

УДК 537.9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТИТАНАТА БАРИЯ

© 2023 г. В. Б. Широков^{1,2}, П. Е. Тимошенко²,
член-корреспондент РАН В. В. Калинин^{1,*}

Поступило 05.10.2022 г.
После доработки 13.12.2022 г.
Принято к публикации 15.12.2022 г.

В рамках термодинамической теории предложен метод определения электрооптических коэффициентов. Показано, что для всех сегнетоэлектриков, симметрия которых допускает диагональную восприимчивость, отношение некоторых электрооптических коэффициентов выражается через отношение восприимчивостей. Для титаната бария выявлена и исследована зависимость электрооптических коэффициентов от электрического поля. Показано, что большие значения электрооптических коэффициентов титаната бария связаны с нелинейной зависимостью диэлектрической восприимчивости от величины электрического поля.

Ключевые слова: электрооптический коэффициент, феноменологическая теория, титанат бария, термодинамический потенциал Ландау

DOI: 10.31857/S2686740023030148, EDN: OZDZEV

Электрооптический эффект описывает изменение показателя преломления материала при действии статических или низкочастотных электрических полей и используется в технических приложениях [1–3], связанных с созданием приборов и устройств различного назначения. Например, в электрооптических модуляторах [4, 5], высокоскоростных оптических затворах [6], электрооптических переключателях [7] и т.д. Титанат бария обладает уникальными физическими свойствами, что притягивает исследователей не только с теоретической, но и с практической точки зрения. От ближней ультрафиолетовой до ближней инфракрасной части спектра он имеет низкие оптические потери и сравнительно высокий показатель преломления, а его электрооптический отклик является одним из самых высоких среди существующих материалов [8]. Описание электрооптических свойств материалов обычно проводят на основе феноменологической теории [2, 3]. Этот метод хорошо согласуется с феноменологической теорией фазовых переходов, которая оперирует термодинамическим потенциалом – потенциалом Ландау. Определение электрооптических ко-

эффициентов с помощью термодинамического потенциала позволяет не только получить значения коэффициентов, но и провести ряд исследований, показывающих влияние внешних параметров на электрооптические свойства материала [9]. Достоверность полученных результатов при таком подходе определяется тем, насколько хорошо описывает термодинамический потенциал совокупность экспериментальных данных [9–13].

Пусть имеется потенциал $F(p_i)$, определяющий уравнения состояния во внешнем поле \mathbf{E} :

$$E_i = \frac{\partial F}{\partial p_i}, \quad (1)$$

и обратную восприимчивость:

$$\chi^{-1} = \epsilon_0 \frac{\partial^2 F}{\partial p_i \partial p_j}. \quad (2)$$

Здесь p_i – компоненты поляризации, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Тогда для электрооптических коэффициентов в трехиндексных обозначениях будем иметь

$$r_{ijk} = \frac{\partial^3 F}{\partial p_i \partial p_j \partial E_k}. \quad (3)$$

Выражение (3) с учетом (1) можно переписать в виде

$$r_{ijk} = \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} \sum_{m=1}^3 \frac{\partial F}{\partial p_m} \frac{\partial p_m}{\partial E_k} = \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} \sum_{m=1}^3 \frac{\partial F}{\partial p_m} \epsilon_0 \chi_{km}, \quad (4)$$

¹ Южный научный центр Российской академии наук, Ростов-на-Дону, Россия

² Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

*E-mail: vkalin415@mail.ru

где χ_{km} – матрица восприимчивостей, определяемая из (2). Предположим, что матрица восприимчивостей является диагональной. Тогда

$$r_{ijk} = \frac{\partial^3 F}{\partial p_i \partial p_j \partial p_k} \varepsilon_0 \chi_{kk}. \quad (5)$$

В этом случае для отношений электрооптических коэффициентов будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{r_{131}}{r_{113}} = \frac{r_{51}}{r_{13}} = \frac{\chi_{11}}{\chi_{33}} \approx \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_{33}}, \quad \frac{r_{232}}{r_{223}} = \frac{r_{42}}{r_{23}} = \frac{\chi_{22}}{\chi_{33}} \approx \frac{\varepsilon_{22}}{\varepsilon_{33}}, \\ \frac{r_{231}}{r_{123}} = \frac{r_{41}}{r_{63}} = \frac{\chi_{11}}{\chi_{33}} \approx \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_{33}}, \quad \frac{r_{132}}{r_{123}} = \frac{r_{52}}{r_{63}} = \frac{\chi_{22}}{\chi_{33}} \approx \frac{\varepsilon_{22}}{\varepsilon_{33}}. \end{aligned} \quad (6)$$

