

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.94

© 1991

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ НЕГОЛДСТОУНОВСКОГО ФАЗОНА В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ КРИСТАЛЛОВ $\{N(CH_3)_4\}_2XCl_4$ (X=Zn, Co, Mn)

A. B. Китык, O. M. Мокрый, O. Г. Влох

Особенности проявления неголдстоуновского фазона в упругих и диэлектрических свойствах несоразмерных сегнетоэлектриков и сегнетоэластиков неоднократно обсуждались в ряде теоретических [1, 2] и экспериментальных [3–7] работ. В соответствии с указанными работами заметный вклад неголдстоуновской фазонной моды в изменение скоростей и затухания ультразвуковых волн проявляется лишь при низкой ее частоте, что отвечает случаю кристаллов, в которых конденсация мягкой моды при переходе в несоразмерную фазу (НФ) происходит вблизи точки зоны Бриллюэна $a^*/3$ ($a^*=2\pi/a$ — параметр обратной решетки). Типичными примерами таких кристаллов являются K_2SeO_4 [3–6], Rb_2ZnCl_4 [8] и Rb_2CoCl_4 [7]. В НФ последних при приближении к температуре фазового перехода в соразмерную фазу были обнаружены существенное уменьшение скорости и возрастание затухания одной из поперечных ультразвуковых волн, вызванное взаимодействием ее с фазоном. Подобные аномальные изменения скорости и затухания поперечной упругой волны V_4 ($q \parallel Y, Z; E \parallel Z, Y; q$ — волновой вектор; E — поляризация волны) недавно выявлены также в группе кристаллов $\{N(CH_3)_4\}_2XCl_4$, X=Zn, Co, Mn (сокращенно ТМАТХ—X) [8–11]. Исходная парафаза указанных соединений характеризуется структурой типа β - K_2SO_4 с пространственной группой симметрии D_{2h}^{16} и четырьмя формульными единицами в элементарной ячейке [12, 13]. Образование НФ при атмосферном давлении в кристаллах ТМАТХ—Zn (ТМАТХ—Co) связано с конденсацией мягкой моды при $T_c=296.6$ К (293.6 К) в точке зоны Бриллюэна $k_0 \approx 0.42a^*$ ($0.41a^*$) [12]. В случае кристаллов ТМАТХ—Mn минимум мягкой фононной ветви локализуется вблизи края зоны Бриллюэна ($k_0 \approx 0.483a^*$) при $T_c=292.3$ К [13]. Важным обстоятельством для всех соединений является обнаруженное в них существенное смещение точки конденсации мягкой моды k_0 к окрестности точки зоны Бриллюэна $a^*/3$ под влиянием гидростатического давления [14, 15]. Последнее, как показано в [8–11], сопровождается усилением фазонного вклада в упругие свойства.

