

## СРЕДЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

УДК 537.226/228.3 : 535.21

Л. С. КАМЗИНА, Н. Н. КРАЙНИК, Г. А. СМОЛЕНСКИЙ  
(Ленинград)

### ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ КИСЛОРОДНО-ОКТАЭДРИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Электрооптические свойства диэлектриков особенно интенсивно изучаются в течение последнего десятилетия. Мощным стимулом таких исследований явилось создание новой отрасли науки — квантовой электроники. Развитие последней диктует необходимость поиска новых эффективных материалов для систем управления лазерным излучением (например, для модуляторов, затворов, дефлекторов, широкоапертурных устройств отображения, ячеек для логической обработки дискретной информации и т. д.). Особенно эффективными для этой цели оказались сегнетоэлектрические кристаллы, характеризующиеся большой диэлектрической нелинейностью.

Однако только прикладными аспектами не исчерпывается значение электрооптических исследований сегнетоэлектрических кристаллов. Изучение этих эффектов позволяет получить сведения об изменении электронной зонной структуры кристаллов при их поляризации, об изменениях кристаллической структуры при фазовых переходах, а также решать ряд других важных задач физики сегнетоэлектричества. К сожалению, в литературе довольно мало работ, посвященных подробным исследованиям конкретных сегнетоэлектриков и обобщению полученных экспериментальных данных применительно к фазовым переходам.

В данной статье мы остановимся на электрооптических эффектах и ряде других оптических эффектов одного из интересных классов сегнетоэлектриков — сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом (СРФП).

**Современное состояние теории электрооптического эффекта.** Электрооптический эффект (ЭОЭ) связан с зависимостью коэффициента преломления среды  $n_i$  от напряженности электрического поля. Для описания изменения  $n_i$  обычно пользуются изменением поляризационных констант  $a_{ij}$ , являющихся квадратами обратных величин  $n_i$ . Описание ЭОЭ с помощью поляризационных констант разработано в настоящее время достаточно подробно, и мы не будем на нем останавливаться [1—4].

Чаще всего в литературе встречается термодинамическое описание ЭОЭ [3, 5, 6], позволяющее получить связь ЭО-параметров со спонтанной поляризацией, а следовательно, и температурные зависимости ЭО-свойств сегнетоэлектриков. Однако термодинамическая теория не дает полного представления о физической природе ЭОЭ. Действительно, величины ЭО-коэффициентов существенно зависят от электронных энер-

гетических уровней — изменения их положений и вероятностей переходов между ними в зависимости от электрического поля.

Миллером [7] предложено соотношение между линейными и нелинейными восприимчивостями. Введенный им коэффициент  $\delta_{ijk}$  мало отличается для разных нелинейных эффектов в одном и том же кристалле и для разных кристаллов. Это свидетельствует об общности основного механизма нелинейности в различных кристаллах.

В работах [8, 9] рассматривается феноменологическая модель ангармонического осциллятора (АО), в которой нелинейные оптические эффекты связываются с нелинейностью возвращающейся силы.

Идеи работ [8, 9] были обобщены и далее развиты Ди Доменико и Уэмплом [10, 11] и усовершенствованы Учидой [12] на примере кристаллов  $\text{ABO}_3$ . ЭОЭ связывается со сдвигом энергетических уровней за счет поляризации, индуцируемой электрическим полем. Как и в модели АО, связь ряда параметров с микроскопическими характеристиками остается неясной.

Первая попытка применить для описания ЭО-свойств динамическую теорию решетки была сделана Келли [13] для кристаллов типа сфалерита. Исследование линейного и квадратичного ЭО-эффектов в кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриках проведено Л. Б. Мейснером и И. С. Резом [14, 15]. В выражении для действующего поля учитывались квадрупольные и октупольные моменты.

В ряде работ для расчета нелинейных оптических восприимчивостей успешно применяются модель связанных зарядов [16] и модель переноса зарядов [17].

В качестве примеров новых исследований в области теории ЭО-эффекта можно назвать работы Кинаса [18], Кристофеля и Гулбиса [19]. В последней спонтанное двупреломление рассматривается в рамках вибронной теории сегнетоэлектриков [20].

Из этого краткого обзора можно сделать вывод, что теоретические исследования ЭОЭ в кристаллах далеки от своего завершения и последовательная микроскопическая теория нелинейных оптических эффектов до сих пор не создана. Однако некоторые соотношения, полученные из предложенных физических моделей, можно было бы проверить, сравнив теоретические расчеты с экспериментальными данными.

**Электрооптические свойства сегнетоэлектриков со структурой перовскита.** Кристаллы со структурой перовскита имеют одну из самых простых структур по сравнению с другими сегнетоэлектриками. Изучение ЭОЭ в этих кристаллах представляется весьма интересным для выяснения взаимосвязи ЭО-свойств с возникновением спонтанной поляризации.

В табл. 1 приведены данные об ЭО-свойствах некоторых перовскитов.

Рассмотрим более подробно электрооптические свойства сегнетоэлектриков со структурой перовскита, обладающих размытым фазовым переходом.

**Сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом.** СРПФ представляют собой большую группу веществ и относятся к перспективным электрооптическим материалам. Кроме того, размытые фазовые переходы — одна из интересных разновидностей фазовых переходов, характеризующаяся сосуществованием высоко- и низкотемпературной фаз в широком интервале температур. При этом существенную роль играют флуктуации состава. Впервые ЭО-эффект в СРПФ исследовался А. А. Березным [27] и Боннером и др. [28]. Изучались монокристаллы  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ , была обнаружена квадратичная зависимость  $\Delta n$  от  $E$ . В отсутствие электрического поля исследованные кристаллы являются оптически изотропными вплоть до температур жидкого азота.

Таблица 1

Кристалл	Показатель преломления на длине волны 0,633 мкм	Температура фазового перехода, °C	$(R_{11} - R_{12}) \cdot 10^6$ (СИСТЕ)	$(M_{11} - M_{12})$ , м <sup>2</sup> /кг <sup>2</sup>	$(M_{44})$ , м <sup>2</sup> /кг <sup>2</sup>	Группа симметрии при комнатной температуре	Литература
BaTiO <sub>3</sub>	2,4	120	206 (120°C)	0,16	—	4mm	[21]
SrTiO <sub>3</sub>	2,38	-126	2,8	0,173	—	m3m	[22, 21]
KTaO <sub>3</sub>	2,24	-272	0,9	0,197	0,148	m3m	[22, 21]
KNbO <sub>3</sub>	$n_1=2,28$ $n_2=2,329$ $n_3=2,169$	+470	—	0,2	0,092	mm2	[23]
KTa <sub>0,95</sub> Nb <sub>0,05</sub> O <sub>3</sub>	2,29	10	260	0,215	0,181	m3m	[21, 22]
(K <sub>1/2</sub> Pb <sub>1/2</sub> )(Zn <sub>2/3</sub> Nb <sub>1/3</sub> )O <sub>3</sub>	2,512	-70	$n_0^3(R_{11} - R_{12}) =$ $= 5 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{В}^2$	0,03	0,036	m3m	[24]
(K <sub>1/2</sub> Pb <sub>1/2</sub> )(Zn <sub>1/6</sub> Nb <sub>5/6</sub> )O <sub>3</sub>	—	-50	—	0,096	0,026	m3m	[25]
Sr <sub>0,75</sub> Ba <sub>0,25</sub> Nb <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	$n_o=2,31$ $n_e=2,3$	+60	$r_{33}=1340 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$ $r_{13}=64,5 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$	—	—	4mm	[26]

Примечание.  $R_{ji}$  — квадратичные по электрическому полю электрооптические коэффициенты,  $M_{ij}$  — квадратичные по поляризации электрооптические коэффициенты.

