Физика твердого тела, 2009, том 51, вып. 7

Вторичные ферроидные свойства в сегнетокристаллах

© С.В. Акимов, Е.Ф. Дудник

Научно-внедренческий центр нетрадиционных технологий «Элент А»,
Днепропетровск, Украина

E-mail: akimov@a-teleport.com

Проанализировано 25 видов структурных фазовых переходов, которые в низкотемпературной фазе сопровождаются возникновением спонтанной оптической активности. Предложен способ описания энантиоморфной доменной структуры (ориентационных состояний) в таких кристаллах.

PACS: 78.20.Ek, 77.80.-e, 77.84.-s

1. Введение

Согласно симметрийному рассмотрению фазовых переходов в немагнитных кристаллах (работы Желудева и Шувалова [1,2], Аизу [3]), кристаллы-ферроики разделены на два класса: первичные ферроики (сегнетоэлектрики и ферроэластики) и ферроики более высокого порядка [4,5]. Введение понятия ферроиков более высокого порядка позволило расширить существующую симметрийную классификацию фазовых переходов и показать, что ферроики первого порядка одновременно могут быть ферроиками более высокого порядка, в частности, второго порядка. Возможность сочетания ферроидных свойств первого и более высокого порядков позволила рассмотреть совсем малоизученный класс первичных ферроиков — частичные ферроики — и установить, что все частичные сегнетоэлектрики, все частичные ферроэластики и все частичные смешанные сегнетоэлектрики-ферроэластики являются одновременно полными ферроиками второго порядка хотя бы по одному из вторичных ферроидных свойств [6].

В настоящей работе в рамках кристаллофизического метода проанализированы немагнитные структурные фазовые переходы в сегнетокристаллах, которые в низкотемпературной фазе сопровождаются возникновением спонтанной оптической активности.

2. Оптическая активность

Физическое свойство, получившее название оптической активности, возникает в немагнитных кристаллах, если диэлектрические, а следовательно, и оптические константы, такие как диэлектрическая восприимчивость χ_{ij}, диэлектрическая проницаемость ε_{ij}, диэлектрическая непроницаемость η_{ij}, измеренные, в частности, при оптических частотах, проявляют не только дисперсию, связанную с частотой ω, но также пространственную дисперсию, связанную с волновым вектором $\mathbf{k}$ электромагнитной волны [7–9]. Это обстоятельство обусловлено тем, что электрическое поле волны в кристаллах не является однородным. Обобщенная поляризация $\mathbf{P}$ в выбранной точке O такого кристалла будет зависеть не только от электрического поля $\mathbf{E}$ в этой точке, но и от поля ее окружения радиуса $\mathbf{r}$ в окрестности этой точки O, т.е. от пространственных производных $\partial E_j/\partial x_l$. Формально все диэлектрические константы могут быть разложены в степенной ряд по $\mathbf{k}$ [10]. В качестве примера рассмотрим диэлектрическую восприимчивость

$$\chi_{ij}(\omega, k) = \chi^0_{ij}(\omega) + \chi^{(1)}_{ijl}(\omega)k_l + \dots, \tag{1}$$

где $\chi^0_{ij}(\omega)$ — диэлектрическая восприимчивость обычного кристалла, $\chi^{(1)}_{ijl}(\omega)$ — аксиальный тензор третьего ранга, k_l — компонента волнового вектора $\mathbf{k}$. Первый член разложения диэлектрической восприимчивости по волновому вектору $\mathbf{k}$ описывает оптическую активность кристалла и является аксиальным тензором третьего ранга $\chi^{(1)}_{ijl}(\omega)$, каждый элемент которого — чисто мнимый при полном цикле вращения. Поэтому мнимую единицу i можно вынести и ввести следующее обозначения:

$$\chi_{ijl}(\omega) \equiv i\gamma_{ijl}(\omega), \tag{2}$$

где $\gamma_{ijl}(\omega)$ — асимметричный действительный тензор. Уравнение (1) приобретает вид

$$\chi_{ij}(\omega, k) = \chi^0_{ij}(\omega) + i\gamma^{(1)}_{ijl}(\omega)k_l + \dots. \tag{3}$$

Оптическую активность кристалла теперь можно описать асимметричным действительным тензором $\gamma^{(1)}_{ijl}(\omega)$

$$\gamma_{ijl}(\omega) = \begin{vmatrix} \gamma_{231} & \gamma_{232} & \gamma_{233} \\ \gamma_{311} & \gamma_{312} & \gamma_{313} \\ \gamma_{121} & \gamma_{122} & \gamma_{123} \end{vmatrix} \tag{4}$$

