ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 18, № 2 (2017) С. 236-242
DOI: 10.15330/pcss.18.2.236-242

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLIDSTATE
V. 18, № 2 (2017) P. 236-242

PACS: 77.22.Ch, 77.22.Gm, 77.80.-e

ISSN 1729-4428

І.Р. Зачек[1], Р.Р. Левицький[2], А.С. Вдович[2]

Вплив гідростатичного тиску на релаксацію квазіодновимірного сегнетоелектрика GPI

[1]Національний університет "Львівська політехніка" вул. С. Бандери 12, 79013, Львів, Україна
[2]Інститут фізики конденсованих систем НАН України, вул. Свєнціцького, 1, Львів, 79011, Україна

Запропонована динамічна модель деформованих квазіодновимірних сегнетоелектриків з водневими зв'язками типу GPI. На основі цієї моделі в наближенні двочастинкового кластера з врахуванням короткосяжних і далекосяжних взаємодій та деформацій ε_i і ε_5 в рамках методу Глаубера розраховано динамічні діелектричні проникності механічно затиснутого кристалу. Досліджено вплив гідростатичного тиску на температурні і частотні залежності компонент тензора динамічної діелектричної проникності сегнетоелектрика GPI.

Ключові слова: сегнетоелектрики, кластерне наближення, динамічна діелектрична проникність, гідростатичний тиск.

Стаття поступила до редакції 17.05.2017; прийнята до друку 05.06.2017.

Вступ

До сегнетоелектриків з водневими зв'язками належить фосфіт гліцину (GPI). В параелектричній фазі кристал має моноклінну структуру (просторова група $P2_1/a$). Зміни деяких відстаней між іонами в тетраедрах HPO_3 та відповідні складові дипольних моментів водневих зв'язків ланцюжках породжують сумарний дипольний момент вздовж осі *Y*. При температурі 225 К кристал переходить у сегнетоелектричний стан (просторова група $P2_1$) зі спонтанною поляризацією, перпендикулярною до ланцюжків вод-невих зв'язків.

В роботі [1] на основі запропонованої моделі деформованого кристала в наближенні двочастинкового кластера проведено розрахунок термодинамічних, п'єзоелектричних, пружних і теплових характеристик сегнетоелектрика GPI і отримано хороший кількісний опис цих характеристик, які одержано експериментально. А вплив електричних полів на ці характеристики кристала GPI досліджено в роботі [2].

Метою даної роботи є дослідження впливу гідростатичного тиску на температурні і частотні залежності компонент динамічної діелектричної проникності кристала GPI.

I. Релаксація механічно затиснутого кристалу типу GPI

Динамічні властивості механічно затиснутого кристала GPI при прикладанні електричних полів E_i $(i=1,2,3)$ і гідростатичного тиску $p=-s_1=-s_2=-s_3$ будемо досліджувати на основі динамічної моделі, яка ґрунтується на ідеях стохастичної моделі Глаубера [3]. На основі методики, розвиненої в роботах [4, 5], отримуємо наступну систему рівнянь для залежних від часу функцій розподілу протонів:

$$-a\frac{d}{dt}\langle\prod_f s_{qf}\rangle=\sum_{f'}\left\{\langle\prod_f s_{qf}\left[1-s_{qf'}\,\mathrm{th}\frac{1}{2}\beta e^{z}_{qf'}(t)\right]\rangle\right\}, \qquad (2.1)$$

де $e^{z}_{qf'}(t)$ – локальне поле, що діє на f'-ий протон у q-ій комірці. Щоб отримати замкнуту систему рівнянь, використаємо наближення двочастинкового кластера. В цьому наближенні локальні поля $e^{z}_{qf'}(t)$ є коефіцієнтами при s_{qf} у двочастинкових $\hat{H}^{(2)}_q$ і одночастинкових $\hat{H}^{(1)}_{qf}$ гамільтоніанах, котрі одержані в роботах [1,2]:

$$\hat{H}_q^{(2)} = -2w\left(\frac{s_{q1}}{2}\frac{s_{q2}}{2}+\frac{s_{q3}}{2}\frac{s_{q4}}{2}\right)-$$

$$-\frac{y_1}{b}\frac{s_{q1}}{2}-\frac{y_2}{b}\frac{s_{q2}}{2}-\frac{y_3}{b}\frac{s_{q3}}{2}-\frac{y_4}{b}\frac{s_{q4}}{2}, \qquad (2.2)$$

$$\hat{H}_{q2}^{(1)1} = -\frac{\bar{y}}{b}\frac{s_{qf}^{(1)}}{2}, \quad \hat{H}_{q2}^{(1)2} = -\frac{\bar{y}}{b}\frac{s_{qf}^{(2)}}{2},$$

$$\hat{H}_{qf}^{(1)} = -\frac{\bar{y}_f}{b}\frac{s_{qf}}{2}, \qquad (2.3)$$

де використані такі позначення:

$$y_1 = b(\Delta_{13}+2n_{11}h_1+2n_{12}h_2+2n_{13}h_3+2n_{14}h_4+$$
$$+m_{13}^x E_1+m_{13}^y E_2+m_{13}^z E_3),\ h_f = \langle s_{qf}\rangle,$$
$$y_2 = b(\Delta_{24}+2n_{12}h_1+2n_{22}h_2+2n_{14}h_3+2n_{24}h_4+$$
$$-m_{24}^x E_1-m_{24}^y E_2+m_{24}^z E_3),$$
$$y_3 = b(\Delta_{13}+2n_{13}h_1+2n_{14}h_2+2n_{11}h_3+2n_{12}h_4+$$
$$-m_{13}^x E_1+m_{13}^y E_2-m_{13}^z E_3),$$
$$y_4 = b(\Delta_{24}+2n_{14}h_1+2n_{24}h_2+2n_{12}h_3+2n_{22}h_4+$$
$$+m_{13}^x E_1-m_{13}^y E_2-m_{13}^z E_3),$$
$$\bar{y}_f = -b\Delta_f + y_f, \quad b = 1/k_B T, \qquad (2.4)$$

Тут $\Delta_{13,24}$ – ефективні поля, створені сусідніми зв'язками поза границями кластера.

