

УДК 537.94

©1993

НЕСОРАЗМЕРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРИСТАЛЛАХ Rb_2ZnBr_4 I. АКУСТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А. В. Китык, В. П. Сопрунюк, О. Г. Влох

Исследованы температурные зависимости скоростей продольных и поперечных ультразвуковых волн и коэффициентов линейного электроакустического эффекта в области несоразмерных фазовых переходов кристалла Rb_2ZnBr_4 . Полученные результаты обсуждаются в рамках феноменологической теории.

Кристаллы Rb_2ZnBr_4 относятся к обширной группе соединений A_2BX_4 и при изменении температуры претерпевают ряд последовательных фазовых переходов (ФП), включая переходы в несоразмерную фазу (НФ) [1-3]. Как в подавляющем большинстве соединений группы A_2BX_4 , исходная параэлектрическая фаза Rb_2ZnBr_4 характеризуется структурой типа $\beta\text{-K}_2\text{SO}_4$ с пространственной группой симметрии $Pc2_1n$ и четырьмя формульными единицами в элементарной ячейке. В процессе охлаждения при температуре $T_i = 347$ К эти кристаллы претерпевают ФП второго рода из параэлектрической фазы в НФ и далее при $T_c = 190$ К — ФП первого рода в несобственную сегнетоэлектрическую фазу ($\mathbf{P}_s \parallel \mathbf{b}$) с утроенным периодом элементарной ячейки вдоль c -оси и пространственной группой симметрии $Pc2_1n$ [2-5].

Характерной особенностью кристаллов Rb_2ZnBr_4 является своеобразное температурное поведение волнового вектора модуляции структуры НФ по сравнению с остальными кристаллами группы A_2BX_4 . Так, согласно данным рентгеноструктурных и нейтронографических исследований [1-3], волновой вектор модуляции структуры $k_0 = \xi c^*$ (ξ — волновой параметр, $c^* = 2\pi/c$ — параметр обратной решетки) в этом кристалле не зависит от температуры примерно до 210 К, где наклон прямой меняется и в области $T = 190$ К наблюдается быстрое его изменение от значения $0.294c^*$ к $(1/3)c^*$. Авторы работы [2] впервые обратили внимание на то, что значение волнового параметра $\xi = 0.294$ для области температуры, где $k_0 = \text{const}$, в пределах точности эксперимента может быть представлено в виде рационального числа $\xi = m/n = 5/17$. Одновременно высказывались предположения, что и в области резкого изменения волнового вектора k_0 температурная зависимость ξ принимает при понижении температуры последовательные дискретные значения $3/11$, $5/17$, $7/23$, $9/29$ и $11/35$. На самом деле в результате последующих прецизионных нейтрон-дифракционных исследований НФ Rb_2ZnBr_4 [3] было обнару-

жево сосуществование по меньшей мере трех длинно-периодических модуляций: $\xi = 5/17$ во всей области сосуществования НФ и $\xi = 11/37, 7/23$ в интервале температур $T_c \div T_c + K$.

Указанные выше обстоятельства вызывают у многих исследователей повышенный интерес к изучению природы несоразмерно модулированной структуры в кристаллах Rb_2ZnVg_4 различными методами, включая структурные, диэлектрические, оптические, радиоспектроскопические и др. К настоящему времени имеется значительное число работ, посвященных данной проблеме. Довольно исчерпывающую информацию об этих исследованиях можно получить из обзорной работы [6] и соответствующих ссылок в ней. Вместе с тем в литературе фактически отсутствуют сведения об акустических исследованиях указанных кристаллов, хотя некоторые аспекты поведения упругих свойств в области ФП, определенным методом бриллюэновской спектроскопии, обсуждались ранее в [7]. В настоящей работе впервые в широком интервале температур, включающем в себя область существования несоразмерных ФП, проведены исследования температурных зависимостей скоростей ультразвуковых волн (УЗВ) и коэффициентов линейного электроакустического эффекта в кристаллах Rb_2ZnVg_4 . Результаты обсуждаются в рамках феноменологической теории. В нашей следующей работе [8], которая является органическим продолжением данной, проводится изучение влияния гидростатического давления на температурное поведение акустических и дупреломляющих свойств в области несоразмерных ФП.

