

21. Малиновский В. К., Новиков В. Н. Неравновесные фононы и фотоструктурные превращения в халькогенидных стеклообразных полупроводниках.— В кн.: Аморфные полупроводники-84: Тез. Междунар. конф. Габрово: ВМЕИ, 1984, с. 140.
22. Zhdanov V. G., Kolomiets B. T., Lyubin V. M., Malinovsky V. K. Photoinduced optical anisotropy in chalcogenide vitreous semiconductors.— Phys. Stat. Sol. (a), 1979, v. 52, p. 621.
23. Kimura K., Nakata H., Murayama K., Ninomiya T. Interrelation between glass transition and reversible photostructural changes.— Sol. St. Commun., 1981, v. 40, p. 551.
24. Мамедов С. Б., Михайлов М. Д., Печерицын И. М. Фотоструктурные превращения в стеклах системы Ge—Se.— Физика и химия стекла, 1981, т. 7, с. 503.
25. Malinovsky V. K., Sokolov A. P., Zhdanov V. G. Amplitude of photostructural changes in chalcogenide vitreous semiconductors.— Sol. St. Commun., 1984, v. 51, p. 647.
26. Жданов В. Г., Малиновский В. К., Соколов А. П. Фотоиндуцированные изменения структуры пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников.— Автометрия, 1981, № 5, с. 3.
27. Tanaka Keiji. Mechanisms of photodarkening in amorphous chalcogenides.— J. Non-Cryst. Sol., 1983, v. 59, 60, p. 925.
28. Луцкий Ч. Б., Витол И. К., Эланго М. А. Распад электронных возбуждений на радиационные дефекты в ионных кристаллах.— УФН, 1977, т. 122, с. 223.
29. Kosa Somogyi I., Koos M. Distribution of T_g values and PL in amorphous semiconductors.— Budapest, 1984. (Preprint CRIP; N 426).
30. Варданян Р. А., Кравченко В. Я., Осипьян Ю. А. К вопросу о механизме фотопластического эффекта.— Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 248.

Поступила в редакцию 5 октября 1985 г.

УДК 537.226.228.3 : 535.21

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

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕ ПОЛНОСТЬЮ УПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕД — СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ МАГНОНИОБАТА СВИНЦА И ПИРОНИОБАТА КАДМИЯ

Сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом (РФП) получили практическое применение в качестве конденсаторных, электрооптических и электрострикционных материалов благодаря высоким значениям диэлектрической проницаемости и диэлектрической нелинейности, большой величине электрооптического эффекта и гигантской электрострикции. Такие сегнетоэлектрики обычно характеризуются размытыми аномалиями в температурных зависимостях диэлектрической проницаемости (ϵ), теплоемкости (c), теплового расширения ($\Delta l/l$) и электрооптических коэффициентов в области фазового перехода.

Согласно представлениям, развитым в [1—3], размытые переходы возникают в кристаллах, содержащих различные ионы в однопозиционных кристаллографических положениях в результате флуктуаций в концентрациях этих ионов в объеме кристалла. Такие флуктуации концентраций вызывают, в свою очередь, различия локальных температур сегнетоэлектрических фазовых переходов в различных областях объема кристалла. Поэтому в интервале температур размытого фазового перехода предполагается сосуществование областей высоко- и низкотемпературной фаз, концентрация которых меняется при изменении температуры.

В последние годы развиваются представления о роли неполного упорядочения в распределении различных ионов в однопозиционных кристаллографических положениях в возникновении размытия фазового перехода [4—6]. Области кристалла с различным упорядочением ионов обуславливают сосуществование фаз в некотором температурном интервале, определяемом величиной различия локальных температур Кюри.

Рассмотрим свойства сегнетоэлектриков с РФП на примерах двух соединений: магнониобата свинца $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$ (PMN) (пространствен-

ная группа (ПГ) параэлектрической фазы O_h^5) и пироинобата кадмия $Cd_2Nb_2O_7$ (ПГ параэлектрической фазы O_h^7). При этом более подробно остановимся на электрооптических свойствах в области РФП.