ЭО-свойства этих веществ рассмотрим на примере кристаллов магнониобата свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PMN), цинкониобата свинца  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PZN) и магнотангалата свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Ta}_{2/3}\text{O}_3$  (PMT). Эти сегнетоэлектрики имеют структуру перовскита, и их можно считать модельными объектами при исследовании сегнетоэлектрического размытого фазового перехода.

СРФП в области фазового перехода имеют особенности по сравнению с классическими сегнетоэлектриками. Это обусловлено в первую очередь ориентационной поляризацией областей сегнетофазы (сегнетокластеров), сосуществующих в широком температурном интервале с областями параэлектрической фазы (иногда возможно сосуществование различных сегнетоэлектрических фаз).

В данной работе мы изложим результаты электрооптических и оптических измерений, полученных в нашей лаборатории, и остановимся на особенностях этих эффектов в СРФП.

Предварительно напомним, что температуру, при которой объемы сегнето- и параэлектрических фаз равны, обычно называют средней температурой Кюри. Эту температуру часто определяют как температуру, соответствующую максимальной скорости температурного изменения поляризации, теплового расширения и т. д., так как количественных измерений объемов фаз не имеется.

1. Поперечный ЭОЭ исследовался в работах [27—34]. Было показано, что как в параэлектрической, так и в сегнетоэлектрической фазе ЭОЭ при небольших полях является квадратичным.

Если поляризация кристалла, созданная внешним электрическим полем в результате ориентации полярных областей, будет иметь большое значение, то должна произойти линеаризация квадратичного эффекта по электрическому полю. Процесс линеаризации в СРФП можно наблюдать в сравнительно небольших полях экспериментально, так как дипольные моменты полярных областей легко ориентируются внешним полем [29, 33]. Область квадратичного эффекта и его линеаризацию не удается наблюдать в других сегнетоэлектриках с четким фазовым переходом вследствие больших размеров доменов и гистерезисных эффектов.

При исследовании зависимости двупреломления  $\Delta n$  от напряженности электрического поля  $E$  для кристалла PZN мы обнаружили три участка (рис. 1), соответствующие трем различным процессам [33]. В области малых полей до  $E = 5$  кВ выполняется квадратичный закон. При дальнейшем увеличении  $E$  происходит линеаризация квадратичного эффекта. Появление линейного члена связано с переходом части неполярных областей в сегнетоэлектрическое состояние и с ориентацией полярных областей и доменов в электрическом поле. В области сильных полей (более 20 кВ/см) наблюдается изменение наклона кривой, соответствующее насыщению поляризации, а также, возможно, индуцированию новой сегнетоэлектрической фазы.

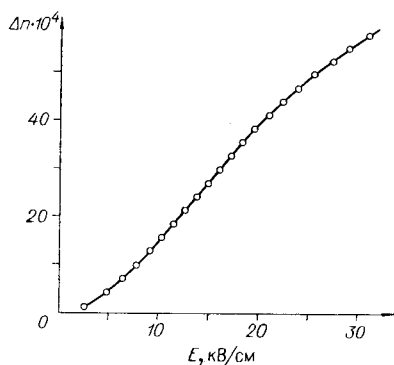


Рис. 1. Зависимость индуцированного двупреломления от напряженности электрического поля при комнатной температуре для кристалла PZN.

Как и следовало ожидать, линеаризация квадратичного электрооптического эффекта наблюдалась и при изучении продольного электрооптического эффекта в кристаллах PMN [35]. Сами величины квадратичных электрооптических коэффициентов, измеренные при поперечном и продольном эффектах, совпадали. Подробнее исследование продольного электрооптического эффекта СРФП будет рассмотрено ниже.

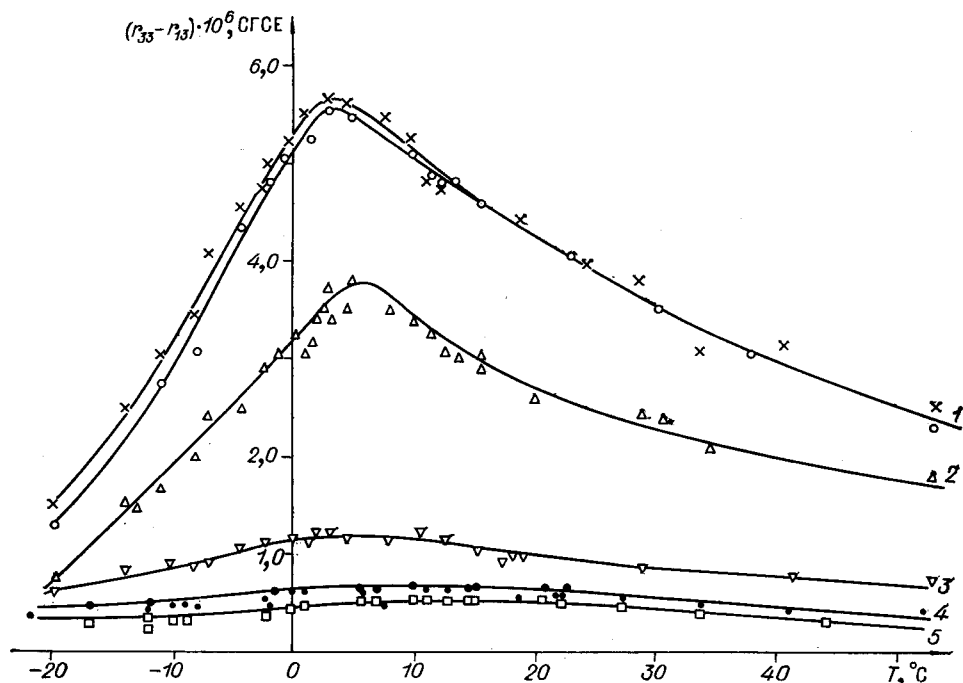


Рис. 2. Температурная зависимость линейных электрооптических коэффициентов  $(r_{33} - r_{13})$  для кристалла PMN на частотах:  
 1 — 20 Гц — 2 кГц, 2 — 20, 3 — 200, 4 — 600 кГц, 5 — 1 МГц.

