

07;12
©1995 г.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ КВАДРАТИЧНОГО ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ПРИ ЗАПИСИ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

А.А.Бережной

Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",
199034, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 20 июня 1994 г.
В окончательной редакции 14 февраля 1995 г.)

Исследованы особенности записи решеток электрических зарядов в материалах, обладающих квадратичным электрооптическим эффектом. Представлены зависимости величины индуцированного изменения фазы собственных световых волн и их поляризации от толщины пластины электрооптического материала, пространственной частоты электрических зарядов. Показана возможность увеличения эффективности записи с уменьшением толщины электрооптической пластины.

Одной из наиболее привлекательных возможностей электрооптических методов записи изображений является то, что они способны представить информационные массивы данных в виде изображений, представленных на когерентной световой несущей [1]. Однако анализ результатов по исследованию записи оптических изображений в многослойных электрооптических (ЭО) структурах показывает, что достичь качественного улучшения их энергетической чувствительности без изменения принципов конструктивной реализации ЭО методов при записи изображений не представляется возможным. Одной из возможностей качественного улучшения чувствительности и расширения оптического спектрального диапазона записываемых изображений является использование в электронно-оптических преобразователях (ЭОП) в качестве экранов ЭО материалов, способных изменять свой показатель преломления под действием электрических полей электронных изображений, сформированных на их поверхности. Однако число ЭО материалов, которые могут быть использованы в качестве таких экранов, весьма ограничено. В основном для этого используются монокристаллические пластины ниобата лития [2]. Такие хорошо известные ЭО материалы, какими являются оптическая сегнетокерамика [3] и кристаллы сложных перовскитов магнониобата свинца $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN) [4], до настоящего времени в качестве экранов в ЭОП не использовались.

В настоящей работе представлены результаты исследований по возможности использования этих материалов в качестве таких экранов. Прозрачная сегнетокерамика не обладает продольным ЭО эффектом, но обладает рекордным поперечным квадратичным эффектом. Наряду с керамикой большим квадратичным ЭО эффектом обладают монокристаллы. Однако в отличие от керамики данные кристаллы обладают и продольным, и поперечным эффектами. Поэтому исследование этих кристаллов дает возможность исследовать особенности взаимосвязи этих двух эффектов при формировании изображения индуцированной оптической анизотропии.

В качестве электронной модели изображения будем использовать решетку зарядов. Аналитически эту решетку запишем в виде

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{2}(1 - \cos \nu x),$$

где ν — пространственная частота, x — пространственная координата.

В такой записи направление вектора решетки зарядов k_n совпадает с осью x . Направление этой оси в плоскости будем задавать углом φ_E . Считывающий свет будет направлен нормально к этой пластине, т.е. волновой вектор считывающего света $k \parallel z$. Поэтому в дальнейшем локальную напряженность в объеме пластины будем задавать продольной E_{\parallel} и поперечной E_{\perp} составляющими поля электронного заряда. Так как выбранные материалы в отсутствие внешних воздействий являются изотропными, то поперечная составляющая поля E_{\perp} всегда параллельна вектору пространственной решетки электронных зарядов k_n . При указанных условиях электрический потенциал, связанный с решеткой пространственных зарядов, в объеме ЭО пластины можно найти, решая уравнение Лапласа. Решение этого уравнения существенно упрощается, если в ЭО пластине рассмотреть две области: 1) $0 \leq z \leq d - d_3$ и 2) $d - d_3 \leq z \leq d$, где d — толщина пластины; d_3 — толщина кристалла, в котором формируется объемный заряд. Объемное распределение заряда может возникнуть за счет диффузии или дрейфа электронов в объем пластины. При введении этих двух областей процедура решения дифференциального уравнения сводится к учету различных граничных условий для данных областей ЭО пластины. Опуская подробности этого решения, приведем только конечный результат. Выражения для E_{\parallel} и E_{\perp} соответственно для области $0 \leq z \leq d - d_3$ имеют вид

$$E_{\parallel,1} = -\frac{E_{\sigma}}{2} \left[1 + \frac{\text{ch } \nu d_3}{\text{ch } \nu d} \text{ch } \nu z \cos \nu x \right], \quad (1)$$

$$E_{\perp,1} = \frac{E_{\sigma}}{2} \frac{\text{ch } \nu d_3}{\text{ch } \nu d} \text{sh } \nu z \sin \nu x$$

и для области $d - d_3 \leq z \leq d$

$$E_{\parallel,2} = \frac{E_{\sigma}}{2} \frac{\text{sh } \nu(d - d_3)}{\text{ch } \nu d} \text{sh } \nu(d - z) \cos \nu x, \quad (2)$$

$$E_{\perp,2} = \frac{E_{\sigma}}{2} \frac{\text{ch } \nu(d - z)}{\text{ch } \nu d} \text{sh } \nu(d - d_3) \sin \nu x,$$

где $E_0 = \sigma/\varepsilon$ — поле решетки электрического заряда.