На основі (2.1) отримуємо такі рівняння в двочастинковому наближенні для залежних від часу унарних функцій розподілу:

$$a\frac{d}{dt}h_1 = -h_1 - P_1 h_2 + L_1,\ a\frac{d}{dt}h_2 = P_2 h_1 - h_2 + L_2, \qquad (2.4)$$
$$a\frac{d}{dt}h_3 = -h_3 - P_3 h_4 + L_3, \quad a\frac{d}{dt}h_4 = P_4 h_3 - h_4 + L_4,$$

де використані такі позначення:

$$P_f = \frac{1}{2}\left[\operatorname{th}\left(\frac{bw}{2}+\frac{y_f}{2}\right)-\operatorname{th}\left(-\frac{bw}{2}+\frac{y_f}{2}\right)\right],$$
$$L_f = \frac{1}{2}\left[\operatorname{th}\left(\frac{bw}{2}+\frac{y_f}{2}\right)+\operatorname{th}\left(-\frac{bw}{2}+\frac{y_f}{2}\right)\right] \qquad (2.6)$$
$$w = w^0 + \sum_{i=1}^{3} d_{2i}e_i + d_5 e_5.$$

Аналогічно можна отримати відповідне рівняння і в одночастинковому наближенні:

$$a\frac{d}{dt}h_f = -h_f + \operatorname{th}\frac{\bar{y}_f}{2} \qquad (2.5)$$

Обмежимося при розв'язку рівнянь (2.4) і (2.5) випадком малих відхилень від стану рівноваги. Для цього представимо h_f і ефективні поля у ви-гляді суми двох доданків – рівноважних значень і їх відхилень від стану рівноваги:

$$h_{1,3} = \tilde{h}_{13}+h_{1,3t}, \quad h_{2,4} = \tilde{h}_{24}+h_{2,4t}, \quad E_i = E_{it}e^{iwt}$$
$$\Delta_{13} = \tilde{\Delta}_{13}+\Delta_{13t},\ \Delta_{24} = \tilde{\Delta}_{24}+\Delta_{24t}, \qquad (2.6)$$
$$y_{1,3} = \tilde{y}_{13}+y_{1,3t}, \quad y_{2,4} = \tilde{y}_{24}+y_{2,4t}.$$

Розкладемо коефіцієнти P_f і L_f в ряд по $\frac{y_{ft}}{2}$, обмежуючись лінійними доданками:

$$P_f = P_f^{(0)} + \frac{y_{ft}}{2}P_f^{(1)},\ L_f = L_f^{(0)} + \frac{y_{ft}}{2}L_f^{(1)}, \qquad (2.7)$$

де використані такі позначення:

$$P_{1,3}^{(0)} = \frac{1-a^2}{Z_{13}},\ L_{1,3}^{(0)} = \frac{2a\ sh\tilde{y}_{13}}{Z_{13}},\ P_{2,4}^{(0)} = \frac{1-a^2}{Z_{24}},\ L_{2,4}^{(0)} = \frac{2a\ sh\tilde{y}_{24}}{Z_{24}},$$
$$P_{1,3}^{(1)} = -\frac{4a\ (1-a^2)sh\tilde{y}_{13}}{Z_{13}^2},\ L_{1,3}^{(1)} = \frac{4a\ [2a\ +(1+a^2)ch\tilde{y}_{13}]}{Z_{13}^2},$$
$$P_{2,4}^{(1)} = -\frac{4a\ (1-a^2)sh\tilde{y}_{24}}{Z_{24}^2},\ L_{2,4}^{(1)} = \frac{4a\ [2a\ +(1+a^2)ch\tilde{y}_{24}]}{Z_{24}^2},$$
$$Z_{13} = 1+a^2+2ach\tilde{y}_{13}, \quad Z_{24} = 1+a^2+2ach\tilde{y}_{24},$$
$$\tilde{y}_{13} = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\tilde{h}_{13}}{1-\tilde{h}_{13}} + bn_1^+\tilde{h}_{13} + bn_2^+\tilde{h}_{24},$$
$$\tilde{y}_{24} = bn_2^+\tilde{h}_{13} + \frac{1}{2}\ln\frac{1+\tilde{h}_{24}}{1-\tilde{h}_{24}} + bn_3^+\tilde{h}_{24},$$