Соединение PMN обладает в параэлектрической фазе кубической структурой, дальний порядок в распределении ионов Mg^{2+} и Nb^{5+} в октаэдрических положениях отсутствует, однако имеются электронографические данные о ближнем порядке в их распределении в отдельных областях объема кристалла, соответствующем удвоению элементарной ячейки [7]. В температурном интервале РФП, кроме максимумов ϵ [8], наблюдаются также максимумы электрооптических коэффициентов, обнаруживающие релаксационное поведение: с увеличением частоты их температура повышается. Для интервала температур РФП характерно значительное изменение $\epsilon \sim 10^{+4}$, дупреломления $\Delta n \sim 10^{-4}$, деформации $\Delta l/l \sim 10^{-3}$ при приложениях небольших электрических полей. В зависимости Δn от электрического поля можно выделить три участка: в небольших полях зависимость $\Delta n(E)$ квадратична, затем при увеличении поля происходит линейаризация электрооптического эффекта [9], при этом наблюдаются два линейных участка: первый — с большими значениями линейных электрооптических коэффициентов r_{ij} , второй — с меньшими r_{ij} [10]. Величины полей, соответствующие данным участкам в зависимостях $\Delta n(E)$, коррелируют с величинами полей для следующих участков в зависимостях $P(E)$: линейного участка в слабых полях, нелинейного и, наконец, другого линейного участка — участка насыщения $P(E)$.

Большие величины Δn и $\Delta l/l$ в слабых полях, корреляция зависимостей этих величин от поля с соответствующими зависимостями $P(E)$ свидетельствуют о вкладе в наблюдаемые эффекты спонтанных поляризации P_s , дупреломления и деформации областей сосуществующих фаз. При этом направление спонтанной поляризации переориентируется тепловым движением через некоторый потенциальный барьер, а небольшие внешние поля только изменяют заселенность состояний в потенциальных ямах.

В отсутствие внешних воздействий кристаллы PMN являются макроскопически неполярными и оптически изотропными, что свидетельствует об отсутствии преимущественной ориентации их спонтанной поляризации и небольших по сравнению с длиной волны света размерах полярных областей. Исследования интегрального рассеяния света [11, 12] позволили оценить размеры фазовых неоднородностей, представляющих собой, по-видимому, скопления областей полярной фазы. Оценка размеров таких областей в рамках теории Рэлея — Ганса дала величину $\approx (5-7) \cdot 10^{-7}$ м.

Вышеприведенные исследования свойств PMN в области РФП подтверждают представления о сосуществовании высоко- и низкотемпературных фаз в интервале РФП и изменении относительной концентрации этих фаз при изменении температуры. В отсутствие электрического поля полярные области и домены в PMN в поляризационном микроскопе не видны из-за малых размеров, и только приложение электрического поля вызывает их укрупнение. Это делает возможным наблюдение доменной структуры [13]. При охлаждении кристалла в электрическом поле ниже T_C^{cp} до азотных температур и последующем нагревании без поля при температуре $T_i \approx 190-210$ К происходит разбиение на мелкие домены, соответствующее переходу в оптически изотропное и макроскопически неполярное состояние. При этом наблюдаются аномалии ϵ , $\text{tg } \delta$, Δn , P_s , пьезоэффекта и других [14, 15]. Таким образом, выше температуры T_i закрепление P_s полярных областей становится слабым и тепловое движение может переориентировать P_s .

Наличие термоактивированных переориентаций поляризации приводят к уменьшению и практическому исчезновению электрооптического гистерезиса, а также к исчезновению гистерезиса в зависимости от электрического поля, поляризации и деформации, в то время как при тем-

пературах ниже T_i такой гистерезис наблюдается и коэрцитивная сила быстро растет с понижением температуры.

Особенно ярко процессы ориентации поляризации областей полярной фазы проявляются в электрооптическом эффекте в электрических полях, изменяющихся во времени; при этом наблюдается сильная зависимость эффекта от режима электрического поля. Рассмотрим это на примерах поведения реверсивных электрооптических коэффициентов, измеряемых в слабом переменном поле при одновременном приложении постоянного смещающего поля, и электрооптических коэффициентов, измеренных в сильных переменных электрических полях. На рис. 1 представлены температурные зависимости квадратичных электрооптических коэффициентов, измеренных в реверсивном режиме и в сильном переменном поле.

Видно, что при одинаковых частотах и суммарных напряженностях полей температуры максимумов R_{ij} , измеренных в переменном поле (кривые 4, 5), обычно несколько ниже, чем у реверсивных R_{ij} (кривые 1, 2), а величины R_{ij}^{rev} больше. Одна из причин этого — наличие низкочастотных компонент в спектре времен релаксации, которые не успевают установиться в переменных полях и устанавливаются в постоянном смещающем поле. Другая причина — уменьшение внутренних полей объемных зарядов, локализованных на неоднородностях, при приложении сильных переменных полей, что уменьшает закрепление доменных и межфазных границ. В реверсивном режиме межфазные и доменные границы при приложении смещающего поля успевают перейти в более низкие энергетические состояния, что повышает эффективный потенциальный барьер. Уменьшение внутренних полей способствует укрупнению полярных областей и протеканию коллективных процессов переориентации поляризации, характерных для обычных сегнетоэлектриков, в которых положения максимумов восприимчивости связаны с коэрцитивным полем.

