

індекс ρ нумарує слупкі, індекс τ – рядкі.

У прасторы (4) – (6) велічыні (2), (3) маюць ненулявыя кампаненты

$$W_{(1)(0)}^0 = \varphi_1 \sin \theta \cos \phi, W_{(2)(0)}^0 = \varphi_1 \sin \theta \sin \phi, W_{(3)(0)}^0 = \varphi_1 \cos \theta, \quad (9)$$

$$W_{(1)(3)}^2 = \varphi_2 \cos \phi, W_{(2)(3)}^2 = \varphi_2 \sin \phi, \quad (10)$$

$$W_{(2)(1)}^3 = \varphi_2, W_{(3)(1)}^3 = \varphi_2 \sin \phi \operatorname{ctg} \theta, \quad (11)$$

$$W_{(2)(3)}^3 = \varphi_2 \cos \phi \operatorname{ctg} \theta,$$

$$\Theta_{(0)}^0 = -2\varphi_2, \Theta_{(1)}^1 = -2\varphi_2 e^\mu, \quad (12)$$

$$\Theta_{(2)}^1 = -2\varphi_2 e^\mu \sin \theta \sin \phi,$$

$$\Theta_{(3)}^1 = -2\varphi_2 e^\mu \cos \theta, \Theta_{(2)}^2 = r_0 r^{-3} \varphi_1 \cos \theta \sin \phi, \quad (13)$$

$$\Theta_{(1)}^3 = -r_0 r^{-3} \varphi_1 \sin \phi (\sin \theta)^{-1}, \quad (14)$$

$$\Theta_{(2)}^3 = r_0 r^{-3} \varphi_1 \cos \phi (\sin \theta)^{-1},$$

$$\Theta_{(3)}^2 = -r_0 r^{-3} \varphi_1 \sin \theta, \Theta_{(1)}^2 = r_0 r^{-3} \varphi_1 \cos \theta \cos \phi, \quad (15)$$

дзе

$$\varphi_1 = 2(kr)^{-1}(e^{-\mu} - 1), \quad (16)$$

$$\varphi_2 = (kr^2)^{-1}(e^\mu - 1 + 2r_0 r^{-1} e^{-\mu}).$$

Судачыненні (9) – (15) вызначаюць энерга-імпульсна-спінавы змест эйнштэйна-картанаўскага вакуумнага поля Шварцшыльда.

Заклучэнне. У працы у рамках тэорыі гравітацыі Эйнштэйна – Картана атрыманы выразы тэтрадных тэнзараў энергіі-імпульсу і спінавага моманту гравітацыйнага поля ў вакуумным полі Шварцшыльда.

ЛІТАРАТУРА

1. *Hehl, F.W.* On the kinematics of the torsion of spacetime / F.W. Hehl // *Found. Phys.* – 1985. – Vol. 15, № 4. – P. 451–471.
2. *Туняк, В.Н.* Релятивистская теория гравитации и торсионное поле / В.Н. Туняк // *ТМФ.* – 1999. – Т. 118. – № 1. – С. 126–132.
3. *Chevalier, J.* Relativistic gravitational energy is probable localizable / J. Chevalier // *Helv. Phys. Acta.* – 1975. – Vol. 48, № 5. – P. 619–624.
4. *Тредер, Г.Ю.* Теория гравитации и принцип эквивалентности / Г.Ю. Тредер. – М., 1973. – 168 с.

SUMMARY

The expressions for tetrad energy-momentum tensor and spin angular momentum of the gravitational field in the Schwarzschild vacuum field were obtained, within the Einstein-Cartan gravitation theory.

УДК 548:53

Л.Н. Марголин, В.И. Януть, С.А. Василевский, кандидаты физико-математических наук, доценты кафедры общей физики БГПУ;
В.Ф. Гонтарев, ведущий инженер кафедры информатики и основ электроники БГПУ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ LVDTGSP В СЛАБЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Кристаллы триглицинсульфата (TGS), выращиваемые из водных растворов, представляют интерес как с точки зрения изучения физических свойств, так и применения их в качестве инфракрасных детекторов. Как пьезоэлектрический материал при температурах ниже 49 °C TGS имеет ось спонтанной электрической поляризации, которая расположена вдоль кристаллографического направления 010 [1]. Электрическая поляризация зависит от температуры, и эта зависимость является свойством, используемым при изготовлении из кристаллов TGS тепловых инфракрасных детекторов.