Таким образом, в отличие от сегнетоэлектриков с четким фазовым переходом, у которых с увеличением  $E$  в параэлектрической фазе появляются четные эффекты более высоких порядков, в СРФП зависимость  $\Delta n$  от  $E$  линейаризуется с увеличением  $E$ .

II. Влияние ориентационных процессов особенно наглядно проявляется при исследовании температурных зависимостей электрооптических коэффициентов на этих трех участках [32, 33, 36, 37] при разных частотах измерительного поля. Температурно-частотные зависимости электрооптических коэффициентов так же, как и соответствующие зависимости диэлектрической проницаемости, имеют релаксационный характер и не описываются обычными релаксационными формулами Дебая.

Релаксационная зависимость линейных по полю электрооптических коэффициентов  $r_{33} - r_{13}$ , измеренная в небольших переменных полях (второй участок), показана на рис. 2. Частотная зависимость ориентационной поляризации приводит к уменьшению электрооптических коэффициентов и сдвигу их максимумов в область высоких температур по мере увеличения частоты.

С увеличением напряженности постоянного смещающего поля величина сдвига максимумов от частоты заметно уменьшается (а в сильных смещающих полях сдвиги практически исчезают), что связано с увеличением энергий активации, происходящим вследствие увеличения взаимодействия между полярными областями.

В работе [38] получены интересные результаты при исследовании поперечного электрооптического эффекта в сильных переменных электрических полях 0—20 кВ/см. Обнаружено, что линейные электрооптические коэффициенты не имеют релаксационного максимума в области средней температуры Кюри, а монотонно возрастают при понижении температуры (рис. 3).

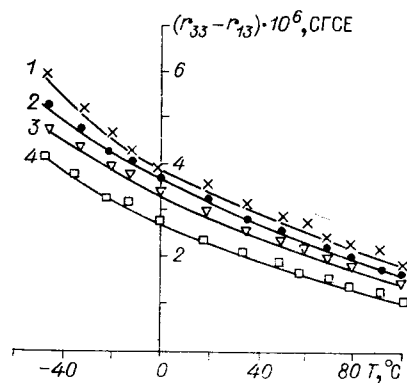


Рис. 3. Температурная зависимость линейных электрооптических коэффициентов  $(r_{33} - r_{13})$  в сильных переменных полях для кристалла PMN. Частота, Гц: 1 — 20, 2 —  $10^3$ , 3 —  $3 \cdot 10^3$ , 4 —  $10^4$ .

ракторному для сегнетоэлектриков отличие в поведении реверсивной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{рев}}$  и  $\epsilon$ , измеренной в сильных переменных полях. Поэтому можно ожидать, что при более низких температурах должно наблюдаться уменьшение линейных коэффициентов, измеренных в сильных переменных полях, обусловленное возрастанием коэрцитивной силы.

III. Ориентационная поляризация полярных областей и доменов является одной из причин обнаруженной в работе [39] дисперсии нелинейного коэффициента Миллера и квадратичного нелинейного коэффициента, противоречащей модели ангармонического осциллятора [8, 9].

Для кубических центросимметричных кристаллов справедливо соотношение, полученное в работе [34], аналогичное соотношению Миллера [7]:

$$\chi_{ijkl} = \Delta_{ijkl} \chi_{ii}^{\omega} \chi_{jj}^{\omega} \chi_{kk}^{\omega} \chi_{ll}^{\omega},$$

где  $\Delta_{ijkl}$  — нелинейные коэффициенты квадратичного эффекта, аналогичные коэффициентам Миллера для линейного эффекта. Согласно модели ангармонического осциллятора, дисперсионная зависимость электрооптических коэффициентов определяется в основном сомножителем  $(n_0^2 - 1)^2 / n_0^4$ , а дисперсия коэффициентов  $\delta$  и  $\Delta$  не должна наблюдаться.

На рис. 4 показана обнаруженная нами в кристалле PMN зависимость нелинейных коэффициентов Миллера  $\delta_{33} - \delta_{13}$  (кривая 2) и квадратичных нелинейных коэффициентов  $\Delta_{11} - \Delta_{12}$  (кривая 1) от длины волны света. Из анализа этих кривых видно, что простая модель ангармонического осциллятора не описывает всех особенностей дисперсии электрооптического эффекта в СРФП.

При вычислении параметров модели Ди Доменико и Уэмпла [10] для кристалла PMN оказалось, что поляризационный потенциал  $\beta_{ij}$  почти на порядок меньше, чем для кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриков с четким фазовым переходом, не содержащих свинца. Близость остальных дисперсионных параметров модели для PMN и других кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриков позволяет заключить, что и в СРФП значительный вклад в дисперсию в видимой области вносят электронные переходы между  $p$ -зоной кислорода и  $d$ -зоной переходного элемента. Однако сдвиги октаэдрической подрешетки ионов переходного металла относительно ионов кислорода создают не всю диэлектрическую поляризацию кристалла. В поляризацию СРФП дают вклад также сдвиги подрешетки ионов свинца и ориентационная поляризация доменов

Из отсутствия температурных максимумов линейных коэффициентов в сильных переменных полях и уменьшения сдвигов температурных максимумов реверсивных линейных коэффициентов в постоянных смещающих полях [37] можно заключить, что в этих полях тепловое движение уже не в состоянии переориентировать значительную часть полярных областей и доменов и основным механизмом дисперсии поляризации и электрооптического эффекта становится инерционность прорастания зародышей сегнетофазы в параэлектрической матрице в электрическом поле.

Такое различное поведение линейных электрооптических коэффициентов в разных режимах управляющих полей в общих чертах соответствует ха-

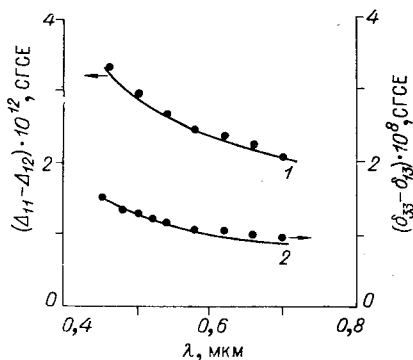


Рис. 4. Дисперсионная зависимость  $\Delta_{ijkl}$  (кривая 1) и  $\delta_{ijk}$  (кривая 2) при комнатной температуре для кристалла PMN.

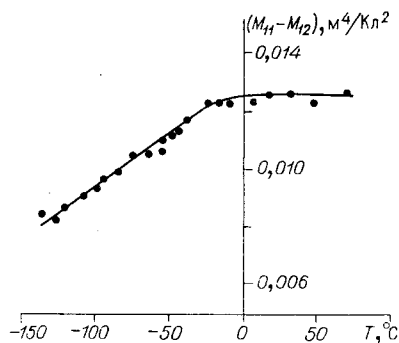


Рис. 5. Температурная зависимость квадратичных по поляризации электрооптических коэффициентов  $M_{11} - M_{12}$  для кристалла PMT при частоте переменного электрического поля 100 Гц.