Различие электрооптических свойств в реверсивном режиме и в переменном поле становится еще более заметным в полях, соответствующих первому линейному участку $\Delta n(E)$ (рис. 2). В обоих режимах возрастает роль коллективных процессов ориентации поляризации и индукцирования сегнетофазы, что подтверждается тем, что величина низкочастотного линейного ЭО-эффекта в PMN более чем на порядок выше, чем в LiNbO_3 , и на два порядка выше, чем в KDP. Из рисунка видно, что величина сдвига температур максимумов ЭО-коэффициентов, измеренных в реверсивном режиме (кривые 1—3), в зависимости от частоты уменьшается по сравнению с величинами сдвигов для квадратичных ЭО-коэффициентов (см. рис. 1). В режиме переменного поля линейные электрооптические коэффициенты не имеют релаксационного максимума в области средней температуры Кюри (кривые 4, 5), а монотонно возрастают при понижении температуры.

Эффективное время релаксации коэффициентов R_{ij} , оцененное из частотного сдвига T_{max} , составляет 10^{-5} с, в переменном поле оно несколько меньше, чем в реверсивном режиме, и в обоих случаях выше известного эффективного времени релаксации ϵ ($\sim 10^{-8}$ с) [16]. Дисперсия ЭО-эффекта не объясняется в рамках дебаевской релаксации [16]. Сдвиг T_{max} в зависимости $R_{ij} = f(T)$ с частотой в реверсивном режиме наблюдается вплоть до частот $\sim 10^5$ Гц, где почти прекращается.

С увеличением электрического поля эффективный потенциальный барьер возрастает и на втором линейном участке в реверсивном режиме стремится к бесконечности, при этом сдвиг положений максимумов τ_{ij} с частотой прекращается. Это свидетельствует, что на I линейном участке и тем более на II линейном участке, кроме процессов ориентации поляризации уже имеющихся полярных областей, имеют место процессы индукцирования полярной фазы, способствующие укрупнению полярных областей. В результате увеличивается возможность коллективных процессов зарождения и прорастания сегнетоэлектрических доменов и их

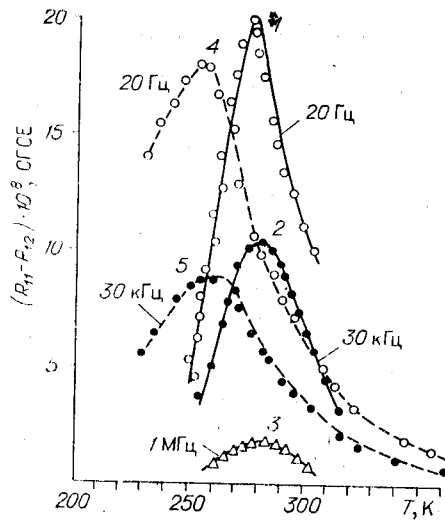


Рис. 1. Температурные зависимости квадратичных электрооптических коэффициентов в кристалле магнитообата свинца, измеренные в постоянном смещающем поле (кривые 1—3) и в сильных переменных электрических полях (кривые 4, 5) при разных частотах.

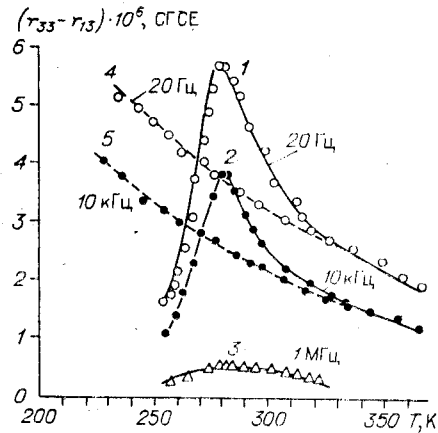


Рис. 2. Температурная зависимость линейных электрооптических коэффициентов, измеренная в постоянном смещающем поле (кривые 1—3) и в переменных полях (кривые 4, 5) при разных частотах.

