

**ПОДАВЛЕНИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСТВА  
ОДНООСНЫМ МЕХАНИЧЕСКИМ НАПРЯЖЕНИЕМ  
В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ПО ТЕМПЕРАТУРЕ  
ПОЛЯРНОЙ ФАЗЕ ТИОМОЧЕВИНЫ**

*B. B. Гладкий, B. A. Кириков, E. S. Иванова, C. H. Каллаев*

Недавно [1] в кристаллах тетраметиламмония—тетрахлорцинката (TMA— $ZnCl_4$ ) обнаружен эффект подавления сегнетоэлектричества малым одноосным механическим напряжением: спонтанная поляризация исчезает под воздействием напряжения и вновь появляется после прекращения воздействия. Возможно, что эффект связан с близостью состояния кристалла к критической точке на фазовой диаграмме напряжение—температура и с переходом через эту точку в неполярное состояние под напряжением.

Представляет интерес попытка обнаружения аналогичного эффекта в других кристаллах, имеющих узкую по температуре полярную фазу. В настоящем сообщении приводятся данные, свидетельствующие о проявлении такого же эффекта в кристаллах тиомочевины  $SC(NH_2)_2$ .

Кристаллы тиомочевины обнаруживают сложную последовательность структурных фазовых переходов [2]. При комнатной температуре кристалл принадлежит к центросимметричной группе  $Pnma$  ( $D_{2h}^{16}$ ) с параметрами ячейки  $a=7.655 \text{ \AA}$ ,  $b=8.537 \text{ \AA}$ ,  $c=5.520 \text{ \AA}$  (фаза V). При уменьшении температуры при  $T_c=202 \text{ K}$  появляется несоразмерная сверхструктура с волновым вектором модуляции  $q=(2\pi/b)\delta$ , которая переходит сначала в соразмерную с  $\delta=1/9$  при  $T=171 \text{ K}$  (фаза II'), а затем в соразмерную полярную фазу ( $\delta=0$ ) со спонтанной поляризацией  $P_s$  вдоль оси  $a$  ( $X$ ) (фаза I). Внутри температурного интервала с несоразмерной сверхструктурой имеется еще несколько фаз: неполярная IV, полярная III, существующая только во внешнем электрическом поле (при этом  $\delta=1/8$ ), неполярная II и, наконец, в узкой температурной области ( $\sim 0.6 \text{ K}$ ) еще одна полярная фаза II'' с  $P_s=(3.5 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ мКл/см}^2$  [3], которая и являлась объектом исследования.

Образец кристалла представлял собой прямоугольный параллелепипед, ребра которого параллельны кристаллографическим осям координат. Границы образца, перпендикулярные полярной оси  $a$  ( $X$ ), покрывались серебряной пастой. Измерялись диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{xx}$  на частоте 1 кГц и поляризация  $P_x$  во внешнем поле  $E_x$  электрометрическим методом. Одноосное механическое напряжение прикладывалось вдоль оси  $b$  ( $Y$ ).

На рис. 1 приведена температурная зависимость  $\epsilon_{xx}$  в области полярной фазы II'', а также в более широкой области (вставка). Куполообразная часть кривой  $\epsilon_{xx}(T)$  отмечает температурную область сегнетоэлектрической фазы II'' шириной  $\sim(0.6 \pm 0.1) \text{ K}$ . Аналогичную форму имеет температурная зависимость поляризации  $P_x$ , измеренной в электрических полях  $E_x=0.24$  и  $0.56 \text{ кВ/см}$  (на рис. 1 не показана). Аномальная часть  $P_x$ , практически не зависящая от  $E_x$  (при  $E_x > E_k$ ,  $E_k$ —коэрцитивное поле), является спонтанной поляризацией  $P_s$ . Значение максимальной  $P_s \simeq (5 \pm 1) \text{ мКл/см}^2$ , полученной из кривых  $P_x(T)$  при  $E_x \neq 0$ , удовлетворительно согласуется с данными [3].

