

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.632

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $R\text{FeO}_3$

© 2024 г. В. В. Меньшенин^{a,*}, А. П. Носов^a

^aИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: menshenin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 22.11.2023 г.

После доработки 15.02.2024 г.

Принята к публикации 21.02.2024 г.

В пленках соединений $R\text{FeO}_3$ ($R=\text{Y}, \text{Lu}, \text{Yb}$), обладающих гексагональной симметрией, исследован линейный электрооптический эффект. Найдено общее уравнение для оптической индикатрисы пленки при произвольной ориентации внешнего электрического поля. Для частного случая ориентации внешнего электрического поля вдоль оси $[010]$ определено уравнение индикатрисы в главных осях, а также главные показатели преломления. Получены две новые оптические оси в присутствии электрического поля. Установлено, что при распространении света вдоль направления $[100]$ в пленке распространяются две изонормальные моды, для которых найдены коэффициенты преломления. Рассчитан фазовый сдвиг, связанный с распространением этих мод и обусловленный наличием электрического поля. Сдвиг линейен по электрическому полю, то есть реализуется эффект Покельса.

Ключевые слова: гексагональные пленки, электрооптический эффект, эффект Покельса

DOI: 10.31857/S0015323024060036, **EDN:** WREXVM

ВВЕДЕНИЕ

Объемные кристаллы соединений $R\text{FeO}_3$ (R -редкоземельный элемент, Y) имеют орторомбическую структуру с пространственной симметрией $Pbnm$ (D_{2h}^{16}) [1]. Эта группа содержит пространственную инверсию, поэтому указанные соединения не могут обладать спонтанной электрической поляризацией. Известно, однако, что для манганитов RMnO_3 имеется два класса соединений. К первому классу относятся манганиты с орторомбической симметрией. Второй класс соединений RMnO_3 ($R=\text{Ho-Lu}, \text{Y}$) обладает гексагональной структурой. Эти манганиты являются сегнетоэлектриками [1]. Появление электрической поляризации становится возможным благодаря исчезновению как аб плоскости отражения, так и поворотов MnO_5 бипирамид, что приводит к появлению гексагональной симметрии, описываемой группой $P6_3cm$ [1]. Поэтому естественным образом возникает идея синтезировать соединения типа $R\text{FeO}_3$, которые обладали бы гексагональной кристаллической структурой. Установлено [1–4], что гексагональными структурами обладают эпитаксиальные тонкие пленки соединений YbFeO_3 , LuFeO_3 , YFeO_3 . Гексагональную структуру пленок этих соединений экспериментально удается полу-

чить, когда в качестве подложки используется сапфир. Пленка YFeO_3 испытывает фазовый переход из неполярной фазы с пространственной группой $P6_3/mmc$, содержащей пространственную инверсию, в полярную фазу, допускающую существование электрической поляризации, с пространственной группой $P6_3cm$ (C_{6v}^3). Расчеты энергии основного состояния Кона–Шэма в теории функционала плотности показали, что гексагональная полярная фаза стабилизируется с помощью спонтанных деформаций в плоскости, перпендикулярной главной оси пленки. Величина этих деформаций составляет порядка 1.8% от орторомбического состояния объемного YFeO_3 [1].

Отсутствие среди элементов пространственной симметрии операции инверсии координат приводит к появлению в системе оптических эффектов, на которые оказывает влияние внешнее электрическое поле, например, электрооптический эффект (эффект Покельса)

2. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Известно [5, 6], что электрооптический эффект состоит в изменении оптических свойств