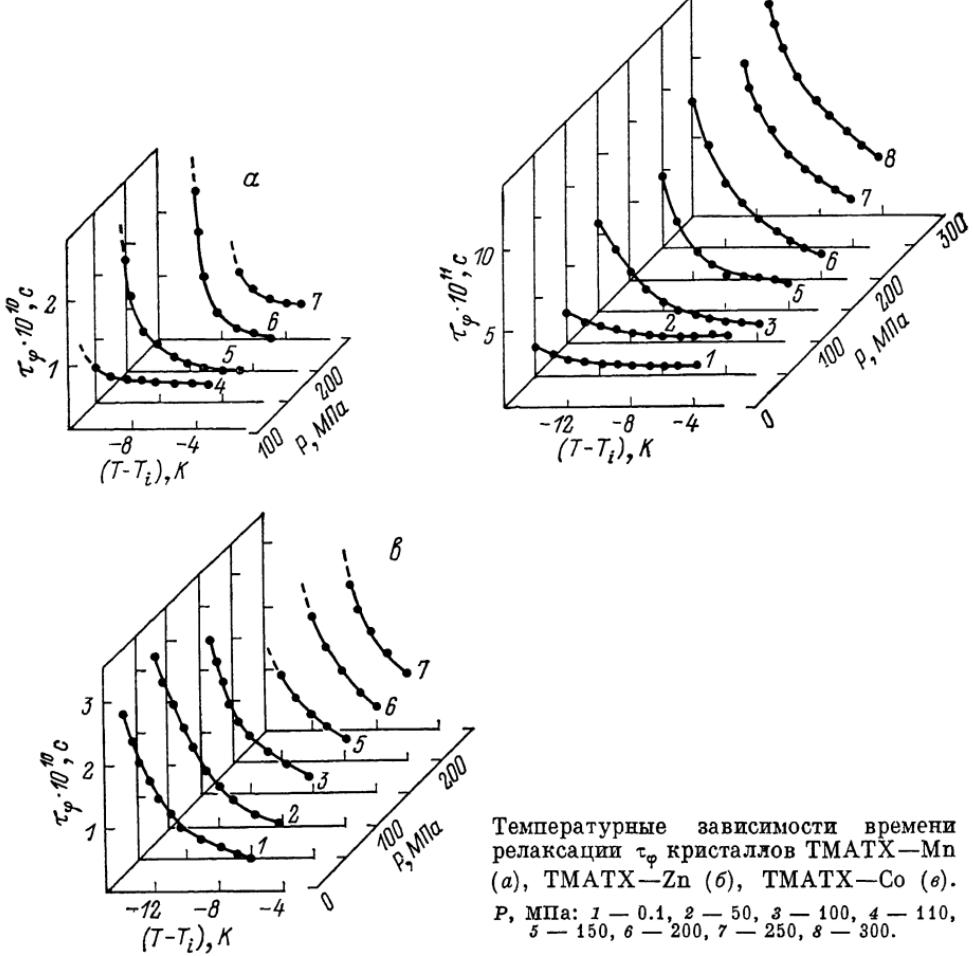
Изменение скорости и затухания ультразвуковой волны V_4 , вызванное ее взаимодействием с неголдстоуновским фазоном, хорошо описываются следующими известными выражениями [3–7]:

$$\Delta V_4 = -\frac{1}{4\rho V_4} \frac{\beta^2 \rho_0^4}{\omega_\phi^2(K) (1 + \Omega^2 \tau_\phi^2(K))}, \quad (1a)$$

$$\Delta \alpha_4 = \frac{1}{4\rho V_4} \frac{\beta^2 \rho_0^4 \Omega^2 \tau_\phi(K)}{\omega_\phi^2(K) (1 + \Omega^2 \tau_\phi^2(K))}, \quad (1b)$$

где $\rho_0 \sim \sqrt{T_i - T}$ — равновесное значение амплитуды параметра порядка; $\Omega = qV_4$ — частота ультразвука; $\omega_\varphi^2(K) = hK^2 = h[3(k_0 - a^*/3)]^2$ и $\tau_\varphi(K) = \Gamma_0 / \omega_\varphi^2(K)$ — частота и время релаксации неголдстоуновского фазона; Γ_0 — затухание мягкой моды; ρ — плотность. Из (1а) и (1б) следует соотношение, связывающее изменения ΔV_4 и $\Delta \alpha_4$

$$\Delta \alpha_4 = \frac{\Delta V_4}{V_4} \Omega^2 \tau_\varphi. \quad (2)$$



Температурные зависимости времени релаксации τ_φ кристаллов ТМАТХ—Mn (а), ТМАТХ—Zn (б), ТМАТХ—Co (в).
Р, МПа: 1 — 0.1, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 110,
5 — 150, 6 — 200, 7 — 250, 8 — 300.

В настоящей работе, используя выражение (2), на основе ранее проведенных в [8–11] исследований влияния гидростатического давления на температурные зависимости скорости и затухания ультразвуковой волны V_4 кристаллов ТМАТХ—X ($X = \text{Zn}, \text{Co}, \text{Mn}$) мы рассчитали зависимости $\tau_\varphi(T)$ при различных величинах давления. Абсолютная точность определения τ_φ при таких расчетах сравнительно невелика (20–30 %), что обусловлено точностью измерений затухания ультразвука (10–15 %), а также точностью выделения из зависимости $V_4(T)$ величины вклада $\Delta V_4(T)$ (10–15 %), вызванного взаимодействием упругой волны с фазонной модой. Вместе с тем при рассмотрении динамики решетки, а также объяснении ряда физических свойств в НФ важное значение имеет даже порядок величины τ_φ , что определяет актуальность подобного рода расчетов. С другой стороны, немалый интерес представляет вид зависимости времени релаксации фазона от температуры и давления, поскольку τ_φ , впрочем как и частота ω_φ , непосредственно зависит от волнового вектора

модуляции k_0 , претерпевающего существенные изменения под влиянием указанных факторов.

