

УДК 537.311.322

©1993

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ДЕФЕКТЫ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ И ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Al И Ga КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

*Т.В.Панченко, Г.В.Снежной*

Методами токов термостимулированной деполяризации исследованы электрически активные дефекты в нелегированных и легированных ионами Al и Ga кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ . Определены энергия активации и величина заряда, локализованного на дефектах в процессах поляризации.

К настоящему времени накоплена информация о высокой чувствительности оптических и фотоэлектрических свойств кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) к легированию ионами Al и Ga [1-6]. Параллельно показана возможность использования легированных кристаллов BSO:Al и BSO:Ga как оптических реверсивных сред с новыми функциональными качествами в устройствах оптоэлектроники [17-19].

Полученные результаты однозначны в следующем. Ионы Al и Ga приводят к уменьшению оптического поглощения, фоточувствительности и фотохромного эффекта для фотонов с энергией  $h\nu = 2.2 \div 3.0$  эВ [1-12,14,15]. Поскольку в чистых, преднамеренно не легированных кристаллах BSO выявлены поглощающие центры с энергией оптической активации  $E_a^{op} \geq 2.2$  эВ, то влияние ионов Al и Ga сводится к компенсации этих центров. Вопрос о природе центров и механизме компенсации дискутируется [2,12,15].

Имеющиеся сведения о влиянии ионов Al на спектр относительно мелких ( $c E_a < 2.0$  эВ) локальных энергетических состояний запрещенной зоны кристаллов BSO недостаточны и противоречивы. В [10] найдено шесть уровней с энергией активации  $E_a^{th} = 0.3 \div 0.7$  эВ. В [12] найдены три уровня  $E_a^{th} = 0.42, 0.47$  и  $0.53$  эВ. В [15] показано, что уровни с  $E_a^{th} = 0.18 \div 0.35$  эВ, имеющиеся в чистом BSO, исчезают при введении Al. Кристаллы BSO:Ga не исследовались.

В [6,10] показано, что энергетические состояния с  $E_a^{op} = 1.0 \div 3.0$  и  $E_a^{th} = 0.3 \div 1.3$  эВ, выявленные в BSO соответственно оптическими термоактивационными методами, суть одни и те же. Однако авторы [20], анализируя данные по фото- и термолюминесценции, термообесцвечиванию и токам термостимулированной проводимости, пришли к выводу о совпадении  $E_a^{op}$  и  $E_a^{th}$  уровней одного сорта с точностью до  $\pm 0.1$  эВ. При этом роль ионов Al и Ga остается неясной.

Локальные центры с энергетическими уровнями в запрещенной зоне, равно как и полярные комплексы (квазидиполи) типа «примесь — вакансия» или «вакансия — вакансия», проявляют себя как электрически активные дефекты в процессах термо-и фотоактивированной поляризации, переноса и пространственно-неоднородного распределения заряда. Большой объем информации о такого рода дефектах обеспечивают токовые методы термоактивационной спектроскопии [21–23].

В данной работе методами токов термостимулированной деполяризации исследовано влияние легирования ионами Al и Ga на энергетический спектр электрически активных дефектов в кристаллах BSO.

## 1. Методика экспериментов

Исследовались монокристаллы, выращенные методом Чохральского. Технология легирования описана в [8]. Содержание Al и Ga в кристаллах определялось спектрально-эмиссионным анализом и составляло 0.01 и 0.02 мас.% соответственно. Образцы приготавливались в виде полированных брусков размерами  $(0.5–1.5) \times 3.0 \times 5.0$  мм, вырезанных в плоскости (001). Pt-электроды наносились на поверхности  $3 \times 5$  мм методом катодного напыления в вакууме. Полученные ранее данные [24] позволили считать Pt-контакты барьерными.

