

---

**ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
КРИСТАЛЛОВ**


---

УДК 537.226: 548.0

**РЕФРАКТОМЕТРИЯ ОДНООСНО ЗАЖАТЫХ КРИСТАЛЛОВ ТГС  
С ПРИМЕСЬЮ L-ТРЕОНИНА**

© 2013 г. В. И. Стадник, Ю. И. Кирык

*Львовский национальный университет, Украина**E-mail: vasylstadnyk@ukr.net*

Поступила в редакцию 19.12.2011 г.

Исследованы температурные и спектральные зависимости показателей преломления кристаллов триглицинсульфата с примесью *L*-треонина. Установлено, что внесение примеси приводит к ослаблению температурной зависимости показателей преломления. Рассчитаны электронная поляризуемость, рефракции, параметры ультрафиолетовых осцилляторов механически деформированных примесных кристаллов. Определены температурные коэффициенты смещения точки фазового перехода.

DOI: 10.7868/S0023476113040206

**ВВЕДЕНИЕ**

Физические свойства номинально чистых кристаллов группы триглицинсульфата (ТГС) довольно хорошо изучены [1–6]. Установлено, что эти кристаллы обладают высокой анизотропией показателей преломления  $n_i$  и двупреломления  $\Delta n_i$  [5], коэффициентов термического расширения и изменения величин  $n_i$  и  $\Delta n_i$  при фазовом переходе (ФП) (49°C). Эти кристаллы проявляют значительную чувствительность к наличию примесей и облучению [7], что приводит к уменьшению анизотропии их оптической индикатрисы. Наиболее полно изучено изменение показателей преломления и двупреломление при внесении в кристаллы ТГС примесей аланина [8], *L*-треонина и *L*-валина [9–11]. Введение примесей стабилизирует доменную структуру (релаксационные процессы стабилизации доменной структуры примесных кристаллов наблюдаются во всем исследуемом температурном диапазоне, тогда как для чистых кристаллов – только вблизи  $T_c$ ) [12, 13]. Установлено также, что введение примесей приводит к увеличению максимума диэлектрической проницаемости, уменьшению спонтанной поляризации и увеличению коэрцитивного поля [14–16].

В настоящей работе исследовано влияние примеси *L*-треонина и одноосного механического напряжения на показатели преломления кристаллов ТГС.

*L*-треонин – это аминокислота, имеющая химическую формулу  $\text{CH}_3\text{CH}(\text{OH})\text{CH}(\text{NH}_2)\text{COOH}$  ( $\text{C}_4\text{H}_9\text{NO}_3$ ) и отличающаяся от молекулы глицина группой  $\text{C}-\text{CH}_2(\text{OH})$  [17]. Известно, что кристаллы ТГС с примесью треонина (ЛТТГС) растут асимметрично относительно затравки вдоль *b*-

оси [18], а распределение примеси по объему кристалла является неоднородным, примесь сдерживает рост кристалла в направлении *b*-оси. Установлено, что при внесении примеси диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{\text{max}}$  уменьшается по сравнению с чистым кристаллом [19]. Температура Кюри кристалла ЛТТГС несколько выше ( $T_c = 50.4^\circ\text{C}$ ), чем для чистого кристалла ТГС ( $T_c = 49.0^\circ\text{C}$ ). При увеличении концентрации примеси в растворе спонтанная поляризация уменьшается, а коэрцитивное поле увеличивается. В отличие от кристаллов ТГС с *L*- $\alpha$ -аланином для свежеработанных образцов ЛТТГС величина поля смещения  $E_b$  существенно меньше, что приводит к значительному температурному гистерезису. Наличие примеси *L*- $\alpha$ -аланина приводит к монодоменизации образца, а примеси треонина – к четкой доменной структуре [19]. Эти данные дают основание ожидать значительных изменений оптических характеристик кристаллов ЛТТГС в сравнении с чистыми кристаллами ТГС или кристаллов ТГС с другими примесями.

Несмотря на определенный интерес к примесным кристаллам ТГС, в литературе практически отсутствуют исследования влияния одноосных напряжений на параметры их оптической индикатрисы. Цель данной работы – исследование влияния одноосного механического напряжения вдоль кристаллофизических осей *X*, *Y*, *Z* на температурные изменения показателей преломления  $n_i$  кристаллов ЛТТГС в температурном интервале, охватывающем ФП этого кристалла.

