

55. Дифракция света в сегнетоэлектрических кристаллах на периодически поляризованных структурах с заряженными и нейтральными доменными стенками

С. М. Шандаров¹, Е. Н. Савченков¹, С. В. Смирнов¹, А. Е. Шараева¹, В. А. Краковский²,
Л. Я. Серебренников², А. А. Есин³, А. Р. Ахматханов³, В. Я. Шур³

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

² ООО «Кристалл Т», Томск, Россия

³ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования и теоретического анализа брэгговской дифракции света на регулярных доменных структурах (РДС) в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах со 180° заряженными и нейтральными доменными стенками. Показано, что заряженные доменные стенки, имеющие наклон к полярной оси Z, создают в кристалле периодические возмущения оптических свойств, приводящие при брэгговской дифракции на них зондирующего гауссова светового пучка к расщеплению первого порядка на два максимума, по величине которого угол этого наклона может быть оценен количественно. Получено, что для образца РДС в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ стенки наклонены на угол $\alpha = \pm 0,31^\circ$ к полярной оси, то есть имеют электрический заряд, в то время как для РДС в кристаллах $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ и KTiOPO_4 наклон стенок отсутствует и они являются нейтральными.

Ключевые слова: Электрооптика, Дифракционные оптические элементы, Периодические доменные структуры.

Цитирование: Шандаров, С. М. Дифракция света в сегнетоэлектрических кристаллах на периодически поляризованных структурах с заряженными и нейтральными доменными стенками / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, С. В. Смирнов, А. Е. Шараева, В. А. Краковский, Л. Я. Серебренников, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 298–307.

Введение

Методы доменной инженерии открывают широкие возможности для создания в сегнетоэлектрических кристаллах одномерных и двумерных структур с заданным распределением вектора спонтанной поляризации [1–6]. Одномерные регулярные доменные структуры в одноосных сегнетоэлектриках LiNbO_3 , LiTaO_3 и KTiOPO_4 с хорошими нелинейно-оптическими свойствами эффективно используются в настоящее время для преобразования спектральных параметров лазерного излучения в режиме фазового квазисинхронизма [2, 7–12]. Другим приложением таких структур, сформированных в кристаллах LiNbO_3 , LiTaO_3 и KTiOPO_4 , является электрооптическое управление пространственными, временными и поляризационными параметрами световых пучков [2, 5, 12–22]. Эффективность устройств на основе РДС зависит от точности воспроизведения требуемого распределения вектора спонтанной поляризации. В

частности, для получения максимальной эффективности генерации второй гармоники в режиме фазового квазисинхронизма, необходима однородность пространственного периода РДС Λ , с его отклонением от номинального значения, не превышающим 20 нм [6]. Реальные РДС, сформированные в сегнетоэлектрических кристаллах, имеют, в частности, вариации доменов по размерам и по положению стенок. Кроме того, доменные стенки в одноосных сегнетоэлектриках могут иметь наклон относительно полярной оси, который в кристаллах ниобата лития может составлять $0,2^\circ$ и более [23–26].

К наклонным доменным стенкам, которые являются заряженными и обладают проводимостью, на много порядков превосходящей её объемную величину для монодоменного сегнетоэлектрика, в последнее время проявляется значительный интерес [25–30]. Такие заряженные стенки в сегнетоэлектриках характеризуются металлическим типом проводимости [25, 27], что делает их привлекательными для приложений, в которых нелинейные и электрооптические свойства кристалла могут использоваться в сочетании с активными элементами наноэлектроники [1, 31] для реализации нового поколения адаптивных оптических элементов и электрически управляемых оптических схем квантовой фотоники и динамической голографии.

Эффективным неразрушающим методом контроля однородности РДС является дифракция света на создаваемых этими структурами возмущениях оптических свойств кристалла [22, 32–36]. Однако ранее при её теоретическом анализе и в проведенных экспериментальных исследованиях возможность наклонов доменных стенок во внимание не принималась.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование дифракции Брэгга на РДС с 180° доменными стенками в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ конгруэнтного состава, в стехиометрическом образце $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ и в выращенном раствор-расплавным методом кристалле KTiOPO_4 . Для теоретической интерпретации полученных экспериментальных данных использовалась модель дифракции гауссова светового пучка на возмущениях оптических свойств кристалла, создаваемых доменными стенками, наклоненными относительно полярной оси Z на угол $\pm\alpha$, принимающая во внимание конечные размеры рассматриваемой области РДС вдоль данной оси.