Этот тензор является перестановочным по двум первым индексам согласно правилу [8]

$$\gamma_{ijl}(\omega) = -\gamma_{ijl}(\omega) \tag{5}$$

и отличается от соответствующего полярного тензора третьего ранга тем, что в формулах преобразования компонент тензора стоят оба знака — плюс и минус [7],

$$\gamma'_{ijl}(\omega) = \pm h_{ik}h_{jn}h_{lm}\gamma_{knm}(\omega),$$

$$\gamma_{ijl}(\omega) = \pm h_{ki}h_{nj}h_{ml}\gamma'_{knm}(\omega), \tag{6}$$

где h_{ik}, h_{jn}, h_{lm} или h_{ki}, h_{nj}, h_{ml} — косинусы углов между старыми и новыми осями координат. Причем плюс

Таблица 1. Вид тензора оптической активности $\gamma^{\oplus}_{ijl}(\omega)$ для точечных групп

Точечная группа	Тензор $\gamma^{\oplus}_{ijl}(\omega)$
1	$\begin{vmatrix} \gamma_{231} & \gamma_{232} & \gamma_{233} \\ \gamma_{311} & \gamma_{312} & \gamma_{313} \\ \gamma_{121} & \gamma_{122} & \gamma_{123} \end{vmatrix}$
$2(2 \parallel X_3)$	$\begin{vmatrix} \gamma_{231} & \gamma_{232} & 0 \\ \gamma_{311} & \gamma_{312} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$
$m(m \perp X_3)$	$\begin{vmatrix} 0 & 0 & \gamma_{233} \\ 0 & 0 & \gamma_{313} \\ \gamma_{121} & \gamma_{122} & 0 \end{vmatrix}$
$mm2$	$\begin{vmatrix} 0 & \gamma_{232} & 0 \\ \gamma_{311} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$
$2(2 \parallel X_2)$	$\begin{vmatrix} \gamma_{231} & 0 & \gamma_{233} \\ 0 & \gamma_{312} & 0 \\ \gamma_{121} & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$
$m(m \perp X_2)$	$\begin{vmatrix} 0 & \gamma_{232} & 0 \\ \gamma_{311} & 0 & \gamma_{313} \\ 0 & \gamma_{122} & 0 \end{vmatrix}$
222	$\begin{vmatrix} \gamma_{231} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{312} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$
$\bar{4}$	$\begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$
$\bar{4}\ 2m(2 \parallel X_1)$	$\begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$
$4,\ 3,\ 6,\ \infty$	$\begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$
$422,\ 32,\ 622,\ \infty 2$	$\begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$
$4mm,\ 3m,\ 6mm,\ \infty m$	$\begin{vmatrix} 0 & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$
$23,\ 432,\ \infty\infty$	$\begin{vmatrix} \gamma^*_{123} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma^*_{123} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma^*_{123} \end{vmatrix}$

Примечание. $\gamma^*_{231} = \frac{1}{2}(\gamma_{231} - \gamma_{312})$, $\gamma^*_{232} = \frac{1}{2}(\gamma_{232} + \gamma_{311})$, $\gamma^*_{123} = \frac{1}{3}(\gamma_{231} + \gamma_{312} + \gamma_{123})$.

берется в том случае, если новая и старая системы координат одинаковы (обе правые или обе левые), а минус — в случае, когда одна система энантиоморфна другой. Необходимо отметить еще следующее важное обстоятельство. Если обозначить оптическую активность правовращающего кристалла через тензор $\gamma^{\oplus}_{ijl}$, то для левовращающего кристалла компоненты этого же тензора должны иметь противоположные знаки, поскольку одна система энантиоморфна другой; в этом случае обозначим тензор как $\gamma^{\ominus}_{ujl}$. Согласно Л.Д. Ландау, все физические системы будут эквивалентны, если при замене правой системы на левую одновременно перейти от частиц к античастицам [11]. Действительно, кристаллы энантиоморфных классов симметрии (1; 2; 222; 3; 4; 6; 422; 622; 23; 432) могут существовать в двух модификациях (правые и левые), и соответственно оптическая активность в таких кристаллах характеризуется противоположными знаками. В табл. 1 приведены данные для правовращающих кристаллов $\gamma^{\oplus}_{ijl}$.