В этих выражениях значение введенных компонент локальных электрических полей находились из условий

$$E_{\parallel,1,2} = -\frac{\partial V(x,z)}{\partial z}, \quad E_{\perp,1,2} = -\frac{\partial V(x,z)}{\partial x},$$

где $V(x,z)$ — электрический потенциал, являющийся решением уравнения Лапласа соответственно в двух указанных выше областях.

Изменение показателя преломления собственных волн $\delta n_{1,2}$ и угловую ориентацию собственных векторов поляризации этих волн можно найти, используя методику расчета индуцированной оптической анизотропии, предложенной нами в работе [5]. Индуцированную оптическую анизотропию в плоскости фронта световой волны (в нашем случае в плоскости фронта считывающего света, параллельной срезу кристалла) можно описать следующей системой уравнений:

$$\delta n_{1,2} = -\frac{n_0^3}{4} \left(\Delta a_{11} + \Delta a_{22} \pm \sqrt{(\Delta a_{11} - \Delta a_{22})^2 + (2\Delta a_{12})^2} \right),$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{2\Delta a_{12}}{\Delta a_{11} - \Delta a_{22}} \right), \quad (3)$$

где Δa_{ij} — изменение поляризационных констант ЭО среды под действием локальных электрических полей электронного заряда; φ — угол, характеризующий положение собственных векторов поляризации в плоскости фронта световой волны.

Значения Δa_{ij} для выбранных срезов кристалла PMN представлены в таблице. В этой таблице введение параметра $\rho = \frac{2R_{44}}{R_{11} - R_{12}}$, характеризующего анизотропию квадратичных ЭО коэффициентов, позволяет обобщить условия проявления квадратичного ЭО эффекта на любую centrosymmetric среду. В частности, легко убедиться, что при $\rho = 1$ представленные в таблице формулы характеризуют индуцированную анизотропию изотропной среды. Как известно, для такой среды не должна наблюдаться зависимость характера анизотропии от выбранного направления, т.е. при $\rho = 1$ все формулы для Δa_{ij} в таблице, характеризующие особенности индуцированной анизотропии выбранных срезов кристаллов, вырождаются в одну.

Ограничим рассмотрение случаев, которые реализуются в прозрачной сегнетокерамике и для срезов (001) и (111) кристалла PMN. Как видно из таблицы, для них отсутствует зависимость угловой ориентации поляризации собственных волн вдоль пространственной координаты. В этом случае представляется возможность найти интегральные изменения индуцированных фаз собственных волн вдоль координаты простым интегрированием. Тогда световое поле считывающего света можно найти, используя матрицу Джонса для анизотропной пластины [6].

Возводя в квадрат компоненты электрических полей, заданных уравнениями [1,2], и проводя интегрирование в пределах изменения координаты z в областях $0 \leq z \leq d - d_3$ и $d - d_3 \leq z \leq d$, получим следующие выражения для индуцированного изменения фазы собственных