кристаллов под действием электрического поля. По устоявшейся традиции аналитические соотношения для электрооптического эффекта устанавливаются между поляризационными константами a электрическим полем. Для изотропного случая и кубических кристаллов величина a показатель преломления n системы связаны соотношением:

$$a = 1 / n^2 = 1 / \epsilon. \quad (1)$$

Для анизотропных сред поляризационные константы и диэлектрическая проницаемость являются полярными тензорами второго ранга a_{ij} ϵ_{ij} . Будем считать ниже эти тензоры симметричными. Влияние внешнего электрического поля на оптические свойства проявляется в изменении констант a_{ij} . Рассмотрим линейный электрооптический эффект. Поскольку гексагональные по симметрии соединения $YbFeO_3$, $LuFeO_3$, $YFeO_3$ являются оптически одноосными, то в кристаллофизической системе координат (совпадающей для оптически одноосных сред с главной системой координат), переходя от двух индексов к одному по правилу:

$$\begin{aligned} a_{11} = a_1, a_{22} = a_2, a_{33} = a_3, \\ a_{23} = a_4, a_{13} = a_5, a_{12} = a_6, \end{aligned} \quad (2)$$

будем иметь соотношения:

$$\begin{aligned} a_1^0 = \frac{1}{n_1^2}, a_2^0 = \frac{1}{n_2^2}, a_3^0 = a_2^0, a_3^0 = \frac{1}{n_3^2}, \\ a_4^0 = a_5^0 = a_6^0 = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В равенствах (3) индекс нуль означает, что поляризационные константы, а значит и показатели преломления заданы в (главной) кристаллофизической системе координат, $n_i, i = 1, 2, 3$ — показатели преломления в направлении осей главной системы координат.

Тогда уравнение оптической индикатрисы для гексагональных кристаллов в кристаллофизической системе координат может быть записано в виде:

$$a_1^0 x^2 + a_1^0 y^2 + a_3^0 z^2 = 1. \quad (4)$$

Приложенное к системе электрическое поле может привести к деформации эллипса оптической индикатрисы. В результате такой деформации новые главные оси координат не будут совпадать со старыми осями. Обозначим через a_i значения поляризационных констант при наличии электрического поля, отнесенные к старой исходной системе координат. Под действием электрического поля поляризационные константы получают приращение Δa_i , также отнесенные к старой системе координат. В результа-

те имеем следующую связь между исходными и новыми константами [5]:

$$\begin{aligned} a_1 - a_1^0 = \Delta a_1, a_2 - a_2^0 = \\ = a_1 - a_1^0 = \Delta a_2, a_3 - a_3^0 = \Delta a_3; \\ a_4 = \Delta a_4, a_5 = \Delta a_5, a_6 = \Delta a_6. \end{aligned} \quad (5)$$

Отсюда следует, что уравнение линейного электрооптического эффекта, возвращаясь к двухиндексной записи поляризационных констант, можно представить в виде [6]:

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k, \quad (6)$$

$$\Delta a_{ij} = m_{ijk} P_k. \quad (7)$$

Коэффициенты линейного электрооптического эффекта r_{ijk} m_{ijk} уравнениях (6) и (7) соответственно являются полярными тензорами третьего ранга, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{P}$ — напряженность электрического поля и поляризация. Тензор r_{ijk} овпадает по форме с тензором пьезоэлектрических коэффициентов, связывающим электрическую поляризацию с тензором механических напряжений [6]. Тензор m_{ijk} квивалентен тензору, связывающему тензор механических напряжений с электрическим полем в обратном пьезоэффекте [6]. При переходе к двум индексам уравнения (6) и (7) приобретают вид:

$$\Delta a_i = r_{ij} E_j, \quad (8)$$

$$\Delta a_i = m_{ij} P_j. \quad (9)$$

Равенства (8) и (9) записаны без учета деформаций пленки. Однако электрооптический эффект наблюдается только в системах без центра инверсии, а значит, в них возможен обратный пьезоэлектрический эффект — появление деформаций под действием электрического поля. Поэтому при описании электрооптического эффекта необходимо принять во внимание пьезооптический эффект — изменение оптических констант среды, вызванное деформациями, появляющимися в результате обратного пьезоэффекта [5, 6]. Поэтому в электрооптическом эффекте обычно выделяют два вклада. Один из них учитывает непосредственное влияние электрического поля на заряды диэлектрика, вызывая перераспределение плотностей электронных состояний. Этот вклад называют истинным электрооптическим эффектом. Второй вклад, обусловленный пьезооптическим эффектом, называют ложным электрооптическим эффектом. Кроме того, сами тензоры электрооптических коэффициентов r_{ij} m_{ij} зависят от условий проведения эксперимента [6].