3. Кристаллофизический метод

Известно, что ряд структурных фазовых переходов из исходной фазы H_i в низкотемпературную фазу H_f сопровождается возникновением спонтанной оптической активности $\langle\gamma^s\rangle$ [12,13]. Выберем общую ортогональную систему координат, связанную с исходной фазой, и найдем вид тензора спонтанной оптической активности $\langle\gamma^s\rangle$ следующим способом:

$$\langle\gamma^s\rangle = \langle\gamma\rangle_{H_f} - \langle\gamma\rangle_{H_i}, \qquad (7)$$

где $\langle\gamma\rangle_{H_f}$ — тензор оптической активности, инвариантный относительно преобразований точечной группы феррофазы, $\langle\gamma\rangle_{H_f}$ — тензор оптической активности, инвариантный относительно преобразований симметрии исходной фазы. Полученное значение спонтанной оптической активности припишем первому ориентационному состоянию — $\gamma_{knm}(S_1)$. Пусть при фазовом переходе $H_i \to H_f$ общее число ориентационных состояний (доменов) равно $\beta = n_i/n_f$, где n_i, n_f — порядки точечных групп H_i и H_f соответственно. Подействуем на $\gamma_{knm}(S_1)$ утраченными при фазовом переходе $H_i \to H_f$ преобразованиями симметрии. Получим вид тензора спонтанной оптической активности $\gamma_{ijl}(S_\beta)$ для всех остальных ориентационных состояний

$$\gamma_{ijl}(S_\beta) = \pm h_{ik} h_{jn} h_{lm} \gamma_{knm}(S_1), \qquad (8)$$

где h_{ik}, h_{jn}, h_{lm} — преобразования симметрии, утраченные при фазовом переходе $H_i \to H_f$. Заметим, что если исходная фаза центросимметрична, тогда $\langle\gamma\rangle_{H_i} = 0$, и формула (7) приобретает вид

$$\langle\gamma^s\rangle = \langle\gamma\rangle_{H_f}. \qquad (9)$$

Далее будем в основном анализировть такие фазовые переходы $H_i \to H_f$, при которых из исходной фазы в феррофазу возможны две энантиоморфные модификации кристалла, право- и левовращающая. Рассмотрим следующий пример. Пусть в кристалле происходит фазовый переход при $2/m \to 2(2 \parallel X_2)$, который является

Таблица 2. Полные сегнетоэлектрики и полные ферроэластоэлектрики

Переход ($S_\beta = 2$)	Тензор спонтанной оптической активности для каждого ориентационного состояния S_β
$\bar{1} \to 1$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} \gamma_{231} & \gamma_{232} & \gamma_{233} \\ \gamma_{311} & \gamma_{312} & \gamma_{313} \\ \gamma_{121} & \gamma_{122} & \gamma_{123} \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} -\gamma_{231} & -\gamma_{232} & -\gamma_{233} \\ -\gamma_{311} & -\gamma_{312} & -\gamma_{313} \\ -\gamma_{121} & -\gamma_{122} & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$
$2/m \to 2\ 2 \parallel X_2$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} \gamma_{231} & 0 & \gamma_{233} \\ 0 & \gamma_{312} & 0 \\ \gamma_{121} & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} -\gamma_{231} & 0 & -\gamma_{233} \\ 0 & -\gamma_{312} & 0 \\ -\gamma_{121} & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$
$2/m \to 2\ 2 \parallel X_3$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} \gamma_{231} & \gamma_{232} & 0 \\ \gamma_{311} & \gamma_{312} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} -\gamma_{231} & -\gamma_{232} & 0 \\ -\gamma_{311} & -\gamma_{312} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$
$2/m \to m\ m \perp X_2$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} 0 & \gamma_{232} & 0 \\ \gamma_{311} & 0 & \gamma_{313} \\ 0 & \gamma_{122} & 0 \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} 0 & -\gamma_{232} & 0 \\ -\gamma_{311} & 0 & -\gamma_{313} \\ 0 & -\gamma_{122} & 0 \end{vmatrix}$
$2/m \to m\ m \perp X_3$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} 0 & 0 & \gamma_{233} \\ 0 & 0 & \gamma_{313} \\ \gamma_{121} & \gamma_{122} & 0 \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} 0 & 0 & -\gamma_{233} \\ 0 & 0 & -\gamma_{313} \\ -\gamma_{121} & -\gamma_{122} & 0 \end{vmatrix}$
$mmm \to mm2\ 2 \parallel X_\beta$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} 0 & \gamma_{232} & 0 \\ \gamma_{311} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} 0 & -\gamma_{232} & 0 \\ -\gamma_{311} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$
$4/m \to 4,\ \bar{3} \to 3,$ $\bar{6} \to 3,$ $6/m \to 6,$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & -\gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$
$422 \to 4,$ $4/mmm \to 4mm$ $\bar{3}m \to 3m$ $32 \to 3,\ 622 \to 6$ $\bar{6}m2 \to 3m$ $6/mmm \to 6mm$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} 0 & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} 0 & -\gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$

Примечание. $\gamma^*_{231} = \frac{1}{2}(\gamma_{231} - \gamma_{312})$, $\gamma^*_{232} = \frac{1}{2}(\gamma_{232} + \gamma_{311})$.