Влияние одноосного механического напряжения  $\sigma_{yy}$  на  $\epsilon_{xx}$  в области полярной фазы II'' показано на рис. 1 «жирной» линией. После понижения температуры значение  $\epsilon_{xx}$  переходит из точки 1 в точку 2 при приложении  $\sigma_{yy} \simeq 30 \text{ кГ/см}^2$ . Затем при повышении температуры нагруженного кристалла значение  $\epsilon_{xx}$  изменяется от точки 2 к точке 3. Снятие нагрузки в точке 3 переводит  $\epsilon_{xx}$  в точку 4. При дальнейшем охлаждении механически свободного образца значение  $\epsilon_{xx}$  постепенно переходит на соответ-

ствующую кривую  $\epsilon_{xx}(T)$ . Главный результат рис. 1: напряжение  $\sigma_{yy}$  сглаживает аномальный температурный максимум  $\epsilon_{xx}$ , основной вклад в который, по-видимому, дают колебания доменных стенок полярной фазы.

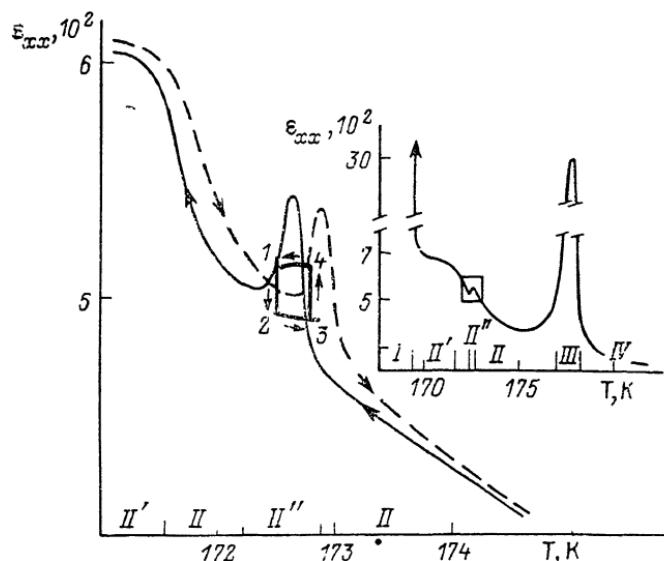


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{xx}$  тиомочевины в области полярной фазы  $II''$  и влияние одноосного механического напряжения  $\sigma_{yy}$  на  $\epsilon_{xx}$ .

На вставке — зависимость  $\epsilon_{xx}(T)$  в широком температурном интервале, область полярной фазы  $II''$  обведена квадратом.

На рис. 2 приводятся результаты измерений воздействия напряжения  $\sigma_{yy}$  на  $\epsilon_{xx}$  и поляризацию  $P_x$  при  $T=\text{const}$  внутри полярной фазы  $II''$ . Видно, что  $\sigma_{yy}$  эффективно изменяет  $\epsilon_{xx}$  и  $P_x$ . Причем изменение  $P_x$  при

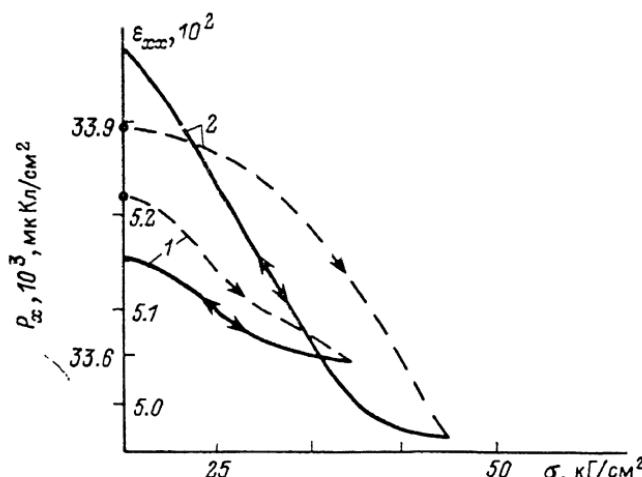


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{xx}$  (1) и поляризации  $P_x$  в поле  $E_x \neq 0$  (2) от одноосного механического напряжения  $\sigma_{yy}$  в области полярной фазы  $II''$  тиомочевины при постоянной температуре  $T$ .

$E_x = 0.64 \text{ кВ/см}$ ,  $\Delta T = T_{\max} - T = 0.14$  (1) и  $0.17 \text{ К}$  (2), где  $T_{\max}$  — температура максимума  $\epsilon_{xx}$ .