Кристаллы Rb_2ZnVg_4 выращивались из водного раствора соединений $RbVg$ и $ZnVg_2$, взятых в стехиометрическом соотношении, методом медленного испарения при постоянной температуре. В результате были получены монокристаллы размерами $10 \times 10 \times 30$ мм хорошего оптического качества. Установка последних в кристаллографической системе координат проводилась рентгеновским методом. При этом оси выбирались так, что в исходной парафазе ($T > T_i$) $a = X > c = Z > b = Y$ ($a \approx \sqrt{3}$, b, c — псевдогексагональная ось). Скорости УЗВ определялись ультразвуковым эхо-импульсным методом [9] на частоте 10 МГц с относительной точностью $\sim 10^{-4}$. Акустические исследования проводились в процессе медленного охлаждения образцов со скоростью 0.1 – 0.2 К/мин.

На рис. 1 приведены температурные зависимости скоростей продольных УЗВ V_1 ($q \parallel a, E \parallel a$), V_2 ($q \parallel b, E \parallel b$) и V_3 ($q \parallel c, E \parallel c$), (q — волновой вектор УЗВ, E — ее поляризация) кристаллов Rb_2ZnVg_4 . Для скоростей УЗВ V_1 и V_2 наблюдается резкое уменьшение их величин в области перехода из параэлектрической фазы в НФ (рис. 1, вставка). В НФ скорости всех продольных УЗВ возрастают и испытывают слабые скачки в окрестности ФП в сегнетоэлектрическую фазу при $T = T_c$. Температурные зависимости скоростей поперечных УЗВ V_4 ($q \parallel b, E \parallel c$), V_5 ($q \parallel a, E \parallel c$) и V_6 ($q \parallel a, E \parallel b$) (рис. 2) характеризуются изломами в области T_i . Последние особенно четко проявляются в зависимостях $V_5(T)$ и $V_6(T)$. В НФ скорости всех поперечных волн с понижением температуры возрастают, а в области перехода из НФ в полярную фазу наблюдается заметное уменьшение скоростей УЗВ V_5 и V_6 . В то же время скорость УЗВ V_4 испытывает лишь слабый скачок при $T = T_c$.

В настоящей работе изучалось влияние электрического поля, приложенного вдоль кристаллографической оси b (компонента E_2), на скорости

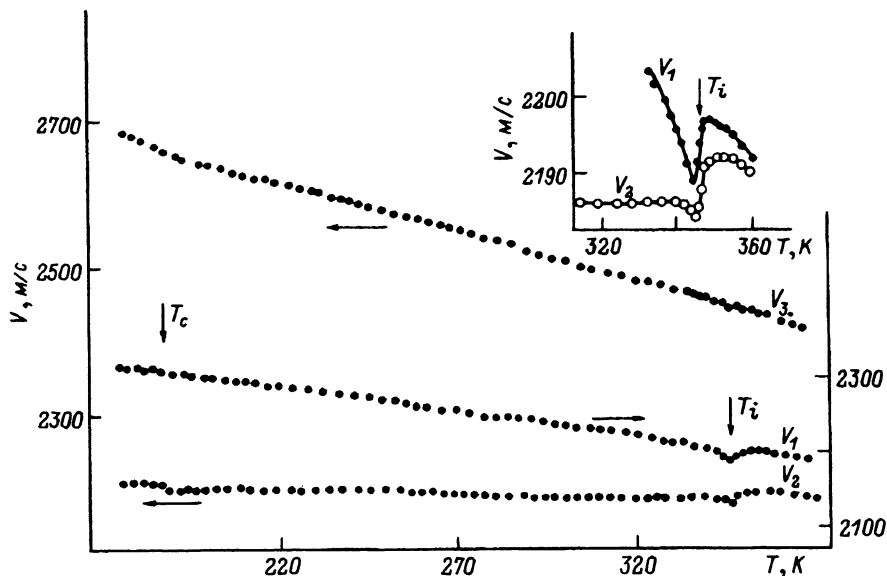


Рис. 1. Температурные зависимости скоростей продольных УЗВ кристалла Rb_2ZnBr_4 .

На вставке детально показаны зависимости $V_1(T)$ и $V_2(T)$ в окрестности T_i .