В формулах (6) последние приближенные равенства (ε_{mn} – матрица диэлектрических проницаемостей) выполняются вследствие того, что для сегнетоэлектриков $\varepsilon_{mn} \gg 1$. Таким образом, если указанные электрооптические константы отличны от нуля и матрица компонент диэлектрических проницаемостей является диагональной, то выполняются соотношения (6). Далее рассмотрим сегнетоэлектрик с кубической параэлектрической фазой, каким является титанат бария. Термодинамический потенциал запишем в виде

$$\begin{aligned} F = \Phi(J_1, J_2, J_3) - Q_{11}(t_1 p_1^2 + t_2 p_2^2 + t_3 p_3^2) - \\ - Q_{44}(t_4 p_2 p_3 + t_5 p_1 p_3 + t_6 p_1 p_2) - \\ - Q_{12}(t_1(p_2^2 + p_3^2) + t_2(p_1^2 + p_3^2) + t_3(p_1^2 + p_2^2)) - \\ - \frac{1}{2} s_{11}(t_1^2 + t_2^2 + t_3^2) - \frac{1}{2} s_{44}(t_4^2 + t_5^2 + t_6^2) - \\ - s_{12}(t_1 t_2 + t_1 t_3 + t_2 t_3), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} J_1 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2, \quad J_2 = p_1^2 p_2^2 + p_1^2 p_3^2 + p_2^2 p_3^2, \\ J_3 = p_1^2 p_2^2 p_3^2 \end{aligned} \quad (8)$$

составляют целый рациональный базис инвариантов. В представлении (7) $\Phi(J_1, J_2, J_3)$ – потенциал Ландау, p_k – компоненты вектора поляризации, t_i – напряжения в обозначениях Фойгта, Q_{mn} – электрострикционные константы, s_{mn} – компоненты тензора податливости. Для многих материалов, в частности для титаната бария, функцию $\Phi(J_1, J_2, J_3)$ записывают в виде ряда шестой [14], восьмой [10, 11] или десятой [15] степени по поляризации. Связь между коэффициентами разложения по инвариантам (8) и по компонентам поляризации находится путем сравнения потенциалов. В настоящей работе использован потенциал восьмой степени, в котором только коэффициент при квадрате поляризации зависит от температуры. Наш анализ показал, что такой потенциал удовлетворительно описывает большинство экспериментальных данных. Запишем потенциал в виде

$$\begin{aligned} \Phi = a_1 J_1 + a_{11} J_1^2 + (a_{12} - 2a_{11}) J_2 + a_{111} J_1^3 + \\ + (a_{112} - 3a_{111}) J_1 J_2 + (3a_{111} - 3a_{112} + a_{123}) J_3 + \\ + a_{1111} J_1^4 + (a_{1112} - 4a_{1111}) J_1^2 J_2 + (2a_{1111} - \\ - 2a_{1112} + a_{1122}) J_2^2 + (4a_{1111} - a_{1112} - \\ - 2a_{1122} + a_{1123}) J_1 J_3 = a_1(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + \\ + a_{11}(p_1^4 + p_2^4 + p_3^4) + a_{12}(p_1^2 p_2^2 + p_1^2 p_3^2 + \\ + p_2^2 p_3^2) + a_{111}(p_1^6 + p_2^6 + p_3^6) + a_{112}[p_1^4(p_2^2 + \\ + p_3^2) + p_2^4(p_1^2 + p_3^2) + p_3^4(p_1^2 + p_2^2)] + \\ + a_{123} p_1^2 p_2^2 p_3^2 + a_{1111}(p_1^8 + p_2^8 + p_3^8) + \\ + a_{1112}[p_1^6(p_2^2 + p_3^2) + p_2^6(p_1^2 + p_3^2) + p_3^6(p_1^2 + \\ + p_2^2)] + a_{1122}(p_1^4 p_2^4 + p_1^4 p_3^4 + p_2^4 p_3^4) + \\ + a_{1123}(p_1^4 p_2^2 p_3^2 + p_1^2 p_2^4 p_3^2 + p_1^2 p_2^2 p_3^4). \end{aligned} \quad (9)$$