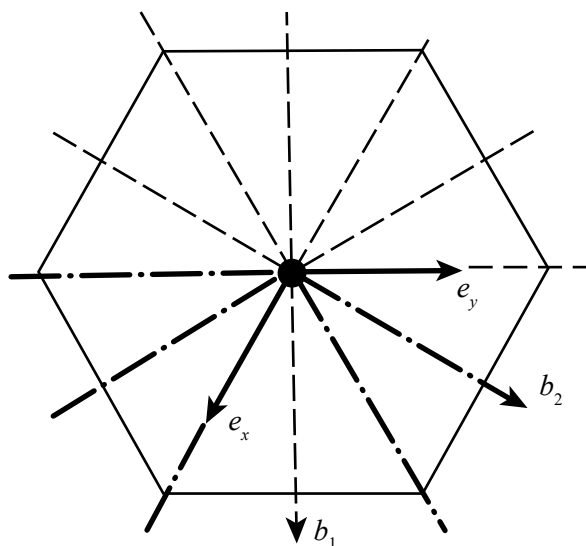


Рис. 1. Оси и плоскости гексагональной решетки [9].

Обратим теперь внимание на следующее обстоятельство. Рассматриваются пленки, выращенные на подложке. Когда пленка находится на эпитаксиальной подложке, которая на несколько порядков толще, чем эпитаксиальный слой, плоскостные деформации $\eta_{11}, \eta_{22}, \eta_{12}$ будут постоянными по всей толщине пленки и равны соответствующим деформациям рассогласования. Компоненты тензора напряжений $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{12}$ в этом случае конечны, но не фиксированы [7]. На свободной поверхности пленки нормальное напряжение σ_{33} равно нулю. Также равны нулю компоненты σ_{23}, σ_{13} [7]. Три последних условия позволяют определить деформации $\eta_{13}, \eta_{23}, \eta_{33}$, вычисляя производные термодинамического потенциала по этим компонентам тензора деформаций. Эти деформации, благодаря пьезооптическому эффекту, также должны внести вклад в ложный электрооптический эффект.

Равенства, описывающие линейный электрооптический эффект с учетом деформаций, можно написать следующим образом [6]:

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k + p_{ijkl} \eta_{kl}, \quad (10)$$

$$\Delta a_{ij} = m_{ijk} P_k + p_{ijkl} \eta_{kl}. \quad (11)$$

В последних уравнениях p_{ijkl} — тензор упруго-оптических коэффициентов [6], η_{kl} — тензор деформации, включающий в себя и деформации эпитаксиальной пленки. Переходя к сокращенной записи будем иметь:

$$\Delta a_i = r_{ij} E_j + p_{ij} \eta_j, \quad (12)$$

$$\Delta a_i = m_{ij} P_j + p_{ij} \eta_j, \quad (13)$$

Обратимся далее к описанию электрооптического эффекта в гексагональной пленке.

3. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ

Воспользуемся теперь данными работы [6], из которой найдем, что тензор m_{ij} для кристаллического класса $6mm$ (C_{6v}) имеет следующие отличные от нуля компоненты:

$$m_{13} = m_{23}, m_{33}, m_{42} = m_{52}, \quad (14)$$

отличные от нуля компоненты тензора упруго-оптических коэффициентов можно найти в монографии [8], учитывая, что p_{ijkl} инвариантен относительно перестановки как первой, так и второй пары индексов. Поэтому самое общее уравнение индикатрисы для соединения YbFeO_3 , LuFeO_3 , YFeO_3 при произвольной ориентации вектора электрической поляризации записывается в виде:

$$\begin{aligned} & (a_1^0 + m_{13} P_3 + p_{11} \eta_1 + p_{12} \eta_2 + p_{13} \eta_3) x^2 + \\ & + (a_1^0 + m_{13} P_3 + p_{12} \eta_1 + p_{11} \eta_2 + p_{13} \eta_3) y^2 + \\ & + (a_3^0 + m_{33} P_3 + p_{31} \{\eta_1 + \eta_2\} + p_{33} \eta_3) z^2 + \\ & + (2m_{42} P_2 + 2p_{44} \eta_4) yz + \\ & + (2m_{42} P_1 + 2p_{55} \eta_5) xz + (2p_{66} \eta_6) xy = 1. \end{aligned} \quad (15)$$

Дальнейшая наша задача состоит в том, чтобы диагонализировать квадратичную форму (15) уже при наличии внешнего электрического поля. Заметим прежде всего, что в левой части равенства (15) все величины заданы в первоначальной главной системе координат: ось Z_1 направлена вертикально вверх (по направлению оси шестого порядка, оси X_1 и Y_1 расположены в горизонтальной плоскости, перпендикулярной оси Z_1 , и перпендикулярны друг другу. Определим ориентацию осей X_1 и Y_1 относительно кристаллографической системы координат, выбранной в интернациональной установке при описании пространственной группы $P6_3cm$ (C_{6v}^3). В этой системе координат ось Z направлена вертикально вверх, оси X и Y лежат в плоскости, перпендикулярной оси Z , при этом ось Y направлена вправо, ось X получается из оси Y с помощью поворота последней на угол 120° по часовой стрелке, если смотреть против направления оси Z [9]. Направление осей X и Y показано на рис. 1 с помощью базисных векторов e_x, e_y соответственно. Используя данные монографии [8], можно показать, что оси X_1 и Y_1 ориентированы в направлении векторов:

$$\mathbf{e}_1 = 3\mathbf{e}_x, \quad \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_x + 2\mathbf{e}_y$$

соответственно, то есть оси X и X_1 ориентированы одинаково, а ось Y_1 совпадает по направлению с вектором $\mathbf{b}_2$ на рис. 1. Видно, что векторы $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ ортогональны.

Уравнение (15) является очень громоздким. Для его упрощения предположим, что в указанном уравнении:

$$p_{11} = p_{12}, \quad \eta_{12} = \eta_{44} = \eta_{55} = 0, \quad P_1 = 0.$$

В этом случае имеем следующее уравнение оптической индикатрисы в исходной системе координат:

$$a_1 x^2 + a_1 y^2 + a_3 z^2 + 2m_{42} P_2 yz = 0, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= (a_1^0 + m_{13} P_3 + p_{11}(\eta_1 + \eta_2) + p_{13} \eta_3) = a_2, \\ a_3 &= a_3^0 + m_{33} P_3 + p_{31} \{\eta_1 + \eta_2\} + p_{33} \eta_3. \end{aligned} \quad (17)$$

В равенстве (16) принято во внимание, что внешнее электрическое поле приложено в направлении оси Y_1 . Поляризация в направлении оси Z_1 , т. е. P_3 в равенствах (17), является спонтанной и возникает в результате структурного перехода в полярную фазу.