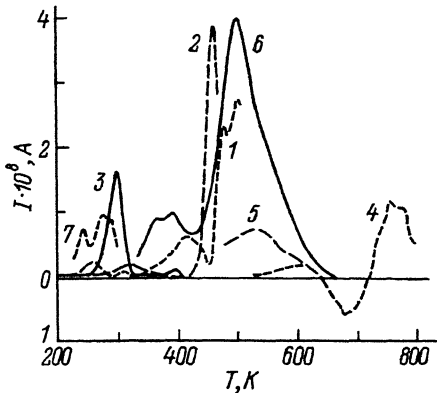
Образцы помещались в кристаллодержатель с сапфировой изоляцией. Для приведения к одному начальному состоянию по степени заполнения ловушек запрещенной зоны образцы прогревались до 900 К, а после медленного, в течение двух суток, охлаждения освещались светом с  $\lambda = 0.63$  мкм. Такое освещение, согласно [16], способствует установлению устойчивого равновесия электронной подсистемы BSO.

Измерялись токи ТСД предварительно созданных фото-термоэлектрических состояний (ФЭС и ТЭС соответственно) кристаллов BSO, BSO:Al и BSO:Ga. ТЭС формировалось в темноте, ФЭС — при фотоактивации светом с  $h\nu = 1.3 \div 3.4$  эВ, обеспечивающим как зона-зонное, так и примесное фотовозбуждение носителей заряда. Варьировались поляризующее напряжение  $U_p = 10 \div 10^3$  В и температура поляризации  $T = 200 \div 600$  К. Время поляризации (30 мин) во всех случаях оставалось постоянным. В процессе фотополяризации свет был направлен перпендикулярно направлению действия электрического поля  $E$ , что исключало пространственную неоднородность распределения концентрации неравновесных носителей в направлении  $E$ .

Для измерения токов ТСД использовалась разработанная ранее автоматизированная установка на базе микроЭВМ «MERA-660», управляющие свойства которой были реализованы на основе системы «САМАС» [25]. Токи измерялись в режиме линейного нагрева образцов со скоростью  $0.16 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$  в диапазоне температур 200–800 К.

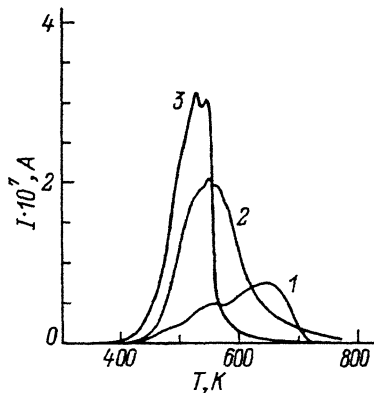
## 2. Результаты и обсуждение

Типичные спектры токов ТСД для ТЭС и ФЭС чистых и легированных кристаллов BSO приведены на рис. 1–3. Для BSO в области  $T \leq 350$  К температурное положение максимумов коррелирует с приведенным в [1,2,10,11,25,26], однако использованная методика обеспечила лучшее разрешение тонких деталей спектров. Для  $T > 350$  К исследование



**Рис. 1.** Спектры токов ТСД кристаллов BSO (1,4,7), BSO:Al (2,5), BSO:Ga (3,6) для термоэлектрических состояний.

Условия поляризации:  $T_p = 250$  (1-3,7) и  $300$  K (4-6),  $E_p = 2$  (7) и  $3 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  (1-6).  $1 \times 100$ ;  $2, 3 \times 20$ ;  $4 \times 10$ ;  $7 \times 500$ .