Решение уравнений состояния

$$\begin{aligned} E_i = \frac{\partial F}{\partial p_i}, \\ u_k = - \frac{\partial F}{\partial t_k} \end{aligned} \quad (10)$$

позволяет найти все возможные равновесные (основные) состояния. Для объемного материала при отсутствии внешних сил задача сводится к решению первого уравнения системы (10). Второе уравнение в этом случае является определением спонтанных деформаций. Материальные постоянные уравнений пьезоэффекта находятся посредством линеаризации уравнений состояния (10) вблизи равновесного состояния при фиксированных внешних условиях. При отклонении от равновесного значения получим отклонение для восприимчивости (2), которое будем считать равным отклонению для тензора непроницаемости [2, 3]:

$$\Delta \eta = \Delta \chi^{-1} = \varepsilon_0 \Delta \left(\frac{\partial^2 F}{\partial p_i \partial p_j} \right). \quad (11)$$

Выделение линейной части (11) по переменным состояния вблизи равновесного состояния дает значения коэффициентов линейного электрооптического эффекта. Для выделения равновесного состояния будем использовать следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{P} + \mathbf{p}, \\ \mathbf{u} \rightarrow \mathbf{U} + \mathbf{u}, \\ \mathbf{t} \rightarrow \mathbf{T} + \mathbf{t}, \\ \mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}, \\ \Phi_i = \frac{\partial \Phi}{\partial J_i}, \\ \Phi_{ik} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial J_i \partial J_k}, \dots \end{aligned} \quad (12)$$

где P, U, T, E_0 обозначают величины поляризации, деформации, напряжения и электрического поля в равновесном состоянии соответственно. Рассмотрим тетрагональную фазу со значением поляризации $\mathbf{P} = (0, 0, P)$ и поля $\mathbf{E}_0 = (0, 0, E_0)$. Здесь рассматривается внешнее поле, не меняющее симметрии фазы. Инварианты в этой фазе равны соответственно $J_1 = P^2, J_2 = 0, J_3 = 0$. Из уравнений состояния (10) для этой фазы получим

$$\begin{aligned} E_0 &= \Phi_1 P, \\ U_1 &= Q_{12} P^2, \quad U_2 = Q_{12} P^2, \quad U_3 = Q_{11} P^2, \\ U_i &= 0, \quad i = 4, 5, 6, \end{aligned} \quad (13)$$

где Φ_1 – производная, определенная формулой (12) при значениях инвариантов, обозначенных выше. Первое уравнение в (13) определяет значение поляризации P . С учетом уравнений пьезоэффекта для электрооптических коэффициентов получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} r_{13}^T &= \epsilon_0^T \epsilon_{33}^T (4\Phi_{12} P^3 - 3E_0/P^2) + \epsilon_0 (2\epsilon_{33}^T/\epsilon_{11}^T + 1)/P, \\ r_{33}^T &= \epsilon_0^2 \epsilon_{33}^T (8\Phi_{111} P^3 - 3E_0/P^2) + 3\epsilon_0/P, \\ r_{51}^T &= \frac{\epsilon_{11}^T}{\epsilon_{33}^T} r_{13}^T, \end{aligned} \quad (14)$$