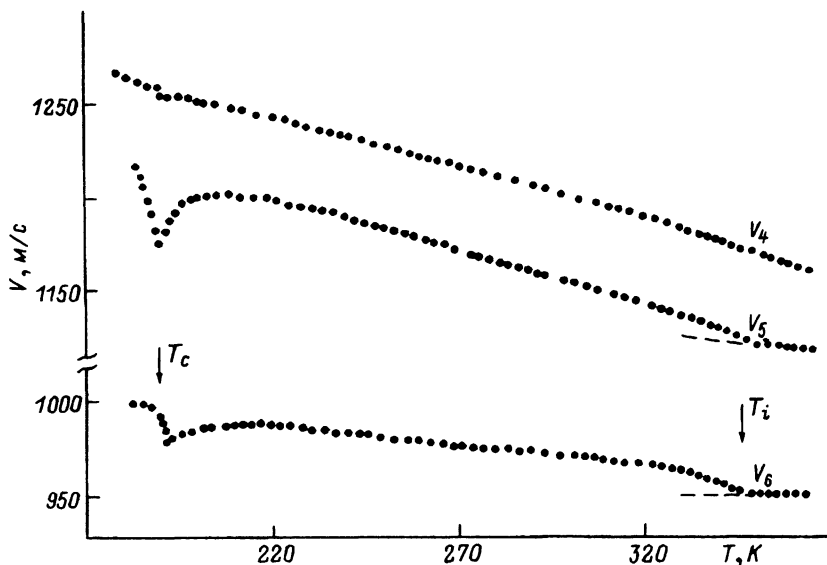


Рис. 2. Температурные зависимости скоростей поперечных УЗВ кристалла Rb_2ZnBr_4 .

УЗВ V_2 и V_6 . В указанной геометрии эксперимента таким образом фактически исследовались эффективные коэффициенты линейного электроакустического эффекта $f_{222}^* = f_{22222}/2C_{2222}$ и $f_{662}^* = f_{12122}/2C_{1212}$ соответственно. Электроакустические коэффициенты определялись по изменению соответствующих скоростей УЗВ от приложенного электрического

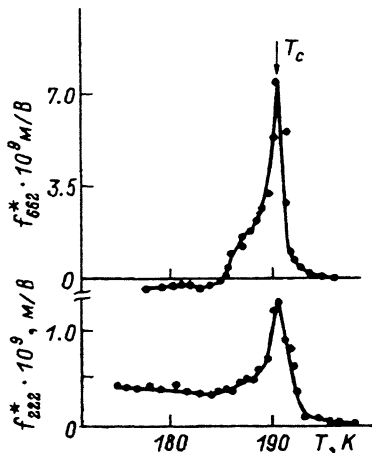


Рис. 3. Температурные зависимости электроакустических коэффициентов f_{222}^* и f_{662}^* кристалла Rb_2ZnBr_4 .

поля при фиксированной температуре. Точность стабилизации температуры в процессе указанных измерений составляла 0.02 К. Приложение электрического поля вдоль двух других кристаллографических направлений не сопровождалось какими-либо заметными изменениями скоростей УЗВ во всех вышеперечисленных фазах. Последнее объясняется особенностью вида полярного тензора пятого ранга для точечных групп симметрии mmm и $mm2$, в частности коэффициенты линейного электроакустического эффекта $f_{i11}^* = f_{i13}^* = 0$ ($i = 1 - 6$).

Температурные зависимости эффективных электроакустических коэффициентов f_{222}^* и f_{662}^* кристаллов Rb_2ZnBr_4 приведены на рис. 3. В параэлектрической фазе линейный электроакустический эффект в пределах точности эксперимента не наблюдается, что обусловлено ее центральносимметричностью. В НФ заметное влияние электрического поля на скорости УЗВ V_2 и V_6 наблюдается лишь в непосредственной близости к температуре сегнетоэлектрического ФП T_c , где величины соответствующих электроакустических коэффициентов испытывают отчетливые максимумы. В сегнетоэлектрической фазе коэффициенты f_{222}^* и f_{662}^* уменьшаются, принимая практически стабильные значения ниже 183 К. При этом в области температуры $T = 186$ К наблюдается изменение знака электроакустического коэффициента f_{662}^* .

