

ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

И.К. КАЗАК, А.Ю. ЯКОВЛЕВА

Формирование периодических доменных структур (ПДС) в сегнетоэлектрических кристаллах, предназначенных для спектральных преобразований и модуляции лазерного излучения, может сопровождаться присутствием вариаций размеров доменов, наличием случайных и периодических ошибок в положениях доменных границ, и другими отклонениями от идеальной меандровой формы, ухудшающими их характеристики [1]. Эффективным неразрушающим методом определения параметров и контроля качества ПДС является линейная дифракция света [2-6].

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментальных исследований изотропной дифракции света на ПДС, сформированной в кристалле ниобата лития методом электрической переполаризации. 180-градусные доменные стенки ПДС параллельны кристаллографическим осям Z и Y. Световой пучок распространяется вдоль направления Z и поляризован вдоль оси Y кристалла.

При теоретическом рассмотрении возмущений компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристалла $\Delta\varepsilon_{22}(x)$ электрическими и упругими полями ПДС использовались результаты работы и считалось, что две периодические системы стенок с поляризацией, изменяющейся вдоль координаты x с $-PS$ на PS и с PS на $-PS$, могут иметь пространственный сдвиг, отличающийся от половины периода ПДС $\Lambda/2$ на некоторую величину $\pm\Delta x$ [6]. Другим отличием рассматриваемой ПДС от идеальной может быть большее значение электрической поляризации $P_{zV} = |P_S| + P_D$ в областях кристалла, не подвергнутых переполаризации, относительно ее величины в $P_{zR} = |P_S| + P_D$ переполаризованных областях, связанным с наличием электрической поляризации P_D , создаваемой точечными дефектами в нестехиометрических кристаллах [7]. В результате создаваемые ПДС возмущения на интервале $0 \leq x \leq \Lambda$ могут быть представлены как [8]:

$$\Delta\varepsilon_{22}(x) = n_0^4 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_z^2(x). \quad (1)$$

для компоненты тензора диэлектрической проницаемости и как [8]:

$$P_z(x) = \left\{ |P_S| \left[\tanh\left(\frac{x}{\omega_0}\right) - \tanh\left(\frac{x - \frac{\Lambda}{2} - \Delta x}{\omega_0}\right) + \tanh\left(\frac{x - \Lambda}{\omega_0}\right) \right] + P_D \right\}, \quad (2)$$

для электрической поляризации, где n_0 – обыкновенный показатель преломления кристалла; R_{13} – электрооптическая постоянная квадратичного эффекта и p_{12} – упругооптическая постоянная; C_{11}^P – модуль упругости при постоянной электрической поляризации; d_{31}^S – тензор электрострикции механически зажатого кристалла и ω_0 – половинная толщина доменной стенки.

Для ПДС с большим количеством доменных стенок, $N \gg 1$, возмущения $\Delta\varepsilon_{22}(x)$, определяемые соотношениями (1) и (2), могут быть приближенно представлены в виде разложения в ряд Фурье. Анализ показывает, что для структур с идеальной меандровой формой, при $\Delta x = 0$ и $P_D = 0$, нечетные Фурье-компоненты разложения с волновыми числами $K = 2\pi m/\Lambda$ ($m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$) обращаются в ноль. Картина изотропной дифракции света на такой идеальной структуре должна содержать дифракционные максимумы только четных порядков [8].

В экспериментах по исследованию изотропной дифракции света использовался образец с тремя ПДС, изготовленный в ООО ЛАБФЕР в монокристаллической пластине $\text{LiNbO}_3: 5\% \text{MgO}$ методом переполаризации во внешнем электрическом поле. В данной пластине с размерами $5 \times 10 \times 1 \text{ мм}^3$ вдоль осей X, Y и Z соответственно, каждая ПДС с шириной 2.5 мм вдоль оси Y была отделена от соседней промежутком в 0.5 мм полностью

занимала пространство между входной и выходной гранями кристалла, перпендикулярными оси X. Период доменных структур имел значение $\Lambda = 9.43$ мкм, а их доменные стенки были перпендикулярными оси X кристалла и параллельными плоскости YZ.

Схема экспериментальной установки для наблюдения изотропной дифракции на периодической доменной структуре в кристалле $\text{LiNbO}_3: 5\% \text{MgO}$ показана на рис. 1.