Для изготовления детекторов, обладающих хорошим качеством, которые бы имели низкий уровень эквивалентного шума или высокую

пирочувствительность, необходим высококачественный кристалл.

Кристаллы чистого TGS, несмотря на хорошие параметры пирокачества, не стабильны в работе из-за низкой устойчивости доменной структуры.

Вместе с тем известно, что основные характеристики кристаллов TGS зависят и от их состава (наличия примесей), и от способа получения (метода выращивания) [2].

Легирование TGS в процессе роста металлами и органическими примесями позволяет создавать устойчивое монодоменное состояние и расширять температурный диапазон пироактивности. Применение в качестве лиганда L- α -аланина позволяет стабилизировать доменную структуру TGS, но при этом в кристаллах возникают очень большие внутренние поля,

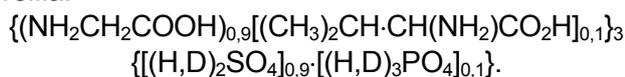
которые затрудняют практическое применение таких кристаллов. Так, по данным работы [3], вхождение в решетку TGS только 1 % L-α- аланина вызывает появление смещающего поля до 20 кВ/см; приводит к значительному уменьшению $\epsilon_{\text{макс}}$ и к «размытию» кривой $\epsilon(T)$ вблизи температуры фазового перехода.

Как показано в работе [4], применение L-валина позволяет получать достаточно «сегнетомягкие» кристаллы TGS с набором хороших характеристик. Так, кристаллы LVTGS (до 10 мол. % L-валина в растворе) обладают достаточно прямоугольной и симметричной петлей гистерезиса, величина спонтанной поляризации составляет (2,13–2,89) мкКл/см². Кристаллы LVTGS имеют малые пороговые и смещающие поля и высокие параметры пирокачества.

Учитывая достаточно хорошие поляризационные и пьезоэлектрические параметры кристаллов LVTGS, нами проведена модификация этих кристаллов путем одновременного воздействия L-валина, фосфатной группы [PO₄]⁻³ и дейтерирования.

Выращивание кристаллов осуществлялось из растворов, полученных в процессе синтеза исходных компонентов: аминокислоты (NH₂CH₂COOH), L-валина [(CH₃)₂CH·CH(NH₂)CO₂H], серной кислоты (H₂SO₄), ортофосфорной кислоты (H₃PO₄), взятых в соответствующих стехиометрическом соотношении количествах и растворенных в тяжелой воде (D₂O), степень дейтерирования которой составляла 99,8 %.

В результате синтеза была получена система:



Таким образом, в данной системе (в растворе) содержание L-валина и (H,D)₃PO₄ составляло до 10 мол. %. Следует отметить, что данный синтез не позволяет получить полного замещения водорода H₂ дейтерием D₂.

Кристаллы LVDTGSP были выращены при постоянной температуре роста 30 °С и постоянном пересыщении раствора. Образцы для исследований представляли собой пластинки размером (5×5×0,5) мм, сколотые перпендикулярно к полярной оси из наиболее развитых пирамид роста.

Исследование диэлектрических свойств в слабых электрических полях проводилось по методике, указанной в работе [5].

Типичные графики зависимостей $\epsilon=f(T)$ кристаллов LVDTGSP представлены на рисунке 1.