ориентации в поле. В переменном поле коллективные процессы определяют поведение кристалла уже на I линейном участке, где коэффициенты r_{ij} , как и полная поляризация при тех же полях и частотах, не обнаруживают максимумов вблизи области T_C^{cp} (см. рис. 2, кривые 4, 5). Большие времена релаксации на квадратичном участке в реверсивном режиме по сравнению с режимом переменного поля могут объясняться наличием низкочастотных компонент в спектре времен релаксации, что приводит к увеличению концентрации ориентированных по полю областей и доменов в постоянном смещающем поле и увеличению взаимодействия между ними. Кроме того, в постоянном поле межфазные и доменные границы успевают закрепиться на примесях.

В области РФП наблюдается сильная температурная зависимость измеренных в переменном поле квадратичных по поляризации ЭО-коэффициентов M_{ij} (рис. 3, кривая 2), в то время как статические коэффициенты M_{ij} от температуры не зависят (кривая 1). Типичная для кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриков независимость от температуры коэффициентов M_{ij} достигается в случае радиочастотных переменных полей при температурах на ~ 100 К выше T_C^{cp} , т. е. в области температур, где концентрация переориентируемых полярных областей становится малой. Понижение величин M_{ij} в области T_C^{cp} означает, что

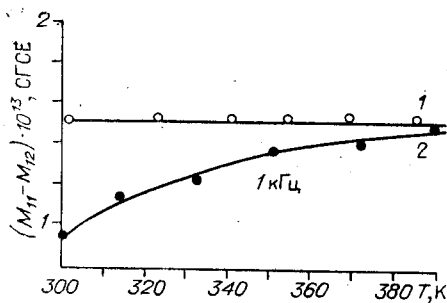


Рис. 3. Температурная зависимость квадратичных по поляризации электрооптических коэффициентов $M_{11} - M_{12}$, измеренная в постоянных (кривая 1) и в переменных (кривая 2) электрических полях.

полная поляризация, включающая повороты полярных областей на 180° , в этой области температур устанавливается в среднем быстрее, чем поляризация только за счет переориентаций на углы, отличные от 180° , которые дают вклад в изменение Δn . Этот вывод согласуется с наблюдением больших времен релаксации ЭО-коэффициентов по сравнению с временем релаксации ϵ . При температурах, соответствующих насыщению величин M_{ij} , поляризация успевает практически полностью установиться во всем исследованном в работе диапазоне частот переменного поля; кроме того, вклад ориентационных процессов в Δn при этих температурах становится малым.

В то время как в магнийобате свинца имеются разновалентные ионы в одиотипных кристаллографических положениях, что делает возможным размытие фазового перехода при неполном упорядочении распределения этих ионов, обнаружение размытого фазового перехода в пирониобате кадмия $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ является неожиданным. Вывод о наличии размытого сегнетоэлектрического фазового перехода в этом кристалле в области температуры основного максимума $\epsilon \sim 188-193$ К был сделан в работе [17] на основании наблюдения сосуществования доменов высоко- и низкотемпературной полярных фаз и возникновения состояния, близкого к оптически изотропному, вследствие малых размеров этих доменов. Кроме этого перехода, в $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ обнаружены аномалии диэлектрической проницаемости при температурах выше температуры основного максимума ϵ : при $T_2 \simeq 200$ К найден необычный аномально узкий пик шириной $\sim 1-1,5$ К, соответствующий четкому фазовому переходу в несобственную сегнетоэлектрическую фазу [18], существующую до $T_1 = 205$ К (рис. 4). Фазовые переходы при T_1 и T_2 сопровождаются аномалиями в температурной зависимости двупреломления, теплоемкости, диэлектрической проницаемости, спонтанной поляризации, оцененной из исследований пироэффекта, а также квадратичных и линейных электрооптических коэффициентов [19-22].

Остановимся более подробно на аномалиях электрооптических свойств. На рис. 5 представлены температурные зависимости двупреломления Δn от E^2 для кристаллов $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$, ориентированных вдоль направлений [100], [110], [111]. Видно, что эти зависимости имеют ряд особенностей: 1) при температурах выше 218 К во всем исследованном интервале полей (0-25) кВ/см двупреломление линейно зависит от квадрата напряженности электрического поля для всех трех направлений приложения поля; 2) при температурах ниже 218 К в слабых полях (0-10) кВ/см сохраняется линейная зависимость $\Delta n = f(E^2)$ для всех трех направлений; 3) в средних электрических полях (10-17) кВ/см при температурах ниже 218 К наблюдается изменение наклона кривой $\Delta n = f(E^2)$ для всех трех направлений и линеаризация квадратичной зависимости $\Delta n = f(E)$ (по мере понижения температуры и приближения к 205 К величина напряженности поля $E_{\text{кр}1}$, при котором меняется наклон, уменьшается); 4) для двух направлений приложения электрического поля [111] и [110] в сильных электрических полях больше 17 кВ/см в температурном интервале 205-201 К наклон зависимости меняется еще раз. Для направления поля [100] в исследуемой области полей вплоть до пробивных второго изменения наклона не обнаружено. Величина напряженности поля $E_{\text{кр}2}$, при котором наблюдается второе изменение наклона, также уменьшается по мере приближения к температуре 201 К.