1. Эксперимент

В экспериментах исследовались РДС, сформированные методом переключения поляризации под действием внешнего пространственно-периодического вдоль оси X электрического поля, прикладываемого к образцам вдоль полярной оси $C // Z$ с помощью металлических электродов для $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (PPLN) и KTiOPO_4 (PPKTP), и с использованием жидких электродов для $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ (PPLT). Образец PPLN имел пространственный период $\Lambda = 8,79$ мкм и размеры $40 \times 2 \times 1$ мм³ по кристаллофизическим осям X , Y и Z , соответственно; PPLT — $7,99$ мкм и $5 \times 2 \times 1$ мм³; PPKTP — $8,96$ мкм и $18 \times 4,2 \times 1,8$ мм³. Для наблюдения дифракции Брэгга с порядками $m = 1-10$ исследуемый образец с РДС размещался на поворотном столике, позволя-

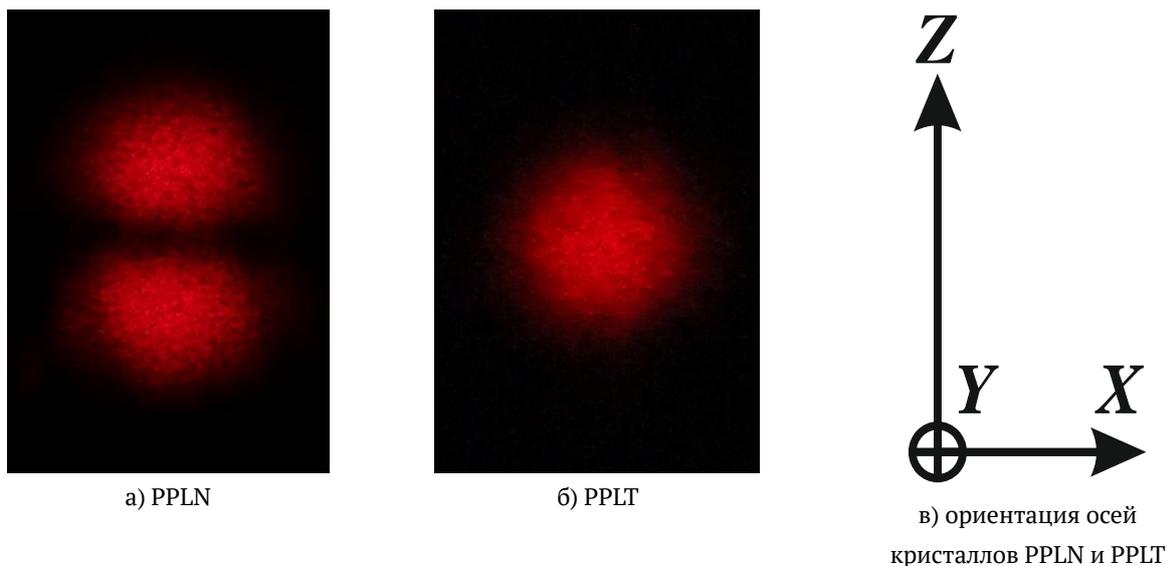


Рис. 1. Изображения максимумов для дифракции Брэгга первого порядка ($m = 1$) на РДС в образцах PPLN (а) и PPLT (б)

ющем задавать углы Брэгга $\theta_{Bm} = m\theta_{B1}$ в плоскости XY для зондирующего светового пучка, фокусируемого сферической или цилиндрической линзой примерно на середину его входной грани $y = 0$.

При фокусировке гауссова светового пучка He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и радиусом $r_0 = 0,47$ мм сферической линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм картины наблюдаемых в зоне Фраунгофера брэгговских дифракционных максимумов для образца PPLN качественно отличались от таковых для PPLT и PPKTP. Характерно, что для образцов PPLT и PPKTP эти картины соответствовали дифрагированным во все порядки с $m = 1-10$ гауссовым пучкам и имели радиальную симметрию распределения интенсивности $I_m(x, z) = I_m\sqrt{x^2 + z^2}$, такую же, как и для зондирующего пучка $I_0(x, z)$, с $m = 0$. Однако в дифракционных максимумах с порядками $m = 1, 3-8$, наблюдаемых в случае PPLN, распределения интенсивности $I_m(z)$ вдоль координаты z характеризуется двумя максимумами, расстояние между которыми для $m > 3$ возрастает с номером порядка. При этом варьирование положения перетяжки зондирующего пучка по координате z на входной грани образца приводило к изменению соотношения интенсивностей в этих максимумах.