Ранее исследовалось влияние одноосного давления на спектральные и температурные зависимости двулучепреломления ряда изоморфных к ЛТТГС кристаллов и была установлена значительная барическая чувствительность электрон-

ной подсистемы этих кристаллов, что проявлялось в значительном смещении по энергетическому спектру положения эффективных полос ультрафиолетового (УФ) и инфракрасного (ИК) осцилляторов [11, 20, 21].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Анализ барических изменений главных показателей преломления  $n_i$  кристаллов ЛТТГС проводился на основе пьезооптических коэффициентов с использованием формулы

$$n_i(\lambda, T) = n_{i0}(\lambda, T) - \frac{1}{2} \pi_{im}(\lambda, T) \sigma_m n_{i0}^3(\lambda, T), \quad (1)$$

где  $n_{i0}$  — показатель преломления механически свободного кристалла ЛТТГС;  $\pi_{im}$  — абсолютные пьезооптические константы, которые рассчитывались на основе ранее полученных экспериментальных температурных и спектральных зависимостей двупреломления данного кристалла под действием одноосного напряжения вдоль главных кристаллофизических направлений. Температурно-спектральные зависимости двупреломления исследуемых кристаллов измерены интерференционным методом. Одноосное механическое напряжение осуществлялось с помощью специального приспособления, позволяющего достигать усилий до  $\sim 200$  бар.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Установлено, что в исследуемом спектральном диапазоне (300–750 нм) дисперсия показателей преломления  $n_i(\lambda)$  механически свободных и зажатых кристаллов нормальная и при приближении к краю поглощения резко возрастает. Одноосные давления не изменяют характера кривых  $n_i(\lambda)$ , изменяется только значение дисперсии  $dn_i/d\lambda$  ( $dn_x/d\lambda = 11.3 \times 10^{-5}$  и  $11.0 \times 10^{-5}$ ,  $dn_y/d\lambda = 7.5 \times 10^{-5}$  и  $7.1 \times 10^{-5}$ ,  $dn_z/d\lambda = 9.3 \times 10^{-5}$  и  $9.0 \times 10^{-5}$  в области  $\lambda = 500$  нм для механически свободного и зажатого одноосными давлениями  $\sigma_i = 200$  бар соответственно образцов) (рис. 1). Одноосное сжатие ведет к увеличению показателей преломления в среднем на величину  $\partial n_i / \partial \sigma \approx 2 \times 10^{-6}$  бар $^{-1}$ .

Температурные изменения показателей преломления  $n_i$  кристаллов ЛТТГС в парафазе линейны, а в сегнетофазе — нелинейны (рис. 2). Видно, что в полярной фазе с температурой наиболее изменяются показатели преломления в X-направлении. Здесь выполняется соотношение  $|\partial n_x / \partial T| > |\partial n_z / \partial T| > |\partial n_y / \partial T|$ , хотя сами величины  $\partial n_i / \partial T$  одноосно зажатых кристаллов несколько меньше, чем в механически свободных кристаллах. В свою очередь величины  $|\partial n_i / \partial T|$  для примесных кри-

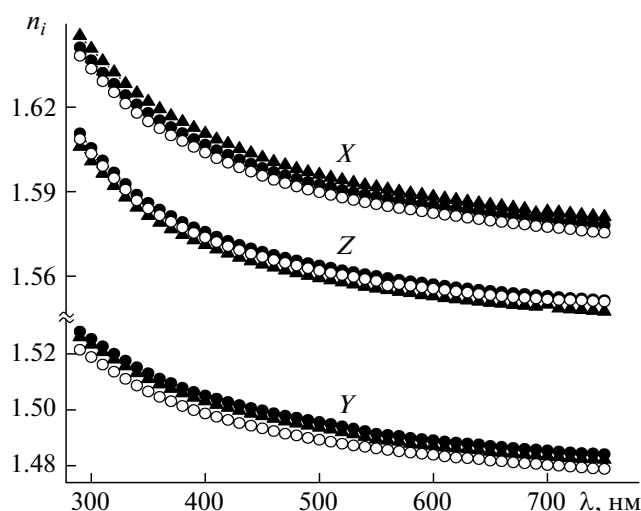


Рис. 1. Дисперсия показателей преломления механически свободных (светлые точки) и одноосно зажатых (темные точки) кристаллов ТГС с примесью *L*-треонина.