Диагонализируем квадратичную форму (16). Собственные ортонормированные векторы матрицы квадратичной формы равны:

$$\mathbf{q}_1 = (1, 0, 0), \quad \mathbf{q}_2 = \frac{1}{\sqrt{1+A^2}}(0, A, 1), \quad (18)$$

$$\mathbf{q}_3 = \frac{1}{\sqrt{1+B^2}}(0, B, 1),$$

$$A = \frac{a_1 - a_3 + C}{2m_{42} P_2}, \quad B = \frac{a_1 - a_3 - C}{2m_{42} P_2}, \quad (19)$$

$$C = \sqrt{(a_3 - a_1)^2 + 4(m_{42} P_2)^2}.$$

Отметим, что собственные векторы $\mathbf{q}_i$ ($i=1, 2, 3$) взаимно перпендикулярны, но их компоненты заданы в исходном кристаллофизическом базисе.

Новая система координат с базисными векторами $\mathbf{q}_i$ ($i=1, 2, 3$) оказывается просто повернутой на угол ϕ , определяемый из равенства $\tan \phi = 1/A$ относительно оси X_1 кристаллофизической системы координат, совпадающей, как выше было выяснено, с исходной главной системой координат.

В новых координатах, оси которых определяются векторами (18), уравнение индикатрисы приводится к виду:

$$\begin{aligned} a_1 \tilde{x}^2 + \left\{ \frac{a_1 A^2 + a_3}{1 + A^2} + \frac{2m_{42} P_2 A}{\sqrt{(1+A^2)(1+B^2)}} \right\} \tilde{y}^2 + \\ + \left\{ \frac{a_1 B^2 + a_3}{1 + B^2} + \frac{2m_{42} P_2 B}{\sqrt{(1+A^2)(1+B^2)}} \right\} \tilde{z}^2 = 1. \end{aligned} \quad (20)$$

Главные показатели преломления определяются равенствами:

$$\begin{aligned} N_{\tilde{x}} &= \left[\frac{1}{n_1^2} + m_{13} P_3 + p_{11}(\eta_1 + \eta_2) + p_{13} \eta_3 \right]^{-1/2}, \\ N_{\tilde{y}} &= \left[\frac{a_1 A^2 + a_3}{1 + A^2} + \frac{2m_{42} P_2 A}{\sqrt{(1+A^2)(1+B^2)}} \right]^{-1/2}, \\ N_{\tilde{z}} &= \left[\frac{a_1 B^2 + a_3}{1 + B^2} + \frac{2m_{42} P_2 B}{\sqrt{(1+A^2)(1+B^2)}} \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Оптические оси пленки в электрическом поле найдем аналогично подходу, описанному в монографии [9]. Направления этих осей определяются векторами, заданными в базисе $\mathbf{q}_i$ ($i=1, 2, 3$), которые записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_1 &= \left(\sqrt{\frac{d_3 - d_1}{d_2 - d_1}}, \sqrt{\frac{d_2 - d_3}{d_2 - d_1}}, 0 \right), \\ \mathbf{C}_2 &= \left(-\sqrt{\frac{d_3 - d_1}{d_2 - d_1}}, \sqrt{\frac{d_2 - d_3}{d_2 - d_1}}, 0 \right). \end{aligned} \quad (22)$$

При получении выражений для компонент векторов (22) предполагали выполнение неравенства $a_3 > a_1$ использованы обозначения:

$$\begin{aligned} d_1 &= a_1; \\ d_2 &= \frac{a_1 A^2 + a_3}{1 + A^2} + \frac{2m_{42} P_2 A}{\sqrt{(1+A^2)(1+B^2)}}; \\ d_3 &= \frac{a_1 B^2 + a_3}{1 + B^2} + \frac{2m_{42} P_2 B}{\sqrt{(1+A^2)(1+B^2)}}. \end{aligned} \quad (23)$$

Отметим, что появление двух оптических осей означает, что электрическое поле, приложенное вдоль оси Y_1 , понижает симметрию пленки. При этом ни одна из этих осей не совпадает по направлению с осью Z_1 .

