

ПЕРЕХОД ОТ ДИПОЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ К ПОВЕДЕНИЮ "ИЗИНГОВСКОГО ТИПА" В ОДНООСНОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ TSCC

*Г.А. Смоленский, И.Г. Синий, А.К. Таганцев, С.Д. Прохорова,
В.Д. Миквабия, В. Виндш¹⁾*

В одноосном сегнетоэлектрике TSCC обнаружено сосуществование логарифмических поправок и скачка скорости звука вдоль полярной оси. Такое необычное поведение объясняется аномальной малостью макроскопического дипольного взаимодействия, которое оказывается существенным только в небольшой несимметричной окрестности T_c .

Кристаллы $(\text{CH}_3\text{NHCH}_2\text{COOH})_3\text{CaCl}_2$ (TSCC) являются одноосными сегнетоэлектриками¹. Хорошо известно, что в таких кристаллах диполь-дипольное взаимодействие, подавляя флуктуации, приводит только к слабым логарифмическим поправкам в поведении термодинамических величин вблизи фазового перехода² и к подавлению в T_c скачка скорости продольного звука, распространяющегося вдоль полярной оси³.

¹⁾ Университет им. К.Маркса, Лейпциг, ГДР.

В настоящей работе исследовалось рассеяние Манделъштама — Бриллюэна в области сегнетоэлектрического фазового перехода в TSCC, методика эксперимента описана в ⁴. Для скоростей продольного звука, распространяющегося как вдоль (V_2), так и перпендикулярно полярной оси (V_3), вблизи T_c наблюдались скачки (рис. 1 и рис. 2). С другой стороны, выше перехода вблизи T_c можно выделить аномальные части ΔV_2 и ΔV_3 , которые изменяются по логарифмическому закону (рис. 3).

Рассмотрим, каким образом можно дать непротиворечивое объяснение наблюдавшимся аномалиям. Для скачка скорости звука при переходе в сегнетофазу в пренебрежении затуханием ²⁾ справедливо известное соотношение ⁵:

$$\Delta V \sim P_0^2 / \chi^{-1}, \quad (1)$$

где P_0 — спонтанная поляризация, χ^{-1} — обратная восприимчивость. В одноосном сегнетоэлектрике необходим учет вклада макроскопического диполь-дипольного взаимодействия в χ^{-1} , так что $\chi^{-1} = \chi_0^{-1} + 4\pi k^2 / k^2$, где \mathbf{k} — волновой вектор звука. Чрезвычайно малое значение константы Кюри — Вейсса в TSCC ^{6, 7} в сочетании с низкой частотой мягкой моды и слабым LO — TO расщеплением ^{7, 8} говорит об очень малой величине эффективного заряда, связанного с мягким оптическим колебанием. Поэтому в TSCC может оказаться, что при некоторой температуре T_0 , не слишком далекой от T_c , вклад в χ^{-1} от короткодействующих сил становится равным аномально малому в нашем случае вкладу диполь-дипольного взаимодействия. Тогда при температуре T_0 будет наблюдаться переход в поведении кристалла от дипольного (с подавлением флуктуаций вдоль полярной оси и логарифмическими поправками) к обычному поведению типа "изинговского", соответствующему близкой по величине жесткости продольных и поперечных флуктуаций параметра порядка.

Легко показать, что такая температура T_0 действительно может быть найдена. Учитывая близость перехода в TSCC к критической точке ³⁾, имеем $P_0^2 \sim (\alpha/\gamma)^0$, ⁵ и $\chi_0^{-1} = 4\alpha$, где α , β и γ — коэффициенты в разложении термодинамического потенциала по степеням поляризации P_0 . Тогда для скачков скоростей звука из (1) получаем

$$\Delta V_3 \sim (T_c - T)^{-0, 5} \quad \text{и} \quad (2)$$

$$\Delta V_2 \sim (T_c - T)^0, (T_c + C/4 - T)^{-1}, \quad (3)$$

где C — константа Кюри — Вейсса. ΔV_2 имеет минимум при $T = T_0^- = T_c - C/4$. При $T \ll \ll T_0^-$ поведение ΔV_2 и ΔV_3 аналогично и подчиняется выражению (2), т.е. при этих температурах влияние диполь-дипольных сил на динамику параметра порядка мало. При $|T - T_c| < |T_0^- - T_c|$, наоборот, диполь-дипольный вклад в χ^{-1} преобладает над вкладом близкодействующих сил. Если T_0^- достаточно близка к T_c , как в нашем случае, то внешнее изменение скорости продольного звука, распространяющегося вдоль полярной оси, будет выглядеть как скачок, растянутый в температурном интервале порядка $T_c - T_0^-$. При этом для направления, перпендикулярного полярной оси, скачок останется резким. Это качественно согласуется с нашими результатами для сегнетофазы (рис. 1 и рис. 2).