и полярных областей. Это и приводит к уменьшению поляризационного потенциала.

IV. Для выяснения влияния вклада ориентационной поляризации в ЭОЭ мы провели температурно-частотные измерения квадратичных по поляризации электрооптических коэффициентов  $M_{11} - M_{12}$  для кристаллов PMN и PMT [38, 40]. На рис. 5 приведена зависимость для кристалла PMT. С повышением температуры эти коэффициенты, определенные из поперечного электрооптического эффекта, возрастают и стремятся к насыщению, в то время как в обычных кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриках [10] величина  $M_{ij}$  не зависит от температуры и на порядок выше.

Поведение  $M_{ij}$  в СРФП можно объяснить, если рассмотреть влияние ориентационных процессов на двупреломление псевдокубического многодоменного кристалла и на поляризацию, определяемую при диэлектрических измерениях. Рассмотрим случай тетрагональной симметрии для поля вдоль [100]. Очевидно, что  $180^\circ$ -ные ориентации полярных областей не изменяют двупреломления, но дают вклад в поляризацию. Поэтому коэффициенты  $M_{ij}$  тем меньше, чем интенсивнее ориентационные процессы. Наблюдаемое возрастание коэффициентов  $M_{ij}$  в 1,5–2 раза (см. рис. 5) при повышении температуры связано, по-видимому, с уменьшением вклада ориентационных процессов. С другой стороны, малая величина коэффициентов  $M_{ij}$  в СРФП обусловлена высокой поляризуемостью ионов свинца [39]. Не исключено, что меньшая величина  $M_{ij}$ , как это предполагается в [41], частично связана с «зажатием» кислородного октаэдра в составах, содержащих свинец, вследствие возникающей деформации кубической ячейки.

Остановимся более подробно на результатах работы [42]. Авторами обнаружена противоположная тенденция: с увеличением температуры выше средней температуры Кюри электрооптический коэффициент  $M_{44}$  в кристалле PZN уменьшается. Изменение двупреломления  $\Delta n(E)$  представляется результатом суперпозиции линейного и квадратичного ЭО-эффектов:

$$\Delta n = [1 - V(T)] n^3/2 (r_{33} - r_{13}) E + V(T) n^3/2 M_{44} P_{\text{инд}}^2,$$

где  $V(T)$  — нормированный объем параэлектрической фазы.

Введенная авторами модель объясняет и противоположную температурную зависимость коэффициентов  $M_{ij}$ , полученную для PMN и PMT. Линейный ЭО-коэффициент для PMN в несколько раз меньше коэффи-

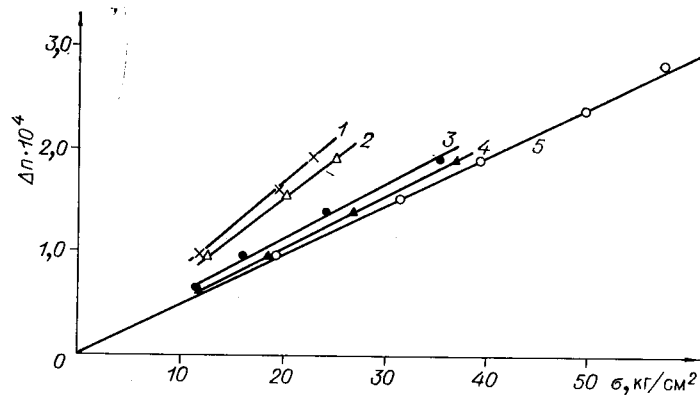


Рис. 6. Зависимость индуцированного двуупреломления от механического давления для кристалла PMN при разных температурах, °С:

1 — 24, 2 — 28, 3 — 43, 4 — 47, 5 — 54—95.

циента для PZN. Следовательно, вклад первого члена в выражение для  $\Delta n$  намного меньше в случае PMN, и основную роль играет второй член.

Предложенное объяснение представляется нам довольно схематичным, так как совсем не вскрывает микроскопический характер полученных разногласий. Было бы более целесообразно в последнем случае провести измерения электрооптических коэффициентов и поляризации в одинаковых условиях, т. е. в сильных переменных электрических полях и при одинаковых частотах. Кроме того, надо учитывать особенности ориентационных процессов в конкретном материале.

V. Ориентационная поляризация полярных областей оказывает существенное влияние и на упругооптические свойства СРФП [43, 44]. Обнаружено изменение наклона кривых температурной зависимости двуупреломления в области размытого перехода, связанное с ориентацией полярных областей под действием механических напряжений (рис. 6). При приближении к средней температуре Кюри скорость изменения двуупреломления от температуры увеличивается; это связано с тем, что при этой температуре полярные области, переориентация которых дает вклад в двуупреломление, становятся более подвижными и легче переориентируются внешними воздействиями.

VI. Сосуществование сегнетоэлектрической и параэлектрической фаз обуславливает рассеяние света в СРФП. Как и следовало ожидать, при повышении температуры выше средней температуры Кюри в кристаллах PMN наблюдается уменьшение рассеяния света, прекращающееся выше 360°С [45, 46]. Это соответствует полному переходу кристалла в параэлектрическое состояние, подтверждающееся температурной зависимостью показателя преломления [47].

Рассеянием света на фазовых неоднородностях объясняется и наблюдаемое увеличение эффективной оптической плотности в области средней температуры Кюри в кристаллах PMN и PZN [48, 49].

VII. Как уже сообщалось, ориентационные процессы оказывают влияние и на продольный электрооптический эффект. Продольный электрооптический эффект в кристаллах магнитообата свинца впервые исследовался в работах [31, 35]. В последнее время к изучению этого эффекта проявляются большой интерес, так как, во-первых, эти исследования позволяют судить об анизотропии электронной поляризуемости кристаллов, а во-вторых, при решении многих задач, связанных с хранением и переработкой больших массивов информации, используется только продольный ЭО-эффект.



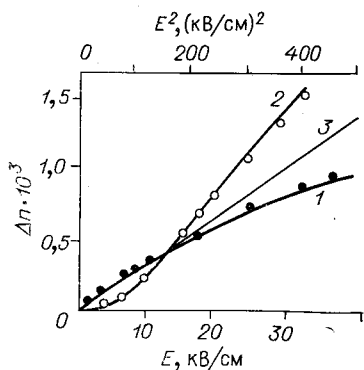


Рис. 7. Зависимость индуцированного дупреломления от напряженности электрического поля для кристалла PMN в случае продольного электрооптического эффекта:  
1 — зависимость от  $E^2$ ; 2 — от  $E$ ; 3 — чисто квадратичная зависимость  $\Delta n$  от  $E$ .