полным сегнетоэлектрическим и полным ферроэластоэлектрическим. Такой переход реализуется в кристаллах триглицинсульфата. Число ориентационных состояний (доменов) $S_\beta = 2$. Исходная фаза центросимметрична и не обладает оптической активностью. Поэтому спонтанная оптическая активность определяется асимметричным тензором третьего ранга, инвариантным относительно точечной группы $2 \parallel X_2$, и его следует приписать первому ориентационному состоянию $\gamma^{\oplus}_{knm}(S_1)$. Преобразование, которое теряется при фазовом переходе $2/m \to 2$, — инверсия. Для асимметричного тензора третьего ранга инверсия переходит в единичное преобразование. Казалось бы, никаких изменений для второго ориентационного состояния не должно произойти. Однако при инверсии правая система координат переходит в левую, и это влечет за собой изменение знаков всех компонент асимметричного тензора третьего ранга $\gamma^{\ominus}_{ijl}$

$$\gamma^{\oplus}_{knm}(S_1) = \begin{vmatrix} \gamma_{231} & 0 & \gamma_{233} \\ 0 & \gamma_{312} & 0 \\ \gamma_{121} & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix},$$

$$\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} -\gamma_{231} & 0 & -\gamma_{233} \\ 0 & -\gamma_{312} & 0 \\ -\gamma_{121} & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}. \tag{10}$$

Причем каковы бы ни были знаки у компонент тензора $\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1)$, они всегда будут противоположны для соответствующих компонент тензора $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2)$, поскольку ориентационные состояния (домены) являются энантиоморфными.

Аналогичным способом нами были рассмотрены полные сегнетоэлектрические и полные ферроэластоэлектрические, а также частичные сегнетоэлектрические и

Таблица 3. Частичные сегнетоэлектрики и полные ферроэластоэлектрики

Переход (S_β и S_α)	Тензор спонтанной оптической активности для каждого ориентационного состояния S_β
$4/mmm \to 4$ $\bar{3}m \to 3$ $\bar{6}m2 \to 3$ $6/mmm \to 3$ $(S_\beta = 4;\ S_\alpha = 2)$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$, $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \begin{vmatrix} -\gamma^*_{231} & -\gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$ $\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_3) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & -\gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$, $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_4) = \begin{vmatrix} -\gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$
$6/m \to 3$ $(S_\beta = 4,$ $S_\alpha = 2)$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_3) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$, $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \gamma^{\oplus}_{ijl}(S_4) = \begin{vmatrix} -\gamma^*_{231} & -\gamma^*_{232} & -0 \\ \gamma^*_{232} & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$
$622 \to 3$ $6/mmm \to 3m$ $(S_\beta = 4,\ S_\alpha = 2)$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_3) = \begin{vmatrix} 0 & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$, $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \gamma^{\oplus}_{ijl}(S_4) = \begin{vmatrix} 0 & -\gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$
$6/mmm \to 3$ $(S_\beta = 8,\ S_\alpha = 2)$	$\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_1) = \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_5) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$, $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_2) = \gamma^{\oplus}_{ijl}(S_6) = \begin{vmatrix} -\gamma^*_{231} & -\gamma^*_{232} & -0 \\ \gamma^*_{232} & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$ $\gamma^{\oplus}_{ijl}(S_3) = \gamma^{\ominus}_{ijl}(S_7) = \begin{vmatrix} \gamma^*_{231} & -\gamma^*_{232} & 0 \\ \gamma^*_{232} & \gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{123} \end{vmatrix}$, $\gamma^{\ominus}_{ijl}(S_4) = \gamma^{\oplus}_{ijl}(S_8) = \begin{vmatrix} -\gamma^*_{231} & \gamma^*_{232} & 0 \\ -\gamma^*_{232} & -\gamma^*_{231} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{123} \end{vmatrix}$

Примечание. $\gamma^*_{232} = \frac{1}{2}(\gamma_{232} - \gamma_{311})$, $\gamma^*_{231} = \frac{1}{2}(\gamma_{231} + \gamma_{312})$.

