03

Эффекты вырожденной дифракции света на периодической доменной структуре в 1% $MgO:LiTaO_3$ в температурном диапазоне $30-110^\circ$C

© А.В. Дубиков [1], Е.Н. Савченков [1], Д.Е. Бельская [1], С.М. Шандаров [1], Н.И. Буримов [1], С.В. Смирнов [1], А.Р. Ахматханов [2], М.А. Чувакова [2], В.Я. Шур [2]

[1] Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
[2] Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

e-mail: rossler@mail.ru

Поступила в редакцию 13.05.2024 г.
В окончательной редакции 06.06.2024 г.
Принята к публикации 13.06.2024 г.

Впервые при температурах ниже и выше изотропной точки в стехиометрическом кристалле 1% $MgO:LiTaO_3$ наблюдались эффекты вырожденной анизотропной дифракции на сформированной в нем периодической регулярной доменной структуре (РДС) с ненаклонными стенками Y-типа, для зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 632.8$ nm. Использование экспериментально измеренных максимальных значений эффективности для процессов вырожденной дифракции двукратного типа при необыкновенном и обыкновенном зондирующих пучках позволило получить оценку $|f_{1132} + f_{3131}| \approx 18$ V для компонент тензора флексоэлектрической связи исследованного образца танталата лития. Из анализа экспериментальных температурных зависимостей для мощности прошедшего через кристалл 1% $MgO:LiTaO_3$ и скрещенный анализатор зондирующего пучка с вектором поляризации, ориентированным под углом 45° к оси Z, определена температура изотропной точки $T_i = 69.31^\circ$C и аппроксимированы температурные зависимости двулучепреломления $\delta n(T)$ в диапазоне от 30 до 110°C.

Ключевые слова: танталат лития, вырожденная дифракция, изотропная точка, флексоэлектрический коэффициент.

DOI: 10.61011/OS.2024.07.58899.6267-24

Регулярные доменные структуры (РДС) периодического, апериодического и веерного типов рассматриваются и экспериментально исследуются в настоящее время как элементы, позволяющие реализовать разнообразные эффекты нелинейно-оптических преобразований лазерного излучения [1–10] и электрооптического управления его параметрами [1,5,6,11,12]. Привлекательным материалом для создания РДС является легированный оксидом магния одноосный сегнетоэлектрический кристалл танталата лития стехиометрического состава (1% $MgO:LiTaO_3$), с областью прозрачности от 0.26 до $\sim 5.5\,\mu$m [1]. Следует отметить, что вариации пространственного периода РДС по ее длине от заданного значения, определяемого условиями квазисинхронизма, не должны превышать 20 nm [13]. Для подстройки под условия квазисинхронизма используется температурная стабилизация элемента с РДС, с точностью $\pm 0.05^\circ$C [2]. При этом рабочая температура T может изменяться в диапазоне от комнатной до 100°C [10], в котором для нелегированного танталата лития находится изотропная точка с нулевым значением двулучепреломления $\delta n(T) = n_e(T) - n_o(T)$ на длине волны $\lambda = 632.8$ nm [14]. Однако для стехиометрического кристалла 1% $MgO:LiTaO_3$ имеющиеся в литературе уравнения Зелмейера, описывающие одновременно температурные и спектральные зависимости для обыкновенного $(n_o(\lambda, T))$ [15] и необыкновенного $(n_e(\lambda, T))$ [15–17] показателей преломления, слабо согласуются между собой.

