/, /36/. При описании сегнетофазы наша модель не учитывает некоторых эффектов, которые хотя и не изменят критического поведения в принципе, но могут повлиять на ход температурной зависимости. А именно, не учтены доменная структура и связь параметров порядка вида $Q^2\eta^2$ /12/. Кроме того, на критические аномалии может оказать сильное влияние наличие дефектов, которые всегда имеются в реальных кристаллах /13/.

В недавно опубликованной работе /12/ было обнаружено сильное влияние электрического поля вдоль сегнетоэлектрической оси на величину критических аномалий. Этот эффект также объясняется в рамках рассмотренной модели. А именно, приложение поля $E \sim J_{\perp}/\mu$ приводит к подавлению квазиодномерных флуктуаций и, как следствие, снятию сильных критических аномалий.

Авторы признательны В.Л.Покровскому и Л.А.Шувалову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Youngblood R. et al. Phys.Rev.B, 1980, 22, p.228.
2. Kanda E., Tamaki A., Fujimara T. J.Phys.C, 1982, 15, p.3401.
3. Якушкин Е.А., Баранов А.И., Шувалов Л.А. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с.27.
4. Леванюк А.П., Минаева К.А., Струков Б.А. ФТТ, 1968, 10, с.2443.
5. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. "Мир", М., 1981.
6. Плакида Н.М. В кн.: Квантовая теория поля и статистическая физика /ред. Н.Н.Боголюбов/. "Наука", М., 1973, с.205.
7. Bruce A.D., Cowley R.A. Adv.Phys., 1980, 29, p.219.
8. Schwabl F. Phys.Rev.B, 1973, 7, p.2038.
9. Murata K.K. Phys.Rev.B, 1976, 13, p.4015.

10. Вакс В.Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. "Наука", М., 1973.
11. Scalapino D.J., Imry Y., Pincus P. Phys.Rev.B, 1975, 11, p.2042.
12. Baranov A.I., Shuvalov L.A., Yakushkin E.D. Ferroelectrics, 1983, 47, No.2.
13. Levanyuk A.P., Sigov A.S., Sobyanin A.A. Ferroelectrics, 1980, 24, p.61.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1983 года.

Аксенов В.Л., Дидык А.Ю., Плакида Н.М. P17-83-360
Затухание ультразвука в квазиодномерных сегнетоэлектриках

Рассмотрена теория затухания ультразвука в одноосных сегнетоэлектриках с сильноанизотропным спектром флуктуаций параметра порядка. Показано, что квазиодномерный характер дисперсии флуктуаций приводит к качественно новым особенностям в поведении коэффициента затухания и изменении скорости ультразвука. Развитая теория качественно объясняет недавние эксперименты по распространению ультразвука в сегнетоэлектрике CsH_2PO_4.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Aksenov V.L., Didyk A.Yu., Plakida N.M. P17-83-360
Ultrasonic Attenuation in Quasi-One-Dimensional Ferroelectrics

The theory of the ultrasonic attenuation in uniaxial ferroelectrics with the strougly anisotropic spectrum of order parameter fluctlations is considered. It is shown that quasi-one-dimensional character of fluctuations dispersion leads to qualitatively new effects in the behaviour of ultrasonic velocity and attenuation. The theory allows one to explain qualitatively recent experiments on ferroelectrics CsH_2PO_4.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.