

- [2] Григорьева Г.М., Звягина К.Н., Каган М.Б., Любашевская Т.Л. - Гелиотехника. 1983, № 5, с. 14-17.
- [3] Ansprang В.Е., Downing R.C. - Conf. Rec. 15th IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Kissimee, Fla, 1981, New York, N.Y., 1981, p. 499-505.
- [4] Loor., Knechtli R.C., Kamath G.S. - Conf. Rec. 15th IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Kissimee Fla, 1981, New York, N.Y., 1981, p. 33-37.
- [5] Stevenard D., Bourgoin J.C. IEEE Photovoltaic Spec. Conf. Kissimee, Fla, May 1984. New York, p. 1103-1107.
- [6] Андреев В.М., Румянцев В.Д. В сб.: Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., Наука, 1986, с. 181-204.
- [7] Андреев В.М., Румянцев В.Д. - Электротехника, 1986, № 2, с. 3-11.

Поступило в Редакцию  
27 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 2

26 января 1988 г.

## ПРОЯВЛЕНИЕ НЕЭРГОДИЧНОСТИ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ С РАЗМЫТЫМ ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ

Н.К. Юшин, С.Н. Дороговцев,  
С.И. Смирнов

До настоящего времени оставалось не ясным, имеет ли размытый фазовый переход в материалах типа магнониобата свинца [1] чисто динамический характер (т.е. размытие происходит лишь на конечных измерительных частотах), или же и в пределе нулевых частот на температурных зависимостях физических характеристик нет резких особенностей. Для окончательного решения вопроса о том, какая из этих возможностей реализуется, нужны измерения статических величин, т.е. в постоянных измерительных полях. В сегнетоэлектрических материалах при нахождении статических поляризации, диэлектрической проницаемости и т.п. приходится сталкиваться с серьезными трудностями [2]. Чтобы их обойти, в данной работе мы исследовали отклик динамической величины - упругого модуля (или скорости звука) на постоянное (с частотой порядка обратного времени эксперимента) внешнее электрическое поле. Таким образом, удалось определить статический отклик, пусть и динамической, величины.

Измерения проводились на кристалле магнониобата свинца  $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$  - типичном сегнетоэлектрике с размытым фазовым

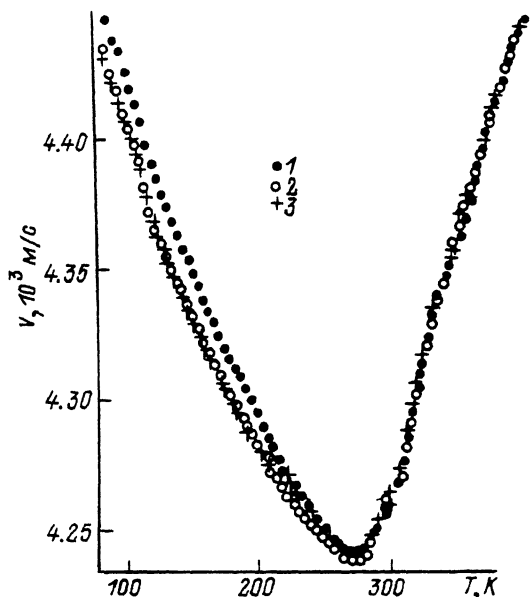


Рис. 1. Температурная зависимость скорости продольной упругой волны  $V^E$  в кристалле магнониобата свинца.

1 и 2 - скорость звука в образце, охлаждаемом в полях  $E = 0$  и 6 кВ/см соответственно; 3 - скорость звука в предварительно поляризованном образце.

переходом [3]. Продольные упругие волны частоты 10 МГц распространялись вдоль направления [100], а электрическое поле прикладывалось в направлении [001], т.е. перпендикулярно направлению распространения звука. Скорость упругих волн измерялась с относительной точностью  $10^{-4}$  методом наложения импульсов [4].