сталлов несколько меньше, чем для чистых кристаллов ТГС, т.е. введение примесей *L*-треонина и одноосное сжатие приводит к уменьшению температурной чувствительности показателей пре-

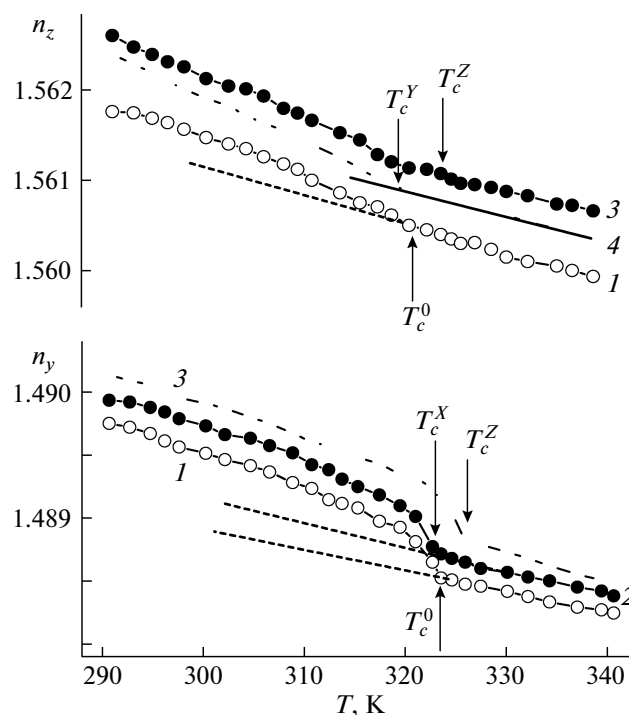


Рис. 2. Температурные зависимости показателей преломления механически свободных (светлые точки) и одноосно зажатых (темные точки) кристаллов ТГС с примесью *L*-треонина. 1 — механически свободный кристалл; 2, 3, 4 — одноосно зажатый напряжением  $\sigma_x = 200$ ,  $\sigma_z = 200$  и  $\sigma_y = 200$  бар соответственно.

ломления  $n_i(T)$ . На феноменологическом уровне последнее можно объяснить влиянием внутренних напряжений и уменьшением спонтанной поляризации примесных и одноосно сжатых кристаллов [22, 23].

Из рис. 2 также видно, что при действии давлений  $\sigma_x = 200$  и  $\sigma_y = 200$  бар точка ФП смещается в сторону низких температур:  $T_c^X = 321.9$  и  $T_c^Y = 322.2$  К, тогда как давление  $\sigma_z$  смещает последнюю в сторону более высоких температур  $T_c^Z = 326.4$  К (для механически свободного кристалла  $T_c^0 = 323.4$  К). При этом температурные коэффициенты смещения ФП составляют  $\partial T_c / \partial \sigma_x = -0.0075$ ,  $\partial T_c / \partial \sigma_y = -0.006$  и  $\partial T_c / \partial \sigma_z = +0.015$  К/бар. “Суммарный” (гидростатический) коэффициент смещений точки ФП под влиянием одноосных напряжений составляет:  $\partial T_c / \partial p = \sum_{i=1}^3 \partial T_c / \partial \sigma_i = +0.0015$  К/бар. Эти результаты хорошо коррелируют с соответствующими результатами для чистого кристалла ТГС [24, 25], где были найдены следующие значения:  $\partial T_c / \partial \sigma_x = -7$ ,  $\partial T_c / \partial \sigma_y = -8.5$  и  $\partial T_c / \partial \sigma_z = 20$  К/кбар. Полученные нами коэффициенты являются несколько меньшими, что подтверждает увеличение жесткости кристаллов ТГС при внесении примесей.