где верхний индекс T означает, что значение коэффициентов берется при постоянном напряжении T . Из представлений (14) следует, что при учете линейных уравнений пьезоэффекта полный набор электрооптических коэффициентов можно найти, зная только два коэффициента r_{13}^T и r_{33}^T (или r_{51}^T и r_{33}^T). Далее для количественных вычислений использованы следующие значения коэффициентов в формулах (7) и (9) при комнатной температуре: $s_{11}^E = 9.21, s_{12}^E = -1.80, s_{13}^E = -4.88, s_{33}^E = 13.83, s_{44}^E = 16.61, s_{66}^E = 9.24 (10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}) [16], Q_{11} = 0.1106, Q_{12} = -0.0442, Q_{44} = 0.0585 (\text{м}^4/\text{Кл}^2) [17]; a_1 = -3.629 (10^7 \text{ Кл}^{-2} \text{ м}^2 \text{ Н}), a_{11} = -2.097, a_{12} = 7.974 (10^8 \text{ Кл}^{-4} \text{ м}^6 \text{ Н}); a_{111} = 1.294, a_{112} = -1.950, a_{123} = -2.500 (10^9 \text{ Кл}^{-6} \text{ м}^{10} \text{ Н}); a_{1111} = 3.863, a_{1112} = 2.529, a_{1122} = 1.637, a_{1123} = 1.367 (10^{10} \text{ Кл}^{-8} \text{ м}^{14} \text{ Н}) [10]. В табл. 1 в первом столбце приведены значения электрооптических постоянных, вычисленные по формулам (14), во втором столбце – экспериментальные значения из работы [18].$

Из табл. 1 видно существенное различие теоретических и экспериментальных результатов. Различие особенно проявляется для коэффициента r_{51} . Ранее такой факт был отмечен в работе [9]. В табл. 1 отношение экспериментальных значений $r_{51}/r_{13} = 162$, в то время как $\epsilon_{11}/\epsilon_{33} = 33 [18]$. Значения отношений отличаются более чем в пять раз, что противоречит последнему равенству в формулах (14). Это соотношение не связано с видом разложения потенциала и должно выпол-

Таблица 1. Теоретические и экспериментальные значения электрооптических постоянных

Коэффициенты	Теория	Эксперимент [18]
$r_{13}^T, 10^{-12} \text{ м/В}$	13.6	8
$r_{33}^T, 10^{-12} \text{ м/В}$	249	105
$r_{51}^T, 10^{-12} \text{ м/В}$	249	1300

няться для сегнетоэлектриков, принадлежащих большому числу кристаллических классов. Проанализируем причины такого расхождения. Рассмотрим влияние электрического поля, направленного вдоль тетрагональной оси. При комнатной температуре значение электрического поля, при котором теряется устойчивость $(\chi_{ii}^{-1} = 0)$, т.е. происходит переключение поляризации, по оси $z: E_0 = 1.49 \times 10^7 \text{ В/м}$, по оси $x: E_0 = 1.34 \times 10^7 \text{ В/м}$. Тем самым поляризация вдоль оси z меняет знак, в то время как в поперечном направлении теряется устойчивость. Этот факт демонстрирует рис. 1, на котором жирной линией показано переключение поляризации в зависимости от напряженности электрического поля. Тонкой линией на рис. 1 обозначено поведение поляризации, полученное из решения уравнений состояния, неустойчивое в основном состоянии.

На рис. 2 представлено поведение компонентов восприимчивости при изменении напряженности электрического поля вдоль направления z . Штриховой линией представлена компонента ϵ_{33}^T , сплошной линией – компонента ϵ_{11}^T . Здесь мы не различаем диэлектрическую проницаемость и восприимчивость, так как они отличаются на единицу, ввиду больших значений проницаемости. Из рис. 2 видно, что по мере приближения к границе петли отношение $\epsilon_{11}/\epsilon_{33}$ существенно растет. Тем самым, по мере приближения значения напряженности поля к границе переключения поляризации отношение $\epsilon_{11}/\epsilon_{33}$ резко возрастает. При этом значение E_0 , при котором достигается соответствующее отношению табличных экспериментальных значений r_{51}^T/r_{13}^T значение $\epsilon_{11}/\epsilon_{33} = 162$, равно $1.32 \times 10^7 \text{ В/м}$, что близко к коэрцитивному значению, но не превышает его.

На рис. 3 показано поведение электрооптических коэффициентов в зависимости от приложенного постоянного электрического поля. Из рисунка видно, что по мере приближения к границе петли значение r_{51}^T существенно растет. В табл. 2 приведены сравнительные соотношения для констант, участвующих в представлении (14) для некоторых материалов с диагональной матрицей диэлектрических постоянных. Как видим,