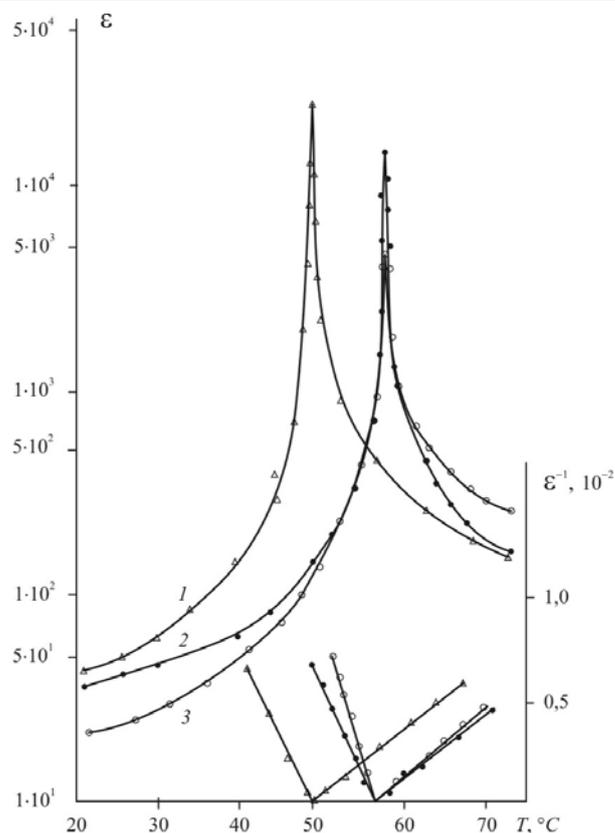


Рисунок 1 – Температурные зависимости $\epsilon(T)$ и $\epsilon^{-1}(T)$ кристаллов LVTGSP (1), LVDTGS (2), LVDTGSP (3). Температура роста 30 °С. Пирамида роста (110).

Диэлектрическая проницаемость всех исследованных по пирамидам роста кристаллов LVDTGSP обнаруживает достаточно резкую аномалию в области фазового перехода. Значения $\epsilon_{\text{макс}}$ достигают величины (9–11)·10³ в зависимости от пирамиды роста. Температура фазового перехода, определенная по максимальному значению ϵ , составляет (56±0,1) °С и практически совпадает с температурой Кюри-Вейсса. Как следует из рисунка 1, значения $\epsilon_{\text{макс}}$ у кристаллов LVDTGSP значительно ниже, чем у кристаллов LVDTGS и LVTGSP (таблица 1).

Таблица 1 – Средние значения диэлектрических характеристик кристаллов LVTGSP, LVDTGS, LVDTGSP

Кристалл	Пирамида роста	$\epsilon, 10^3$ при 25°С	$\epsilon_{\text{макс}}, 10^3$	$\epsilon, 10^3$ при 70°С	$\frac{\text{tg}\alpha_1}{\text{tg}\alpha_2}$	T _c , °С	C, град
LVTGSP	001	0,070	31,0	0,21	2,7	48,9	3600
	110	0,042	21,5	0,15			
LVDTGS	001	0,065	18,5	0,31	3,0	56,1	2500
	110	0,053	15,8	0,16			
LVDTGSP	001	0,038	9,0	0,32	3,2	56,1	3000
	110	0,024	10,9	0,25			

Значения $\epsilon_{\text{макс}}$, снятые при нагреве и охлаждении, несколько отличаются, $\epsilon_{\text{макс}}$ при нагреве ниже, чем при охлаждении образцов. Эти различия значительны у кристаллов LVTGSP. Для кристаллов LVDTGS и LVDTGSP влияние

нагрев-охлаждение сказывается меньше, что указывает на большую стабильность доменной структуры данных кристаллов.

Анализ зависимостей $(\varepsilon^{-1})T$ показал, что закон Кюри-Вейсса достаточно хорошо выполняется в интервале температур ± 10 °C (вблизи температуры фазового перехода). Однако тангенс угла наклона ($\text{tg}\alpha_1, \text{tg}\alpha_2$) в зависимости $(\varepsilon^{-1})T$ в сегнетофазе для кристаллов LVDTGSP больше, чем у кристаллов LVDTGS и LVTGSP. Отношение наклонов $d(1/\varepsilon)/dT$ ниже и выше T_C лежит в пределах 3,0–3,2, что сравнимо с величиной, ожидаемой для фазовых переходов второго рода из теории Девоншира.

Значение постоянной Кюри-Вейсса для кристаллов LVDTGSP составляет $\approx 3 \cdot 10^3$ °C. Поскольку кристаллы группы TGS являются хорошими пьезоэлектриками, а коэффициент пьезокачества $M_2 = \frac{\gamma}{\varepsilon C}$, где C – теплоемкость

образца, γ – пьезокоэффициент, то одним из направлений увеличения коэффициента M_2 может быть уменьшение значений диэлектрической проницаемости в сегнетоэлектрической фазе. Исследования показали, что кристаллы LVDTGSP в интервале температур (20–52) °C имеют более низкие значения ε , чем кристаллы LVDTGS (таблица 1). Так, при температуре 25 °C значения ε кристаллов LVDTGSP почти в 2 раза ниже, чем у кристаллов LVDTGS.

Значительный интерес представляет исследование характера изменения диэлектрических потерь в зависимости от температуры.