Срез кристалла PMN

| Δa_{ij} | (001) | (110) | (111) |
|-----------------|--|--|---|
| Δa_{11} | $(R_{11} \cos^2 \varphi_E + R_{12} \sin^2 \varphi_E) E_{\perp}^2 + R_{12} E_{\parallel}^2$ | $\left[\frac{1}{2}(R_{11} + R_{12} + 2R_{44}) \cos^2 \varphi_E + R_{12} \sin^2 \varphi_E \right] \times$ $\times E_{\perp}^2 + \frac{1}{2}(R_{11} + R_{12} - 2R_{44}) E_{\parallel}^2$ | $\left[\frac{1}{2}(R_{11} + R_{12} + 2R_{44}) \cos^2 \varphi_E + \right.$ $\left. + \frac{1}{6}(R_{11} + 5R_{12} - 2R_{44}) \sin^2 \varphi_E \right] E_{\perp}^2 +$ $\left. + \frac{1}{3}(R_{11} + 2R_{12} - 2R_{44}) E_{\parallel}^2 \right]$ |
| Δa_{22} | $(R_{12} \cos^2 \varphi_E + R_{11} \sin^2 \varphi_E) E_{\perp}^2 + R_{12} E_{\parallel}^2$ | $\left[R_{12} \cos^2 \varphi_E + R_{11} \sin^2 \varphi_E \right] E_{\perp}^2 + R_{12} E_{\parallel}^2$ | $\left[\frac{1}{6}(R_{11} + 5R_{12} - 2R_{44}) \cos^2 \varphi_E + \right.$ $\left. + \frac{1}{2}(R_{11} + R_{12} + 2R_{44}) \sin^2 \varphi_E \right] E_{\perp}^2 +$ $\left. + \frac{1}{3}(R_{11} + 2R_{12} - 2R_{44}) E_{\parallel}^2 \right]$ |
| Δa_{33} | $R_{12} E_{\perp}^2 + R_{11} E_{\parallel}^2$ | $\left[\frac{1}{2}(R_{11} + R_{12} - 2R_{44}) \cos^2 \varphi_E + R_{12} \sin^2 \varphi_E \right] \times$ $\times E_{\perp}^2 + \frac{1}{2}(R_{11} + R_{12} + 2R_{44}) E_{\parallel}^2$ | $\frac{1}{3}(R_{11} + 2R_{12} - 2R_{44}) E_{\perp}^2 +$ $\frac{1}{3}(R_{11} + 2R_{12} + 4R_{44}) E_{\parallel}^2$ |
| Δa_{12} | $R_{44} E_{\perp}^2 \sin 2\varphi_E$ | $R_{44} E_{\perp}^2 \sin 2\varphi_E$ | $\frac{1}{6}(R_{11} - R_{12} + 4R_{44}) E_{\perp}^2 \sin 2\varphi_E$ |

$$\delta\Phi_{1,2} = \delta\Phi_{0,1,2} + \delta\Phi_{\nu,1,2} \cos \nu x + \delta\Phi_{2\nu,1,2} \cos 2\nu x, \quad (4)$$

где $\delta\Phi_{0,1,2} = \delta\Phi_{\parallel,1,2}F_{0,\parallel} + \delta\Phi_{\perp,1,2}F_{\perp}$; $\delta\Phi_{\nu,1,2} = \delta\Phi_{\parallel,1,2}F_{\nu,\parallel}$; $\delta\Phi_{2\nu,1,2} = \delta\Phi_{\parallel,1,2}F_{2\nu,1,2} + \delta\Phi_{\perp,1,2}F_{\perp}$.

В этом выражении амплитуда изменения фазы имеет обычный вид $\delta\Phi_{1,2} = \frac{(2\pi d \delta n_{1,2})}{\lambda}$, где λ — длина волны считывающего света, $\delta n_{1,2}$ — изменение показателей преломления собственных волн. Нижние индексы при $\delta\Phi_{1,2}$ в этих выражениях соответствуют изменению $\delta n_{1,2}$ за счет продольной E_{\parallel} и поперечной E_{\perp} составляющих электрического поля. Безразмерные параметры F являются функциями пространственной частоты и выбранных срезов ЭО пластин. Эти параметры выступают в качестве весовых функций к величине изменения индуцированной фазы при фиксированных пространственных частотах. Эти функции имеют вид

$$F_{0,\parallel} = \frac{d - d_3}{4d} + \frac{1}{16\nu d} \left[\frac{\text{ch } \nu d_3 \text{ sh } \nu(d - d_3)}{\text{ch } \nu d} + \nu \frac{(d - d_3) \text{ch}^2 \nu d_3 - d_3 \text{sh}^2 \nu(d - d_3)}{\text{ch}^2 \nu d} \right],$$

$$F_{\nu,\parallel} = \frac{\text{ch } \nu d_3 \text{ sh } \nu(d - d_3)}{2\nu d \text{ch } \nu d},$$

$$F_{2\nu,\parallel} = \frac{1}{16\nu d} \left[\frac{\text{ch } \nu d_3 \text{ sh } \nu(d - d_3)}{\text{ch } \nu d} + \nu \frac{(d - d_3) \text{ch}^2 \nu d - d_3 \text{sh}^2 \nu(d - d_3)}{\text{ch}^2 \nu d} \right],$$

$$F_{\perp} = \frac{1}{16\nu d} \left[\frac{\text{ch } \nu d_3 \text{ sh } \nu(d - d_3)}{\text{ch } \nu d} + \nu \frac{d_3 \text{sh}^2 \nu(d - d_3) - (d - d_3) \text{ch}^2 \nu d}{\text{ch}^2 \nu d} \right].$$