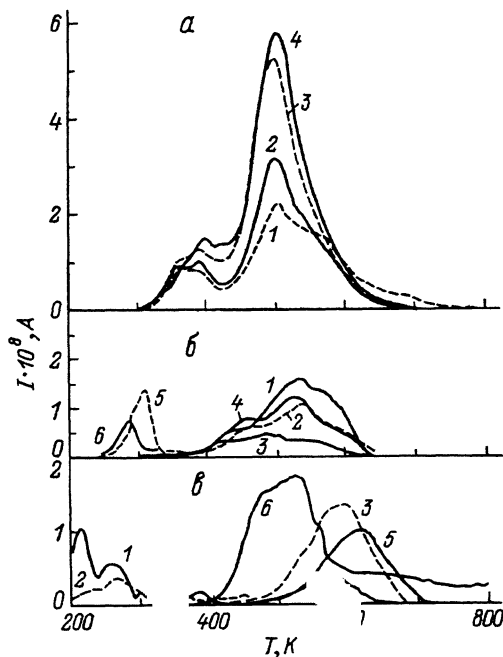


**Рис. 2.** Спектры токов ТСД кристаллов BSO (1), BSO:Al (2) и BSO:Ga (3) для фотоэлектрических состояний.

Условия поляризации:  $T_p = 520$  (1) и  $470$  K (2,3),  $E_p = 3 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  (1-3).  $1, 2 \times 4$ .

токов ТСД ранее не проводилось. Можно выделить следующие закономерности.

Легирование ионами Al и Ga приводит к существенному изменению структуры спектров ТСД чистого BSO и, следовательно, к изменению ассортимента электрически активных дефектов. Из низкотемпературной части спектров (200–280 K), которая прописывается при  $T_p < 250$  K, исче-



**Рис. 3.** Спектры токов ТСД кристаллов BSO:Ga (а), BSO:Al (б) и BSO (в) для фотоэлектрических состояний.

Условия поляризации: а)  $T_p = 300$  K,  $E_p = 3 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\lambda_p = 0.66$  (1),  $0.52$  (2),  $0.43$  (3),  $0.38 \text{ мкм}$  (4);

б)  $T_p = 300$  (1-4) и  $250$  K (5,6),  $E_p = 3 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\lambda_p = 0.66$  (1),  $0.52$  (2,5),  $0.43$  (3,6),  $0.38 \text{ мкм}$  (4);  $5, 6 \times 10$ ;

в)  $T_p = 250$  (1,2) и  $470$  K (3-6),  $E_p = 3$  (1,2) и  $5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  (3-6),  $\lambda_p = 0.66$  (2,3),  $0.52$  (4),  $0.43$  (1,5),  $0.38 \text{ мкм}$  (6).  $1, 2 \times 1000$ .

зает характерный для BSO набор пиков (рис. 1,3). В диапазоне 270–470 К (*A* и *B*) появляются интенсивные неперекрывающиеся пики. В области 320–450 К в кристаллах BSO:Ga прописывается группа пиков, слабо выраженных в BSO и не наблюдающихся в BSO:Al. Для температур 400–800 К термограммы  $I(T)$  всех кристаллов выглядят как структурированные куполообразные кривые. В легированных отсутствуют имеющиеся в BSO высокотемпературные компоненты этих кривых, т.е. деполаризация завершается при более низких (650–670 К), чем в BSO (700–800 К) температурах. Общим является увеличение интенсивности и ширины, а также появление новых пиков в высокотемпературных областях спектров с ростом  $T_p$  (рис. 2).

Для легированных кристаллов вне зависимости от условий поляризации наблюдается релаксация гетерозаряда, т.е. отсутствуют низкотемпературные инверсии знака тока ТСД, характерные для BSO при  $270 < T_p < 500$  К и свидетельствующие о конкуренции гомо- и гетерозаряда (рис. 1).

Спектры токов ТСД для ФЭС легированных кристаллов в отличие от чистого BSO не смещаются как целое относительно «темновых» спектров для ТЭС при варьировании энергии квантов света, фотоактивирующих поляризацию (рис. 3). В частности, отсутствие смещения основных пиков в область более высоких температур свидетельствует, согласно [21], в пользу квазидискретности энергетического спектра дефектов. Сравнение спектров ФЭС и ТЭС легированных кристаллов показывает, что в обоих случаях имеется один и тот же набор электрически активных дефектов.