Диэлектрические потери ($\text{tg}\delta$) характеризуют превращение части электрической энергии в тепловую. Величина этих потерь, а также зависимость их от температуры свидетельствуют о тех или иных особенностях механизма поляризации. Диэлектрические потери обычно в значительной степени изменяются при введении в диэлектрик различного рода примесей. В твердых диэлектриках в зависимости от концентрации примесей или структурных дефектов величина диэлектрических потерь может изменяться в десятки и сотни раз, в то время как изменение величины ε может быть сравнительно небольшим. Таким образом, диэлектрические потери являются чувствительным индикатором изменения структуры диэлектрика (сегнетоэлектрика).

Диэлектрические потери в сегнетоэлектриках обычно имеют такую же температурную зависимость, что и диэлектрическая проницаемость. Если фазовый переход является не размытым, величины ε и $\text{tg}\delta$ имеют максимум при одной и той же температуре. На рисунке 2 (кривая 3) показана температурная зависи-

мость $\text{tg}\delta$ кристаллов LVDTGSP. Как следует из полученных результатов, в интервале температур (25–52) °C значения диэлектрических потерь у кристаллов LVDTGSP составляют $\text{tg}\delta \approx (0,02-0,03)$. Для сравнения на этом же рисунке показана зависимость $\text{tg}\delta(T)$ для кристаллов LVTGSP и LVDTGS. При 25 °C значения $\text{tg}\delta$ у кристаллов LVDTGSP почти в 2 раза ниже, чем у кристаллов LVDTGS и в 3 раза ниже, чем у кристаллов LVTGSP. Существенные различия в зависимостях $\text{tg}\delta(T)$ отмечаются и вблизи температуры фазового перехода. Так, у кристаллов LVDTGSP значения $\text{tg}\delta_{\text{max}}$ не превышают величины (0,03–0,07) в зависимости от пирамиды роста, что значительно меньше, чем у кристаллов LVDTGS и LVTGSP.

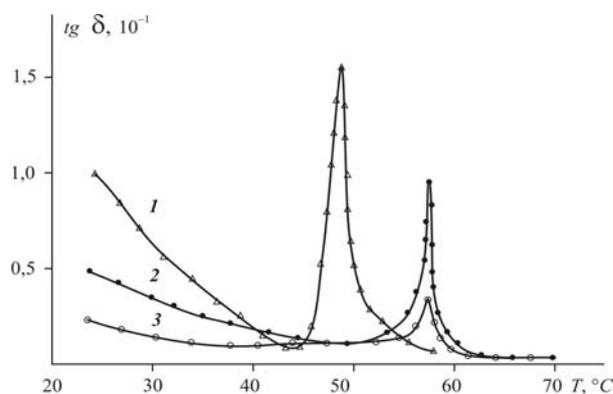


Рисунок 2 – Температурные зависимости диэлектрических потерь кристаллов LVTGSP (1), LVDTGS (2), LVDTGSP (3). Температура роста 30 °C. Пирамида роста (110). В параэлектрической области (вдали от температуры фазового перехода) значения $\text{tg}\delta$ не превышают величины 0,003 для кристаллов LVTGSP, LVDTGS, LVDTGSP.

Таким образом, проведенные исследования влияния примесей L-валина, $[\text{PO}_4]^{3-}$ и дейтерирования на диэлектрические характеристики новых сегнетоэлектрических кристаллов LVDTGSP позволили сделать следующие выводы:

1. Примеси L-валина и ионов $[\text{PO}_4]^{3-}$ оказывают существенное влияние на процесс формирования доменной структуры, а следовательно, и на все диэлектрические параметры кристаллов LVDTGSP.

2. Дейтерирование значительно расширяет область пироактивности кристаллов LVDTGSP (до ≈ 56 °C).

3. Кристаллы LVDTGSP в сегнетоэлектрической области имеют значительно меньшие значения ε и $\text{tg}\delta$ по сравнению с кристаллами LVTGSP и LVDTGS, что может существенно повлиять на увеличение коэффициента пьезокачества (M_2) у кристаллов LVDTGSP.

ЛИТЕРАТУРА

1. Matthias, B.T. Ferroelectricity of glycine sulfate / B.T. Matthias, C.E. Miller, J.P. Remeik // Phys. Rev. – 1956. – V. 104. – P. 849.