Параметри впорядкування $\tilde{h}_{13}$, $\tilde{h}_{24}$ і деформації e_j знаходимо із наступної системи рівнянь:

$$\tilde{h}_{13} = \frac{1}{D}[sh(\tilde{y}_{13}+\tilde{y}_{24})+a^2 sh(\tilde{y}_{13}-\tilde{y}_{24})+2ash\tilde{y}_{13}],$$
$$\tilde{h}_{24} = \frac{1}{D}[sh(\tilde{y}_{13}+\tilde{y}_{24})-a^2 sh(\tilde{y}_{13}-\tilde{y}_{24})+2ash\tilde{y}_{24}],$$
$$-p = c_{i1}^{E0}e_1 + c_{i2}^{E0}e_2 + c_{i3}^{E0}e_3 + c_{i5}^{E0}e_5 - \frac{2d_i}{u} + \frac{2d_i}{uD}M_e -$$
$$-\frac{1}{4u}(y_{1i}^+\tilde{h}_{13}^2 + 2y_{2i}^+\tilde{h}_{13}\tilde{h}_{24} + y_{3i}^+\tilde{h}_{24}^2),$$
$$0 = c_{15}^{E0}e_5 + c_{25}^{E0}e_5 + c_{35}^{E0}e_5 + c_{55}^{E0}e_{55} - \frac{2d_5}{u} + \frac{2d_5}{uD}M_e -$$
$$-\frac{1}{4u}(y_{15}^+\tilde{h}_{13}^2 + 2y_{25}^+\tilde{h}_{13}\tilde{h}_{24} + y_{35}^+\tilde{h}_{24}^2),$$
$$0 = c_{44}^{E0}e_4 + c_{46}^{E0}e_{66} - \frac{2d_4}{u} + \frac{2d_4}{uD}M_e -$$
$$-\frac{1}{4u}(y_{14}^+\tilde{h}_{13}^2 + 2y_{24}^+\tilde{h}_{13}\tilde{h}_{24} + y_{34}^+\tilde{h}_{24}^2),$$
$$0 = c_{46}^{E0}e_4 + c_{66}^{E0}e_6 - \frac{2d_6}{u} + \frac{2d_6}{uD}M_e -$$
$$-\frac{1}{4u}(y_{16}^+\tilde{h}_{13}^2 + 2y_{26}^+\tilde{h}_{13}\tilde{h}_{24} + y_{36}^+\tilde{h}_{24}^2),$$

де використані позначення:

$$D = ch(\tilde{y}_{13}+\tilde{y}_{24}) + a^2 ch(\tilde{y}_{13}-\tilde{y}_{24}) +$$
$$+2ach\tilde{y}_{13} + 2ach\tilde{y}_{24} + a^2 + 1,$$
$$n_i^+ = n_i^0 + \sum_{j=1}^{6} y_{ij}^+ e_j,\ a = \exp\left\{-b(w^0 + \sum_{j=1}^{6} d_j e_j)\right\}.$$
$$M_e = 2a^2 ch(\tilde{y}_{13}-\tilde{y}_{24}) + 2a^2 + 2ach\tilde{y}_{13} + 2ach\tilde{y}_{24}.$$

Підставляючи розклади (2.6) і (2.7) в рівняння (2.4) і (2.5) та виключаючи параметри $\Delta_{13t}, \Delta_{24t}$, отримуємо диференціальні рівняння для залежних від часу унарних функцій розподілу дейтронів GPI. Розв'язуючи ці рівняння, отримуємо компоненти динамічної діелектричної сприйнятливості:

$$c^{e}_{11,33}(w) = c^{e0}_{11,33} + \lim \frac{1}{u}[m^{x,z}_{13}\frac{d(h_{1t}-h_{3t})}{dE_{1,3t}} -$$

$$- m^{x,z}_{24}\frac{d(h_{2t}-h_{4t})}{dE_{1,3t}}] = c^{e0}_{11,33} + \sum_{i=1}^{2}\frac{c_i^{x,z}}{1+iwt_i^{x,z}},$$

$$c^{e}_{22}(w) = c^{e0}_{22} + \lim \frac{1}{u}[m^{y}_{13}\frac{d(h_{1t}+h_{3t})}{dE_{2t}} -$$

$$- m^{y}_{24}\frac{d(h_{2t}+h_{4t})}{dE_{2t}}] = c^{e0}_{22} + \sum_{i=1}^{2}\frac{c_i^{y}}{1+iwt_i^{y}}.$$

Тут використані такі позначення:

$$c^{x,z}_{1,2} = \frac{b}{2u}\frac{t_1^{x,z}t_2^{x,z}}{t_2^{x,z}-t_1^{x,z}}\{\pm[(m^{x,z}_{13})^2 m_1 + (m^{x,z}_{24})^2 m_2]\mp$$

$$\mp t^{x,z}_{1,2}[(m^{x,z}_{13})^2 m_1 m^{-}_{22} + (m^{x,z}_{24})^2 m_2 m^{-}_{11} -$$

$$- m^{x,z}_{13} m^{x,z}_{24}(m_1 m^{-}_{21} + m_2 m^{-}_{12})]\},$$

$$c^{y}_{1,2} = \frac{b}{2u}\frac{t_1^{y}t_2^{y}}{t_2^{y}-t_1^{y}}\{\pm[(m^{y}_{13})^2 m_1 + (m^{y}_{24})^2 m_2]\mp$$

$$\mp t^{y}_{1,2}[(m^{y}_{13})^2 m_1 m^{+}_{22} + (m^{y}_{24})^2 m_2 m^{+}_{11} -$$

$$- m^{y}_{13} m^{y}_{24}(m_1 m^{+}_{21} + m_2 m^{+}_{12})]\},$$

$$(t^{x,z}_{1,2})^{-1} = \frac{1}{2}[(m_{11}+m_{22}) \pm \sqrt{(m^{-}_{11}-m^{-}_{22})^2 + 4m^{-}_{12}m^{-}_{21}}]$$