Характерное симметричное изображение такого «расщепленного» по координате z дифракционного максимума для порядка $m = 1$, зафиксированное цифровой фотокамерой в зоне Фраунгофера на расстоянии $R = 1,65$ м от выходной грани образца PPLN для необыкновенных световых волн, представлено на рисунке 1а. Соответствующее радиально-симметричное изображение, полученное при дифракции на РДС в образце PPLT, показано на рисунке 1б.

Экспериментальные зависимости для нормированных распределений $I_1(z)$ в представленных на рисунке 1 дифракционных максимумах, наблюдаемых на расстоянии 1,65 м от

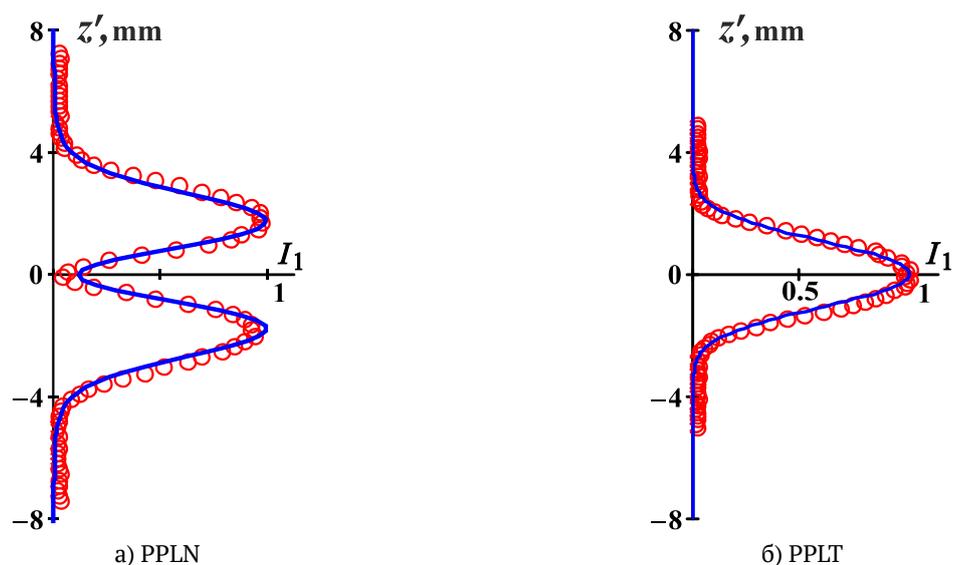
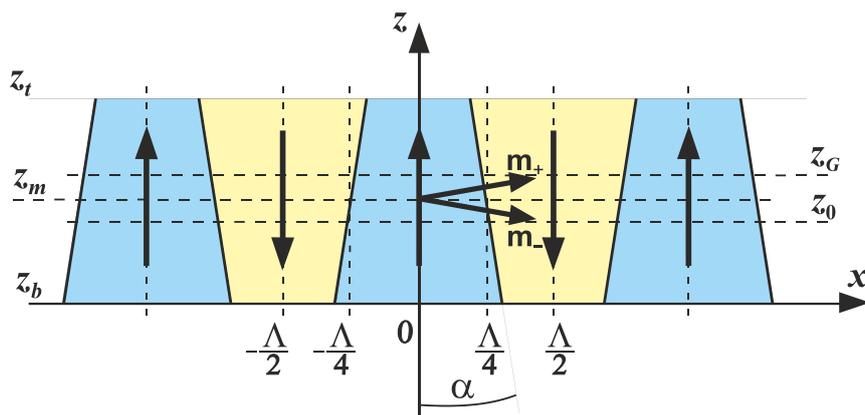


Рис. 2. Распределения интенсивности света в максимуме, соответствующем дифракции Брэгга первого порядка ($m = 1$) на РДС в образцах PPLN (а) и PPLT (б). Точки — эксперимент, кривые — расчет по соотношениям (3а)–(5) (а) и (3б)–(5) (б).