Данные небольшие расхождения могут быть обусловлены сложной структурой кристаллов ТГС и неоднозначностью вхождения примеси треонина в структуру кристалла. В процессе роста кристалла примесь входит в кристаллическую структуру кристалла ТГС, замещая, возможно, один глицин. Молекулы глицина I–III являются планарными в парафазе, тогда как в сегнетофазе молекула глицина I становится непланарной. Когда L-треонин замещает глицин I, спонтанная поляризация  $P_c$  становится фиксированной, и возникает поле смещения, которое изменяет все измеряемые диэлектрические параметры кристалла, а также смещает точку ФП. Кроме этого, значительное смещение точки ФП, очевидно, обусловлено действием одноосного напряжения на сегнетоэлектрические домены. Меньшие значения этих величин в кристалле ЛТТГС по сравнению с чистым кристаллом обусловлены тем, что в примесных кристаллах домены имеют большие размеры и размытые края, а их концентрация уменьшается в процессе спонтанного старения образца.

В свою очередь примесь L-треонина также смещает точку ФП по сравнению с чистым кристаллом ( $T_c = 323.4$  К для ЛТТГС и  $T_c = 322.2$  К для номинально чистого кристалла ТГС). Это свидетельствует о том, что примеси создают разные по пространственной ориентации механические и электрические поля. Можно сказать, что примесь L-треонина создает преимущественно напряжения вдоль оси Z. Действительно, поскольку одно-

осное напряжение  $\sigma_z$  ведет к увеличению  $T_c$ , то это может быть связано с ростом угла между плоскостями молекул глицина I в структуре номинально чистого кристалла ТГС и плоскостью симметрии, нормальной к оси  $L^2 \parallel Y$ , которые в парафазе совпадают, и тогда  $P_c = 0$ .

О соотношении компонент внутренних полей также можно судить по коэффициентам термического расширения номинально чистых и примесных кристаллов. Использование в роли “начальных” значений  $\Delta l / l_i$ , полученных нами, приводит к напряжениям в пределах 60–120 бар.

Если термическая деформация свободного образца равна  $\alpha$ , то ее алгебраическая сумма с механической деформацией, обусловленной внутренними напряжениями, будет давать другое значение  $\beta$ , по которому можно рассчитать актуальные напряжения при известных коэффициентах упругой податливости  $s_{im}$  и коэффициентах относительного растяжения  $\Delta l / l_0$ :

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l}; \quad \beta = \frac{\Delta l(T) + \Delta l(\sigma)}{l} = \alpha + \frac{\Delta l(\sigma)}{l}. \quad (2)$$

Тогда

$$\beta_{ii} - \alpha_{ii} = s_{ijj} \sigma_{jj} \quad (3)$$

или

$$\begin{aligned} \sigma_x &\approx \frac{-4.5 \times 10^{-5} \times 0.1}{4.2 \times 10^{-12} \times 10^4} \approx 100 \text{ бар}, \\ \sigma_y &\approx \frac{-1.4 \times 10^{-5} \times 0.1}{6.5 \times 10^{-12} \times 10^4} \approx 20 \text{ бар}, \\ \sigma_z &\approx \frac{+6.0 \times 10^{-6}}{9.7 \times 10^{-12} \times 10^4} \approx 70 \text{ бар}. \end{aligned} \quad (4)$$

Учтено, что элементы тензора упругой податливости:  $s_{11} = 4.22 \times 10^{-12}$ ,  $s_{22} = 6.41 \times 10^{-12}$ ,  $s_{33} = 9.75 \times 10^{-12}$ , и  $\alpha_{ii} - \beta_{ii} = -4.5 \times 10^{-5}$  (X),  $-1.4 \times 10^{-5}$  (Y),  $+6.0 \times 10^{-5}$  (Z), а также

$$\sigma_x = \varepsilon_x / s_{xx}. \quad (5)$$

То есть речь идет о напряжениях порядка 100 бар. С другой стороны, если принять во внимание барические коэффициенты смещения точки ФП, то получим величины порядка 1–3 К, наблюдаемые в эксперименте.