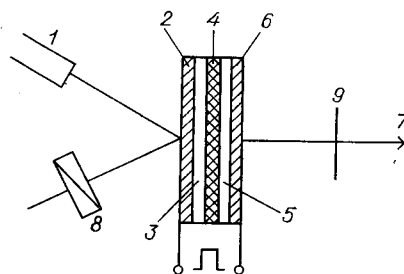


Рис. 8. Схема исследования записывающего электрооптического устройства:

1 — лазер; 2, 6 — прозрачные электроды; 3 — кристаллы PMN; 4 — диэлектрическое зеркало; 5 — слой фотопроводника; 7 — источник записывающего излучения; 8 — анализатор; 9 — транспарант.

Продольный эффект в кристаллах с точечной группой симметрии  $m3m$  наблюдается в направлении [011]. В сегнетоэлектриках со структурной перовскита с четким фазовым переходом продольный электрооптический эффект в параэлектрической фазе выражен слабо вследствие изотропности кислородного октаэдра. Значительным продольным электрооптическим эффектом кристаллы PMN обязаны нарушению изотропности кислородного октаэдра в области размытия фазового перехода. На рис. 7 представлена зависимость индуцированного дупреломления от напряженности электрического поля для кристалла PMN. Так же, как и в случае поперечного эффекта, при малых электрических полях наблюдается квадратичная зависимость, затем эффект линейризуется. Процесс линейризации продольного квадратичного эффекта, как и поперечного, связан с ориентацией дипольных моментов полярных областей под действием электрического поля. Однако напряженность поля  $E_0$ , при которой происходит линейризация, при продольном эффекте больше, чем при поперечном.

При исследовании продольного электрооптического эффекта в кристаллах PMT авторы [50] не обнаружили линейризации квадратичного электрооптического эффекта вплоть до полей 50 кВ/см. Величины самих электрооптических коэффициентов ( $R_{11} - R_{12}$ ), определенные из поперечного и продольного эффектов, оказались для кристалла PMT разными, в то время как для кристалла PMN они совпадали. Причины, обуславливающие такое несоответствие электрооптических коэффициентов для PMT, еще окончательно не выяснены.

Величина полувонового напряжения при продольном эффекте зависит от толщины кристалла

$$V_{\lambda/2} = \left[ \frac{2\lambda}{n_0^3 (R_{11} - R_{12} - R_{44})} \right]^{1/2},$$

где  $l$  — толщина образца, т. е.  $V_{\lambda/2}$  прямо пропорционально корню квадратному из толщины кристалла. Эта зависимость, как показано в [35] для полей  $\sim V_{\lambda/2}$ , выполняется до определенных толщин кристалла. Для толщин кристалла, больших некоторой величины  $l_0$ , зависимость полувонового напряжения от толщины имеет квадратичный характер; для толщин кристалла, меньших  $l_0$ ,  $V_{\lambda/2}$  линейно зависит от толщины кристалла. Разный характер обнаруженных зависимостей обусловлен линейризацией квадратичного продольного электрооптического эффекта,

Т а б л и ц а 2

Кристалл	$\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$	$\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$	$\text{PbMg}_{1/3}\text{Ta}_{2/3}\text{O}_3$
Показатель преломления для $\lambda=0,633$ нм	2,52	2,54	2,4
Температура перехода, °С	0	+50	-98
Полуволновое электрическое напряжение ( $V_{\lambda/2}$ , кВ) для кристалла единичных размеров	1,8	1,3	7,8
Квадратичные электрооптические коэффициенты ( $R_{11}-R_{12}$ )·10 <sup>12</sup> , (см/В) <sup>2</sup>	1,4	2,1	0,07
Квадратичные электрооптические коэффициенты ( $M_{11}-M_{12}$ ), м <sup>2</sup> /Кл <sup>2</sup>	0,015	0,011	0,012
Полуволновое механическое напряжение $U_{\lambda/2}$ , кг/см <sup>2</sup>	7,4	6,3	—

имеющей место в PMN при больших напряженностях поля в тонких кристаллах.

Таким образом, ориентационные процессы в сегнетоэлектриках с размытым фазовым переходом оказывают влияние на всю совокупность оптических, электрооптических и упругооптических свойств и обуславливают ряд особенностей этих свойств. В табл. 2 приведены основные характеристики сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом при комнатной температуре.

Эффекты фотоиндуцированного изменения показателя преломления в сегнетоэлектриках с размытым фазовым переходом мы рассматривать не будем. Они достаточно подробно изучены в работах [51—53].

Применение сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом. В заключение рассмотрим возможности использования сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом для управления оптическим излучением [54].

Особенности физических свойств СРФП обеспечили разработку целого ряда устройств управления оптическим излучением, обладающих специфическими техническими характеристиками. При разработках были использованы кристаллы магнониобата и магнотанталата свинца.

Всю совокупность разработанных устройств можно разделить на пять классов:

- 1) широкоапертурные модуляторы оптического излучения;
- 2) узкополосные модуляторы света;
- 3) пространственные модуляторы с электрическим матричным управлением;
- 4) пространственные модуляторы со световым управлением;
- 5) дискретные и функциональные дефлекторы.

Заметим, что в основе разработки того или иного устройства лежит эффект, присущий только СРФП.

Вкратце охарактеризуем каждый класс устройств.

1. Для решения ряда задач фототелеграфии и полиграфической промышленности требуется устройство, дающее модулированный по амплитуде световой поток широкого (не менее 50—100 нм) спектрального диапазона с интенсивностью до 10 мВт (например, мощные источники ДКсШ-150). Возникает проблема модуляции этого излучения. Стандартные модуляторы не позволяют модулировать по интенсивности монохроматическое излучение из-за естественной анизотропии кристаллов, используемых в качестве электрооптических элементов.

Для решения поставленных задач нужны изотропные материалы. В работе [55] в качестве таких кристаллов предложены кристаллы PMN.

Как уже сообщалось, наряду с оптической изотропностью, они характеризуются большим электрооптическим эффектом при комнатной температуре.

Наблюдаемая в СРФП линейзация квадратичного ЭОЭ позволила создать электрооптические элементы из тонких пластинок РМН ( $l = 0,1-0,2$  мм) с довольно малыми значениями полуволнового напряжения [56], причем такие электрооптические элементы могут работать в режиме как квадратичного, так и линейного эффекта в зависимости от напряженности поля, а также в сходящихся пучках белого света в диапазоне от 0 до  $25^\circ$ .

2. Электрострикционно-оптическая активность СРФП была обнаружена при исследовании кристаллов РМН в импульсных электрических полях [57, 58]. На частоте электрострикционного резонанса в данном поле обнаружено резкое увеличение пропускания системы поляризатор — кристалл — анализатор. Частота этого резонанса зависит от амплитуды электрического поля. Значительное увеличение глубины модуляции света при частоте резонанса, ее слабая зависимость от температуры, достаточно широкая резонансная кривая и отсутствие антирезонанса делают СРФП перспективными для создания узкополосных модуляторов.