2. *Кременчуцкий, Л.С.* Пирозлектрические приемные устройства / Л.С. Кременчуцкий, О.В. Ройцина. – Киев, 1982. – 368 с.
3. *Keve, E.T.* Structural inhibition of ferroelectrics switching in triglycine sulfate / E.T. Keve, K.L. Bye, P.W. Whipps, A.D. Annis // *Ferroelectrics*. – 1971. – Vol. 3, № 1. – P. 39–48.
4. *Марголін, Л.Н.* Палярызацыйныя ўласцівасці γ -апрамененых крышталяў LVTGS / Л.Н. Марголін, В.Ф. Гонтараў // *Весті БДПУ*. – Мінск 1995. – № 1. – С. 95–99.
5. *Марголін, Л.Н.* Атрыманне крышталяў LVDTGS і іх фізічныя ўласцівасці / Л.Н. Марголін, С.А. Васілеўскі, В.І. Януць, В.Ф. Гонтараў // *Весті БДПУ*. – 1998. – № 3. – С. 106–112.

SUMMARY

Structurally modified crystals triglycinesulphate are grown up in ferro- electric phase under constant thermodynamic conditions of growth.

Complex researches are carried out of dielectric characteristics of crystals LVDTGSP. Essential influence of modifiers (L-valin and PO₄) on dielectric properties of crystals is established.

УДК 548:53

О.А. Новицкий, В.И. Павлов, С.Н. Пастушонок, кандидаты физико-математических наук, доценты кафедры экспериментальной и теоретической физики БГПУ;

Д.В. Карпинский, М.В. Бушинский, О.С. Мантыцкая, Е.Ф. Шаповалова, кандидаты физико-математических наук, научные сотрудники лаборатории неметаллических ферромагнетиков «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Bi}_{1-x}\text{Ca}_x\text{FeO}_{3-d}$.

Введение. Мультиферроики, т. е. материалы, в которых сочетаются как ферромагнитные, так и сегнетоэлектрические свойства, представляют большой интерес для применений в датчиках различного типа, устройствах хранения и обработки информации, быстро развивающейся спинтронике [1–3]. К сожалению, магнитоэлектрический эффект в большинстве известных мультиферроиков слишком мал для использования в практических целях. Поэтому улучшение магнитных свойств без одновременного ухудшения сегнетоэлектрических характеристик является основной задачей в материаловедении мультиферроиков. BiFeO_3 – одно из немногих соединений, которое имеет два типа упорядочения: G-тип антиферромагнитного дальнего порядка ниже $T_N = 643 \text{ K}$ [4] и электрический дипольный порядок ниже 1103 K [5]. Однако магнитная структура BiFeO_3 модифицируется в циклоиду с периодом 62 нм вследствие специфики характера химической связи ионов [6–8]. Кристаллическая структура BiFeO_3 характеризуется пространственной группой $R3c$, которая допускает существование слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта; однако эти явления не реализуются в объемных образцах BiFeO_3 вследствие особенности магнитной структуры. Имеется ряд сообщений о том, что в тонких пленках на основе BiFeO_3 возможно получение значительной величины магнитоэлектрического

эффекта вследствие напряжений и особой роли поверхности [9–10]. Магнитные свойства объемных образцов улучшают путем допирования BiFeO_3 редкоземельными ионами, марганцем или ниобием [10–13]. Весьма перспективны твердые растворы типа $\text{BiFeO}_3 - \text{PbTiO}_3$ с частичным замещением ионов Bi^{3+} на La^{3+} и/или Fe^{3+} на Ga^{3+} [14–17]. Недавно появились сообщения о получении твердых растворов типа $\text{BiFeO}_3 - \text{AFeO}_3$, где А – Ca, Sr, Ba, Pb [18–19]. Согласно [18], в некоторых из этих твердых растворов в довольно широком концентрационном интервале сосуществуют спонтанная намагниченность и поляризация. В BiFeO_3 , допированном щелочноземельными ионами, обнаружена довольно высокая ионная проводимость, которая сочетается с хорошими каталитическими свойствами поверхности, что делает эти материалы весьма перспективными для разработки газовых мембран. Однако кристаллическая структура этих материалов очень слабо исследована, что затрудняет интерпретацию результатов электрофизических измерений. Отметим, что в этих системах могут образовываться фазы с высокой величиной намагниченности, типа гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Очень малое количество этих примесных фаз может привести к появлению относительно большой величины намагниченности. В данной работе проведено исследование магнитных свойств, кристаллической и магнитной структур твердых растворов $\text{Bi}_{1-x}\text{Ca}_x\text{FeO}_{3-d}$.