Для анализа температурных зависимостей скоростей продольных и поперечных УЗВ в кристаллах Rb_2ZnBr_4 рассмотрим выражение свободной энергии, содержащее перекрестные члены ангармонического взаимодействия компонент деформации $U_1 - U_6$ с параметром порядка. В качестве последнего удобно выбрать некоторую фоновую координату Q_k . Свободная энергия для кристалла Rb_2ZnBr_4 аналогична случаям Rb_2ZnCl_4 и K_2SeO_4 [10,11] и для выбранной нами кристаллографической ориентации имеет вид

$$F = F_Q + F_{Q,U},$$

$$F_Q = \omega_k^2 Q_k Q_k^* + \frac{B}{2} + (Q_k Q_k^*)^2 + \frac{C}{3} (Q_k Q_k^*)^3 + \dots,$$

$$F_{Q,U} = \sum_{i=1}^3 a_i Q_k Q_k^* U_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 b_i Q_k Q_k^* U_i^2 +$$

$$+\beta_3^* (Q_{k_0}^3 U_4^*(K) + Q_{k_0}^* U_4^*(K)) + \beta_3 (Q_{1/3}^3 + Q_{1/3}^{*3}) U_4, \quad (1)$$

где $\omega_k^2 = A_0(T - T_i) + h(k_0 - |k|)^2$ — квадрат частоты мягкой моды; $K = a^* - 3k_0$; Q_{k_0} и $Q_{1/3}$ — нормальные координаты фононов в НФ и сегнетоэлектрической фазе соответственно. Анализ показывает, что для ультразвуковых частот, когда волновой вектор УЗВ $q \ll K$, предпоследний член разложения (1) принимает вид [10,11]

$$\beta_3^* Q_{k_0}^2 Q_{c^*-2k_0} U_4, \quad (2)$$

где $Q_{c^*-2k_0}$ — нормальная координата второй гармоники модуляции структуры, возникающей в результате воздействия УЗВ V_4 .

Характерной особенностью несоразмерных структур является наличие в их колебательном спектре двух ветвей — амплитудона и фазона [12]. Переход к этим новым нормальным координатам осуществляется посредством диагонализации выражения свободной энергии. Процедура диагонализации подробно описана в ряде работ (см., например, [10,13]). Проводя далее обычные преобразования [13] над диагонализированным выражением свободной энергии, получаем следующие уравнения для изменений скоростей УЗВ в НФ:

$$\Delta V_i = \frac{1}{2\rho V_i} \left[b_i Q_*^2 - \frac{2a_i^2 Q_*^2}{\omega_A^2(q)(1 + \Omega^2 \tau_A^2)} \right], \quad i = 1 - 3, \quad (3)$$

$$\Delta V_4 = \frac{1}{2\rho V_4} \left[b_4 Q_*^2 - \frac{\beta_3^{*2} Q_*^4}{2} \left(\frac{1}{\omega_\varphi^2(K)(1 + \Omega^2 \tau_\varphi^2)} + \frac{1}{\omega_A^2(K)(1 + \Omega^2 \tau_A^2)} \right) \right], \quad (4)$$

$$\Delta V_5 = \frac{1}{2\rho V_5} b_5 Q_*^2, \quad (5)$$

$$\Delta V_6 = \frac{1}{2\rho V_6} b_6 Q_*^2, \quad (6)$$

где ρ — плотность кристалла, $\Omega = qV$ — частота УЗВ, $\omega_A^2 = 2A_0(T - T_i) + hq^2$ и $\tau_A(q)$ — частота и время релаксации амплитудона, $\omega_\varphi^2(K) = hK^2 = h[(3\xi - 1)c^*]^2$ и τ_φ — частота и время релаксации неголдстоуновского фазона, $Q_*^2 = (A_0/B)(T_i - T)$ — равновесное значение квадрата амплитуды параметра порядка.

Из выражения (3) следует, что в области ФП парафазы-НФ скорости продольных УЗВ $V_1 - V_3$ должны испытывать отрицательные скачки ($\Delta V_i \sim a_i^2 B$), связанные с взаимодействием упругих деформаций $U_i (i = 1 - 3)$ с амплитудоном. Действительно, для скоростей V_1 и V_2 указанные скачки наблюдаются на эксперименте (рис. 1, вставка). Практическое отсутствие аномалии температурной зависимости скорости УЗВ V_3 в области T_i свидетельствует об относительно малой величине коэффициента связи a_3 . В НФ скорости всех продольных УЗВ квадратично зависят от амплитуды параметра порядка (первый член соотношения (3)).