$$(t^{y}_{1,2})^{-1} = \frac{1}{2}[(m_{11}+m_{22}) \pm \sqrt{(m^{+}_{11}-m^{+}_{22})^2 + 4m^{+}_{12}m^{+}_{21}}]$$

$$m^{\pm}_{11} = \frac{1}{a}(1-bn_1^{\pm}r_{13}K_{13}),\ m^{\pm}_{22} = \frac{1}{a}(1-bn_3^{\pm}r_{24}K_{24}),$$

$$m^{\pm}_{12} = \frac{1}{a}[(1+K_{13})P^{(0)}_{13} + bn_2^{\pm}r_{13}K_{13}],$$

$$m^{\pm}_{21} = \frac{1}{a}[(1+K_{24})P^{(0)}_{24} + bn_2^{\pm}r_{24}K_{24}],$$

$$m_1 = \frac{1}{a}K_{13}r_{13},\ \ m_2 = \frac{1}{a}K_{24}r_{24},$$

$$K_{13} = \frac{P^{(1)}_{13}\tilde h_{13} + L^{(1)}_{13}}{2r_{13} - (P^{(1)}_{13}h_{13} + L^{(1)}_{13})},\ \ K_{24} = \frac{P^{(1)}_{24}\tilde h_{24} + L^{(1)}_{24}}{2r_{13} - (P^{(1)}_{24}h_{24} + L^{(1)}_{24})},$$

$$r_{13} = 1-(\tilde h_{13})^2,\quad r_{24} = 1-(\tilde h_{24})^2.$$

Динамічну проникливість затиснутого кристала GPI визначаємо таким чином:

$$e'^{e}_{ii}(w) = e^{e0}_{ii} + \sum_{i=1}^{2}\frac{4pc_i^a}{1+(wt_i^a)^2},\ (a = x,y,z)$$

$$e''^{e}_{ii}(w) = \sum_{i=1}^{2}\frac{4pwt_i^a c_i^a}{1+(wt_i^a)^2}.$$

II. Порівняння числових розрахунків з експериментальними даними

Для кількісної оцінки температурних і частотних залежностей відповідних фізичних характеристик кристала GPI, отриманих у рамках запропонованої теорії, необхідно задати значення таких параметрів:

- параметрів двочастинкового кластера w^0;
- параметрів далекосяжної взаємодії $n_1^{\pm}, n_2^{\pm}, n_3^{\times}$;
- ефективних дипольних моментів $m^{a}_{13,24}$;
- деформаційних потенціалів δ_i, $y^{\pm}_{ji}$;
- "затравних" діелектричних сприйнятливостей c^{e0}_{ii};
- "затравних" коефіцієнтів п'єзоелектричної напруги e^0_{2i}, e^0_{25};
- "затравних" пружних сталих $c^{E0}_{ii'}$, c^{E0}_{i5}, c^{E0}_{jj}, c^{E0}_{46};
- параметра a, що визначає часову шкалу релаксаційних процесів.

Значення наведених параметрів теорії ми визначили при вивченні статичних властивостей GPI [1]. Для кристалу роботи [6], в якому температура фазового переходу $T_c = 225K$ $w^0/k_Б = 820K$; $\tilde n_1^{0+} = \tilde n_2^{0+} = \tilde n_3^{0+} = 2{,}643K$,

$\tilde n_1^{0-} = \tilde n_2^{0-} = \tilde n_3^{0-} = 0{,}2K$, $\tilde n_i^{0\pm} = n_i^{0\pm}/k_Б$;

$\tilde d_1 = 500K, \tilde d_2 = 600K, \tilde d_3 = 500K, \tilde d_4 = 150K,$

$\tilde d_5 = 100K, \tilde d_6 = 150K, \tilde d_l = d_l/k_Б$;

$\tilde y^{+}_{i1} = 87{,}9K; \tilde y^{+}_{i2} = 237{,}0K; \tilde y^{+}_{i3} = 103{,}8K; \tilde y^{+}_{i4} = 149K;$ $\tilde y^{+}_{i5} = 21{,}3K; \tilde y^{+}_{i6} = 143{,}8K; \tilde y^{+}_{il} = y^{+}_{il}/k_Б.$

Ефективні дипольні моменти в парафазі дорівнюють $\vec m_{13} = (0{,}5;4{,}02;4{,}3)\cdot 10^{-18}$ *од.СГСЕ·см*, $\vec m_{24} = (2{,}5;3{,}0;2{,}2)\cdot 10^{-18}$ *од.СГСЕ·см*. В сегнетоелектричній фазі $m^{y}_{13} = 3{,}82\cdot 10^{-18}$ *од.СГСЕ·см.*

Для кристала роботи [7] $T_c = 223K$ параметри w^0, $n_1^{\pm}, n_2^{\pm}, n_3^{\pm}$, δ_i, $y^{\pm}_{ji}$, $m^{a}_{13,24}$ слід перемножити на коефіцієнт 0.994.

Параметр a визначаємо з умови, щоб теоретично розраховані криві частотних залежностей $e_{22}(w)$ узгоджувались з кривими, які отримано експериментально. При цьому передбачалось, що параметр a незначно змінюється з температурою:

$$a = [1{,}6 - 0{,}0011(\Delta T)]\cdot 10^{-14}c^{-1},\quad \Delta T = T - T_c.$$

Об'єм примітивної комірки GPI взято рівним $u_2 = 0{,}601\cdot 10^{-21}$ см^3.