Выше перехода ввиду близости фазового перехода к трикритической точке близкодействующий и диполь-дипольный вклады сравниваются при температуре $T_0^+ = T_c + 4(T_c - T_0^-)$. Таким образом, температурная область, где существенно диполь-дипольное взаимодействие, оказывается несимметричной относительно T_c . Принимая во внимание разброс значений

²⁾ Резкость скачка скорости звука, распространяющегося перпендикулярно полярной оси (рис. 2) говорит о том, что затуханием на наших частотах можно пренебречь в области, не слишком близкой к T_c .

³⁾ Мерой близости перехода к критической точке служит малая разность температур T_c и T^* , при которой $\beta^2 = 4\alpha\gamma$. Согласно данным ⁶ $|T^* - T_c| \approx 1$ К.

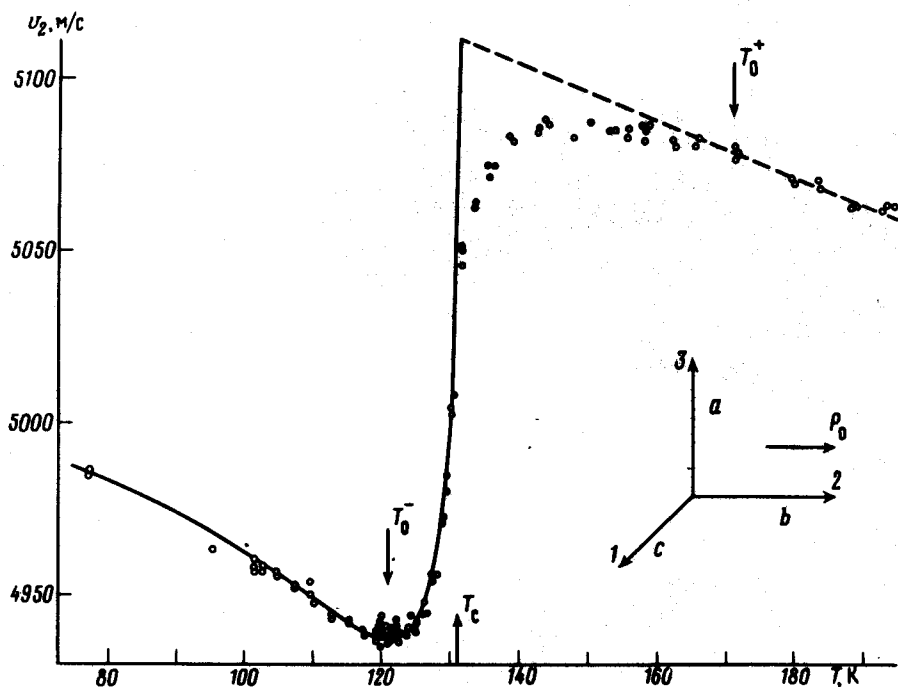


Рис. 1. Температурная зависимость скорости продольной звуковой волны V_2 , распространяющейся вдоль полярной оси. Пунктир — экстраполяция из области, далекой от перехода. Сплошная линия — расчет по формуле (3)

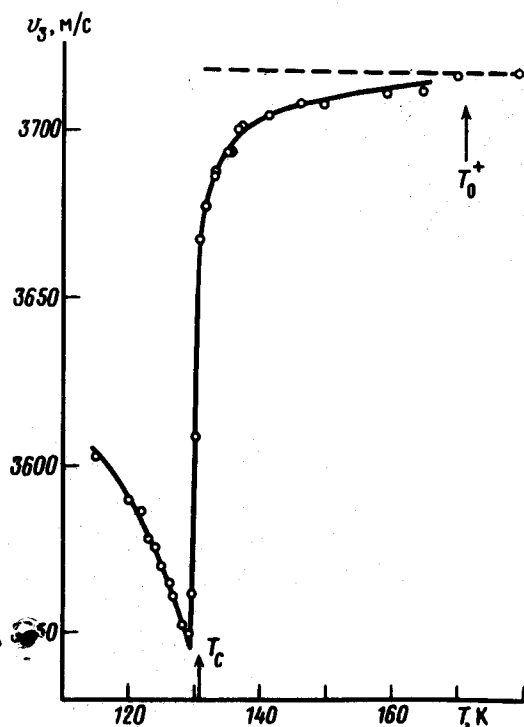


Рис. 2. Температурная зависимость скорости продольной звуковой волны, (V_3), распространяющейся перпендикулярно полярной оси, вдоль a (рис. 1), являющейся в TSCC псевдогексагональной осью. Пунктир — то же, что на рис. 1

для $C^{6.7}$, для $\Delta T_0^- = T_c - T_0^- = C/4$ определяем величину в пределах от 6 до 15 К, в то время как для $\Delta T_0^+ = T_0^+ - T_c$ получаем область $24 \div 60$ К. T_0^- мы можем оценить из наших данных по минимуму ΔV_2 (см. рис. 1), что дает $\Delta T_0^- \cong 10$ К. Таким образом, если в параэлектрической области наблюдаются логарифмические поправки, то они должны наблюдаться при температурах, меньших T_0^+ . В нашем случае логарифмическая зависимость ΔV_2 обнаружена в интервале порядка 32 К выше T_c , что согласуется с ожидаемым значением $\Delta T_0^+ = 4\Delta T_0^- = 40$ К.