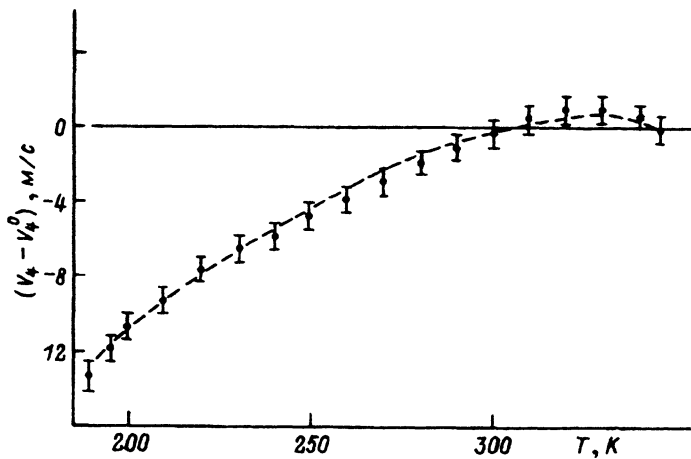


Рис. 4. Температурная зависимость $\Delta V_4 = (V_4 - V_4^0)$ в кристалле Rb_2ZnBr_4 . Точки — эксперимент, штриховая линия — расчет на основании соотношения (7).

Для скоростей поперечных УЗВ $V_4 - V_6$ в соответствии с выражениями (4)–(6) в области перехода из параэлектрической в НФ должно наблюдаться изменение наклонов их температурных зависимостей. Наиболее существенные изменения в области T_i претерпевают скорости V_5 и V_6 (рис. 2), тогда как температурная зависимость V_4 имеет лишь незначительный излом вследствие малости коэффициента связи b_4 . Следует при этом отметить, что в температурную зависимость V_4 в НФ заметный вклад вносит также и второй член соотношения (4). В этом можно легко убедиться, если из экспериментальной зависимости $V_4(T)$ выделить ее аномальную часть ΔV_4 , представляющую собой разницу между значением скорости V_4 и значением V_4^0 , полученным путем линейной экстраполяции зависимости $V_4(T)$ из парафазы. Температурная зависимость $\Delta V_4 = V_4 - V_4^0$ приведена на рис. 4. Из этого рисунка видно, что ΔV_4 понижением температуры вначале увеличивается, а затем уменьшается, принимая отрицательные значения вблизи переходов в сегнетоэлектрическую фазу.

Для объяснения этого факта рассмотрим более подробно уравнение (4). Необходимо иметь в виду, что вдали от T_i амплитудонным вкладом можно пренебречь, поскольку $\omega_A \gg \omega_\varphi$ [14], а Q_*^2 в действительности пропорционально $(T_i - T)^{2\beta}$ (β — критический индекс). Учитывая также, что $\omega_\varphi^2(K) = h[(3\xi - 1)c^*]^2$, а для используемых нами частот УЗВ $\Omega\tau_\varphi \ll 1$, получим следующее выражение для ΔV_4 в НФ:

$$\Delta V_4 = D(T_i - T)^{2\beta} - F \frac{(T - T_i)^{4\beta}}{(3\xi - 1)^2}, \quad (7)$$

где

$$D = b_4 A_0 / 2\rho V_4 B, \quad F = \beta_3^2 A_0^2 / 4\rho V_4 B^2 h c^{*2}.$$

На рис. 4 приведена рассчитанная по формуле (7) зависимость $\Delta V_4(T)$ на основе значения $\beta = 0.41$, определенного нами ранее из оптических

исследований [15], а также подобранных эмпирическим путем коэффициентов $D = 9.07 \cdot 10^{-2} \text{ М/К} \cdot \text{с}$ и $F = 5.81 \cdot 10^{-5} \text{ М/К}^2 \cdot \text{с}$. Штриховая кривая удовлетворительно согласуется с экспериментом (точки), что указывает на правильность известного подхода (см., например, [10-13,16,17]) к объяснению температурного поведения одной из скоростей УЗВ для случая, когда конденсация мягкой моды в НФ осуществляется вблизи точки зоны Бриллюэна $k_c = c^*/3$.