Эти результаты свидетельствуют об индуцировании электрическим полем полярной фазы. Вопрос о природе этой фазы пока окончательно не ясен. Можно думать, что в присутствии среднего электрического поля (10-15) кВ/см в температурном интервале 218-205 К вблизи фазового перехода при 205 К «индуцируется» сегнетоэлектрическая фаза, расположенная ниже температуры узкого максимума ϵ . Изучение поведения диэлектрической проницаемости ϵ в смещающих полях [20, 21] показало, что уже поле 5-7 кВ/см смещает температуру размытого максиму-

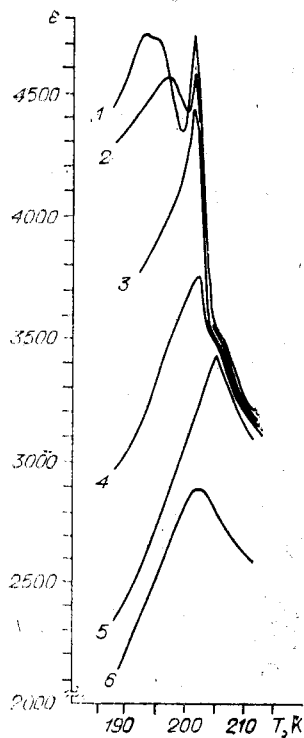


Рис. 4. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристалла пирониобата кадмия, ориентированного вдоль [111] при разных напряженностях постоянного смещающего поля E , кВ/см: 1 — 0, 2 — 0,2, 3 — 0,35, 4 — 0,85, 5 — 5, 6 — 17.

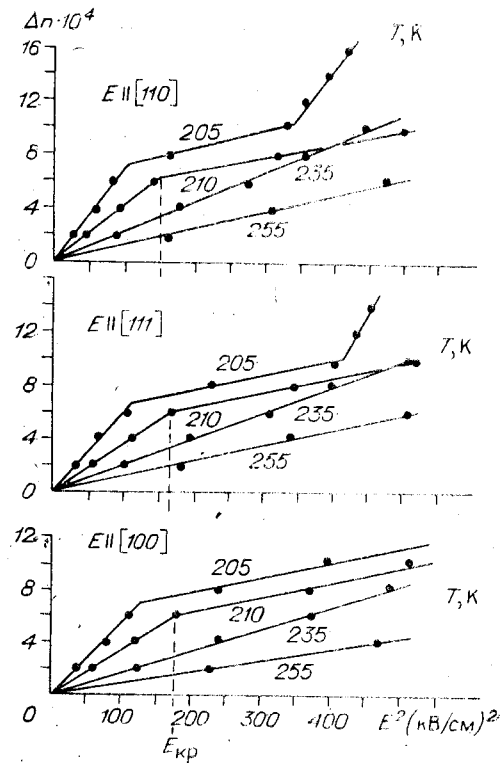


Рис. 5. Зависимость величины $\Delta n = f(E^2)$ для кристалла пирониобата кадмия, ориентированного вдоль направлений [100], [110], [111].

ма ε в области T_2 и четкого фазового перехода при T_2 практически до температуры несобственного фазового перехода при T_1 (см. рис. 4). Близость этих температур (в пределах градуса) делает возможным проследить в доступных электрических полях в параэлектрической фазе индуцирование последовательных сегнетоэлектрических фаз. В сильных электрических полях выше 17 кВ/см, по-видимому, индуцируется сегнетоэлектрическая фаза, лежащая ниже температуры размытого максимума диэлектрической проницаемости. При температуре $T_1 \approx 205$ К критические поля $E_{кр1}$ и $E_{кр2}$ отличны от нуля.