При нагревании образца ТГС размеры знака напряжений вдоль осей Y и Z увеличиваются, что свидетельствует о внутренних напряжениях растяжения. Для примесных образцов коэффициенты расширения меньше, чем для номинально чистых. Это значит, что примесь создает поле, противоположное “внутреннему” полю термического происхождения, т.е. вдоль осей Y и Z эти поля по знакам аналогичны внешнему сжатию кристалла. По оси X при нагревании образец уменьшается (как при внешнем поле сжатия),

примесь уменьшает деформации сжатия, т.е. также действует в противоположном направлении, что соответствует растяжению образца.

Рассмотрим связь зависимостей  $n_i(\lambda, \sigma)$  с другими характеристиками кристалла, вытекающими из дисперсионной формулы Зельмеера и формулы Лорентц–Лоренца, которая описывает рефракцию  $R_i$  и электронную поляризуемость  $\alpha_i$ :

$$n_i^2 = 1 + \frac{B_{1i}\lambda^2\lambda_{01}^2}{\lambda^2 - \lambda_{01}^2} + \frac{B_{2i}\lambda^2\lambda_{02}^2}{\lambda_{02}^2 - \lambda^2}, \quad (6)$$

$$\alpha_i = \frac{3}{4\pi N} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (7)$$

$$R_i = 4\pi/3 N_A \alpha = \frac{\mu n^2 - 1}{\rho n^2 + 2}, \quad (8)$$

где  $N$  – число частиц в единице объема,  $N_A$  – число Авогадро,  $\mu$  – молярная масса,  $\rho$  – плотность кристалла,  $\lambda_{01}, \lambda_{02}$  – длины волн максимума полос поглощения УФ- и ИК-осцилляторов соответственно.

Из полученных зависимостей  $n_i(\lambda, \sigma)$  и приведенных выше формул рассчитаны параметры, представленные в табл. 2, из которой видно, что давление  $\sim 200$  бар увеличивает величины  $\alpha_i$  в среднем на  $\sim 3 \times 10^{-26}$  см<sup>3</sup>, что по порядку величины совпадает с барическим изменением объема и линейных размеров образца вдоль на-

**Таблица 1.** Индуцированные примесями напряжения и барические смещения температур фазовых переходов примесного кристалла ТГС

Кристалл	Примесные изменения					
	напряжения, бар			приращения $T_c$ , град		
Направление	X	Y	Z	X	Y	Z
ТГС + треонин	-60	-55	130	0.4	0.45	2.6

правления сжатия, полученных на основе закона Гука

$$(\Delta l/l_0)_i = s_{im}\sigma_m. \quad (9)$$

При давлении  $\sigma_m \sim 200$  бар и  $s_{im} \sim 6 \times 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н находим  $\Delta l/l_0 \sim 10^{-4}$ .

Исходя из (8), получаем соотношение

$$\frac{dR}{d\sigma} = -\left(\frac{\mu}{\rho^2} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{d\rho}{d\sigma}\right)_n + \left(\frac{\mu}{\rho} \frac{6n}{(n^2 + 2)^2} \frac{dn}{d\sigma}\right)_n, \quad (10)$$

дающее возможность оценить вклады в барические изменения величин  $R_i$  от слагаемых  $\frac{\partial \rho}{\partial \sigma}$  и  $\frac{\partial n}{\partial \sigma}$ . Используя известные численные значения для кристаллов ЛТТГС [3, 27]:  $\mu = 355$  г/моль,  $\rho = 1.67$  г/см<sup>3</sup>,  $\frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \cong s_{im} \approx 0.6 \times 10^{-11}$  бар<sup>-1</sup>,  $n_i \approx 1.5$  и

**Таблица 2.** Параметры оптической индикатрисы механически свободных и одноосно зажатых кристаллов ТГС с примесью L-треонина