Вместе с тем на основании разложения свободной энергии (1) и следующих из него соотношений (5) и (6) нельзя никоим образом объяснить существенное уменьшение скоростей УЗВ V_5 и V_6 вблизи перехода из НФ в полярную. Причина наблюдаемого необычного температурного поведения указанных скоростей УЗВ связана с появлением вблизи T_c областей новых модулированных фаз, сосуществующих наряду с основной структурой с $\xi = 5/17$. Более подробно этот вопрос обсуждается в нашей работе [8].

Рассмотрим теперь температурное поведение электроакустических коэффициентов. Из экспериментальных данных (рис. 3) следует, что электроакустический эффект в кристаллах Rb_2ZnVg_4 не наблюдается практически во всей области существования НФ. Это указывает на ее макроскопическую centrosymmetrichnost и хорошо согласуется с результатами электрооптических [18,19], электроакустических [20], нелинейно-оптических [21,22] и др. исследований в аналогичных кристаллах группы A_2BX_4 . Отсутствие обсуждаемого эффекта в НФ свидетельствует о том, что нормальная координата Q_{k_0} , а также амплитудонная и фазонная частоты не претерпевают заметного изменения под влиянием электрического поля и, как следствие, не вызывают ощутимых изменений упругих свойств.

Из рис. 3 следует, что существенное возрастание коэффициентов линейного электроакустического эффекта наблюдается лишь в непосредственной близости к ФП из НФ в сегнетоэлектрическую фазу ($\sim 3 \text{ К}$ выше T_c). Именно в этой же области температур, согласно данным ЯКР исследований [23], появляются отдельные области сегнетоэлектрической фазы, которые сосуществуют с областями других модулированных структур. Хаотическое возникновение полярных областей вблизи T_c и следующий отсюда сложный характер трансформации НФ в сегнетоэлектрическую в значительной мере усложняют объяснение аномального температурного поведения электроакустического эффекта в области «lock-in» перехода. Вследствие этого мы остановимся лишь на качественной стороне данного вопроса.

Приложение электрического поля в сегнетоэлектрической фазе вдоль полярной оси приводит к изменениям спонтанной поляризации ($\Delta P_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2$) и нормальной координаты $\Delta Q_{1/3}$. Последнее происходит за счет смещения температуры ФП T_c под влиянием электрического поля и может быть представлено как

$$\Delta Q_{1/3} = \frac{\partial Q_{1/3}}{\partial T_c} \frac{\partial T_c}{\partial E_2} E_2.$$

Указанные изменения вносят дополнительный вклад в свободную энергию

$$\Delta F = \sigma_2 U_2^2 P_2 \Delta P_2 + b_2 U_2^2 Q_{1/3} \Delta Q_{1/3} + \sigma_6 U_6 P_2 \Delta P_2 +$$

$$+ b_6 U_6^2 Q_{1/3} \Delta Q_{1/3} + 2\gamma_2 U_2 P_2 \Delta P_2 + 2a_2 U_2 Q_{1/3} \Delta Q_{1/3}, \quad (8)$$

где, как обычно, учтены лишь члены линейные по ΔP_2 и $\Delta Q_{1/3}$.

Последующая процедура вычислений электроакустических коэффициентов аналогична случаю расчета скоростей УЗВ [23,24]. В результате стандартных преобразований выражения (8) получаем следующие уравнения для изменений коэффициентов линейного электроакустического эффекта:

$$\Delta f_{222}^* = \frac{1}{2C_{22}} \left[\sigma_2 \varepsilon_0 \varepsilon_2 P_2 + b_2 Q_{1/3} \frac{\partial Q_{1/3}}{\partial T_c} \frac{\partial T_c}{\partial E_2} \right], \quad (9a)$$

$$\Delta f_{662}^* = \frac{1}{2C_{66}} \left[\sigma_6 \varepsilon_0 \varepsilon_2 P_2 + b_6 Q_{1/3} \frac{\partial Q_{1/3}}{\partial T_c} \frac{\partial T_c}{\partial E_2} \right]. \quad (9b)$$

Два последних члена в выражении (8) вносят вклад в изменение электроакустических коэффициентов, пропорциональный электрическому полю E_2 , поэтому проявляются лишь в квадратичном электроакустическом эффекте и в дальнейшем нами не учитываются. Из уравнений (9) следует, что эффективные коэффициенты f_{222}^* и f_{662}^* должны обладать аномальным пиком в области T_c за счет температурных зависимостей диэлектрической проницаемости ε_2 [4,25] и производной $\partial Q_{1/3} / \partial T_c$. Качественно этот результат хорошо согласуется с экспериментом (рис. 3). Изменение знака f_{662}^* внутри сегнетофазы можно легко объяснить исходя из различных знаков вкладов первого и второго члена соотношения (9b).