кристалла, показаны точками на рисунке 2. Наблюдаемые на рисунках 1 и 2 различия в распределениях $I_1(z)$ могут быть связаны с тем, что для РДС в PPLN доменные стенки, создающие возмущения оптических свойств кристалла ниобата лития, имеют наклон относительно полярной оси Z на угол $\pm\alpha$, в то время как в PPLT такой наклон отсутствует.

Для измерения распределения дифракционной эффективности РДС по брэгговским порядкам в образцах PPLN и PPLT использовалось излучение полупроводниковых лазеров с длиной волны $\lambda_1 = 655$ нм и выходной мощностью $P_{01} = 25$ мВт, а в РРКТР — с $\lambda_2 = 648$ нм и $P_{02} = 50$ мВт. Во всех случаях лазерный пучок с вектором поляризации, ориентированным вдоль полярной оси Z , фокусировался цилиндрической линзой с $F = 85$ мм, примерно в середине входной грани $y = 0$ исследуемых образцов, в вытянутое вдоль оси X пятно с размерами по осям $h_x \approx 1$ мм и $h_z \approx 0,05$ мм. Мощности P_0 и P_{dm} прошедшего и дифрагированного пучков m -го порядка определялись после подстройки по углу Брэгга θ_{Bm} на максимальное значение P_{dm} измерителем Thorlabs PM100D, а эффективность дифракции рассчитывалась как $\eta_m = P_{dm}/(P_0 + P_{dm})$. Следует отметить, что для образца PPLN имела место сильная зависимость эффективности дифракции первого (η_1) и второго (η_2) порядков от положения центра светового пятна по координате z на входной грани кристалла $y = 0$. Представленному на рисунке 1а симметричному изображению соответствовали минимальные и максимальные значения для η_1 и η_2 , соответственно. Для дифракции Брэгга на РДС в образцах PPLT и РРКТР сильной зависимости её эффективности от положения центра светового пятна по координате z не наблюдалось. Измеренные распределения эффективности по дифракционным порядкам для PPLN, после подстройки на симметричный характер максимума первого порядка, а также для PPLT и РРКТР, при фокусировке светового пятна примерно в центр входной грани, представлены в табл. 1.



Вертикальные стрелки показывают направление вектора спонтанной поляризации в доменах
 Рис. 3. Схематическое изображение РДС с наклонными 180° доменными стенками в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле [38]

Таблица 1. Распределения эффективности по порядкам Брэгга для дифракции на РДС в образцах PPLN, PPLT и PPKTP

Номер дифракционного порядка m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
η_m для РДС в PPLN, %	1,01	8,11	0,47	0,86	0,20	0,08	0,06	0,03	—	—
η_m для РДС в PPLT, %	0,92	1,68	1,56	0,23	0,75	0,11	0,38	0,08	0,18	0,10
η_m для РДС в PPKTP, %	0,006	0,022	0,019	0,003	0,008	0,006	0,006	0,003	0,004	0,002

Как следует из таблицы, для всех экспериментально исследованных РДС эффективность дифракции Брэгга второго порядка ($m = 2$) является максимальной, существенно превышая таковую для первого порядка. Данная особенность дифракции света на возмущениях, создаваемых доменными стенками РДС в ниобате лития, была рассмотрена ранее в [34–37].

2. Теоретическая модель брэгговской дифракции света на возмущениях, создаваемых РДС в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле

Для описания экспериментально наблюдаемых результатов распространим предложенную в работе [38] модель изотропной дифракции Брэгга на РДС, принимающую во внимание возможный наклон её доменных стенок к полярной оси оптически одноосного кристалла, на случай световых волн с вектором поляризации, параллельным кристаллографическому направлению Z . В этом случае показатель преломления n зондирующего и дифрагированных пучков в образцах PPLN и PPLT определяется необыкновенным показателем преломления n_e , а в PPKTP — показателем преломления n_z кристалла KTiOPO_4 . Следуя [38], рассмотрим возмущения оптических свойств, создаваемых двумя периодическими наборами доменных стенок с зеркально симметричными углами наклона $+\alpha$ и $-\alpha$ к полярной оси z одноосного сегнетоэлектрического кристалла (рисунок 3).