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА

Предположим, что световая волна распространяется в направлении, определяемом век-

тором $\mathbf{q}_1$. Тогда в пленке распространяются две изонормальные световые волны с ориентациями магнитного поля [10] $\mathbf{H}_+ \parallel \mathbf{C}'_1 + \mathbf{C}'_2$, $\mathbf{H}_- \parallel \mathbf{C}'_1 - \mathbf{C}'_2$, где $\mathbf{C}'_1 = [\mathbf{m}_+ \mathbf{C}_1] / \sqrt{[\mathbf{m}_+ \mathbf{C}_1]^2}$, $\mathbf{C}'_2 = [\mathbf{m}_- \mathbf{C}_2] / \sqrt{[\mathbf{m}_- \mathbf{C}_2]^2}$, векторы $\mathbf{m}_+ = n_+ \mathbf{q}_1$, $\mathbf{m}_- = n_- \mathbf{q}_1$, представляют собой векторы рефракции, n_+ , n_- коэффициенты преломления для этих волн. Коэффициенты преломления можно определить из равенств:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_+^2} &= d_3 + \frac{d_2 - d_1}{2} \left([\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_1][\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_2] + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{[\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_1]^2 [\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_2]^2} \right), \\ \frac{1}{n_-^2} &= d_3 + \frac{d_2 - d_1}{2} \times \left([\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_1][\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_2] - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{[\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_1]^2 [\mathbf{q}_1 \mathbf{C}_2]^2} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Вычисляя явно векторные произведения в правых частях равенств (24), найдем, что

$$n_+ = (d_2)^{-1/2}, \quad n_- = (d_3)^{-1/2}. \quad (25)$$

Тогда фазовый сдвиг δ при прохождении изонормальными световыми волнами расстояния l направлении вектора $\mathbf{q}_1$ равен:

$$\delta = 2\pi(n_+ - n_-) \frac{l}{\lambda} = 2\pi \left((d_2)^{-1/2} - (d_3)^{-1/2} \right) \frac{l}{\lambda}, \quad (26)$$

где λ — длина волны света.

Предположим, что выполняется условие $4(m_{42}P_2)^2 \ll (a_3 - a_1)^2$. В этом случае можно показать, что часть фазового сдвига, зависящую от внешнего электрического поля, можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \delta' &= \frac{2\pi}{\sqrt{(1+A^2)((1+B^2))}} \left(\frac{B(1+B^2)^{3/2}}{(a_1B^2+a_3)^{3/2}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{A(1+A^2)^{3/2}}{(a_1A^2+a_3)^{3/2}} \right) \frac{l}{\lambda} m_{42}P_2, \end{aligned} \quad (27)$$

т. е. будет наблюдаться эффект Покедьса, поскольку компонента поляризации P_2 линейно зависит от внешнего электрического поля.

Проведем численную оценку равенства (27). Положим $m_{42}P_2 \sim r_{42}E_2 \sim 3 \cdot 10^{-2}$, принимая во внимание, что для диэлектриков абсолютные значения электрооптических коэффициентов $r, m \sim 10^{-8}$ ед. СГСЭ [5]. Положим $\epsilon_3 \sim 4$, $\epsilon_1 \sim 5$. Тогда $a_3 - a_1 \sim 2 \cdot 10^{-1} \gg m_{42}P_2$. В этом случае $A \sim 4.5 \cdot 10^{-3}$, $B \sim 13$. Примем, что $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см. В результате имеем $\delta' \sim -4.7 \cdot 10^{-2} (l/\lambda)$. Это до-

вольно грубая оценка эффекта, поскольку для пленок YbFeO_3 , LuFeO_3 , YFeO_3 нет литературных экспериментальных данных по определению электрооптических коэффициентов и диэлектрической проницаемости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Синтез тонких пленок с гексагональной структурой соединений RFeO_3 ($\text{R}=\text{Yb}$, Lu , Y) привел к появлению новых высокотемпературных сегнетоэлектриков. Поэтому в данных системах электрооптический эффект может проявляться как спонтанный, вызванный появлением электрической поляризации, так и наведенный внешним электрическим полем.