В заключение необходимо отметить, что проведенное выше объяснение основывается на принципе однородного зарождения полярных областей сразу по всему объему кристалла ниже T_c . На самом же деле как выше, так и ниже T_c наблюдается сосуществование полярных областей с областями других модулированных структур. Более того, зависимость $\Delta P(E)$ является линейной лишь при малой напряженности поля E_2 . Измерения же проводились при $E_2 \sim 1 \div 1.5$ кВ/см, что вполне может сказаться на реальном температурном поведении диэлектрической проницаемости. В последнем случае, как правило, происходит размытие области ФП с расширением и уменьшением аномального пика температурной зависимости диэлектрической проницаемости. Все эти обстоятельства вне сомнения должны быть учтены в случае попытки количественного объяснения полученных результатов.

Список литературы

- [1] de Pater C.J., Axe J.D., Currat R. // Phys. Rev. B. 1979. V. B19. N 9. P. 4684-4689.
- [2] Hogervorst A.C.R., de Wolff P.M. // Sol.St.Commun. 1982. V. 43. N 3. P. 179-182.
- [3] Lizumi M., Gesi K. // J. Phys. Soc. Jap. 1983. V. 52. N 7. P. 2526-2533.
- [4] Sawada S., Shiroishi Y., Yamamoto A., Takashige M., Matsuo M. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 43. N 5. P. 2101-2104.
- [5] Sawada S., Yamaguchi T., Shibayama N. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 48. N 4. P. 1397-1398.
- [6] Cummins H.Z. // Phys.Rep. 1990. V. 185. N 5/6. P. 211-409.
- [7] Horikx J.J.L., Arts A.F.M., Dijkhuis J.I., de Wijn H.W. // Phys. Rev. B. 1989. V. B39. N 14. P. 5726-5739.
- [8] Китык А.В., Сопрунюк В.П., Влох О.Г. // ФТТ. Наст.вып. С. 1553-1561.
- [9] Papadakis E.P. // J. Acoust. Soc. Amer. 1967. V. 42. N 5. P. 1045-1051.

- [10] Rehwald W., Vonlanthen A., Kruger J.K., Wallerius R., Unruh H.G. // J.Phys.C.: Solid State Phys. 1980. V. 13. N 8. P. 3823-3834.
- [11] Lemanov V.V., Esayan S.Kh. // Ferroelectrics. 1987. V. 73. N 1/2. P. 125-144.
- [12] Dvorak V., Prtzel J. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1978. V. 11. N 10. P. 4827-4835.
- [13] Есаян С.Х. // Препринт ЛФТИ. 1985. № 963. 964 с.
- [14] Волков А.А., Ишибаши И., Козлов В.Г., Петцельт Я. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1424-1427.
- [15] Влох О.Г., Китык А.В., Каминский Б.В., Половинко И.И. // Вестник Львовского ун-та. 1986. В. 20. С. 24-26.
- [16] Влох О.Г., Китык А.В., Мокрый О.М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1044-1051.
- [17] Влох О.Г., Китык А.В., Мокрый О.М. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 894-899.
- [18] Мельникова С.В., Анистратов А.Т. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 848-851.
- [19] Влох О.Г., Китык А.В., Половинко И.И. // Кристаллография. 1984. Т. 29. № 6. С. 1198-1200.
- [20] Китык А.В., Мокрый О.М., Влох О.Г. // ФТТ. 1991. V. 33. № 7. С. 1952-1956.
- [21] Sanctuary R., Jundt D., Baumelit J.C., Gunter P. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 3. P. 1649-1661.
- [22] Есаян С.Х., Китык А.В., Леманов В.В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1554-1556.
- [23] Александрова И.П., Шеметов Е.В., Серебренников В.Л. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2651-2657.
- [24] Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Соколов И.И., Юшин Н.К. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985. 396 с.
- [25] Gesi K. // Ferroelectrics. 1985. V. 64. N 1/4. P. 97-106.

Львовский государственный университет
им. И.Франко

Поступило в Редакцию
3 ноября 1992 г.
В окончательной редакции
18 января 1993 г.