

что одноосное напряжение  $\sigma_{yy}$ , так же как в [1] в кристаллах ТМА— $ZnCl_4$ , 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 ТМА— $ZnCl_2$  при этих температурах имеет несоразмерную сверхструктуру [2] со специфическими эффектами механической памяти, подробно исследованными в  $Rb_2ZnCl_4$  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  $\sigma_{yy}$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Каллаев С. Н., Гладкий В. 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. P. 134—160.
- [3] McKenzie D. R., Dryden J. S. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1973. V. 6. N 4. P. 767—773.
- [4] Гладкий В. 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 $PbFe_{12}O_{19}$

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

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

$PbFe_{12}O_{19}$  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  $PbFe_{12}O_{19}$  при 300 К. Там же указаны постоянные для  $BaFe_{12}O_{19}$ , обладающего

Таблица 1

Значения скоростей распространения упругих волн  
PbFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> при 300 К

Направление		Тип моды	v, м/с
распространения, k	поляризации, u		
[0001]	[0001]	L	6354
[2110]	[2110]	L	6866
[0001]	[2110]	S	3380
[2110]	[1210]	S	2945
[2110]	[0001]	S	3381
45° от оси [0001]	[0001]	QS	3586

Примечание. L — продольная волна, S — поперечная, QS — квазипоперечная.

тем же структурным типом. Для сравнения приведем упругие постоянные PbM из работы [4] (в единицах 10<sup>10</sup> Н/м<sup>2</sup>): C<sub>11</sub>=24.66, C<sub>33</sub>=22.73, C<sub>44</sub>=6.46, C<sub>12</sub>=13.76, C<sub>66</sub>=5.45, C<sub>13</sub>=15.43. Как видно, упругие постоянные отличаются от измеренных нами. Эти отклонения могут быть объяснены большой слоистостью в плоскости, перпендикулярной гексагональной оси X<sub>3</sub>. Наибольшее различие существует для постоянной C<sub>13</sub>, определяемой из измерений QS-волны в направлении 45° от оси [0001]. В этом случае большое значение имеет точность ориентации образца, которая не должна быть хуже 0.5°, тогда как в работе [4] она была гораздо ниже.

Таблица 2

Упругие постоянные PbFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> и BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> при 300 К

Образец	C <sub>33</sub>	C <sub>11</sub>	C <sub>44</sub>	C <sub>66</sub>	C <sub>12</sub>	C <sub>13</sub>
	10 <sup>10</sup> Н/м <sup>2</sup>					
PbFe <sub>12</sub> O <sub>19</sub>	23.15	27.06	6.56	4.98	17.18	10.27
BaFe <sub>12</sub> O <sub>19</sub>	24.31	31.86	7.18	8.63	14.60	10.73