Здесь плоскость $z = z_0$ считается соответствующей сечению, в котором размеры переключенной и исходной областей кристалла одинаковы и равны $\Lambda/2$. Полагается, во-первых, что доменные стенки с такими наклонами существуют в кристалле при $z_b \leq z \leq z_t$, в промежутке размером $h_i = z_t - z_b$, превышающем диаметр перетяжки $D_w = 2r_w$ зондирующего светового пучка на входной грани кристалла. Во-вторых, принимается, что середина данного промежутка $z_m = (z_t - z_b)/2$ может не совпадать с z_0 . Показанные на рисунке 3 единичные векторы \mathbf{m}_+ и \mathbf{m}_- характеризуют направления нормалей к двум системам стенок с углами наклона $+\alpha$ и $-\alpha$, соответственно.

Ограничиваясь учетом вклада в возмущения доменными стенками РДС компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε_{33} образца, определяющей дифракцию света с поляризацией по кристаллографическому направлению Z , спонтанного квадратичного электрооптического эффекта, их распределение в пределах пространственного периода $-\Lambda/2 \leq x \leq \Lambda/2$ в области $z_b \leq z \leq z_t$ запишем в следующем виде:

$$\delta\varepsilon_{33}(x, z) = n^4 P_S^2 R_{33} \left\{ \text{ch}^{-2} \left[\frac{x + \Lambda/4 + (z_0 - z) \text{tg } \alpha}{\omega_0} \right] + \text{ch}^{-2} \left[\frac{x - \Lambda/4 - (z_0 - z) \text{tg } \alpha}{\omega_0} \right] \right\}, \quad (1)$$

где R_{33} — квадратичная электрооптическая постоянная кристалла; P_S — спонтанная поляризация; ω_0 — половина толщины доменной стенки.

Считая выполненным условие $\omega_0 \ll \Lambda$, представим распределение данных оптических возмущений в виде Фурье-разложения по пространственным гармоникам

$$\delta\varepsilon_{33}(x, z) = n^4 P_S^2 R_{33} \frac{\omega_0}{\Lambda} \sum_{m=1}^{\infty} C_m(z) \exp\left(im \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) + \text{с.с.}, \quad (2)$$

где использованы коэффициенты

$$C_m(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left[im \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha (z_0 - z_m)\right] \text{sinc}\left[\left(K_z + m \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] + \right. \\ \left. + \exp\left(-im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left[-im \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha (z_0 - z_m)\right] \text{sinc}\left[\left(K_z - m \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] \right\} \exp[iK_z(z - z_m)] dK_z, \quad (3a)$$

определяемые составляющими непрерывного углового спектра с волновыми числами K_z .

Следуя и далее [38], рассмотрим дифракцию Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра, определяемого разложением (2), с использованием представления светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн [39] и приближения слабой связи [40]. При точном выполнении условия Брэгга, амплитуды составляющих углового спектра дифрагированного пучка m -го порядка с проекцией волнового вектора k_z на выходной грани кристалла $y = d$ могут быть представлены в виде

$$F_{dm}(d, k_z) = -\frac{\pi}{2\lambda} \frac{n^3 P_S^2 R_{33}}{\cos(m\theta_{B1})} \frac{\omega_0 r_w}{\Lambda} \times \\ \times \int_{z_b}^{z_t} C_m^*(z) \exp(ik_z z) dz \int_0^d \frac{\exp[-(z-z_G)^2 / \{r_w^2 - i\lambda y / [\pi n \cos(m\theta_{B1})]\}]}{\sqrt{r_w^2 - i\lambda y / [\pi n \cos(m\theta_{B1})]}} dy, \quad (4)$$

где z_G определяет положение центра зондирующего пучка при $y = 0$. Условие непрерывности тангенциальных составляющих для волновых векторов дифрагированного светового поля k_x и k_z при $y = d$ позволяет получить его распределение интенсивности в брэгговских максимумах в дальней зоне, при $R \ll 4r_w^2/\lambda$ и $x'_m = m\lambda R / \sqrt{4\Lambda^2 - (m\lambda)^2}$, как [38]

$$I_m(z') \propto \left| F_{dm} \left(d, k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z'}{\sqrt{R^2 + x_m'^2 + z'^2}} \right) \right|^2. \quad (5)$$