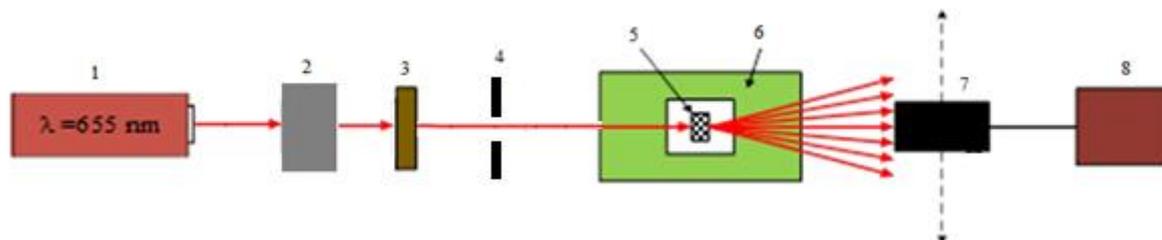


Рисунок 1 - Схема установки для измерения интенсивности порядков изотропной дифракции: 1 – полупроводниковый лазер ($\lambda = 655$ нм), 2 – коллиматор, 3 – поляризационная призма, 4 – диафрагма, 5 – кристалл $\text{LiNbO}_3: 5\% \text{MgO}$ с ПДС, 6 – юстировочный столик, 7 – кремниевый фотодиод, 8 – микроамперметр

Коллимированный световой пучок с апертурой около 2 мм от полупроводникового лазера 1с длиной волны $\lambda = 655$ нм и выходной мощностью 25 мВт, распространяющийся через одну из ПДС вдоль оси Z, использовался в качестве зондирующего. Вертикальная поляризация данного пучка задавалась поляризационной призмой 2 и могла корректироваться. Для позиционирования образца 5 относительно падающего пучка и подстройки ориентации векторов ПДС $\mathbf{K} = (2\pi/\Lambda)kx^0$ ($k = \pm 1, \pm 2, \dots$) в горизонтальной плоскости, которая должна совпадать с плоскостью XZ кристалла, он устанавливался на столик с соответствующими прецизионными механическими узлами. Для подстройки вектора входной поляризации, ориентации образца относительно падающего пучка и положения векторов \mathbf{K} ПДС в горизонтальной плоскости мы использовали дополнительно анализатор, скрещенный с входным поляризатором и устанавливаемый после образца 5 с ПДС, а также экран для одновременного наблюдения коноскопической картины и дифракционных максимумов. После подстройки эти дополнительные элементы удалялись из экспериментальной установки и осуществлялись измерения распределения интенсивности света по дифракционным максимумам с помощью кремниевого фотодиода 7 и микроамперметра 8.

При распространении поляризованного вдоль оси Y падающего светового пучка точно вдоль оси Z кристалла визуально наблюдалась симметричная относительно пучка нулевого порядка ($m = 0$) картина дифракции, содержащая более двадцати максимумов. При выходном анализаторе, находящемся в скрещенном положении относительно вертикальной поляризации, интенсивность этих максимумов была приблизительно на два порядка меньше, чем в положении, соответствующем максимальному пропусканию излучения с данной поляризацией. Таким образом, измеренные нами в отсутствие анализатора относительные интенсивности дифракционных максимумов с порядками от $m = 0$ до $m = +9$, экспериментальные значения для которых представлены в таблице 1, хорошо соответствуют случаю изотропной дифракции. Отметим, что измеренные интенсивности дифракционных порядков с отрицательными номерами, от $m = -1$ до $m = -9$, незначительно отличались от интенсивностей порядков с соответствующими положительными номерами.

Как следует из приведенных в табл. 1 экспериментальных данных, интенсивность дифракционных максимумов нечетных порядков отлична от нуля, что свидетельствует о неидеальности исследуемой ПДС. Характерно, что максимумы ± 1 -го порядков по интенсивности в 3 раза уступают максимумам ± 2 -го порядков, а интенсивности максимумов ± 7 порядков существенно превосходят таковые для дифракционных порядков с $m = \pm 4, \pm 5, \pm 6$ и ± 8 . Большое количество дифракционных максимумов и немонотонная зависимость их

интенсивности от порядка m свидетельствует о необходимости учета в разложении $\Delta\varepsilon_{22}(x)$ при теоретическом анализе значительного числа Фурье-компонент, смещения системы стенок второго типа относительно такой системы для стенок первого типа на некоторое расстояние Δx и наличия электрической поляризации P_D , создаваемой точечными дефектами.

На основании выше представленных расчетов была составлена программа в среде программирования MathCad15. Расчетные данные интенсивности света в дифракционных порядках приведены в табл. 1.

Таблица 1 - Относительные интенсивности дифракционных максимумов при изотропной дифракции

m	0	+1	+2	+3	+4	+5	+6	+7	+8	+9
эксперимент	1	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$4.6 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$
расчет $N_i=19$	1	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$6.3 \cdot 10^{-7}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$	$5.1 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-6}$

При численном моделировании изотропной дифракции на ПДС использовались следующие материальные параметры ниобата лития, соответствующие данным, приведенным в работах [9, 10-12]: $n_0 = 2.2776$; $|P_S| = 0.75 \text{ C/m}^2$; $R_{13} = 0.023 \text{ m}^4/\text{C}^2$; $d_{31}^S = 0.216 \cdot 10^9 \text{ m}^2\text{N}/\text{C}^2$; $C_{11}^P = 2.03 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$; $p_{12} = 0.08$. Следует отметить, что электрострикционный вклад в возмущения (см. формулу (1)) для рассматриваемых ПДС в ниобате лития является пренебрежимо малым по сравнению с вкладом квадратичного электрооптического эффекта: $p_{12}d_{31}^S/C_{11}^P \ll R_{13}$.