"Затравні"

$$e^0_{21} = e^0_{22} = e^0_{23} = e^0_{25} = 0\ од.СГСЕ/см^2,$$

$$c^{e0}_{11} = 0{,}1;\quad c^{e0}_{22} = 0{,}403;\quad c^{e0}_{33} = 0{,}5;$$

$c^{0E}_{11} = 26{,}91\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}, $c^{E0}_{12} = 14{,}5\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2},
$c^{E0}_{13} = 11{,}64\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}, $c^{E0}_{23} = 20{,}38\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}
$c^{E0}_{33} = 624{,}41\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}, $c^{E0}_{15} = 3{,}91\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}
$c^{E0}_{25} = 5{,}64\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}, $c^{E0}_{35} = -2{,}84\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2},
$c^{E0}_{55} = 8{,}54\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2}, $c^{E0}_{44} = 15{,}31\cdot 10^{10}$ *дин/см*^{2},

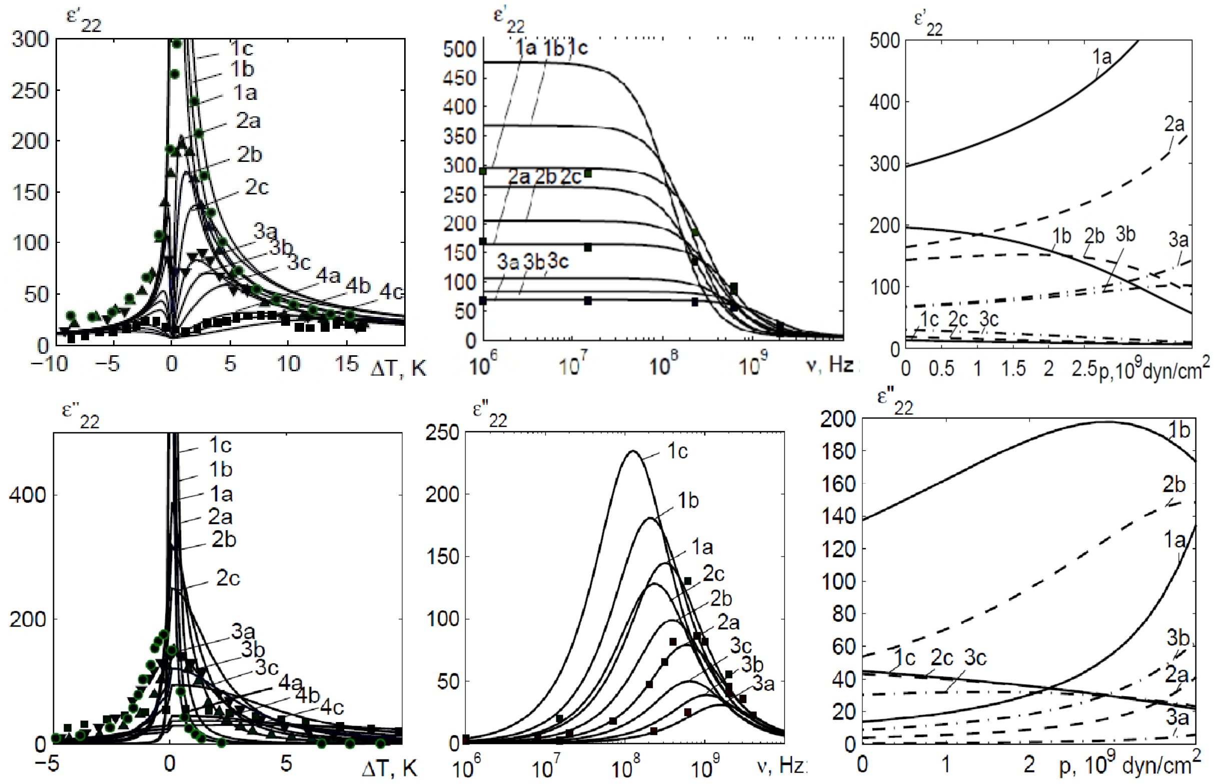

Рис. 1. Залежності від ΔT дійсної e'_{22} і уявної e''_{22} частин діелектричної проникності GPI при різних частотах ν (*ГГц*): 0.015 – 1, ●[7]; 0.23 – 2, ▲ [7]; 0.61 – 3, ▼ [7]; 2.0 – 4, ■ [7] і при різних значеннях гідростатичного тиску p (10^9 $дин/см^2$): 0 - a; 1.7 - b; 3 -.c; частотні залежності e'_{22} і e''_{22} при різних ΔT (K): 1.0 – 1; 2.0 -- 2, ; 5.0 – 3; ■ [17] і при різних значеннях гідростатичного тиску p (10^9 $дин/см^2$): 0 - a; 1.7 - b; 3 – c; баричні залежності e'_{22} і e''_{22} при різних ΔT (K): 1.0 – 1; 2.0 -- 2, ; 5.0 – 3 і при різних значеннях значеннях частоти n $(ГГц)$: 0,015 – a; 0,23 – b; 2,0 – c.

$c_{46}^{E0} = -1{,}1\cdot 10^{10}$ $дин/см^2$, $c_{66}^{E0} = 11{,}88\cdot 10^{10}$ $дин/см^2$.