Следует отметить, что соотношения (1) – (5) могут быть использованы и для анализа брэгговской дифракции световых пучков на возмущениях, создаваемых РДС со 180° ненаклонными доменными стенками, при точном равенстве размеров переполаризованных областей кристалла половине пространственного периода $\Lambda/2$. Однако в этом случае эффективность дифракции Брэгга отлична от нуля только для её четных порядков, $m = 2, 4, 6, \dots$ [34–36]. Нетрудно получить, что для ненаклонных стенок, расположенных на пространственном периоде $-\Lambda/2 \leq x \leq \Lambda/2$ при $x = \pm(\Lambda/4 - \Delta x/2)$, коэффициенты разложения в непрерывный спектр по составляющим с волновыми числами K_z принимают следующий вид:

$$C_m(z) = 2 \cos \left[m \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\Delta x}{\Lambda} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc} \left(K_z \frac{h_i}{2} \right) \exp[iK_z(z - z_m)] dK_z. \quad (36)$$

Расчитанные с использованием соотношений (3а)–(5) и (3б)–(5) распределения интенсивностей $I_1(z')$ в дифракционных максимумах первого порядка представлены сплошными кривыми на рисунках 2а и 2б для образцов PPLN и PPLT, соответственно. В расчетах для PPLN (рисунок 2а) учитывались данные работы [38], где исследовались распределения интенсивностей $I_m(z')$ в дифракционных максимумах с $m = 1-6$ в том же самом образце. Следуя [38], нами предполагалось, что геометрическая конфигурация РДС в PPLN и положения зондирующего пучка являются симметричными, когда выполняются условия $z_m = z_0 = z_G$, а также использовались те же параметры для РДС, $h_i = 0,7$ мм, $\alpha = 0,31^\circ$, и для радиуса гауссова пучка, $r_w = 0,17$ мм. В расчетах распределения интенсивности $I_1(z')$ для PPLT (рисунок 2б), имеющего ненаклонные доменные стенки, использовалось значение необыкновенного показателя преломления $n = n_e = 2,165$, рассчитанное по уравнению Селлмейера для кристалла $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ [41] для температуры $T = 25^\circ \text{C}$ и длины волны $\lambda = 632,8$ нм. При этом параметры РДС принимались равными $h_i = 0,5$ мм и $\Delta x = 0,5$ мкм, а радиус пучка $r_w = 0,17$ мм соответствовал используемому в экспериментах.

Из рисунка 2 видно, что расчетные зависимости $I_1(z')$ хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми распределениями в дифракционных максимумах как для РДС с наклонными стенками в образце PPLN, так для РДС в PPLT, где наклон доменных стенок отсутствует.

Заключение

Таким образом, брэгговская дифракция световых волн на РДС, создаваемых в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах методом электрической переполаризации, позволяет определить наличие отклонения 180° доменных стенок от полярной оси Z и оценить соответствующий угол наклона по величине расщепления дифракционного максимума первого порядка. Сравнение экспериментальных данных с расчетом в рамках развитой в [38] теоретической модели позволило установить, что для исследованного образца РДС в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ конгруэнтного состава стенки имеют наклон к полярной оси, с углом $\alpha = 0,31^\circ$.

Получено, что для экспериментально изученных РДС в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ стехиометрического состава и в выращенном раствор-расплавным методом кристалле KTiOPO₄ в дифракционной картине Брэгга первого порядка не наблюдается его расщепления на два максимума, что свидетельствует о ненаклонном характере доменных стенок в этих образцах.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки и Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017–2019 годы (проекты № 3.1110.2017/4.6 и № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (гранты 16-29-14046-офи_м и 18-32-00641).