Проведенные расчеты показали, что характерной особенностью амплитуд светового поля в дифракционных порядках для рассматриваемой граничной задачи является наличие сильных осцилляций, пространственный период которых вдоль координаты z уменьшается с ростом модуля поперечной составляющей волнового вектора $K_x = |m|(2\pi/\Lambda)$. В то же время, размер рабочей области ПДС вдоль оси Z обычно не совпадает с толщиной пластины d , в которой она формируется электрической переполаризацией [8]. Поэтому при численном моделировании нами подбиралось значение эффективной длины взаимодействия d_{eff} , при котором расчетные значения относительной дифракционной эффективности I_m/I_0 в низших дифракционных порядках, для максимального числа учитываемых собственных мод периодической структуры $N_i = 19$, удовлетворительно соответствовали экспериментальным данным.

Результаты численных расчетов относительной дифракционной эффективности I_m/I_0 для ПДС с параметрами $\Lambda = 9.43 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_0 = 8.98 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.085 \Lambda = 802 \text{ nm}$, $P_D = -1.5 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $d_{eff} = 0.645 \text{ mm}$ представлены в табл. 1 для числа учитываемых собственных мод периодической структуры $N_i = 19$.

Сравнение результатов проведенных расчетов с экспериментальными данными показывает, что при учете 19-ти блоховских мод они количественно удовлетворительно согласуются для дифракционных порядков с номерами от $m = -4$ до $m = +4$. Качественно характер изменения интенсивности с ростом номера порядка дифракции, полученный в расчетах, в основном соответствует таковому для экспериментальных данных. Исключение составляют большие интенсивности в порядках с $m = \pm 5$ и $m = \pm 9$, по сравнению с интенсивностью в порядках с $m = \pm 4$ и $m = \pm 8$, соответственно, полученные из расчета, принимающего во внимание 19 блоховских мод ПДС. Наблюдаемые количественные различия в экспериментальных и расчетных данных могут быть связаны с неоднородностью исследуемой ПДС по координате z , аналогичной наблюдаемой ранее авторами [8] для ПДС с пространственным периодом $\Lambda = 9.43\Lambda \text{ }\mu\text{m}$, сформированной в пластине $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с толщиной $d = 1 \text{ mm}$.

Список литературы

1. M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances" in *IEEE Journal of Quantum Electronics.*, 28, 2631-2654, (1992).
2. Aleksandrovskii A.L., Gliko O.A., Naumova I.I., Pryalkin V.I. Linear and nonlinear diffraction gratings in lithium niobate single crystals with periodically poled domain structure. *Kvant. Elektr.*, 23(7), 657–659 (1996).
3. M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, and M. M. Fejer, "Investigation of periodically poled lithium niobate crystals by light diffraction", *J. Appl. Phys.* 97(4), 044102 (2005).
4. M. Kösters, U. Hartwig, Th. Woike, K. Buse, and B. Sturman, "Quantitative characterization of periodically-poled lithium niobate by electrically-induced Bragg diffraction", *Appl. Phys. Lett.* 88, 182910/1-3 (2006)
5. F. Gao, J. Xu, B. Yan, J. Yao, B. Fu, Z. Wang, J. Qi, B. Tang, and R. A. Rupp, "Refractive index changes by electrically induced domain reversal in a c-cut slab of LiNbO_3 ", *Appl. Phys. Lett.* 87(25), 252905 (2005).
6. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, S.V. Smirnov, T.M. Akylbaev, M.V. Borodin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, "Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate" *Ferroelectrics*, 496, 134-142, (2016).
7. V. Gopalan, V. Dierolf, D.A. Scrymgeour, "Defect-domain wall interactions in trigonal ferroelectrics" *Annu. Rev. Mater. Res.*, 37, 449-489, (2007).
8. Shandarov S.M., Mandel A.E., Andrianova A.V., Borodin M.V., Bolshanin G.I., Kim A.Yu., Smirnov S.V, Akhmatkhanov A.R., Shur V.Ya, "Diffraction of laser beams on periodically poled domain structures in lithium niobate crystals"
9. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, S.V. Smirnov, T.M. Akylbaev, M.V. Borodin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, *Ferroelectrics*, 496, 134-142, (2016).
10. Scrymgeour, D. A., Gopalan, V., Itagi, A., Saxena, A., & Swart, P. J. (2005). Phenomenological theory of a single domain wall in uniaxial trigonal ferroelectrics: Lithium niobate and lithium tantalate. *Physical Review B*, 71(18), 184110.
11. V.G. Dmitriev, G.G. Gurdzanyan, and D.N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
12. Avakyants L. P., Kiselev D. F., Shchitkov N. N. Measurement of the photoelastic coefficients of lithium niobate single crystals // *Sov. Phys.* – 1976. – T. 18. – С. 899-901.