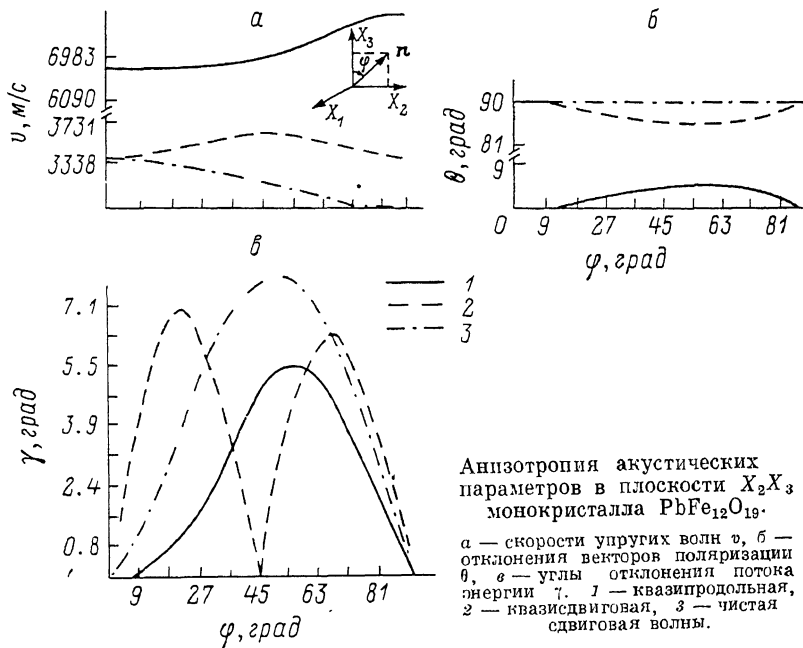
Определение полного набора упругих постоянных позволяет осуществить расчет на ЭВМ анизотропии акустических параметров. К числу таких величин, помимо скоростей упругих волн, относятся углы γ отклонения потока энергии от направления волновой нормали n, углы θ отклонения вектора смещения квазипродольной волны от n и вектора смещения квазисдвиговой волны от прямого угла с направлением n. Так как PbM и BaM принадлежат к гексагональной сингонии, то все упругие волны в плоскости, перпендикулярной оси 6-го порядка, являются «чистыми» модами и обладают упругой изотропией. Поэтому достаточно проанализировать ряд направлений распространения, лежащих в плоскости X<sub>2</sub>X<sub>3</sub>. Результаты расчета приведены на рисунке. Из его анализа видно, что для PbM не существует характерной особенности — конуса акустических осей, существующего в изоморфном ему кристалле BaM. Представляет интерес определить соотношения между упругими постоянными, которые задают положение акустических осей. Подход к решению задачи об акустических осях в кристаллах произвольной сингонии в общем виде развит в работе [5]. В нашем случае, однако, весьма просто получить необходимое точное аналитическое соотношение. Для плоскости X<sub>2</sub>X<sub>3</sub> (n<sub>1</sub>=0, n<sub>2</sub>≠0, n<sub>3</sub>≠0) характеристическое уравнение тензора Кристоффеля имеет три корня [6]

$$\lambda_1 = C_{66}n_2^2 + C_{44}n_3^2, \quad (1)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} (C_{11} + C_{44}) n_3^2 + \frac{1}{2} (C_{33} + C_{44}) n_3^2 + \frac{1}{2} \sqrt{[(C_{11} - C_{44}) n_3^2 + (C_{44} - C_{33}) n_3^2]^2 + 4(C_{13} + C_{44})^2 n_3^2 n_3^2}, \quad (2)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{2} (C_{11} + C_{44}) n_3^2 + \frac{1}{2} (C_{33} + C_{44}) n_3^2 - \frac{1}{2} \sqrt{[(C_{11} - C_{44}) n_3^2 + (C_{44} - C_{33}) n_3^2]^2 + 4(C_{13} + C_{44})^2 n_3^2 n_3^2}. \quad (3)$$

Выражения (1), (3) определяют анизотропию скоростей чистой и квази-поперечных волн соответственно, (2) — скорость квазипродольной волны.



Здесь  $\lambda_i = \rho v_i^2$ , где  $v_i$  — скорость распространения упругих волн. Положение акустической оси можно найти из уравнения

$$\lambda_1 = \lambda_3.$$

Нулевое решение соответствует известному случаю акустической оси вдоль направления гексагональной оси  $X_3$ . Интерес представляет второе решение

$$n_3^2 = [(C_{11} - C_{66})(C_{33} - C_{44}) - (C_{13} + C_{44})^2] / [(C_{11} - C_{66})(C_{33} + C_{66} - 2C_{44}) - (C_{13} + C_{44})^2], \quad (4)$$

которое определяет угол между направлением искомой акустической оси и оси  $X_2$  ( $n_2 \equiv \cos(\hat{n}X_2)$ ). Применение этого соотношения дает идентичные результаты с расчетом на ЭВМ для  $BaFe_{12}O_{19}$  [7]. Условие отсутствия акустической оси следует из (4), если принять, что числитель этого выражения должен быть больше знаменателя. Тогда получим  $C_{44} > C_{66}$ , что действительно выполняется для монокристалла магнетоплюмбита (табл. 2).