Параметр	Характеристика	Направление					
		X		Y		Z	
		$\sigma = 0$ бар	200 бар	$\sigma = 0$ бар	200 бар	$\sigma = 0$ бар	200 бар
400	$n_i$	1.60987	1.61035	1.49979	1.49999	1.57370	1.57412
500		1.59465	1.59499	1.48913	1.48963	1.56181	1.56231
700		1.58012	1.58054	1.48115	1.48161	1.55100	1.55144
400	$-\partial n_i / \partial \lambda, 10^{-5}$ нм <sup>-1</sup>	17.51	17.33	11.01	10.91	14.02	14.00
500	(294К)	11.32	11.02	7.52	7.42	9.10	9.06
700		8.7	8.34	2.44	2.42	3.01	2.95
СФ*	$-\partial n_i / \partial T, 10^{-5},$ К <sup>-1</sup>	4.60	4.51	1.10	1.07	4.41	4.37
ПФ*		8.70	8.40	1.50	1.45	2.81	2.78
$\lambda_{0i}$ , нм		111.71	111.76	98.80	98.85	102.11	102.15
$B_i \times 10^6$ , нм <sup>-2</sup>		176.21	176.16	134.52	134.47	120.80	120.76
$\alpha_i \times 10^{25}$ , см <sup>3</sup>		7.956	8.268	6.778	6.981	7.602	7.955
$R_i$ , см <sup>3</sup>		78.75	78.80	67.05	67.11	75.21	75.26

\* ПФ и СФ – параэлектрическая и сегнетоэлектрическая фазы соответственно.

$\frac{\partial n}{\partial \sigma} \cong 2 \times 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>, получим для первого слагаемого  $0.8 \times 10^{-4}$  бар<sup>-1</sup>, для второго  $-2.1 \times 10^{-4}$  бар<sup>-1</sup>, т.е. геометрический фактор составляет ~28% общего барического приращения рефракции  $R$ .

На основе формулы Зельмеера с одним осциллятором можно получить

$$\frac{\partial n}{\partial \sigma} \cong \frac{1}{2n\pi mc_0^2} \times \left\{ \frac{\lambda^2 \lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \left[ f \frac{\partial N}{\partial \sigma} + N \frac{\partial f}{\partial \sigma} \right] + \frac{2Nf\lambda_0 \lambda^4}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2} \frac{\partial \lambda_0}{\partial \sigma} \right\} = \quad (11)$$

$$= 0.03 \frac{\partial f}{\partial \sigma} + 10^{-7} f + 3 \times 10^{-6} f \frac{\partial \lambda_0}{\partial \sigma},$$

откуда следует, что преобладающий вклад в барические изменения показателей преломления дают составляющие с  $\frac{\partial f}{\partial \sigma}$  и  $\frac{\partial \lambda_0}{\partial \sigma}$ .

Барические изменения показателя преломления  $n_i$  позволяют оценить соответствующие изменения ширины запрещенной зоны в соответствии с соотношением Мосса [28]:

$$n^4 E_g = \text{const}, \quad (12)$$

откуда следует

$$\frac{\partial E_g}{\partial \sigma} = -\frac{4}{n} E_g \frac{\partial n}{\partial \sigma}. \quad (13)$$

По известным значениям  $\frac{\partial n}{\partial \sigma} \sim 2 \times 10^{-6}$  бар<sup>-1</sup>,  $n_i \sim 1.57$  и  $E_g \sim 6.2$  эВ находим, что величина барического смещения ширины запрещенной зоны составляет  $\frac{\partial E_g}{\partial \sigma} \sim 3.2 \times 10^{-5}$  эВ/бар. Барическое смещение эффективного УФ-осциллятора оказалось практически таким же  $\left( \frac{\partial \lambda_0}{\partial \sigma} \approx (2-5) \times 10^{-3} \text{ \AA}/\text{бар} \approx \approx 3 \times 10^{-5} \text{ эВ}/\text{бар} \right)$  (табл. 2).

Таким образом, исследованы температурные и спектральные зависимости показателей преломления  $n_i$  одноосно зажатых кристаллов ТГС с примесью 5% (весовое содержание)  $L$ -треонина. Установлено, что внесение примеси приводит к ослаблению температурной зависимости величин  $n_i$  для примесных кристаллов ТГС. Наблюдаемые изменения можно связать с известным ростом жесткости примесных кристаллов, уменьшением спонтанной поляризации, заменой компонент рефракций связей треонина или спонтанным электрооптическим эффектом. Рассчитаны электронная поляризуемость  $\alpha_i$ , рефракции  $R_i$ , параметры УФ ( $\lambda_{0i}$ ,  $B_{1i}$ ) осцилляторов механиче-

ски деформированных примесных кристаллов ТГС. Установлено, что одноосные напряжения увеличивают рефракции  $R$  и поляризуемость  $\alpha_i$  и ведут к изменениям параметров эффективных осцилляторов. Показано, что увеличение показателя преломления под действием одноосного давления в основном обусловлено увеличением рефракций (~72%) за счет изменения ширины запрещенной зоны и длинноволнового смещения максимума полосы УФ-поглощения и плотности эффективных осцилляторов (~28%) примесного кристалла ТГС.