На рисунке приведены результаты расчетов зависимостей $\tau_\varphi(T)$ при различных величинах гидростатического давления P в НФ кристаллов TMATX—Mn (а), TMATX—Co (б) и TMATX—Zn (в). Для всех кристаллов значение τ_φ определялось лишь для области температур, отдаленной на несколько градусов от T_i , поскольку в непосредственной близости к температуре этого фазового перехода величина вклада по очевидным причинам является малой. В случае кристаллов TMATX—Mn зависимости $\tau_\varphi(T)$ приведены лишь для области высоких давлений, так как при низких его значениях вклад неголдстоуновского фазона в затухание и скорость звука не проявляется [9, 11]. Как видно из рисунка, а—в, величина времени релаксации по мере удаления от T_i возрастает, причем под влиянием давления эта тенденция усиливается. В области высоких давлений зависимости $\tau_\varphi(T)$ приведены в сравнительно узком температурном интервале, поскольку область существования НФ при этом сужается.

Полученные результаты качественно легко объясняются, если вспомнить, что $\tau_\varphi(K) \sim \omega_\varphi^{-2} \sim h^{-1} K^{-2} \sim h^{-1} [3(k_0 - a^*/3)]^{-2}$. Поскольку с увеличением давления и понижением температуры k_0 смещается к окрестности $a^*/3$, то вполне очевидным становится резкое возрастание величины τ_φ . В этом смысле наглядным является тот факт, что зависимости $\tau_\varphi(T)$ для TMATX—Mn и TMATX—Zn в области высоких давлений являются аналогичными соответствующим зависимостям для TMATX—Co при низких давлениях. Последнее вызвано тем, что в НФ точка конденсации мягкой моды k_0 для кристаллов TMATX—Co при атмосферном давлении является в сравнении с TMATX—Mn и TMATX—Zn изначально уже смещенной к точке $a^*/3$ зоны Бриллюэна [12, 14].

Список литературы

- [1] Головко В. А., Леванюк А. П. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 6. С. 2296—2313.
- [2] Dvorak V., Petzelt J. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1978. V. 11. N 10. P. 4827—4835.
- [3] Есяян С. Х., Леманов В. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1983. Т. 47. № 3. С. 591—597.
- [4] Есяян С. Х. // Препринт ЛФТИ. 1985. № 963, 964.
- [5] Lemanov V. V., Esayan S. Kh. // Ferroelectrics. 1987. V. 73. P. 125—144.
- [6] Rehwald W., Vonlanthen A., Krüger J. K., Wallerius R., Unruh H. G. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1980. V. 13. N 8. P. 3823—3834.
- [7] Бржезина Б., Ванек П., Есяян С. Х., Караев А., Леманов В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2802—2807.
- [8] Влох О. Г., Китык А. В., Мокрый О. М. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 894—899.
- [9] Влох О. Г., Китык А. В., Мокрый О. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1044—1051.
- [10] Влох О. Г., Есяян С. Х., Китык А. В., Мокрый О. М. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. Т. 53. № 7. С. 1364—1368.
- [11] Влох О. Г., Китык А. В., Мокрый О. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 9. С. 2558—2562.
- [12] Mashiyama H., Hasebe K., Tanisaki S. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 49. Suppl. B. P. 92—94.
- [13] Mashijama H., Tanisaki S. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 5. P. 1413—1414.
- [14] Gesi K. // Ferroelectrics. 1986. V. 66. N 1/4. P. 269—286.
- [15] Yonekawa S., Mashiyama H., Tanisaki S. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 1. P. 431—432.

Львовский государственный университет
им. И. Франко

Поступило в Редакцию
22 октября 1990 г.