Расчет параметров электрически активных дефектов выполнялся с помощью методов, не зависящих от природы дефектов (квазидиполи или локальные уровни запрещенной зоны).

Для одиночных слабо перекрывающихся (дискретных) пиков экспериментальных термограмм  $I(T)$  энергия активации дефектов  $E_a$  рассчитывалась по методу «начального подъема» низкотемпературных склонов этих пиков в координатах Аррениуса. Метод не зависит также от кинетики релаксационного процесса и обеспечивает наибольшую (до 2%) точность определения  $E_a$  [21].

Дискретные пики в ряде случаев были выделены из суммарного спектра экспериментально за счет варьирования условий поляризации, обеспечивающих подавление одних и усиление других пиков.

Широкие куполообразные пики разлагались на индивидуальные компоненты (полосы «термовысвечивания») в рамках представлений о не взаимодействующих дефектах с использованием метода анализа приращения функции  $I(T)$ . Метод обеспечивает получение точного числа полос и их положения в спектре [26]. Предполагалось, что индивидуальная полоса описывается гауссовым контуром

$$I_i(T) = I_{oi} \exp \frac{-(T - T_{oi})^2}{(\Delta T_i / 1.657)^2}, \quad (1)$$

где  $I_i(T)$  — контур  $i$ -ой индивидуальной составляющей;  $T_{oi}$ ,  $\Delta T_i$ ,  $I_{oi}$  — ее положение в спектре, полуширина и амплитуда соответственно. Сложный спектральный контур представлялся в виде суммы отдельных полос

$$I_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n I_i(T). \quad (2)$$

Программа, вводимая в ЭВМ, обеспечивала разложение спектров без дополнительной информации о кинетике релаксации.

Энергия активации полученных полос оценивалась по температурному положению максимумов  $T_{mi}$  из соотношения

$$E'_a = AkT_{mi}, \quad (3)$$

$A$  — коэффициент пропорциональности. Линейность связи величин  $E'_a$  и  $T_{mi}$ , согласно [22,23], имеет место для релаксации как квазидипольной, так и объемно-зарядовой поляризации при сохранении электронейтральности образцов (последнее обеспечено барьерными свойствами Pt-электродами). Величина  $A$  зависит от кинетики релаксационного процесса, эффективного частотного фактора, условий поляризации, скорости нагрева и механизма поляризации. Для оценки  $A$  мы исходим из равенства значений  $E_a$  и  $E'_a$  одних и тех же дискретных пиков спектров ТСД.

Величина заряда, освобождаемого в полосах термовысвечивания, пропорциональна концентрации дефектов, определялась как

$$Q_i = \int_{t_1}^{t_2} I(t)dt, \quad (4)$$

где  $t_1, t_2$  — фиксированные моменты времени.

Результаты расчета параметров электрически активных дефектов сведены в табл. 1–3.

Корреляция полученных значений  $T_{mi}$  пиков термостимулированных токов в кристаллах BSO с аналогичными в работах других авторов [1,2,11,18,25,26] обеспечивает соответствие значений энергии активации при условии, что они рассчитаны из соотношения  $E'_a = AkT_m$  для  $A = 25 \div 27$ . Оценки  $E_a$  по методу начального наклона [16] или варьирования скорости нагрева [27] для нескольких пиков дают завышенные относительно найденных нами значения  $E_a$ . Из равенства  $E_a = E'_a$  были определены значения  $A$  для ряда дискретных пиков спектров ТСД (табл. 1).