Список источников

- [1] **Catalan, G.** Domain wall nanoelectronics / G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J. F. Scott // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — Vol. 84. — № 1. — P. 119–156.
- [2] **Ferrari, P.** Ferroelectric crystals for photonic applications / P. Ferrari, S. Grilli, P. De Natale. (Eds.) — Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 2009, 2014. — 493 p.
- [3] **Голенищев-Кутузов, А. В.** Индуцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах / А. В. Голенищев-Кутузов, В. А. Голенищев-Кутузов, Р. И. Калимуллин // *Успехи физических наук*. — 2000. — Том 170. — № 7. — С. 697–712.
- [4] **Шур, В. Я.** Доменная нанотехнология в монокристаллах семейства ниобата лития и танталата лития / В. Я. Шур // *Наноматериалы и наноструктуры – XXI век*. — 2015. — Том 6. — № 1. — С. 38–45.
- [5] **Cudney, R. S.** Electrically controlled Fresnel zone plates made from ring-shaped 180° domain / R. S. Cudney, L. A. Ríos, H. M. Escamilla // *Optics Express*. — 2004. — Vol. 12. — № 23. — P. 5783–5788.
- [6] **Shur, V. Ya.** Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate // V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Appl. Phys. Rev.* — 2015. — Vol. 2. — P. 040604.
- [7] **Alibart, O.** Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides / O. Alibart, V. D’Auria, M. DeMicheli, F. Doutre, F. Kaiser, L. Labonté, T. Lunghi, É. Picholle, S. J. Tanzilli // *J. Opt.* — 2016. — Vol. 18. — P. 104001.
- [8] **Kontur, F. J.** Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN / F. J. Kontur, I. Dajani, Yalin Lu, R. J. Knize // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15. — № 20. — P. 12882.
- [9] **Aadhi, A.** All-periodically poled, high-power, continuous-wave, single-frequency tunable UV source / A. Aadhi, Apurv Chaitanya N., M. V. Jabir, R. P. Singh, G. K. Samanta // *Opt. Lett.* — 2015. — Vol. 40. — № 1. — P. 33–36.
- [10] **Surin, A. A.** Generation of 14 W at 589 nm by frequency doubling of high-power CW linearly polarized Raman fiber laser radiation in MgO:sPPLT crystal / A. A. Surin, T. E. Borisenko, S. V. Larin // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 11. — P. 2644–2647.
- [11] **Fedorova, K. A.** Tunable single- and dual-wavelength SHG from diode-pumped PPKTP waveguides / K. A. Fedorova, C. D. Wong, C. M. Kaleva, I. O. Bakshaev, D. A. Livshits, E. U. Rafailov // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 21. — P. 5098–5101.
- [12] **Ding, T.** Integration of cascaded electro-optic and nonlinear processes on a lithium niobate on insulator chip / T. Ding, Y. Zheng, X. Chen // *Opt. Lett.* — 2019. — Vol. 44. — № 6. — P. 1524–1527.
- [13] **Yamada, M.** Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals its application devises / M. Yamada // *Rev. Sci. Instrum.* — 2000. — Vol. 71. — № 11. — P. 4010–4016.

- [14] **Mhaouech, I.** Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide / I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, L. Guilbert // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 18. — P. 4174–4177.
- [15] **Lin, Y. Y.** Electro-optic periodically poled lithium niobate Bragg modulator as a laser Q-switch / Y. Y. Lin, S. T. Lin, G. W. Chang, A. C. Chiang, Y. C. Huang // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32. — № 5. — P. 545–547.
- [16] **Ding, T.** Phase-shifted Solc-type filter based on thin periodically poled lithium niobate in a reflective geometry / T. Ding, Y. Zheng, X. Chen // *Opt. Express.* — 2018. — Vol. 26. — № 9. — P. 12016–12021.
- [17] **Jiang, H.** Optical half-adder and half-subtractor employing the Pockels effect / H. Jiang, Y. Chen, G. Li, C. Zhu, X. Chen. // *Opt. Express.* — 2015. — Vol. 23. — № 8. — P. 9784–9789.
- [18] **Kawas, M. J.** Electrooptic lens stacks on LiTaO₃ by domain inversion / M. J. Kawas, D. D. Stancil, T. E. Schlesinger, V. Gopalan // *J. Lightwave Technol.* — 1997. — Vol. 15. — № 9. — P. 1716–1719.
- [19] **Gahagan, K. T.** Integrated electro-optic lens/scanner in a LiTaO₃ single crystal / K. T. Gahagan, V. Gopalan, J. M. Robinson, Q. X. Jia, T. E. Mitchell, M. J. Kawas, T. E. Schlesinger, D. D. Stancil // *Appl. Opt.* — 1999. — Vol. 38. — № 7. — P. 1186–1190.
- [20] **Gahagan, K. T.** Integrated high-power electro-optic lens and large-angle deflector / K. T. Gahagan, D. A. Scrymgeour, J. L. Casson, V. Gopalan, J. M. Robinson // *Appl. Opt.* — 2001. — Vol. 40. — № 31. — P. 5638–5642.
- [21] **Canalias, C.** Submicron periodically poled flux-grown KTiOPO₄ / C. Canalias, V. Pasiskevicius, R. Clemens, F. Laurell // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Vol. 82. — № 24. — P. 4233–4235.
- [22] **Шандаров, С. М.** Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченко, М. В. Бородин, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2018: XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 66–70.
- [23] **Schröder, M.** Conducting domain walls in lithium niobate single crystals. / M. Schröder, A. Haußmann, A. Thiessen, E. Soergel, T. Woike, L. M. Eng // *Adv. Funct. Mater.* — 2012. — Vol. 22. — P. 3936–3944.
- [24] **Kampfe, T.** Optical three-dimensional profiling of charged domain walls in ferroelectrics by Cherenkov second-harmonic generation / T. Kampfe, P. Reichenbach, M. Schroder, A. Haußmann, L. M. Eng // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89. — P. 035314.
- [25] **Werner, C. S.** Large and accessible conductivity of charged domain walls in lithium niobate / C. S. Werner, S. J. Herr, K. Buse, B. Sturman, E. Soegel, C. Razzaghi, I. Breunig. // *Sci. Rep.* — 2017. — Vol. 7. — P. 9862.
- [26] **Esin, A. A.** Tilt control of the charged domain walls in lithium niobate / A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Appl. Phys. Lett.* — 2019. — Vol. 114. — P. 092901.
- [27] **Shur, V. Ya.** Time-dependent conduction current in lithium niobate crystals with charged domain walls / V. Ya. Shur, I. S. Baturin, A. R. Akhmatkhanov, D. S. Chezganov, A. A. Esin // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 103. — P. 102905.
- [28] **Sluka, T.** Free-electron gas at charged domain walls in insulating BaTiO₃ / T. Sluka, A. K. Tagantsev, P. S. Bednyakov, N. Setter // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 1808.
- [29] **Bednyakov, P. S.** Physics and applications of charged domain walls / P. S. Bednyakov, B. I. Sturman, T. Sluka, A. K. Tagantsev, P. V. Yudin // *NPJ Computational Materials.* — 2018. — Vol. 4. — P. 65.
- [30] **Volk, T. R.** Domain-wall conduction in AFM-written domain patterns in ion-sliced LiNbO₃ films / T. R. Volk, R. V. Gainutdinov, H. H. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 110. — P. 132905.
- [31] **Vasudevan, R. K.** Domain walls as nanoscale functional elements / R. K. Vasudevan, A. N. Morozovska, E. A. Eliseev, J. Britson, J.-C. Yang, Y.-H. Chu, P. Maksymovych, L. Q. Chen, V. Nagarajan, S. V. Kalinin // *Funct. Mater.* — 2013. — Vol. 23. — P. 2592.