$c_{22}^{E0} = (65 - 0{,}04\Delta T)\cdot 10^{10}$ $дин/см^2$

На рис. 1 наведені залежності від ΔT дійсної $e'_{22}(n,T)$ і уявної $e''_{22}(n,T)$ частин динамічної діелектричної проникності при різних частотах кристала GPI і при різних значеннях гідростатичного тиску, а також дані експериментів роботи [7], частотні залежності e'_{22} і e''_{22} при різних ΔT і при різних значеннях гідростатичного тиску та баричні залежності e'_{22} і e''_{22} при різних ΔT і при різних значеннях частоти.

При збільшенні величини гідростатичного тиску макимальні значення дійсної e'_{22} і уявної e''_{22} частин діелектричної проникності GPI зменшуються і зміщуються в бік нижчих температур. При частотах менших частоти релаксації ($n_p \approx 8\cdot 10^7$ Гц) збільшення гідростатичного тиску, прикладеного до кристала, приводить до зростання дійсної e'_{22} і уявної e''_{22} частин діелектричної проникності GPI при різних ΔT і тим сильніше, чим менше значення ΔT. При частотах більших за n_p при зростанні гідростатичного тиску максимуми e'_{22} і e''_{22} зменшуються при збільшенні ΔT і зміщуються в бік більших ΔT, а потім значення $e'_{22}(p)$ і $e''_{22}(p)$ стають більшими за $e'_{22}(0)$ і $e''_{22}(0)$.

На рис. 2 наведені залежності від ΔT дійсної $e'_{11}(n,T)$ і уявної $e''_{11}(n,T)$ частин динамічної діелектричної проникності кристала GPI при різних частотах і при різних значеннях гідроста-тичного тиску, частотні залежності e'_{11} і e''_{11} при різних ΔT і при різних значеннях гідростатичного тиску та баричні залежності e'_{11} і e''_{11} при різних ΔT і при різних значеннях значеннях частоти. Аналогічні залежності дійсної e'_{33} і уявної e''_{33} частин діелектричної проникності GPI зображені на рис. 3.

Характер залежності дійсної e'_{33} і уявної e''_{33} частин діелектричної проникності GPI від гідростатичного тиску є аналогічним до закономірностей впливу цього тиску на e'_{11} і уявної e''_{11}, тільки числові значення $e^*_{33}(n,T)$ в ≈ 10 разів більші, ніж $e^*_{11}(n,T)$. Поведінка дійсної e'_{11} і уявної e''_{11} частин діелектричної проникності GPI при прикладанні гідростатичного тиску залежить відхилення від температури фазового переходу ΔT і частоти n

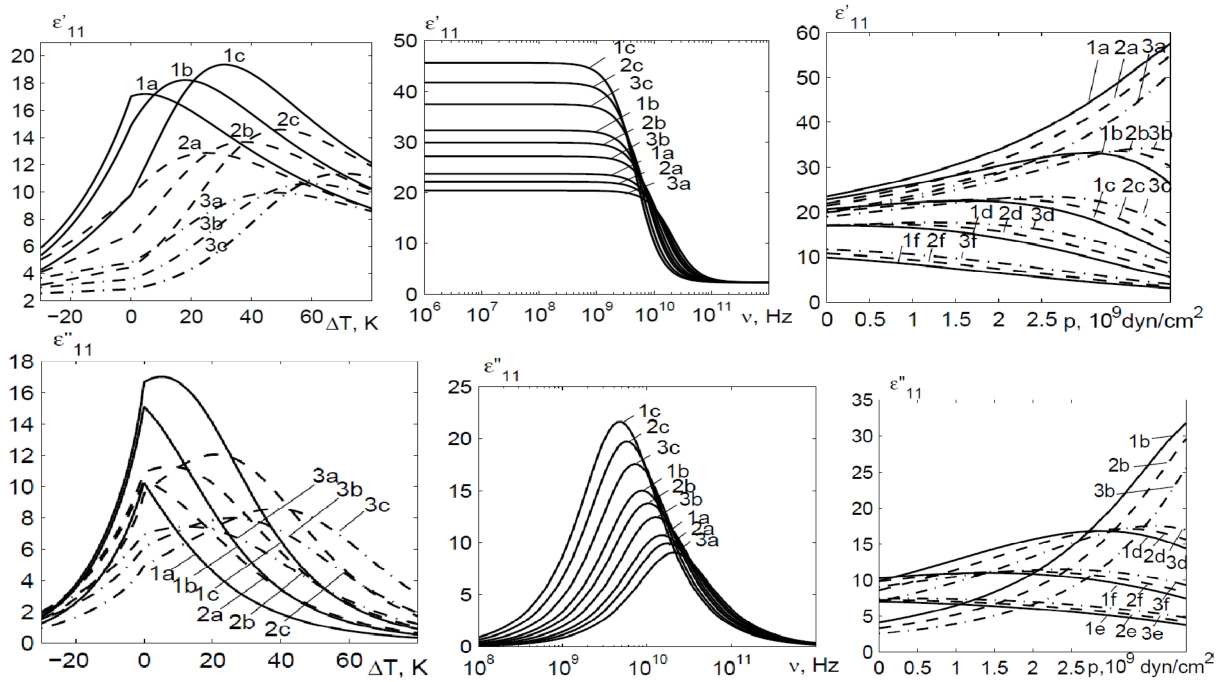

Рис. 2. Залежності від ΔT дійсної e'_{11} і уявної e''_{11} частин діелектричної проникності GPI при різних частотах ν (*ГГц*): 10.0 – 1; 20.0 – 2; 40.0 – 3 і при різних значеннях гідростатичного тиску p (10^9 $дин/см^2$): 0 - a; 1.7 - b; 3 -.c; частотні залежності e'_{11} і e''_{11} при різних ΔT (K): 1.0 – 1; 5.0 -- 2, ; 10.0 – 3 і при різних значеннях гідростатичного тиску p, (10^9 $дин/см^2$): 0 - a; 1.7 - b; 3 – c; баричні залежності e'_{11} і e''_{11} при різних ΔT (K): 1.0 – 1; 5.0 -- 2, ; 10.0 – 3 і при різних значеннях значеннях частоти n ($ГГц$): 1.0 – a; 3.0 – b; 6.0 – c, 10 – d; 20 – f; 40 – e.