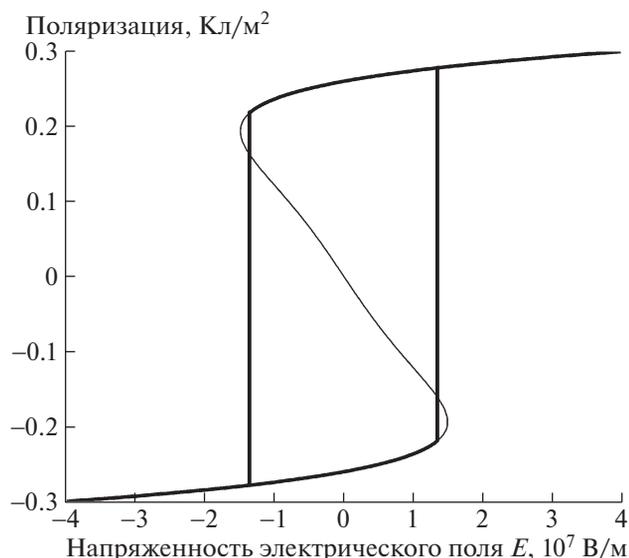


Рис. 1. Переключение поляризации в титанате бария при изменении электрического поля вдоль оси поляризации. Тонкая линия – поведение поляризации, неустойчивое в основном состоянии.

значения констант близки к соотношению (14), за исключением титаната бария. Отметим, что вывод соотношения (14) достаточно общий. Поэтому выражение (14) должно выполняться всегда, если только учесть зависимость всех материальных постоянных от напряженности электрического поля.

Поведение диэлектрических постоянных титаната бария от величины электрического поля необычно. Изменение поля вдоль тетрагональной оси (вдоль z) приводит к более значительному изменению восприимчивости в поперечном направлении, чем в направлении поляризации. Обычно переключение поляризации происходит при достижении величины поля коэрцитивного

значения, при котором $\frac{dE}{dP} = \frac{d^2\Phi}{dP^2} = 0$. При этом кристалл переходит в более устойчивое состояние с противоположным направлением поляризации. Для титаната бария это должно происходить при $(\chi_{33})^{-1} = 0$, $E_3^C = 1.49 \times 10^7$ В/м. Однако при достижении величины поля $E_1^C = 1.34 \times 10^7$ В/м, при котором $(\chi_{11})^{-1} = 0$, происходит переход в состояние с противоположной поляризацией.

Переключение поляризации – это фазовый переход, при котором значительно замедляются релаксационные процессы [23]. В нашем случае время релаксации поляризации связано с χ_{33} , которое не успевает достигнуть больших значений (см. рис. 1, 2). Поэтому вплоть до полей E_1^C (но не

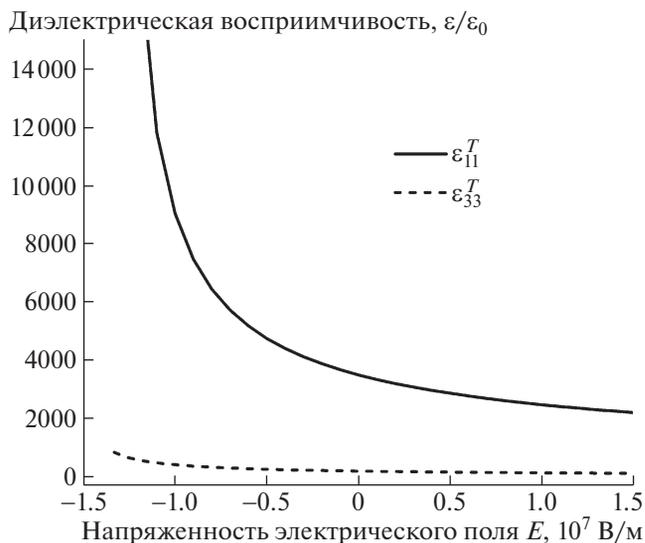


Рис. 2. Поведение восприимчивости титаната бария при изменении электрического поля вдоль оси поляризации.

E_3^C) релаксационные процессы позволяют достичь эффективных значений электрооптических величин, которые связаны с величиной поляризации, как это видно из (14).