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Безлепкин А. А., Кунцевич С. П., Палехин В. П. // Изв. вузов, физика. 1985. № 9. С. 106—107.  
 [2] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А. // УФЖ. 1989. Т. 34. № 5. С. 126—131.  
 [3] McSkimin H. J. // J. Acoust. Soc. Amer. 1950. V. 22. N 4. P. 413—418.  
 [4] Капитонов А. М., Квашнина О. П., Смокотин Э. М., Безматерных Л. Н., Тимофеева В. А. // Тез. докл. XV Всес. конф. по ФМЯ. 1981. Ч. I. С. 69—70.

- [5] Хаткевич А. Г. // Кристаллография. 1962. Т. 7. № 5. С. 742—747.  
 [6] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.  
 [7] Сорокина Т. П., Бурков С. И., Сорокин Б. П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 12. С. 156—158.

Красноярский сельскохозяйственный институт

Поступило в Редакцию  
 26 сентября 1989 г.  
 В окончательной редакции  
 2 февраля 1990 г.

УДК 538.69 · 539.124

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

## СОЛИТОННЫЙ И ДОМЕННЫЙ ВКЛАДЫ В НЕРАВНОВЕСНУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ В $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$

С. А. Гриднев, С. А. Прасолов, В. В. Горбатенко

В работе [1] было установлено, что метастабильное состояние в со-размерной сегнетоэлектрической фазе (СФ) кристаллов хлорцинката рубидия  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  обусловлено по крайней мере двумя физическими процессами с временами релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . Первый процесс связывался с закреплением доменных границ (ДГ), образовавшихся ниже  $T_k$  ( $T_k$  — температура фазового перехода из несоизмерной фазы (НФ) в СФ), подвижными точечными дефектами (ТД). Второй процесс обусловлен изменением концентрации солитонов, не распавшихся в  $T_k$ .

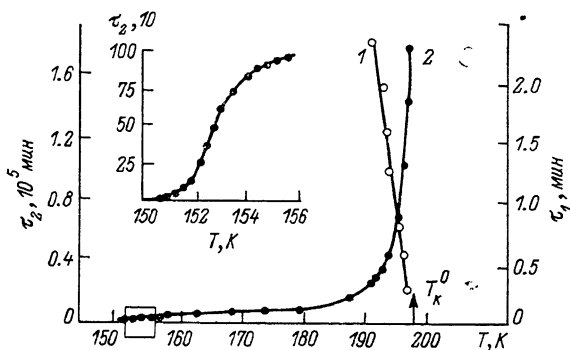


Рис. 1. Температурные зависимости  $\tau_1$  (1) и  $\tau_2$  (2), снятые при охлаждении кристаллов  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  ниже  $T_k$ .

На вставке — зависимость  $\tau_2(T)$  в увеличенном масштабе.

Однако в работе [1] не разделены солитонный и доменный вклады в неравновесную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_x$ . Поэтому в настоящей работе поставлена задача выделить вклады в неравновесную  $\epsilon_x$  от каждого указанного выше физического процесса во всем интервале метастабильного состояния ниже  $T_k$ .

Кристаллы  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  были выращены методом регулируемого понижения температуры перенасыщенного водного раствора. Измерение  $\epsilon_x$  и проводимости  $G_x$  на частоте 1592 Гц при напряженности измерительного поля 0.3 В/см проводили на образцах X-среза в виде прямоугольных пластин размером  $7 \times 5 \times 0.5$  мм с напыленными серебряными электродами с помощью полупроводникового моста ВМ-484 с записью кривых  $\epsilon_x(T)$  и  $G_x(T)$  на двухкоординатных самописцах Н-307/1. Регистрацию