Как следует из формулы (4), при записи изображений пространственных решеток электрических зарядов за счет квадратичного ЭО эффекта наряду с удвоением пространственной частоты индуцированного изменения фазы считывающего света наблюдается ее изменение с частотой исходной пространственной решетки, т.е. при записи монокристаллической решетки зарядов в индуцированном изменении фазы считывающего света наблюдается первая и вторая гармоники этой решетки. Как легко убедиться, наличие первой пространственной гармоники связано только с продольным ЭО эффектом. Наличие нечетных пространственных гармоник при квадратичном ЭО эффекте в рассматриваемом нами случае пространственной модуляции обусловлено однополярностью исходной решетки электрических зарядов. Эта однополярная решетка как бы создает постоянное (не зависящее от пространственной координаты) электрическое смещение, а так как это смещение наблюдается только для продольных составляющих поля электрического заряда, то и наличие первой гармоники будет наблюдаться только при отличном от нуля продольном квадратичном ЭО эффекте. Следует также обратить внимание на то, что величина амплитуды первой гармоники значительно больше, чем второй. Наблюдается ситуация, аналогичная ситуации при временной амплитудной модуляции, когда к ЭО кристаллу приложено постоянное электрическое смещение.

Индукцированное изменение фазы считывающего света за счет поперечного ЭО эффекта содержит только вторую гармонику. Зависимость амплитуды этой гармоники от пространственной частоты, как легко убедиться, имеет максимум. Причем при нулевых пространственных частотах эта амплитуда равна нулю, т.е. за счет квадратичного поперечного ЭО эффекта происходит запись только контуров исходных электронных изображений. Такой характер записи принципиально отличается от записи изображений на основе поперечного линейного ЭО эффекта [7]. При использовании линейного эффекта наблюдается контурный характер только воспроизведения записанных изображений из-за квадратичного способа считывания. При квадратичном же эффекте из-за того, что наблюдается контурный характер записи, характер воспроизведения оптических изображений при считывании не зависит от способа считывания. Воспроизводимое при считывании оптическое изображение полностью определяется особенностями процесса формирования индуцированного изменения фазы светового поля. Подчеркнем, что контуры изображения в данном случае формируются только четными гармониками исходных решеток электронных изображений.

Квадратичная зависимость амплитуды индуцированного изменения фазы считывающего света от величины поля электрического заряда позволяет изменить контраст электронных изображений при их записи. Эта особенность квадратичного эффекта проявляется как при продольном, так и при поперечном эффектах. Возможность увеличения контраста является важной функцией рассматриваемых методов записи, так как она позволяет подчеркивать информативные части в изображении. Обратим также внимание еще на одну особенность записи, состоящую в том, что максимальная эффективность этой записи наблюдается, когда решетка пространственных зарядов находится на поверхности пластины кристалла, т.е. при $d_3 = 0$.

Информативность воспроизведения индуцированного изменения фазы считывающего света существенно зависит от выбранного метода считывания. При восстановлении записанной информации в плоскости изображения в этой плоскости необходимо устанавливать поляризационный анализатор. Когда анализатор установлен в скрещенное положение относительно плоскости поляризации линейно поляризованного считывающего света, относительное пропускание света можно представить в виде [7]

$$\frac{I_0}{I} = \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta\Phi}{2} \right),$$

где $\Delta\Phi = \delta\Phi_1 - \delta\Phi_2$.

Напомним, что при квадратичном продольном ЭО эффекте угловое положение собственных векторов поляризации не зависит от угловой ориентации вектора решетки электрических зарядов в плоскости пластины. Поэтому максимальный контраст изображения при считывании будет наблюдаться, когда $\varphi = 45^\circ$, т.е. плоскость поляризации считывающего света составляет угол 45° с векторами поляризации собственных волн. В отличие от этого при поперечном квадратичном ЭО эффекте поляризация собственных волн уже зависит от угловой ориентации вектора записываемой решетки. Поэтому контраст изображений также будет зависеть от угловой ориентации решетки зарядов в плоскости пластины кристалла.

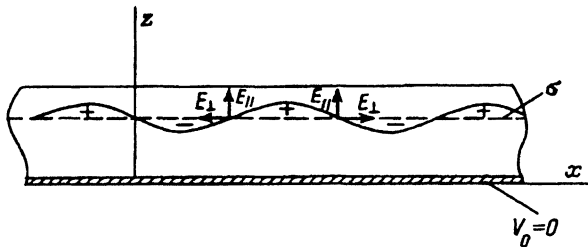


Рис. 1. Схема ориентации плоскостей пластины ЭО материалов относительно координатных осей.