3. В работе [59] рассмотрен пространственный модулятор света на кристалле магнитообата свинца с электрическим матричным управлением. Специальная система электродов, нанесенная на кристаллическую пластинку РМН, дала возможность создать ряд независимо работающих электрооптических модуляторов, которые и обеспечивали пространственную модуляцию светового луча. Полуволновое напряжение для отдельной рабочей ячейки модулятора составляло  $\sim 500$  В, при этом достигался весьма большой контраст (величина контраста в расходящемся пучке света  $2\alpha \approx 30^\circ$  была более 1000).

Независимость работы отдельных ячеек модулятора в большой степени определяется системой нанесенных электродов. Кроме того, расстояние между электродами рабочей ячейки должно быть меньше, чем между соседними ячейками. Это значительно уменьшает разрешающую способность, т. е. число рабочих ячеек на единицу площади кристаллической ячейки модулятора, но повышает контраст отдельных ячеек.

Разрешение такого пространственного модулятора составляло  $\approx 50$  бит/см<sup>2</sup>. В отличие от существующих данный модулятор обладает низким управляющим напряжением, высоким контрастом, работает при больших углах сходимости (расходимости). Однако взаимное влияние рабочих ячеек в модуляторе не позволяет получить высокое разрешение. В работе [60] рассмотрен ЭО-пространственный модулятор света с электронно-лучевой адресацией.

4. Большой продольный квадратичный электрооптический эффект в кристаллах РМН позволил разработать эффективные электрооптические пространственные модуляторы типа свет — свет, обладающие высокой чувствительностью за счет внешнего фотополупроводникового слоя [61—64].

Схема разработанного записывающего электрооптического устройства представлена в работах [61, 63] (рис. 8). Устройство состоит из электрооптического кристалла с нанесенным на него диэлектрическим зеркалом и слоя фотополупроводника, на внешние поверхности которого нанесены прозрачные электроды. Особенностью этих модуляторов по сравнению с подобными известными является то, что сопротивление фотослоя было меньше, чем сопротивление сегнетоэлектрика. Поэтому модулятор работает только в импульсном режиме. Длительность электрического импульса, прикладываемого к системе, подбиралась так, чтобы значительная часть напряжения в отсутствие засветки падала на фотослой и считывающее когерентное излучение не модулировалось.

Вследствие оптической изотропности кристалла PMN считывающее излучение могло падать на него практически под любым углом без искажения считываемой картины за счет естественного двупреломления. Диэлектрическое зеркало предотвращало проникновение считывающего излучения в слой фотопроводника. Это позволяло производить считывание без разрушения картины распределения напряжения (в случае чувствительности фотопроводника к длине волны считывающего света).

В отсутствие внешней засветки при подаче прямоугольного импульса когерентное излучение не модулируется, его модуляция осуществляется с помощью внешней засветки. Глубина модуляции  $m$  зависела от амплитуды и длительности импульса напряжения, интенсивности и длины волны внешней засветки. Аномально большое значение диэлектрической проницаемости кристалла PMN ( $\sim 10000$ ) обеспечило долговечность хранения записанной в кристалле информации до нескольких суток. Разрешение такой системы  $\sim 20$  лин/мм, величина контраста — 1000 : 1.

5. Наличие большого абсолютного изменения показателя преломления в кристаллах PMN в направлениях приложения электрического поля позволило разработать функциональные электрооптические дефлекторы светового оптического излучения.

В работах [65, 66] исследовалось отклонение луча света призмами, выполненными из кристаллов PMN. В системах, использующих дефлекторы, чаще всего требуются линейные изменения угла преломления от напряженности электрического поля.

В PMN наблюдается квадратичный электрический эффект, который с увеличением напряженности электрического поля линеаризуется. Оказалось, что этот эффект можно использовать для построения линейного дефлектора. Для светового дефлектора важно знать абсолютное изменение показателя преломления в зависимости от поля в различных кристаллографических направлениях. В кристаллах PMN наблюдается заметное уменьшение  $n$  при увеличении напряженности электрического поля, когда поле параллельно световому электрическому вектору. Максимально возможное изменение угла преломления величины электрического поля 8 кВ/см для одной призмы 3'. Призмы из кристаллов PMN дают максимальное изменение угла преломления в 50 раз больше, чем призмы из KDP. Быстродействие электрооптического дефлектора зависит от частоты срабатывания и емкости электрооптического элемента. Хотя кристаллы PMN и обнаруживают температурно-частотную зависимость электрооптических коэффициентов, однако при комнатной температуре, при которой работает дефлектор, она незначительна вплоть до частот  $10^5$  Гц. Для уменьшения емкости дефлектора уменьшалась площадь электродов у призмы.

В работе [66] описан электрооптический дефлектор на кристалле PMN с управляющим напряжением 550 В и апертурой 60°.

В табл. 3 приведены некоторые характеристики кристаллов PMN и PMT в сравнении с кристаллом KDP.

**Заключение.** Таким образом, в последние годы выявилась перспективность использования новой группы электрооптических материалов,

Т а б л и ц а 3

Кристалл	Диэлектрическая проницаемость при частоте 1 кГц	Тангенс угла диэлектрических потерь	Допустимая угловая расходимость, град	Контраст при допустимой расходимости
$\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$	10 000	0,05	60	1 : 1000
$\text{PbMg}_{1/3}\text{Ta}_{2/3}\text{O}_3$	3 000	0,004	60	1 : 1000
KDP	25	0,005	1—2 при $l=1$ мм	1 : 100

обладающих размытым сегнетоэлектрическим переходом. Наиболее изученными среди них являются кристаллы магнониобата, магнотанталата и цинкониобата свинца, в которых обнаружены большой поперечный и продольный электрооптический и значительный упругооптический эффекты в сочетании с оптической изотропностью в отсутствие полей и напряжений в области размытого фазового перехода.

В настоящее время продолжают работы по дальнейшему исследованию особенностей фазовых переходов в этих кристаллах и разработке и совершенствованию устройств управления лазерным излучением. Интересные результаты получены при исследовании фотоиндуцированных эффектов в области размытого фазового перехода, обнаружено оптическое повреждение при облучении фотоактивным светом, связанное с возникновением длительно сохраняющегося фотоэлектрического состояния. Большой интерес представляют работы по выращиванию и исследованию допированных кристаллов с целью повышения их фоточувствительности, что обеспечивало бы повышение эффективности записи оптических голограмм.