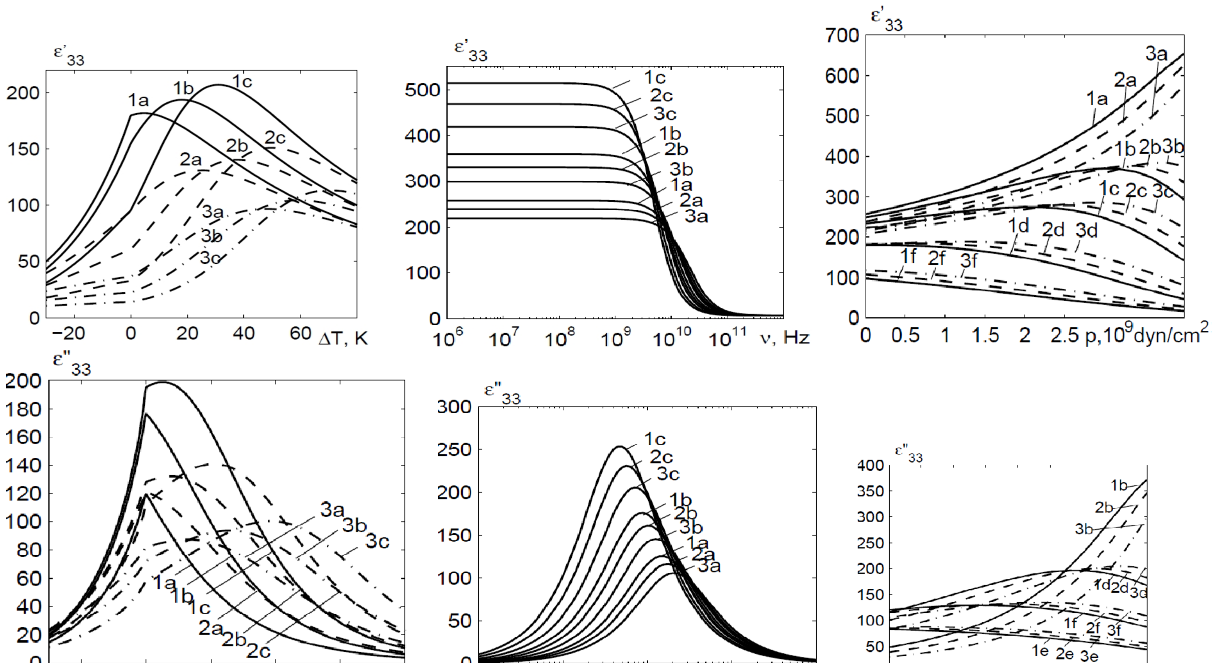

Рис. 3. Залежності від ΔT дійсної e'_{33} і уявної e''_{33} частин діелектричної проникності GPI при різних частотах ν (*ГГц*): 10.0 – 1; 20.0 – 2; 40.0 – 3 і при різних значеннях гідростатичного тиску p (10^9 $дин/см^2$): 0 - a; 1.7 - b; 3 -.c; частотні залежності e'_{33} і e''_{33} при різних ΔT (K): 1.0 – 1; 5.0 -- 2, ; 10.0 – 3 і при різних значеннях гідростатичного тиску p, (10^9 $дин/см^2$): 0 - a; 1.7 - b; 3 – c; баричні залежності e'_{33} і e''_{33} при різних ΔT (K): 1.0 – 1; 5.0 -- 2, ; 10.0 – 3 і при різних значеннях значеннях частоти n ($ГГц$): 1.0 – a; 3.0 – b; 6.0 – c, 10 – d; 20 – f; 40 – e.

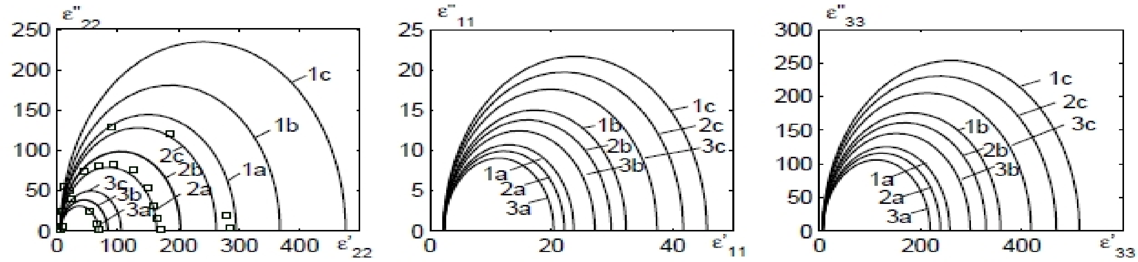

Рис.4. Криві Коул - Коула при різних ΔT (К):- 1.0 - 1, □ [7]; 2.0 -- 2, □ [7]; 5.0 – 3, □ [7] і при різних значеннях гідростатичного тиску p, (10^9 dyn/cm^2): 0 - a; 1.7 - b; 3 - c.