На рис. 6 представлены температурные зависимости электрооптических коэффициентов параэлектрической фазы $n_0^3(R_{11} - R_{12})$ и $n_0^3 R_{44}$. Видно, что квадратичные электрооптические коэффициенты возрастают по мере понижения температуры, имеют небольшую аномалию при 218 К и проходят через максимум при температуре перехода T_1 . Наличие квадратичного электрооптического эффекта ниже T_1 в несобственной сегнетоэлектрической фазе можно объяснить разбиением кристалла на домены. Из рисунка видно, что эффективный электрооптический коэффициент R_{44} , измеренный при приложении поля вдоль [110], больше, чем коэффициент R_{44} , измеренный при приложении поля вдоль [111].

На рис. 7 показаны температурные зависимости линейных электрооптических коэффициентов $r_{эф}$ при различных монодоменизирующих постоянных электрических полях на частоте 50 Гц и переменном измерительном поле 10 В/см. Поле прикладывалось вдоль псевдокубического направления [110], свет распространялся вдоль [001]. Кроме резких аномалий $r_{эф}$ при несобственном сегнетоэлектрическом фазовом переходе

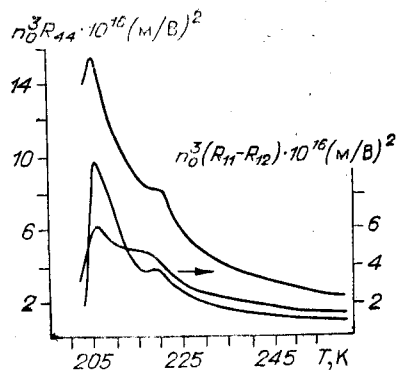


Рис. 6. Зависимости квадратичных электрооптических коэффициентов от температуры для пирониобата кадмия.

T_1 и при четком переходе T_2 , при понижении температуры наблюдается размытый максимум $r_{\text{эф}}$. Его величина сначала понижается с увеличением смещающего поля, но в полях $E > 5$ кВ/см ниже T_3 становится практически постоянной, что соответствует установлению моноклинного состояния. В области РФП в небольших электрических полях $E < 2$ кВ/см в величину электрооптического коэффициента, как и в диэлектрическую проницаемость, вносят вклад процессы термоактивированной ориентации поляризации сосуществующих полярных областей высоко- и низкотемпературных фаз. С увеличением смещающего поля ориентационные процессы постепенно подавляются, величина $r_{\text{эф}}$ уменьшается и в полях $E > 5$ кВ/см наблюдаемый максимум $r_{\text{эф}}$ может быть объяснен тем, что при собственном сегнетоэлектрическом фазовом переходе, каким, по видимому, является обсуждаемый переход, величина электрооптических коэффициентов определяется выражением $r \sim \epsilon P_s$. Следовательно, при понижении температуры ниже T_2 величина $r_{\text{эф}}$ сначала растет вследствие увеличения P_s , а затем уменьшается вследствие замедления роста P_s и продолжающегося уменьшения ϵ . Таким образом, в интервале температур РФП в пирониобате кадмия в небольших полях в двупреломление и электрооптический эффект дают вклад процессы ориентации поляризации сосуществующих фаз, что обуславливает значительную диэлектрическую и оптическую нелинейность.

Наблюдение в одном и том же кристалле $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ четкого и размытого фазовых переходов свидетельствует о том, что температуры этих переходов в различной степени зависят от неоднородностей: размывается собственный сегнетоэлектрический фазовый переход, температура которого сильнее меняется при возникновении неоднородности, чем температуры переходов при T_1 и T_2 . В пирониобате кадмия можно предполагать, что размытие перехода зависит от нестехиометрии кристалла по содержанию ионов кадмия. Этот вывод требует дальнейшего изучения.

В настоящее время не проведено еще последовательного теоретического рассмотрения поведения реальных сегнетоэлектрических систем с размытым фазовым переходом, хотя получены интересные результаты в теории систем, содержащих дефекты [23, 24]. Экспериментальные данные свидетельствуют, что сегнетоэлектрики с РФП являются неоднородными системами, при этом размеры неоднородностей за счет неполного упорядочения распределения ионов в однопозиционных положениях опреде-