Таблица 1

Энергия активации  $E_a$  электрически активных дефектов кристаллов BSO, BSO:Al, BSO:Ga, рассчитанная для дискретных пиков спектров токов ТСД

BSO			BSO:Al			BSO:Ga		
$T_m$ , К	$E_a$ , эВ	$A$	$T_m$ , К	$E_a$ , эВ	$A$	$T_m$ , К	$E_a$ , эВ	$A$
200	0.33	19.2	310	0.48	18.0	300	0.68	26.3
221	0.39	20.5	330	0.43	15.1	360	0.65	21.0
233	0.41	20.4	440	0.78	20.6	399	0.55	16.0
255	0.55	25.0	459	0.97	24.5	497	0.72	16.8
267	0.49	21.3						
350	0.58	19.2						
400	0.67	19.5						

Энергия активации  $E'_a$  электрически активных дефектов кристаллов BSO, BSO:Al, BSO:Ga, рассчитанная для пиков, полученных в результате разложения спектров токов ТСД

BSO			BSO:Al			BSO:Ga		
$T_m, K$	$E'_a, \text{эВ}$		$T_m, K$	$E'_a, \text{эВ}$		$T_m, K$	$E'_a, \text{эВ}$	
	$A_1 = 19$	$A_2 = 25$		$A_1 = 15$	$A_2 = 25$		$A_1 = 16$	$A_2 = 26$
525	0.86	1.13	330	0.43	0.71	340	0.47	0.76
552	0.90	1.19	361	0.47	0.78	360	0.50	0.81
585	0.96	1.26	432	0.56	0.93	399	0.55	0.89
612	1.00	1.32	459	0.59	0.99	500	0.69	1.12
665	1.09	1.43	495	0.64	1.07	510	0.70	1.14
678	1.12	1.46	533	0.69	1.14	535	0.74	1.20
698	1.14	1.50	551	0.71	1.19	560	0.77	1.25
750	1.23	1.62	578	0.75	1.24	610	0.84	1.37
774	1.27	1.67	600	0.78	1.29			
800	1.31	1.72						

Оценка энергии активации  $E'_a$  для полос термовысвечивания, полученных в результате разложения спектров (табл. 2), была сделана для значений  $A$ , граничных в найденных диапазонах. В соответствии с данными табл. 1 были выбраны  $A_1 = 19$ ,  $A_2 = 25$ , для BSO,  $A_1 = 15$ ,  $A_2 = 25$  для BSO:Al,  $A_1 = 16$ ,  $A_2 = 26$  для BSO:Ga.

Анализируя спектры токов ТСД (рис. 1-3) и результаты расчета  $E_a$  и  $E'_a$  (табл. 1,2), приходим к выводу, что легирование ионами Al и Ga исключает из процессов поляризации и деполяризации имеющиеся в BSO электрически активные дефекты с наименьшей ( $E_a < 0.4 \text{эВ}$ ) и наибольшей ( $E_a \geq 1.5 \text{эВ}$ ) энергией активации. Разложение спектров ТСД выявляет пики, температурное положение максимумов которых и для чистых, и для легированных кристаллов совпадает с точностью  $\pm 10 \text{ К}$ . Таким образом, дефекты, обуславливающие пики ТСД с  $T_{mi} = 350-360, 525-535, 551-560, 600-612 \text{ К}$ , имеются во всех исследованных кристаллах. Новые, обусловленные примесями, энергетические состояния дают пики ТСД с  $T_{mi} = 330, 432, 459, 578 \text{ К}$  (BSO:Al) и  $T_{mi} = 340, 399, 500, 510 \text{ К}$  (BSO:Ga). В целом в легированных кристаллах энергетический спектр дефектов упрощается: в ассортименте значений  $E_a$  их число не превышает 10, в то время как в чистом BSO может быть 12-15 в зависимости от условий поляризации.