- [32] **Александровский, А. Л.** Линейная и нелинейная дифракционные решетки в монокристаллах ниобата лития с периодической доменной структурой / А. Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин // Квантовая электроника. — 1996. — Том 23. — № 7. — С. 657–659.
- [33] **Müller, M.** Investigation of periodically poled lithium niobate crystals by light diffraction / M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, M. M. Fejer // J. Appl. Phys. — 2005. — Vol. 97. — P. 044102.
- [34] **Shandarov, S. M.** Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. — 2016. — Vol. 496. — P. 134–142.
- [35] **Shandarov, S. M.** Linear diffraction of light waves in periodically poled lithium niobate crystal / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. V. Andrianova, G. I. Bolshanin, M. V. Borodin, A. Yu. Kim, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. — 2017. — Vol. 508. — P. 49–57.
- [36] **Шандаров, С. М.** Дифракционные и интерферометрические методы исследования периодически поляризованных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития / С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, Е. Н. Савченков, М. В. Бородин, С. В. Смирнов, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов / МГТУ им. Н. Э. Баумана, ООО «МНГС». — Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 203–209.
- [37] **Shandarov, S. M.** Linear diffraction of light waves on periodically poled domain structures in lithium niobate crystals: collinear, isotropic, and anisotropic geometries / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, E. N. Savchenkov, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Yu. Shur // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 867. — P. 012017.
- [38] **Савченков, Е. Н.** Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ / Е. Н. Савченков, С. М. Шандаров, С. В. Смирнов, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — Том 110. — № 3. — В печати.
- [39] **Виноградова, М. Б.** Теория волн / М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков — М.: Наука, 1990. — 432 с.
- [40] **Балакший, В. И.** Физические основы акустооптики / В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. — М.: Радио и связь, 1985. — 280 с.
- [41] **Weng, W. L.** Temperature-dependent Sellmeier equation for 1.0 mol % Mg-doped stoichiometric lithium tantalite / W. L. Weng, Y. W. Liu, X. Q. Zhang // Chin. Phys. Lett. — 2008. — Vol. 25. — № 12. — P. 4303–4306.