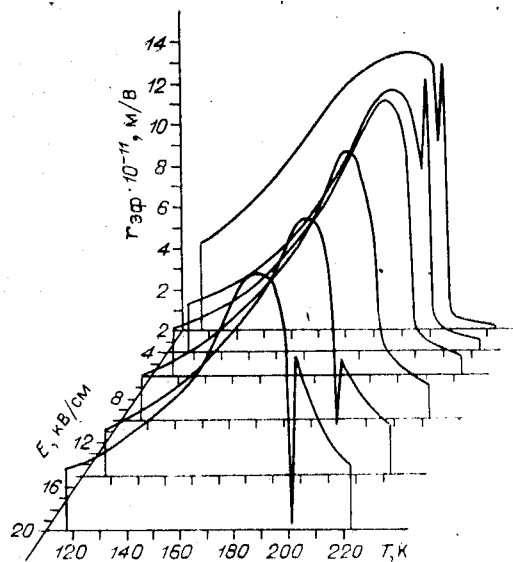


Рис. 7. Температурные зависимости линейных электрооптических коэффициентов $r_{\text{эф}}$ в кристалле пирониобата кадмия в переменном электрическом поле 10 В/см с частотой 50 Гц при приложении постоянного поля различной напряженности (поле вдоль [110]).

ляются степенью завершения фазового перехода, связанной со скоростью диффузии ионов в кристаллической решетке. Можно предполагать, что в местах скоплений областей с упорядочением, соответствующим более высоким температурам сегнетоэлектрического перехода, при понижении температуры будут образовываться неоднородно поляризованные сегнетокластеры. Размеры сегнетокластеров должны зависеть от размеров скоплений и, следовательно, мало меняться с температурой. Однако степень заполнения сегнетокластера полярной фазой с понижением температуры будет возрастать, что и согласуется с экспериментом.

В интервале РФП при температурах ниже температуры фазового перехода упорядочения ионов, которое в обычных условиях выращивания кристаллов не успевает полностью завершиться, система является неравновесной и содержит крупномасштабные неоднородности. При понижении температуры ниже средней сегнетоэлектрической температуры Кюри низкотемпературная фаза начинает заполнять межкластерное пространство и термоактивированные переориентации поляризации в областях кристалла, прилегающих к межфазным границам, затрудняются. В результате происходит «замораживание» направлений поляризации.

В заключение рассмотрим некоторые возможности использования сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом. Особенности физических свойств этих сегнетоэлектриков обеспечили разработку целого ряда устройств для управления оптическим излучением, о чем было подробно описано в работе [25]. Сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом обладают, кроме большого поперечного и продольного электрооптических эффектов, значительным электрострикционным эффектом. Для них характерно наличие широкой области температурной стабильности с большими значениями возникающей при приложении поля деформации. Во многих оптических и механических приборах и устройствах требуется создание контролируемых управляющим полем микроремещений. Например, в перестраиваемых резонаторах Фабри — Перо, в разнообразных переключателях и коммутаторах, при перемещениях поверхности зеркал в телескопах и других. Во всех этих устройствах могут быть использованы электрострикционные материалы, выгодно отличающиеся от пьезоэлектрических и других веществ, так как они не требуют предварительной поляризации, отличаются высокой временной стабильностью и обладают малым гистерезисом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смоленский Г. А., Аграновская А. И. Диэлектрическая поляризация и потери некоторых соединений сложного состава.— ЖТФ, 1958, т. 28, № 7, с. 1491—1494.
2. Смоленский Г. А., Исупов В. А. Сегнетоэлектрические свойства твердых растворов стannата бария в титанате бария.— ЖТФ, 1954, т. 24, № 8, с. 1375—1379.
3. Смоленский Г. А., Боков В. А., Исупов В. А. и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики.— Л.: Наука, 1971.
4. Stenger C. G. F., Burggraaf A. J. Order-disorder reactions in the ferroelectric perovskites $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$ and $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3$.— Phys. Stat. Sol.(a), 1980, v. 61, N 2, p. 653—664.
5. Setter N., Cross L. E. The role of B-site cation disorder in diffuse phase transition behavior of perovskite ferroelectrics.— J. Appl. Phys., 1980, v. 51, p. 4356—4360.
6. Крайник Н. Н., Трепаков В. А. Интегральное рассеяние света в магнитообате свинца — сегнетоэлектрике с размытым фазовым переходом.— ФТТ, 1982, т. 24, № 11, с. 3419—3425.
7. Krause H. B., Gibbon D. A. Ordering of Mg and Nb in the octahedral position of the "cubic" perovskite structure of $\text{Pb}_3\text{MgNb}_2\text{O}_3$.— Z. Krist., 1974, Bd 134, S. 44—53.
8. Kirilov V. V., Isupov V. A. Relaxation polarization of $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN) — a ferroelectric with a diffused phase transition.— Ferroelectrics, 1973, v. 5, p. 3—9.
9. Смоленский Г. А., Бережной А. А., Крайник Н. Н., Мыльникова И. Е. Электрооптические свойства сегнетоэлектрических кристаллов типа перовскита сложного состава.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, т. 33, № 2, с. 282—284.
10. Крайник Н. Н., Гохберг Л. С., Мыльникова И. Е. Электрооптический эффект в кристаллах $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$.— ФТТ, 1970, т. 12, № 8, с. 2360—2364.
11. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Трепаков В. А. Рассеяние света в магнитообате свинца в диапазоне температур размытого сегнетоэлектрического фазового перехода.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 322.