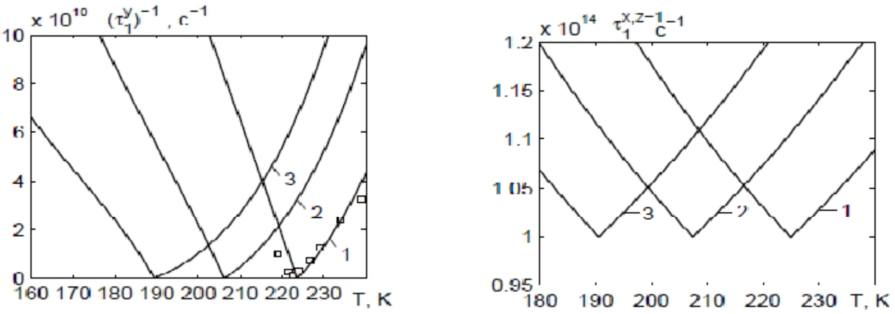

Рис. 5. Температурні залежності обернених часів релаксації $(t_1^y)^{-1}$ і $(t_1^{x,z})^{-1}$ при різних значеннях гідроста-тичного тиску p, (10^9 dyn/cm^2): 0 - 1; 1.7 - 2; 3.0 - 3.

зовнішнього електричного поля. При малих значеннях ΔT і дорелакційних частотах збільшення тиску приводить до значного нелінійного зростання проникностей e'_{11} і e''_{11}, причому збільшення ΔT приводить до зменшення проникностей. В області релаксаційних частот при збільшенні тиску проникності спочатку зростають, а потім зменшуються, а максумум проникностей при збльшенні частот зсувається в область менших тисків. При частотах більших за релаксаційні частоти збільшення тиску зумовлює зменшення проникностей e'_{11} і e''_{11} і збільшення ΔT приводить до збільшення проникностей.

На рис.4 наведені криві Коул - Коула при різних ΔT і при різних значеннях гідростатичного тиску. Для всіх випадків радіуси півкіл Коул - Коула зменшуються при збільшенні тиску і ΔT .

Температурні залежності обернених часів релаксації $(t_1^y)^{-1}$ і $(t_1^{x,z})^{-1}$ при різних значеннях гідростатичного тиску зображені на рис.5. Мінімальні значення цих величин з ростом гідростатичного тиску зміщуються в бік нищих температур, числові значення $(t_1^y)^{-1}$ з тиском зменшуються, а $(t_1^{x,z})^{-1}$ не змінюються.

Висновки

В даній роботі в рамках модифікованої моделі протонного впорядкування квазіодновимірних сегнетоелектриків з водневими зв'язками типу GPI з врахування в сегнетоелектричній фазі п'єзоелектричного зв'язку з деформаціями e_i, e_j в наближенні двочастинкового кластера вивчено вплив гідростатичного тиску на температурні і частотні залежності компонент динамічної діелектричної проникності сегнетоелектрика GPI. Встановлено, що гідростатичний тиск збільшує час релаксації t_1^y, внаслідок чого частотна залежність діелектричної проникності зсувається до нижчих частот.

Зачек І.Р. - доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики;
Левицький Р.Р. - доктор фізико-математичних наук, професор, провідний науковий співробітник;
Вдович А.С. - кандидат фізико-математичних наук, науковий співробітник.

[1] I.R. Zachek, Ya. Shchur, R.R. Levitskii, A.S. Vdovych, Physica B 520, 164 (2017).
[2] I.R. Zachek, R.R. Levitskii, A.S. Vdovych, I.V. Stasyuk, Conden. Matt. Phys. 20(2), 23706 (2017).
[3] J. Glauber, J. Math. Phys.4(2), 294 (1963).
[4] Р.Р. Левицький, І.Р. Зачек, А.С. Вдович, ФХТТ 10(2), 377 (2009).
[5] R.R. Levitskii, I.R. Zachek, A.S. Vdovych, Conden. Matt. Phys. 15(3), 33705(2012).
[6] S. Dacko, Z. Czapla, J. Baran, M. Drozd, Phys.Lett. A 223, 217 (1996).
[7] R. Tchukvinskyi, Z. Czapla, R. Sobiestianskas, A. Brilingas, J. Grigas, J. Baran, Acta Phys. Polonica A 92, 1191 (1997).

I.R. Zachek[1], R.R. Levitskii[2], A.S. Vdovych[2]

Hydrostatic Pressure Effect on Relaxation of Quasi-One-Dimensional GPI Ferroelectric

[1]Lviv Polytechnic National University 12 Bandery Street, 79013, Lviv, Ukraine
[2]Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine
1 Svientsitskii Street, 79011, Lviv, Ukraine

Dynamic model of deformed quasi-one-dimensional ferroelectrics with hydrogen bonds is proposed. On the basis of this model within the two-particle cluster approximation with taking into account short-range and long-range interactions and strains ε_i and ε_5 in the frames of Glauber method a dynamic dielectric permittivity of mechanically clamped crystal is calculated. Hydrostatic pressure effect on temperature and frequency dependences of the components of dynamic dielectric permittivity tensor of GPI ferroelectric is investigated.

Key words: ferroelectrics, cluster approximation, dynamic dielectric permittivity, hydrostatic pressure.