Разложение спектров токов ТСД для ФЭС показало, при селективной фотоактивации поляризации интенсивности  $I_{mi}$  всех пиков кристаллов BSO:Ga монотонно растут с увеличением энергии фотонов, хотя и в различной степени. Таким образом, варьирование энергии фотонов в пределах  $h\nu = 1.3 \div 3.4 \text{эВ}$ , т.е. «зона-зонное» возбуждение и опустошение примесных уровней, не приводит к перераспределению захваченного заряда и к соответствующему перераспределению интенсивностей пиков ТСД. Следовательно, в этих кристаллах отсутствуют локальные уровни запрещенной зоны, для которых соотношение  $E_a^{op}/E_a^{th} = 2 \div 3$ . Для кри-

Заряд  $Q_i$ , освобождаемый при термодеполяризации кристаллов BSO, BSO:Al, BSO:Ga (рассчитан для пиков, полученных в результате разложения спектров токов ТСД)

BSO		BSO:Al		BSO:Ga	
$T_m$ , К	$Q_i$ , Кл	$T_m$ , К	$Q_i$ , Кл	$T_m$ , К	$Q_i$ , Кл
525	$3.5 \cdot 10^{-9}$	330	$1.3 \cdot 10^{-7}$	340	$5.1 \cdot 10^{-7}$
552	$9.4 \cdot 10^{-9}$	361	$1.2 \cdot 10^{-7}$	360	$8.7 \cdot 10^{-7}$
585	$3.0 \cdot 10^{-8}$	432	$3.9 \cdot 10^{-7}$	399	$2.7 \cdot 10^{-6}$
612	$2.5 \cdot 10^{-8}$	459	$2.9 \cdot 10^{-7}$	500	$1.2 \cdot 10^{-5}$
665	$4.1 \cdot 10^{-8}$	495	$1.3 \cdot 10^{-6}$	510	$1.1 \cdot 10^{-7}$
678	$5.0 \cdot 10^{-8}$	533	$1.3 \cdot 10^{-6}$	535	$1.0 \cdot 10^{-6}$
698	$7.6 \cdot 10^{-8}$	551	$4.4 \cdot 10^{-7}$	560	$3.5 \cdot 10^{-6}$
750	$1.5 \cdot 10^{-7}$	578	$7.8 \cdot 10^{-7}$	610	$9.8 \cdot 10^{-7}$
774	$1.9 \cdot 10^{-7}$	600	$2.1 \cdot 10^{-7}$		
800	$5.2 \cdot 10^{-8}$				

сталлов BSO:Al и BSO зависимости  $I_{mi}(h\nu)$  немонотонны, что не позволяет сделать аналогичное заключение без дополнительных исследований.

Интересным следствием легирования является увеличение на 1–2 порядка амплитуды  $I_{mi}$  и освобожденного заряда  $Q_i$  для пиков токов ТСД легированных кристаллов (в ряде случаев  $I_{mi}$  и  $Q_i$  для BSO:Ga в 2–3 раза больше, чем для BSO:Al). В легированных кристаллах диапазон значений  $Q_i = 10^{-5} \div 10^{-8}$  Кл, а в чистом BSO  $Q_i = 10^{-7} \div 10^{-10}$  Кл (табл. 3).

Увеличению  $I_{mi}$  и  $Q_i$  соответствует рост темновой проводимости до  $\sigma_T = 10^{13} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  для BSO:Al и BSO:Ga относительно  $\sigma_T = 10^{14} \div 10^{15} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  для BSO, согласующийся с данными [4]. Но с увеличением темновой проводимости нельзя связать чувствительность спектров ТСД фотоэлектретных состояний легированных кристаллов к фотоактивации. Принимая во внимание, что фотопроводимость кристаллов BSO:Al и BSO:Ga в диапазоне  $h\nu = 1.3 \div 3.3 \text{ эВ}$  на 1–3 порядка величины меньше, чем в чистом BSO [8,10], получаем, что нефотоактивное в смысле увеличения проводимости освещение приводит к значительному росту заряда  $Q_i$ , накапливаемого электрически активными дефектами при фотополяризации. Аналогичная ситуация описана в [22] для щелочно-галогидных кристаллов, легированных редкоземельными ионами. Она связывается с индуцированной фотонами переориентацией квазидиполей типа «примесь — вакансия» в процессах поляризации.