Эксперимент проводился в двух режимах. В первом случае постоянное поле  $E$  прикладывалось к образцу при температуре  $T = 400$  К, и во время охлаждения со скоростью 1 К/мин регистрировались значения скорости звука  $V^E(T) = V(E = \text{const}, T)$  при величинах  $E$  от нуля до 6 кВ/см. В качестве примера таких зависимостей на рис. 1 показаны  $V^E(T)$  для значений поля  $E = 0$  и 6 кВ/см (кривые 1 и 2). Как видно из рис. 1, различие в температурных зависимостях  $V^E$  становится заметным лишь при  $T \approx 380$  К, а при температурах ниже 330 К скорость звука  $V^E(E, T)$  оказывается меньше, чем  $V^E(E=0, T)$ . Из измерений  $V^E$  при разных значениях поля следует, что сдвиг скорости  $V^E$  квадратичен по полю, так что

$$[V^E(E, T) - V^E(0, T)] / V^E(0, T) = A^E(T) \cdot E^2,$$

где коэффициент  $A^E = [V^E(0)]^{-1} \cdot \partial^2 V^E / \partial E^2$  ( $E = 0$ ). Тем-

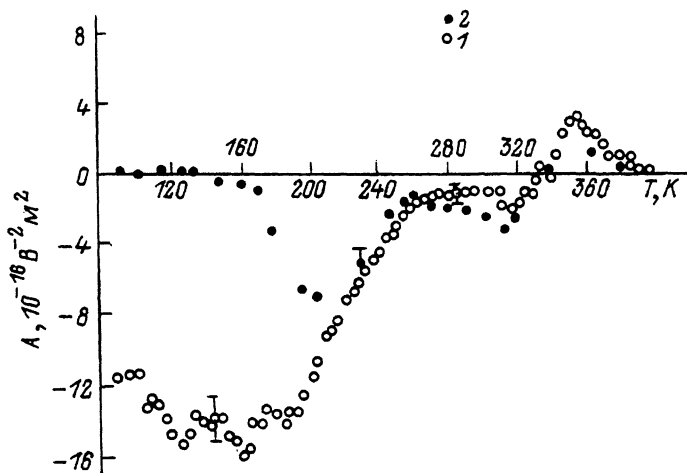


Рис. 2. Температурная зависимость величины  $A = [V(0)]^{-1} \partial^2 V / \partial E^2$  ( $E = 0$ ) для кристалла магнониобата свинца, 1 -  $A^E(T)$ , 2 -  $A^T(T)$ .

Температурная зависимость  $A^E(T)$  представлена на рис. 2 (кривая 1).

Во втором режиме измерений образец охлаждался без поля от 400 К до температуры измерений  $T_i$ , выдерживался при этой температуре не менее 15 мин, затем измерялась зависимость скорости звука  $V^T = V(E, T = \text{const})$  от поля, после чего в нулевом поле образец охлаждался до следующей фиксированной температуры  $T_{i+1}$ , при которой цикл измерений повторялся и т.д. Эксперимент показал, что сдвиг  $V^T$  также квадратичен по полю. Зависимость коэффициента  $A^T = [V^T(0)]^{-1} \partial^2 V^T / \partial E^2$  ( $E = 0$ ) от температуры показана на рис. 2 (кривая 2).

Характер полевых зависимостей скорости звука и температурный ход  $A(T)$  свидетельствуют о том, что кристалл магнониобата свинца сохраняет макроскопическую centrosymmetrichность, т.к. в не-centrosymmetrichных кристаллах скорость звука является линейной функцией поля (см., например, [5]). Поведение  $V(E, T)$  на температурах выше средней температуры Кюри  $T_C \approx 270$  К характеризуется электрострикционными постоянными первого и второго порядков и подобно наблюдаемому в керамике [6]. При меньших температурах скорость звука определяется существующей в кристалле внутренней доменной структурой и ее перестройкой под действием поля.

Коэффициент  $A^T$  является аналогом нелинейной восприимчивости  $\chi_3^T$  и должен иметь особенность в точке перехода  $T_g$ . Из рис. 2 (кривая 2) видно, что для исследуемого кристалла  $T_g \approx 220$  К. Следует указать, что температура максимума низкочастотной диэлектрической проницаемости магнониобата свинца на несколько десятков градусов выше, чем пика  $A^T$ .

Ниже  $T_g$  проявляется сильная зависимость коэффициента А от режима измерений (см. рис. 2). Подобное различие, известное, например, для спиновых стекол [7], свидетельствует об аномально медленных процессах приближения к равновесию в низкотемпературной фазе. (Разумеется, эту фазу нельзя считать простым полярным стеклом, хотя бы из-за гигантских значений  $\epsilon$ ). В окрестности  $T_g$  также происходит срыв зависимости скорости звука в предварительно поляризованном образце, т.е. в образце, охлажденном в поле 6 кВ/см до 78 К, а затем нагреваемом в отсутствие поля при закороченных электродах (кривая 3) с кривой  $V^E$  ( $E = 6$  кВ/см) (кривая 2) на зависимость  $V^E$  ( $E = 0$ , T) (кривая 1) (см. рис. 1). Это согласуется и с наблюдениями в этой области температуры изменений двулучепреломления [8] и диэлектрической проницаемости [9] в предварительно поляризованных образцах. В [8] указывалось на возможность замораживания доменной структуры ниже 220 К.