полные ферроэластоэлектрические фазовые переходы, которые в низкотемпературной фазе сопровождаются появлением спонтанной оптической активности. Результаты представленны в табл. 2, 3, в которых общее число ориентационных состояний, возникающих в результате фазового перехода, обозначено через S_β. В табл. 3 кроме S_β введено обозначение S_α — число ориентационных состояний для частичных сегнетоэлектриков, звездочкой (*) обозначены фазовые переходы, в низкотемпературной фазе которых учтены ориентационные состояния как право-, так и левовращающих кристаллов.

4. Обсуждение результатов

Анализ данных в табл. 2, 3 свидетельствует о том, что существуют не только энантиоморфные модификации кристаллов (право- и левовращающие), но и энантиоморфная доменная структура, которая возникает при сегнетоэлектрических и ферроэластоэлектрических фазовых переходах. Причем существует два вида энантиоморфизма доменов (ориентационных состояний): энантиоморфные домены, образованные в результате потери инверсии при структурных фазовых переходах, и энантиоморфные домены, образованные в результате потери плоскости зеркального отражения при структурных фазовых переходах.

Впервые термин „энантиоморфные домены" был введен Шуваловым [12,13]. Спонтанную оптическую активность обычно рассматривают как ферроидное свойство второго порядка. К такому выводу пришли авторы [14], анализируя гиротропные фазовые переходы. Если анализировать асимметричный тензор третьего ранга γ_{ijl}, то он определяется тремя величинами **P**, **E**, **k** (**P** — поляризация, **E** — электрическое поле электромагнитной волны, **k** — волновой вектор электромагнитной волны). Поэтому спонтанную оптическую активность возможно рассматривать как ферроидное свойство третьего порядка. Однако прямых подтверждений пока не обнаружено. Вместе с тем известно, что спонтанная оптическая активность сопутствует сегнетоэлектрическим и ферроэластоэлектрическим фазовым переходам, основные ферроидные свойства которых первого порядка (для сегнетоэлектриков) и (или) второго порядка (для ферроэластоэлектриков). Переключение основных ферроидных свойств в низкотемпературной фазе влечет за собой переключение и энантиоморфных доменов, что позволяет рассматривать спонтанную оптическую активность как ферроидное свойство второго порядка.

Отметим также (табл. 3), что число ориентационных состояний, обладающих спонтанной оптической активностью, совпадает не с числом сегнетоэлектрических доменов S_α, а с числом ферроэластоэлектрических ориентационных состояний S_β.

5. Заключение

Рассмотрение 25 видов структурных фазовых переходов позволило установить, что оптическая активность может проявляться в качестве вторичного ферроидного свойства сегнетокристаллов. При этом число ориентационных состояний совпадает не с числом сегнетоэлектрических доменов, а с числом ферроэластоэлектрических ориентационных состояний, что наиболее наглядно показано для частичных сегнетоэлектрических и полных ферроэластоэлектрических фазовых переходов.

Список литературы

[1] И.С. Желудев, Л.А. Шувалов. Кристаллография **1**, *6*, 681 (1956).
[2] L.A. Shuvalov. J. Phys. Soc. Jpn. **28**. Suppl., 38 (1970).
[3] K. Aizu. Phys. Rev. B **2**, *3*, 754 (1970).
[4] K. Aizu. J. Phys. Soc. Jpn. **34**, *1*, 121 (1973).
[5] R.E. Newnham, L.E. Cross. Mat. Res. Bull. **9**, 1021 (1974).
[6] С.В. Акимов, В.М. Дуда, Е.Ф. Дудник, А.И. Кушнерев, А.Н. Томчаков. ФТТ **48**, *6*, 1010 (2006).
[7] А.В. Шубников. Оптическая кристаллография. Изд-во АН СССР, М.–Л. (1950). 275 с.
[8] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1975). 680 с.
[9] О.Г. Влох. Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике. Вища шк., Львов (1984). 153 с.
[10] V.K. Wadhawan. Phase Trans. **3**, 3 (1982).
[11] Воспоминания о Л.Д. Ландау / Отв. ред. И.М. Халатников. Наука, М. (1988). 352 с.
[12] Л.А. Шувалов, К.С. Александров, И.С. Желудев. Кристаллография **4**, *1*, 130 (1959).
[13] Л.А. Шувалов, Н.Р. Иванов. Кристаллография **9**, *3*, 363 (1964).
[14] Ć. Koňak, V. Kopský, F. Smutný. J. Phys. C: Solid State Phys. **11**, 2493 (1978).