В заключение отметим, что полученные параметры электрически активных дефектов после идентификации обусловленных ими механизмов поляризации можно использовать для моделирования квазидиполей, спектра локальных уровней запрещенной зоны и соответствующих функций распределения для чистых и легированных ионами Al и Ga кристаллов BSO. Результаты такого рода вскоре будут нами опубликованы.

- [1] Aldrich R.E., Hou S.L., Harvill M.L. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 1. P. 493-494.
- [2] Hou S.L., Lauer R.B., Aldrich R.E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 6. P. 2652-2658.
- [3] Александров К.С., Алистратов А.Т., Грехов Ю.Н. и др. // Автометрия. 1980. № 1. С. 99-101.
- [4] Алистратов А.Т., Воробьев А.В., Грехов Ю.Н., Малышевский Н.Г. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 2. С. 1865-1867.
- [5] Андыгин В.Д., Гусев В.А., Елисеев А.П., Котляр П.Е., Расторгуев А.А. // Автометрия. 1980. № 1. С. 102-106.
- [6] Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б., Куча В.В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 4. С. 205-207.
- [7] Панченко Т.В., Кудзин А.Ю., Костюк В.Х. // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1983. Т. 19. № 7. С. 1144-1148.
- [8] Панченко Т.В., Трусева Р.А. // УЖФ. 1984. Т. 29. № 8. С. 1186-1191.
- [9] Berezkin V.I., Grachev A.I. // Phys. Stat. Sol. (A) 1984. V. 82. N 1. P. K95-K99.
- [10] Захаров И.С., Петухов П.А., Скориков В.М., Кистенева М.Г., Каргин Ю.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1985. № 6. С. 85-89.
- [11] Grabmaier B.C., Oberschmid R. // Phys. Stat. Sol. (A). 1986. V. 96. N 1. P. 199-210.
- [12] Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б., Куча В.В., Кадавец Н.И., Леонов Е.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 10. С. 1933-1935.
- [13] Панченко Т.В., Солодовникова В.В. // УЖФ. 1989. Т. 34. № 10. С. 1495-1501.
- [14] Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1090. 160 с.
- [15] Кадавец Н.И., Леонов Е.И., Орлов В.М., Шадрин Е.П. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 424-428.
- [16] Иванов А.В., Копылов Ю.А., Кравченко В.Б., Куча В.В., Тухватулин Р.Ш. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 12. С. 2416-2418.
- [17] Ефименко И.М., Захаров И.С., Каргин Ю.Ф. и др. // Автометрия. 1986. № 2. С. 84-87.
- [18] Гусев В.А., Детиненко В.А., Соколов В.П. // Автометрия. 1983. № 5. С. 34-44.
- [19] Гороховатский Ю.А. Основы термодеполяризационного анализа. М.: Наука, 1987. 173 с.
- [20] Электреты / Под ред. Г.М. Сесслера. М.: Мир, 1983. 486 с.
- [21] Вертопрахов В.Н., Сальман Е.Г. Термостимулированные токи в неорганических материалах. Новосибирск: Наука, 1979. 334 с.
- [22] Панченко Т.В., Потапович Ю.Н., Снежной Г.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 4. С. 781-786.
- [23] Панченко Т.В., Потапович Ю.Н., Снежной Г.В. // Измерительная техника. 1992. № 7. С. 54-57.
- [24] Глебовский Д.Н., Крашенинников А.А., Бедрина М.Е., Зеликман П.И. // ЖПС. 1981. Т. 35. № 3. С. 513-516.
- [25] Takamori T., Just D. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 2. P. 848-851.
- [26] Efendiev S.M., Bagiev V.E., Zeinally A.K., Grandolfo M., Vecchia P. // Ferroelectrics. 1982. V. 43. N 2. P. 217-219.

Днепропетровский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
26 мая 1993 г.