12. 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, № 4, с. 791—794.
13. Боков В. А., Мыльникова И. Е. Электрические и оптические свойства монокристаллов сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом.— ФТТ, 1961, т. 3, № 3, с. 841—855.
14. Smolensky G. A., Krainik N. N., Trepakov V. A. et al. Critical electron — phonon phenomena and some experimental studies of the ferroelectrics with the diffuse phase transition.— Ferroelectrics, 1978, v. 21, p. 521—525.
15. Schmidt G., Arndt H., von Cieminsky et al. Field — induced phase transition in lead magnesium niobate.— Kristall und Technik, 1980, Bd 15, N 12, S. 1415—1422.
16. Смоленский Г. А., Крайник Н. Н., Бережной А. А., Мыльникова И. Е. Электрооптические свойства сегнетоэлектрических кристаллов $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$, $\text{PbMg}_{1/3}\text{Ta}_{2/3}\text{O}_3$ и $\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$.— ФТТ, 1968, т. 10, № 9, с. 2675—2679.
17. Камзина Л. С., Салаев Ф. М., Крайник Н. Н. и др. Влияние постоянных электрических полей и примесей на размытый и четкий фазовые переходы в $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$.— ФТТ, 1983, т. 25, № 9, с. 2846—2849.
18. Салаев Ф. М., Камзина Л. С., Крайник Н. Н. и др. Пироэлектрический эффект и теплоемкость пирониобата кадмия.— Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 10, с. 600—603.
19. Крайник Н. Н., Камзина Л. С., Салаев Ф. М. и др. Особенности диэлектрических и электрооптических свойств пирониобата кадмия.— ФТТ, 1982, т. 24, № 6, с. 1701—1707.
20. Смоленский Г. А., Салаев Ф. М., Камзина Л. С. и др. Аномально узкий пик диэлектрической проницаемости вблизи размытого фазового перехода в $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$.— Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 257—259.
21. Салаев Ф. М., Камзина Л. С., Крайник Н. Н. и др. Электрооптический эффект и двулучепреломление в кристаллах пирониобата кадмия.— ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2997—3003.
22. Колпакова Н. Н., Синий И. Г., Поломска М., Марграф Р. Фазовые переходы в $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$.— ФТТ, 1982, т. 24, № 6, с. 1729—1738.
23. Леванюк А. П., Осипов В. В., Сигов А. С., Собянин А. А. Изменения структуры дефектов и обусловленных ими аномалий свойств веществ вблизи точек фазовых переходов.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 1, с. 345—368.
24. Дороговцев С. Н. Теплоемкость двумерного изинговского магнетика с высокой концентрацией дефектов.— ФТТ, 1982, т. 24, № 1, с. 99—102.
25. Камзина Л. С., Крайник Н. Н., Смоленский Г. А. Электрооптические свойства некоторых кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриков.— Автометрия, 1980, № 1, с. 3—17.

Поступила в редакцию 5 октября 1985 г.

УДК 621.315.5/61 : 537.311.33

М. ОКАЯМА, И. ХАМАКАВА

(Осака, Япония)

ТОНКИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ PbTiO_3 И ЦТСЛ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

1. Введение. Сегнетоэлектрические материалы отличаются наличием спонтанной поляризации, петли диэлектрического ($D-E$)-гистерезиса, большой диэлектрической постоянной, пиро- и пьезоэлектрическими и сильным электрооптическим эффектами. По этой причине сегнетоэлектрики обладают большими возможностями при создании различных типов функциональных приборов таких, как запоминающие и переключающие устройства, инфракрасные и электромеханические датчики, оптические модуляторы и переключатели. Ряд приборов на основе этих материалов уже создан ранее, однако они отличаются большими рабочими напряжениями, простыми функциональными возможностями. Эти проблемы должны быть решены, чтобы обеспечить более широкое применение указанных приборов. В последнее время на их основе были разработаны приборы для обработки сигналов, легко соединяемые с ЭВМ.