Проведенный анализ позволяет сформулировать рекомендации при создании электрооптических модуляторов на основе титаната бария. В частности, для увеличения электрооптического эффекта следует приложить постоянное электрическое поле в направлении уменьшения величин

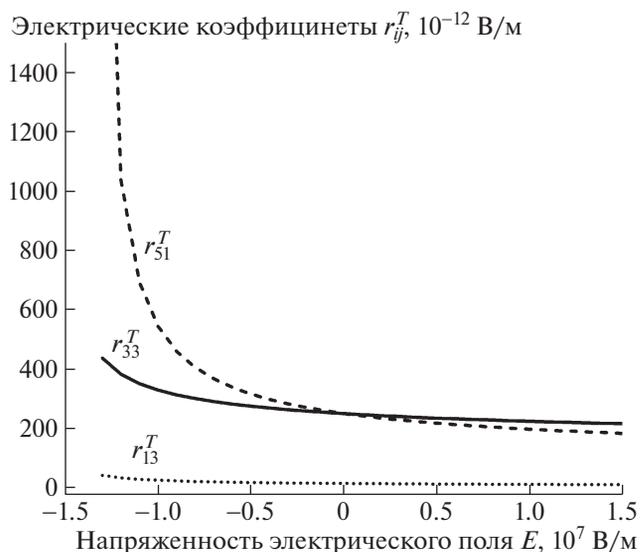


Рис. 3. Зависимость электрооптических постоянных титаната бария при изменении электрического поля вдоль оси поляризации.

Таблица 2. Сравнительные данные для отношения (14)

Кристалл	Симметрия	ϵ_{11}^T	ϵ_{33}^T	r_{51}	r_{13}	$\epsilon_{11}^T/\epsilon_{33}^T$	r_{51}/r_{13}
LiNbO ₃ [19, 20]	3 m	84	30	32.6	9.6	2.8	3.4
LiTaO ₃ [19, 20]	3 m	51	45	15	4.5	1.1	3.3
KTiOPO ₄ [21]	2 mm	11.9	17.5	7.3	9.5	0.68	0.77
KNbO ₃ [20, 22]	2 mm	160	55	105	28	2.9	3.75
BaTiO ₃ [16, 20]	4 mm	2920	168	1640	19.5	183	84

ны поляризации, не доходя до порога переключения на величину, несколько превышающую амплитуду модулирующего сигнала.

В рамках термодинамической теории предложен метод определения электрооптических коэффициентов. Показано, что для всех сегнетоэлектриков, симметрия которых допускает диагональную восприимчивость, отношение некоторых электрооптических коэффициентов выражается через отношение восприимчивостей. Для титаната бария выявлена и исследована зависимость электрооптических коэффициентов от электрического поля. Показано, что большие значения электрооптических коэффициентов титаната бария связаны с нелинейной зависимостью диэлектрической восприимчивости от величины электрического поля.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено в рамках реализации госзадания Южного научного центра РАН, номер госрегистрации 122020100343-4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
2. Ярич А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
3. Салех Б., Теїх М. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Т. 2. Долгопрудный: Интеллект, 2012. 784 с.
4. Alferness R.C. Waveguide Electrooptic Modulators // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1982. V. 30. P. 1121. <https://doi.org/10.1109/TMTT.1982.1131213>
5. Sinatkas G., Christopoulos T., Tsilipakos O., Kriezis E.E. Electro-optic modulation in integrated photonics // J. Appl. Phys. 2021. V. 130. P. 010901. <https://doi.org/10.1063/5.0048712>
6. Hisakado Y., Kikuchi H., Nagamura T., Kajiyama T. Large Electrooptic Kerr Effect in Polymer Stabilized Liquid Crystalline Blue Phases // Adv. Mater. 2005. V. 17. P. 96. <https://doi.org/10.1063/1.14890031>
7. Shen T.Z., Hong S.H., Song J.K. Electro-optical switching of graphene oxide liquid crystals with an extremely

large Kerr coefficient // Nat. Mater. 2014. V. 13. P. 394. <https://doi.org/10.1038/nmat3888>