Сочетание вышеуказанных свойств расширяет возможности использования этих кристаллов в оптоэлектронике.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Н. Р., Шувалов Л. А. О поведении оптических индикатрис некоторых моноклинных сегнетоэлектрических кристаллов при изменении температуры.— Кристаллография, 1966, т. 11, № 4, с. 614.
2. Шамбуров В. А. Линейный электрооптический эффект в кубических кристаллах.— Кристаллография, 1964, т. 9, № 5, с. 672.
3. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. М., Атомиздат, 1971.
4. Влох О. Г. Деформация оптических индикатрис при квадратичном и спонтанном электрооптических эффектах в кристаллах.— УФЖ, 1965, т. 10, № 10, с. 1110.
5. Сонин А. С., Струков Б. А. Введение в сегнетоэлектричество. М., Высшая школа, 1970.
6. Анистратов А. Т. Электрооптические и упругооптические явления в сегнетоэлектрических кристаллах.— Препринт, Красноярск, изд. ИФ АН СССР, 1972.
7. Miller P. C. Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals.— Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 5, p. 17.
8. Kurtz S. K. Visible and ultraviolet optical properties of some  $ABO_3$  ferroelectrics.— Proc. Internat. Meet. Ferroelect., 1966, vol. 1, p. 413.
9. Kurtz S. K., Robinson F. N. H. A physical model of the electro-optic effect.— Appl. Phys. Lett., 1967, vol. 10, p. 62.
10. Di Domenico M., Wemple S. H. Oxygen-octahedra ferroelectrics. I. Theory of electrooptical and nonlinear optical effects.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, № 2, p. 720.
11. Wemple S. H., Di Domenico M. Electrooptical and nonlinear optical properties of crystals.— In: Appl. Sol. St. Sci. Ed. R. Wolfe. N. Y.—L., Ac. Press., 1972, p. 264.
12. Uchida N. Two-oscillator description of optical properties of oxygen-octahedra ferroelectrics.— I. Appl. Phys., 1973, vol. 44, № 5, p. 2072.
13. Kelly R. L. Pockels effect in zinc-structure ionic crystals.— Phys. Rev., 1966, vol. 151, № 2, p. 721.
14. Мейснер Л. Б., Рез И. С. К теории диэлектрических и оптических свойств сегнетоэлектриков кислородно-октаэдрического типа.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, т. 33, № 2, с. 222.
15. Майснер Л. Б., Рез И. С. Расчет электрооптических постоянных в «ионных» кристаллах.— Кристаллография, 1973, т. 18, № 3, с. 457.
16. Levine B. F. Bond-charge calculation of nonlinear optical susceptibilities for various crystal structures.— Phys. Rev. B, 1973, vol. 7, № 8, p. 2600.
17. Tang C. L., Elytzanis C. Charge transfer model of the nonlinear susceptibilities of polar semiconductors.— Phys. Rev. B, 1971, vol. 4, № 8, p. 2520.
18. Кинасе В. Теоретическое описание электрооптического эффекта.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, № 3, с. 478.
19. Кристофель Н. Н., Гулбис А. В. Спонтанное дупреломление в широкоцельном вибронном сегнетоэлектрике.— ФТТ, 1977, т. 19, № 10, с. 3071.
20. Kristoffel N., Kohn P. Electron-phonon interaction, microscopic mechanism and properties of ferroelectric phase transition.— Ferroelectrics, 1973, vol. 6, p. 3.
21. Geusic J. E., Kurtz S. K., van Uitert, Wemple S. H. Electrooptics properties of some  $ABO_3$  perovskite.— Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, № 8, p. 141.

22. Chen F. S., Geusic J. E., Kurtz S. K., Skinner J. G., Wemple S. H. Light modulation and beam deflection with potassium tantalate-niobate crystals.—*J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, № 1, p. 388.
23. Günter P. Electro-optical properties of  $\text{KNbO}_3$ .—*Opt. Commun.*, 1974, vol. 11, N 3, p. 285.
24. Kojima F., Kawakatsu A., Nomura S. Dielectric and electrooptic properties of perovskite-type  $(\text{K}_{1/3}\text{Pb}_{2/3})(\text{Zn}_{2/9}\text{Nb}_{7/9})\text{O}_3$  crystal.—*Jap. J. of Appl. Phys.*, 1975, vol. 14, № 1, p. 59.
25. Kojima F., Nomura S. Dielectric and electro-optic properties of  $(\text{K}_{1/2}\text{Pb}_{1/2})(\text{Zn}_{1/6}\text{Nb}_{5/6})\text{O}_3$ .—*J. Phys. Soc. Jap.*, 1973, vol. 35, p. 624.
26. Lenzo P. V., Spencer E. G., Ballmann A. A. Electrooptic coefficients of ferroelectric strontium barium niobate.—*Appl. Phys. Lett.*, 1967, vol. 11, p. 23.
27. Бережной А. А. Исследование электрооптических свойств  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ .—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1967, т. 31, с. 1154.
28. Bonner W. A., Dearborn E. F., Geusic J. E. a. o. Dielectric and electrooptic properties of lead magnesium niobate.—*Appl. Phys. Lett.*, 1967, vol. 10, № 5, p. 163.
29. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Бережной А. А., Мыльникова И. Е. Электрооптический эффект в кристаллах  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ .—*ФТТ*, 1968, т. 10, с. 467.
30. Бережной А. А., Бухман В. Н., Кудинова Л. Т., Мыльникова И. Е. Об электрооптических и диэлектрических свойствах  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ .—*ФТТ*, 1968, т. 10, с. 255.
31. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Бережной А. А., Мыльникова И. Е. Электрооптические свойства сегнетоэлектрических кристаллов типа перовскита сложного состава.—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1969, т. 33, с. 282.
32. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Бережной А. А., Мыльникова И. Е. Электрооптические свойства сегнетоэлектрических кристаллов  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ ,  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ ,  $\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ .—*ФТТ*, 1968, т. 10, с. 2675.
33. Крайник Н. Н., Гохберг Л. С. (Камзина), Мыльникова И. Е. Электрооптический эффект в кристаллах  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ .—*ФТТ*, 1970, т. 12, с. 2360.
34. Бережной А. А. Электрооптический эффект в сегнетоэлектрических кристаллах с размытым фазовым переходом.—*ФТТ*, 1972, т. 14, с. 2035.
35. Бережной А. А. Продольный электрооптический эффект в кристаллах магнониобата свинца.—*ФТТ*, 1972, т. 14, с. 2576.
36. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Гохберг Л. С. (Камзина), Мыльникова И. Е. Электрооптический эффект в кристаллах  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ .—*В кн.: Новые пьезо- и сегнетоматериалы и их применение. М., Изд-во МДНТП, 1969, с. 116.*
37. Камзина Л. С., Крайник Н. Н., Мельников О. А. Дисперсия электрооптических коэффициентов в сегнетоэлектрике  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  в импульсных электрических полях.—*В кн.: Пьезо- и сегнетоматериалы и их применение. М., Изд-во МДНТП, 1972, с. 80.*
38. Крайник Н. Н., Трепаков В. А., Камзина Л. С. и др. Особенности электрооптического эффекта в магнониобате свинца в сильных переменных электрических полях в области размытого фазового перехода.—*ФТТ*, 1975, т. 17, с. 208.
39. Камзина Л. С., Крайник Н. Н., Бережной А. А. Дисперсия электрооптического эффекта магнониобата свинца в видимой области спектра.—*ФТТ*, 1973, т. 15, с. 3011.
40. Krainik N. N., Smolensky G. A., Kamzina L. S. a. o. The influence of polarization orientation processes on the optical and electro-optic properties of ferroelectrics.—*Ferroelectrics*, 1976, vol. 12, p. 169.
41. Фрицберг В. Я., Звиргуд Ю. А., Шебанов Л. А. Спонтанный электрооптический эффект в твердых растворах со структурой перовскита.—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1975, т. 39, с. 1296.
42. Kojima F., Kuwata J., Nomura S. Electrooptic effect in  $\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ .—*In: Proc. of the I-st Meeting on Ferroelectric Materials and Their Application. Kyoto, 1977, p. 155.*
43. Камзина Л. С., Крайник Н. Н., Гене В. В., Мыльникова И. Е. Упругооптический эффект в сегнетоэлектриках с размытым фазовым переходом.—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1971, т. 35, с. 4862.
44. Смоленский Г. А., Камзина Л. С., Крайник Н. Н. Ориентационные процессы и упругооптический эффект в магнониобате свинца—сегнетоэлектрике с размытым фазовым переходом.—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1975, т. 39, с. 805.
45. Смоленский Г. А., Трепаков В. А., Крайник Н. Н. Рассеяние света в магнониобате свинца в диапазоне температур размытия сегнетоэлектрического фазового перехода.—*Письма в ЖЭТФ*, 1974, т. 20, с. 322.
46. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Трепаков В. А. и др. Исследование рассеяния света в кристалле  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  при температурах размытого сегнетоэлектрического фазового перехода.—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1975, т. 39, с. 791.
47. Burns G., Scott V. A. Index of refraction in «Dirty» displacive ferroelectrics.—*Sol. St. Comm.*, 1973, vol. 13, p. 423.
48. Камзина Л. С., Крайник Н. Н., Нестерова Н. Н. Аномальное поведение коэффициента поглощения света в монокристаллах магнониобата свинца в области размытого сегнетоэлектрического перехода.—*ФТТ*, 1972, т. 14, с. 2147.