Изложенные экспериментальные факты можно рассматривать как указание на то, что в кристалле магнитообата свинца при  $T_g \approx 220$  К происходит переход в замороженное состояние, представляющее собой смесь различным образом поляризованных кластеров (мелких доменов). Отметим, что в линейных динамических свойствах (в самой скорости звука  $V(T, \omega)$ )  $T_g$  никак не проявляется. Переходу в состояние с нарушенной эргодичностью соответствует именно температура 220 К, а не  $T \approx 600$  К [10], при которой отсутствуют аномалии восприимчивости, а только начинают возникать отклонения от линейных температурных зависимостей показателя преломления [10, 11] и упругого модуля [12].

В заключение авторы благодарят Н.Н. Крайник за предоставление кристалла и полезные обсуждения, В.А. Исупова за предложение о проведении измерения скорости звука в предварительно поляризованном образце.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Соколов А.И., Юшин Н.К. Физика сегнетоэлектрических явлений, Л.: Наука, 1985, 306 с.
- [2] Nöschli U.T., Kofel P., Maglione M.-Phys. Rev., 1985, В 32, p. 4546.
- [3] Smolenskyy G.A. - Ferroelectrics, 1984, v. 53, p. 129.
- [4] Parada E.P. - J. Acoust. Soc. Am., 1966, v. 40, p. 863.
- [5] Агишев Б.А., Леманов В.В., Юшин Н.К. - ФТТ, 1978, т. 20, с. 1031.
- [6] Жабитенко Н.К., Кучеров И.Я. - УФЖ, 1978, т. 23, с. 263.
- [7] Binder K., Young A.P. - Rev. Mod. Phys., 1985, v. 58, p. 801.

- [8] Б о к о в В.А., М ы л ь н и к о в а И.Е. - ФТТ, 1961, т. 3, с. 841.
- [9] S m o l e n s k y G.A., K r a i n i k N.N., Т р е п а к о в V.A., K t i t o r o v S.A., K a m z i n a L.S., М ы л ь н и к о в а И.Е., Z h d a n o v a V.V., S e r g e e v V.P., K u z n e t s o v a L.A. - Ferroelectrics, 1978, v. 21, p. 521.
- [10] B u r n s G., D a c o l F.H. - Sol. St. Commun., 1983, v. 48, p. 853.
- [11] К о р ш у н о в О.Ю., М а р к о в и н П.А., П и с а р е в Р.В. - ФТТ, 1983, т. 25, с. 2134.
- [12] С м о л е н с к и й Г.А., Ю ш и н Н.К., С м и р н о в С.И. - ФТТ, 1985, т. 27, с. 801.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
15 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 2

26 января 1988 г.

ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЕ ТРАНСПАРАНТЫ  
НА ОСНОВЕ СТРУКТУР  
ФОТОПРОВОДНИК-КАПСУЛИРОВАННЫЙ ПОЛИМЕРОМ  
НЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ

О.А. А ф о н и н, В.Ф. Н а з в а н о в,  
А.В. Н о в и к о в

Расширение функциональных возможностей и улучшение параметров оптически управляемых транспарантов (ОУТ) обуславливает поиск новых электрооптических материалов (ЭОМ). Большой интерес представляет использование в ОУТ недавно предложенного ЭОМ на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов (НЖК), электрооптический эффект в котором обладает высоким быстродействием, не ограничивающимся толщиной слоя ЭОМ, не требует ориентирующих покрытий и поляризационной оптики [1-2].

В настоящей работе впервые исследованы характеристики ОУТ типа фотопроводник (ФП)-капсулированный полимером НЖК и особенности использования нового ЭОМ в таких системах. Исследованные образцы ОУТ представляли собой слоистую структуру, состоящую из слоя ФП толщиной 5-10 мкм, в качестве которого использовался высокоомный поликристаллический  $ZnSe$   $n$ -типа ( $\rho_{темн} \sim 10^{14}$  Ом см), и слоя капсулированного поливиниловым спиртом (ПВС) НЖК толщиной 20-40 мкм, заключенных между стеклянными подложками с прозрачными  $SnO_2$  -электродами. Рабочие апертуры транспарантов составляли 30 мм.