Проанализирована ситуация, когда электрооптический эффект вызван ориентированным вдоль оси u внешним электрическим полем. Показано, что имеет место фазовый сдвиг, зависящий от величины этого поля, возникающий за счет разной фазовой скорости изонормальных световых волн, которые возникают в результате появления двух оптических осей в первоначально одноосной оптической системе. Это приводит на выходе из пленки эллиптически поляризованной световой волны, которая на входе в систему была линейно поляризована.

Отметим в заключение, что в монографии [11] дан подробный анализ электрооптического эффекта в 20 классах симметрии для объемных кристаллов, допускающих его существование.

Статья выполнена в рамках государственного задания Шифр “Квант” Г.р. № 122021000038-7.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Suk-Jin Ahn, Jung-Hoon Lee, Young Kyu Jeong, Artificially imposed hexagonal ferroelectricity in canted antiferromagnetic YFeO_3 epitaxial thin films // Mater. Chem. Phys. 2013. V. 138. P. 929–936.
2. Bossak A.A., Graboy I.E., Gorbenko O.Yu., Kaul A.R., Kartavtseva M.S., Svetchnikov V.L., Zandbergen H.W. XRD and HREM studies of epitaxially stabilized hexagonal orthoferrites RFeO_3 ($\text{R}=\text{Eu-Lu}$) // Chem. Mater. 2004. V. 16. P. 1751–1755.
3. Young Kyu Jeong, Jung-Hoon Lee, Suk-Jin Ahn, Jang H.M. Epitaxially constrained hexagonal ferroelectricity and canted triangular spin order in LuFeO_3 thin films // Chem. Mater. 2012. V. 24. P. 2426–2428.
4. Young Kyu Jeong, Jung-Hoon Lee, Suk-Jin Ahn, Song S.-W., Jang H.M., Choi H., Scott J.F. Structurally tailored hexagonal ferroelectricity and multiferroism in epitaxial YbFeO_3 thin-film heterostructures // J. Am. Chem. Soc. 2012. V. 134. P. 1450–1453.

5. Желудев И.С. Симметрия и ее приложения. Москва: Энергоатомиздат, 1983. 303 с.
6. Желудев И.С. Электрооптические явления в кристаллах // УФН. 1966. Т. 88. Р. 253.
7. Физика сегнетоэлектриков. Современный взгляд // Под ред. К.М. Рабе, Ч.Г. Ана, Ж.-М. Трискона, Москва: Бином. Лаборатория знаний, 2011. 440 с.
8. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
9. Ковалев О.В. Неприводимые и индуцированные представления и копредставления федоровских групп. М.: Наука, 1986. 367 с.
10. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. М.: УРСС, 2004. 380 с.
11. Нарасимхамурти Т.С. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов / Перевод с английского под редакцией В.В. Леманова и Р.В. Писарева. М.: Мир, 1984. 624 с.

ELECTRO-OPTIC EFFECT IN HEXAGONAL COMPOUNDS RFeO_3

V. V. Menshenin^{1,*} and A. P. Nosov¹

¹Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620108 Russia

*e-mail: menshenin@imp.uran.ru

The linear electro-optic effect is investigated in films of RFeO_3 compounds ($\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}, \text{Yb}$) possessing hexagonal symmetry. A general equation for the optical indicatrix of the film at arbitrary orientation of an external electric field is derived. The equation of the indicatrix in the principal axes, as well as the principal refractive indices, are determined for the particular case of an external electric field orientation along the [010] axis. Two novel optical axes are identified in the presence of an electric field. It was determined that two isonormal modes propagate in the film when light propagates along the [100] direction. The refractive indices associated with these modes were also found. The phase shift associated with the propagation of these modes and caused by the presence of an electric field is calculated. The shift is linear along the electric field, thereby demonstrating the Pockels effect.

Keywords: hexagonal films, electro-optic effect, Pockels effect