8. Karvounis A., Timpu F., Vogler-Neuling V.V., Savo R., Grange R. Barium Titanate Nanostructures and Thin Films for Photonics // Adv. Optical Mater. 2020. V. 8. P. 2001249. <https://doi.org/10.1002/adom.202001249>
9. Liu Y., Ren G., Cao T., Mishra R., Ravichandran J. Modeling temperature, frequency, and strain effects on the linear electro-optic coefficients of ferroelectric oxides // J. Applied Physics. 2022. V. 131. P. 163101. <https://doi.org/10.1063/5.0090072>
10. Li Y.L., Cross L.E., Chen L.Q. A phenomenological thermodynamic potential for BaTiO₃ single crystals // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 064101 (1–4). <https://doi.org/10.1063/1.2042528>
11. Wang Y.L., Tagantsev A.K., Damjanovic D., Setter N., Yarmarkin V.K., Sokolov A.I., Lukyanchuk I.A. Landau thermodynamic potential for BaTiO₃ // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 104115 (1–9). <https://doi.org/10.1063/1.2733744>
12. Scrymgeour D.A., Gopalan V. Phenomenological theory of a single domain wall in uniaxial trigonal ferroelectrics: lithium niobate and lithium tantalate // Physical Review B. 2005. V. 71. P. 184110. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.184110>
13. Liang L., Li Y.L., Chen L.Q., Hu S.Y., Lu G.H. A thermodynamic free energy function for potassium niobate // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 072904. <https://doi.org/10.1063/1.3081418>
14. Bell A.J., Cross L.E. A phenomenological Gibbs function for BaTiO₃ giving correct e field dependence of all ferroelectric phase changes // Ferroelectrics. 1984. V. 59. P. 197–203. <https://doi.org/10.1080/00150198408240090>
15. Ma Z., Xi L., Liu H., Zheng F., Gao H., Chen Z., Chen H. Ferroelectric phase transition of BaTiO₃ single crystal based on a tenth order Landau-Devonshire potential // Computational Materials Science. 2017. V. 135. P. 109–118. <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2017.04.011>
16. Berlincourt D., Jaffe H. Elastic and Piezoelectric Coefficients of Single-Crystal Barium Titanate // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 143. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.143>
17. Shirokov V., Kalinchuk V., Shakhovoy R., Yuzyuk Y. Anomalies of piezoelectric coefficients in barium titanate thin films // EPL. 2014. V. 108. P. 47008. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/108/47008>

18. Zgonik M., Bernasconi P., Duelli M., Schlessner R., Gunt-
er P. Dielectric, elastic, piezoelectric, electro-optic,
and elasto-optic tensors of BaTiO₃ crystals // Phys.
Rev. B. 1994. V. 50. P. 5941.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.5941>
19. Warner A.W., Onoe M., Coquin G.A. Determination of
Elastic and Piezoelectric Constants for Crystals in
Class (3m) // The Journal of the Acoustical Society of
America. 1967. V. 42. P. 1223.
<https://doi.org/10.1121/1.1910709>
20. Nikogosyan D.N. Nonlinear Optical Crystals: A Com-
plete Survey. N.Y.: Springer, 2005. 427 p.
21. Bierlein J.D. Electrooptic and dielectric properties of
KTiOPO₄ // Appl. Physics Letters. 1986. V. 49. P. 917.
<https://doi.org/10.1063/1.97483>
22. Wiesendanger E. Dielectric, mechanical and optical
properties of orthorhombic KNbO₃ // Ferroelectrics.
1974. V. 6. P. 263.
<https://doi.org/10.1080/00150197408243977>
23. Широков В.Б., Мухортов В.М., Юзюк Ю.И. Релак-
сация поляризованных состояний в тонких плен-
ках ВСТ. Известия РАН. Серия физическая. 2012.
Т. 76. № 7. С. 904–907.
<https://doi.org/10.3103/S1062873812070325>

DETERMINATION OF THE ELECTRO-OPTICAL COEFFICIENTS OF BARIUM TITANATE

V. B. Shirokov^{a,b}, P. E. Timoshenko^b, and Corresponding Member of the RAS V. V. Kalinchuk^a

^a *Southern Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Rostov-on-Don, Russia*

^b *Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

Within the framework of thermodynamic theory, a method for determining the electro-optical coefficients is proposed. It is shown that for all ferroelectrics whose symmetry admits a diagonal susceptibility, the ratio of some electro-optical coefficients is expressed in terms of the ratio of susceptibilities. For barium titanate, the dependence of the electrooptical coefficients on the electric field has been revealed and studied. It is shown that large values of the electro-optical coefficients of barium titanate are associated with a nonlinear dependence of the dielectric susceptibility on the electric field.

Keywords: electro-optic coefficient, phenomenological theory, barium titanate, Landau thermodynamic potential