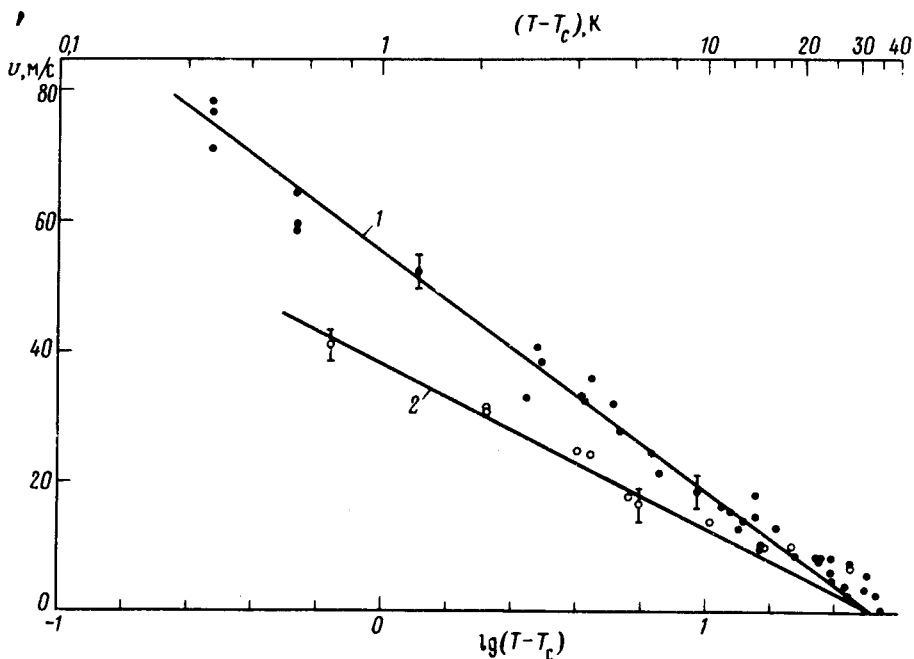


Рис. 3. Аномальная часть ΔV_2 и ΔV_3 в зависимости от температуры: 1 — ΔV_2 , 2 — ΔV_3

Отметим, что в ⁹ при измерении диэлектрической проницаемости ϵ_2 были обнаружены логарифмические поправки к закону Кюри — Вейсса, согласующиеся с результатами ² в интервале не более 20 К выше перехода. Это не противоречит нашим оценкам ΔT_0^+ .

Таким образом, согласно существующим экспериментальным данным, TSCC является уникальным случаем сегнетоэлектрика с аномально малой величиной диколь-дипольного взаимодействия. Это позволило наблюдать выравнивание вкладов близкодествующих и диполь-дипольных сил в обратную восприимчивость вблизи T_c .

Обсуждавшаяся в статье малость макроскопического диполь-дипольного взаимодействия TSCC должна повлечь за собой малость лоренцевской составляющей диполь-дипольного взаимодействия, которое поэтому не может являться причиной сегнетоэлектрической неустойчивости. Тогда можно ожидать, что переход в TSCC является псевдосвободным.

Литература

1. Makita Y. J. Phys. Soc. Japan, 1965, 20, 2073.
2. Леванюк А.П. ЖЭТФ, 1965, 49, 1304; Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1969, 56, 2087.
3. Гегузина С.Я., Кривоглаз М.А. ФТТ, 1977, 9, 3055.
4. Смоленский Г.А., Синий И.Г., Прохорова С.Д., Годовиков А.А., Лайхо Р. ФТТ, 1981, 23, 2017.
5. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981.
6. Bornarel J., Schmidt V.H. J. Phys. C, 1981, 14, 2017.

7. *Kozlov G. V., Volkov A. A., Scott J. F., Feldkamp G. E., Petzelt J.* Phys. Rev. B, 1983, 28, 255.
8. *Prokhorova S. D., Smolensky G. A., Siny I. G., Kuzminov E. G., Mikvabia V. D., Arndt H.* Ferroelectrics, 1980, 25, 629.
9. *Sandvold E., Courtens E.* Phys. Rev. B, 1983, 27, 5660.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 февраля 1984.