Для количественного анализа процессов записи оптических изображений больше подходит дифракционный метод считывания, так как в этом случае представляется возможность измерять величину спектральных составляющих записанных изображений. В приближении дифракции Рамана-Ната интенсивность света в первых порядках дифракции можно найти, используя данные работы [8]. Эти выражения для продольного ЭО эффекта имеют вид

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{4} \left[J_0^2(\delta\Phi_{2\nu,1}) J_1^2(\delta\Phi_{\nu,1}) + J_0(\delta\Phi_{2\nu,2}) J_1(\delta\Phi_{\nu,2}) + \right. \\ \left. + 2J_0(\delta\Phi_{2\nu,1}) J_0(\delta\Phi_{2\nu,2}) J_1(\delta\Phi_{\nu,1}) J_1(\delta\Phi_{\nu,2}) \cos \Delta\Phi_0 \right],$$

для поперечного ЭО эффекта

$$\frac{I_2}{I_0} = \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi \left[J_1^2(\delta\Phi_{2\nu,1}) + J_1^2(\delta\Phi_{2\nu,2}) + 2J_1(\delta\Phi_{2\nu,1}) \cdot J_1(\delta\Phi_{2\nu,2}) \cos \Delta\Phi_0 \right].$$

В данных выражениях учтены особенности индуцированного изменения фазы собственных волн $\delta\Phi_{1,2}$ при двух указанных эффектах (см. (3)).

На рис. 2 представлены зависимости дифракционной эффективности от пространственной частоты соответственно для срезов (110) и (111) кристалла PMN (1 — продольный ЭО эффект, 2 — поперечный); 3 — для прозрачной сегнетокерамики.

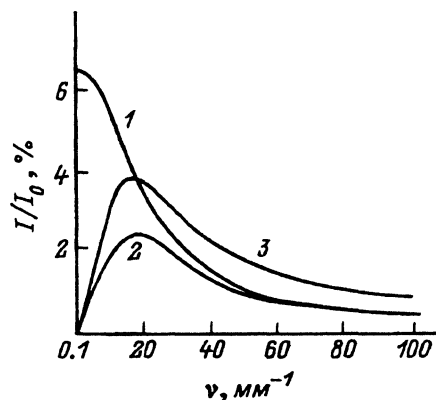


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности от пространственной частоты. 1, 2 — срезы (110) и (111) кристалла PMN (1 — продольный ЭО эффект, 2 — поперечный); 3 — для прозрачной сегнетокерамики.

той же и составляля $d = 100$ мкм. Максимальная амплитуда потенциала, создаваемого решеткой пространственных зарядов, выбиралась равной $V = 500$ В. При проведении расчетов выбирались следующие параметры: для кристаллов PMN $n_0 = 2.56$, $R_{11} = 1.4 \cdot 10^{-12}$ см²/В², $R_{12} = 0.09 \cdot 10^{-12}$, $R_{44} = 0.335 \cdot 10^{-12}$ см²/В² и для прозрачной сегнетокерамики $n_0 = 2.3$, $R_{11} - R_{12} = 3.83 \cdot 10^{-12}$ см²/В². Как видно из приведенных на рис. 2 данных, указанные ЭО материалы обладают весьма высокой эффективностью, которую к тому же можно существенно увеличить за счет квадратичной зависимости изменения величины фазы собственных волн от напряженности поля, создаваемого электрическим зарядом. Кривые на этих рисунках наглядно демонстрируют особенности записи электрических зарядов за счет продольного и поперечного квадратичных ЭО эффектов.

Таким образом, выполнение исследования показали, что материалы с квадратичным ЭО эффектом могут быть использованы для записи электронных изображений. Возможность увеличения эффективности записи с уменьшением толщины пластины является несомненно важным преимуществом данных материалов перед материалами с линейным ЭО эффектом.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 94-02-03689а.

Список литературы

- [1] *Бережной А.А., Ветров А.А., Волконский В.Б.* // Опт. журн. 1993. № 10. С. 44–54.
- [2] *Бережной А.А.* // Опт. и спектр. 1994. В печати.
- [3] *Бережной А.А.* // Опт. и спектр. 1989. Т. 67. Вып. 1. С. 92–96.
- [4] *Бережной А.А.* // ФТТ. 1992. Т. 14. Вып. 9. С. 2576–2580.
- [5] *Бережной А.А.* // Опт. и спектр. 1973. Т. 44. Вып. 3. С. 394–397.
- [6] *Бережной А.А., Королев Ю.Г., Попов Ю.В.* // Квантовая электрон. 1981. Т. 50. № 5. С. 2251–2253.
- [7] *Джеррард А., Берч Дж.М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978.
- [8] *Бережной А.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. № 2. С. 257–265.