Определены температурные коэффициенты смещения точки ФП  $\partial T_c / \partial \sigma_m$ , которые несколько меньше, чем в чистых кристаллах ТГС, что подтверждает увеличение жесткости кристаллов ТГС при внесении примесей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сонин А.С., Ломова Л.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1965. Т. 29. № 6. С. 965.
2. Ломова Л.Г., Сонин А.С., Регульская Г.А. // Кристаллография. 1969. Т. 13. № 1. С. 90.
3. Желудев И.С. Основы сегнетоэлектричества. М.: Атомиздат, 1973. 324 с.
4. Романюк Н.А., Костецкий А.М., Виблый И.Ф. // Укр. физ. журн. 1976. Т. 21. № 2. С. 207.
5. Кисловский Л.Д., Галанов Е.К. // Докл. АН СССР. 1966. Т. 170. № 2. С. 327.
6. Иванов Н.Р., Шувалов Л.А., Кисловский Л.Д. // Докл. АН СССР. 1966. Т. 171. С. 1092.
7. Романюк Н.А., Костецкий А.М. // Кристаллография. 1981. Т. 26. № 1. С. 125.
8. Романюк Н.А., Дикий С.С., Костецкий А.М., Габа В.М. // Физ. электроника. 1983. Т. 26. С. 76.
9. Стадник В.И., Кардаш В.И., Романюк Н.А., Станковская Я. // Укр. физ. журн. 1996. Т. 41. № 10. С. 940.
10. Стадник В.И., Кирык Ю.И., Матвишин И.М. // Укр. физ. журн. 2010. Т. 55. № 4. С. 431.
11. Стадник В.И., Романюк Н.А., Кирык Ю.И. // Кристаллография. 2010. Т. 55. № 6. С. 1169.
12. Никишина А.И., Дрождин С.Н., Голицына О.М. // ФТТ. 2006. Т. 46. Вып. 6. С. 1073.
13. Голицына О.М., Дрождин С.Н. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 1. С. 129.
14. Choudhury R.R., Chitra R., Ramanadham M. // Acta Cryst. B. 2003. V. 59. P. 647.
15. Abu El-Fadl A. // Cryst. Res. Technol. 1999. V. 34. № 8. P. 1047.
16. Stankowska J., Bochynski Z., Czarnecka A., Dejnego L. // Ferroelectrics. 1991. V. 124. P. 55.
17. Stankowska J., Mielcarek S., Czarnecka A., Musial M. // Ferroelectrics. 1994. V. 158. P. 169.
18. Stankowska J., Czarnecka A., Mielcarek S. // Ferroelectrics. 1995. V. 172. P. 221.

19. *Stankowska J., Czarnecka A., Kwitkowska G.* // Ferroelectrics. 1990. V. 108. P. 325.
20. *Романюк Н.А., Мыцык Б.Г., Варикаш В.М.* // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1980. № 6. С.105.
21. *Мыцык Б.Г., Романюк Н.А.* // Укр. физ. журн. 1983. Т. 28. № 4. С. 538.
22. *Stankowska J., Czarnecka A., Mielcarek S.* // Ferroelectrics. 1995. V. 172. P. 221.
23. *Czarnecka A., Stankowska J.* // Phys. Status Solidi. B. 1988. V. 207. № 2. P. 557.
24. *Stankowska J., Polovinko I., Stankowski J.* // Ferroelectrics. 1978. V. 21. P. 529.
25. *Романюк Н.А., Мыцык Б.Г., Варикаш В.М.* // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1670.
26. *Мыцык Б.Г., Романюк Н.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 4. С. 674.
27. *Сонин А.С., Перфилова В.Э., Василевская А.С.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1965. Т. 29. № 6. С. 969.
28. *Moss T.S.* Optic properties of semiconductors. London. 1961. 279 p.