$\sigma_{yy} \approx 44 \text{ кГ/см}^2$  равно  $4.5 \pm 1.0 \text{ мкКл/см}^2$ , что соответствует значению спонтанной поляризации  $P_s$ , полученной из данных измерения  $P_x(T)$  при  $E_x \neq 0$  механически свободного кристалла при той же температуре. Таким образом, результаты измерений  $P_x$  и  $\epsilon_{xx}$  при  $\sigma_{yy} \neq 0$  показывают,

что одноосное напряжение  $\sigma_{yy}$ , так же как в [1] в кристаллах  $\text{TMA}-\text{ZnCl}_4$ , приводит к исчезновению спонтанной поляризации в промежуточной по температуре полярной фазе тиомочевины.

Необходимо отметить, что в отличие от данных [1] первая половина цикла изменения  $\sigma_{yy}$  на рис. 2 (штриховые линии), вторая половина и все последующие циклы (сплошные линии) приводят к несколько различным изменениям  $\epsilon_{xx}$  и  $P_x$  (есть остаточные значения  $\epsilon_{xx}$  и  $P_x$ ). По-видимому, это различие связано с тем, что кристалл тиомочевины в отличие от  $\text{TMA}-\text{ZnCl}_2$  при этих температурах имеет несопоставимую сверхструктуру [2] со специфическими эффектами механической памяти, подробно исследованными в  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  в [4] и связанными с переходом кристалла под влиянием однократного внешнего напряжения в другое долгоживущее метастабильное состояние. В результате эффекты обратимого подавления спонтанной поляризации и механической памяти складываются. Отметим также, что вне интервала полярной фазы II'' эффекты механической памяти также наблюдаются (остаточные значения  $\epsilon_{xx}$  и  $P_x$  после первого цикла изменения  $\sigma_{yy}$  на порядок меньше, чем в фазе II''), однако практически полностью отсутствует эффект обратимого изменения  $\epsilon_{xx}$  и  $P_x$  под воздействием механического напряжения  $\sigma_{yy}$ .

### Список литературы

- [1] Каллаев С. Н., Гладкий Б. В., Кириков В. А., Шувалов Л. А. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 2. С. 98—101.
- [2] Denoyer F., Currat R. Incommensurate Phases in Dielectrics. 2. Materials / Ed. R. Blinc, A. P. Levanyuk. N. Holland, 1986. Р. 131—160.
- [3] McKenzie D. R., Dryden J. S. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1973. V. 6. N 4. Р. 767—773.
- [4] Гладкий Б. В., Кириков В. А., Желудев И. С., Гаврилова И. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1690—1697.

Институт кристаллографии АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
1 февраля 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990  
*Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990*

## УПРУГИЕ СВОЙСТВА МАГНЕТОПЛЮМБИТА $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$

Т. П. Сорокина, С. И. Бурков, Б. П. Сорокин, О. П. Квашнина

Магнетоплюмбит  $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$  ( $\text{PbM}$ ) известен в литературе как кристалл с рядом интересных особенностей в сравнении с другими ферритами структурного типа M [1, 2]. Хорошо изучены его магнитные и электрические свойства, но тем не менее упругие свойства исследованы недостаточно.

$\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$  относится к гексагональной симметрии. Упругий тензор содержит пять констант:  $C_{11}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{13}$ .

Исследования упругих параметров проведены на образцах монокристаллов, контроль ориентации которых осуществлялся рентгеновским способом с точностью  $\pm 10'$ . Скорости упругих волн определены импульсно-фазовым методом на частоте 10 МГц [3] с точностью 0.1 %. Упругие постоянные затем рассчитывались по известным соотношениям кристаллоакустики с использованием значения плотности, вычисленной из структурных данных:  $\rho = 5.74 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Точность расчета упругих постоянных, за исключением  $C_{13}$ , составила 0.2 %, для  $C_{13} = 0.4 \%$ .

В табл. 1, 2 приведены значения скоростей распространения упругих волн и рассчитанные из них упругие постоянные монокристалла  $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$  при 300 К. Там же указаны постоянные для  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ , обладающего