49. Smolensky G. A., Kamzina L. S., Krainik N. N., Chlypina G. A. Light absorption in ferroelectrics with a diffuse phase transition.— *Ferroelectrics*, 1973, vol. 6, p. 49.
50. Бережной А. А., Федулов В. М., Скорнякова К. П. Продольный электрооптический эффект в кристаллах магнотанталата свинца.— *ФТТ*, 1975, т. 17, с. 2785.
51. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Камзина Л. С., Трепак В. А. Электрооптические и фотоиндуцированные эффекты в сегнетоэлектриках с размытым фазовым переходом.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1977, т. 41, с. 721.
52. Kamzina L. S., Krainik N. N., Smolensky G. A., Trepakov V. A. Photoinduced phenomena in lead magnesium niobate crystal at the diffuse phase transition.— *Ferroelectrics*, 1978, vol. 18, p. 113.
53. Smolensky G. A., Krainik N. N., Trepakov V. A. a. o. Critical electron-phonon phenomena and some experimental studies of the ferroelectrics with the diffuse phase transition.— *Ferroelectrics*, 1978, vol. 21, p. 521.
54. Berezhnoi A. A., Kamzina L. S., Popov Ju. V. a. o. Application of ferroelectrics with diffuse phase transitions for the light beam control.— In: *Abstr. the 4 Inter. Meeting on Ferroelectricity. Leningrad, 1977*, p. 262.
55. Адрианова И. И., Афонькина А. Я., Бережной А. А. и др. Исследование модулятора света на кристалле магнониобата свинца (PMN).— *ОМП*, 1975, № 12, с. 12.
56. Адрианова И. И., Бережной А. А., Крастин В. Г., Попов Ю. В. О возможности создания электрооптических модуляторов на тонких пластинках кристаллов PMN.— *Опт. и спектр.*, 1975, т. 38, с. 576.
57. Адрианова И. И., Бережной А. А., Попов Ю. В. Исследование возможности применения некоторых кубических кристаллов для импульсной модуляции света.— *Опт. и спектр.*, 1975, т. 38, с. 130.
58. Бережной А. А., Попов Ю. В., Шерстнева Т. Н. Об электрострикционно-оптических свойствах сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом.— *ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 1996.
59. Адрианова И. И., Бережной А. А., Павлович Л. И. и др. Пространственный модулятор света на кристалле магнониобата свинца.— *ОМП*, 1975, т. 9, с. 33.
60. Дун А. З., Толмачева А. Е., Криворучко А. И. и др. Электрооптический пространственный модулятор света с электронно-лучевой адресацией.— В кн.: *Пространственные модуляторы света*. Л., Наука, 1977, с. 119.
61. Адрианова И. И., Бережной А. А., Гуревич В. З. и др. Исследование устройства записи изображений на основе кристалла магнониобата свинца.— *Квант. электроника*, 1975, т. 2, с. 152.
62. Бережной А. А., Гуревич В. З., Попов Ю. В. Перспективы применения некоторых электрооптических кристаллов для пространственно-временной модуляции света.— *Опт. и спектр.*, 1977, т. 42, с. 981.
63. Адрианова И. И., Бережной А. А., Гуревич В. З. и др. Устройство записи изображений на сегнетоэлектрическом кристалле магнониобата свинца.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1975, т. 39, с. 1345.
64. Бережной А. А., Королев Ю. Г., Попов Ю. В. и др. Реверсивная запись оптической информации в кристаллах магнониобата свинца.— *Квант. электроника*, 1977, т. 4, № 9, с. 2019.
65. Бережной А. А. Управляемое отклонение луча света при помощи призм из кристаллов магнониобата свинца.— *Опт. и спектр.*, 1971, т. 31, с. 803.
66. Никонов О. В., Бережной А. А., Никонова Е. С., Сидоренко Н. Б. Электрооптический дефлектор на кристалле магнониобата свинца.— *ОМП*, 1978, № 7, с. 56.

*Поступила в редакцию  
24 апреля 1979 г.*

УДК 548.0 : 537.226.33

Т. НАКАМУРА  
(Токио, Япония)

## СЕГНЕТОУПРУГИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

1. **Сегнетоупругость.** Многие диэлектрики обладают различными структурными фазовыми переходами. Сегнетоупругий фазовый переход, обсуждение которого проводится в данной работе, является одним из структурных переходов. Следует отметить, что употребляемые термины «сегнетоупругий фазовый переход» и «сегнетоупругость» необходимо отличать один от другого и определять независимым образом.