Эффективным неразрушающим методом контроля качества периодически поляризованных структур является брэгговская дифракция лазерных пучков на возмущениях оптических свойств сегнетоэлектрического кристалла, создаваемых доменными стенками [18–23]. Механизмы этих возмущений для незаряженных стенок связаны с изменениями в их пределах спонтанной поляризации и с индуцированными при этом упругими деформациями вследствие электрострикции и обратного флексоэлектрического эффекта. Для кристаллов класса симметрии $3m$, к которому относятся ниобат лития (LN) и танталат лития (LT), с использованием известной модели доменной стенки [24] и разложения свободной энергии Гельмгольца для сегнетоэлектрика с фазовым переходом второго рода, принимающего во внимание вклад в нее флексоэлектрического эффекта [25], распределения компонент тензора упругих деформаций $S_{kl}^{YZ}(x)$ и $S_{kl}^{XZ}(y)$ для стенок Y- и X-типа соответственно были получены в [26] в аналитическом виде. Для РДС с Y-стенками наличие отличных от нуля компонент $S_{13}^{YZ}(x) = S_{31}^{YZ}(x)$ и $S_{23}^{YZ}(x) = S_{32}^{YZ}(x)$, обусловленных соответственно обратным флексоэлектрическим эффектом и электрострикцией, как отмечалось в [26] и ранее в [27], вследствие упругооптического эффекта вызывает возмущения оптических свойств, позволяющие реализовать анизотропную дифракцию Брэгга при распространении взаимодействующих обыкновенных и необыкновенных световых волн в плоскости XY кристалла. Экспериментально такая анизотропная дифракция на РДС наблюдалась при комнатной температуре как в 5% MgO:$LiNbO_3$ [19,20,22], так и в 1% MgO:$LiTaO_3$ [22,23]. Условия Брэгга для анизотропной дифракции на РДС в кристалле 1% MgO:$LiTaO_3$, которая в первом порядке наблюдается при малых углах между зондирующим пучком и осью Y [22], определяются зависящей от температуры разностью квадратов показателей преломления $n_o^2(T)-n_e^2(T)$, а ее эффективность — компонентами диэлектрического тензора $\Delta\varepsilon_{13}(x) = \Delta\varepsilon_{31}(x)$, связанными со значениями компонент тензора флексоэлектрической связи f_{1132} и f_{3131} [26,27].

Анизотропная дифракция Брэгга в кристаллах с линейным двулучепреломлением широко применяется в акустооптических устройствах управления световым излучением и хорошо изучена [28,29]. В определенных условиях в таких кристаллах наблюдается дифракция света на монохроматических акустических волнах, при которой помимо нулевого возникают два или даже три дифракционных максимума [28–31]. Она является вырожденной по условию Брэгга [30], т.е. по волновому вектору акустических волн. При двух возникающих дифракционных максимумах, соответствующих одновременному выполнению для них условий Брэгга, такую дифракцию принято называть двукратной [28,31]. В настоящей работе впервые исследовалась двукратная вырожденная по вектору решетки РДС анизотропная брэгговская дифракция лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 632.8$ nm. Для РДС с ненаклонными стенками Y-типа с пространственным периодом $\Lambda = 7.99\,\mu$m, сформированной в стехиометрическом кристалле 1% MgO:$LiTaO_3$, реализация дифракции данного типа в температурном диапазоне от 30 до 110°C, содержащем изотропную точку при температуре $T_i = 69.31$°C, позволила аппроксимировать для него температурные зависимости показателей преломления $n_e(T)$ и $n_o(T)$, а также провести оценку возможных значений компонент тензора флексоэлектрической связи f_{1132} и f_{3131}.

В экспериментах исследовалась РДС, созданная в ООО „Лабфер" методом переполяризации в пространственно-периодическом электрическом поле [32] в стехиометрическом кристалле 1% MgO:$LiTaO_3$ с размерами $6.0 \times 1.9 \times 1.0\,mm^3$ вдоль осей X, Y и Z соответственно. Из результатов наблюдения изотропной и анизотропной дифракции Брэгга и исследования угловой селективности [22,23] было получено, что РДС имеет

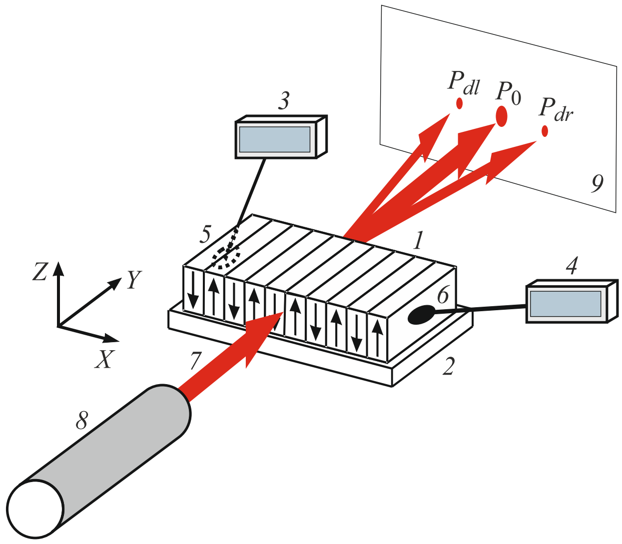

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — кристалл 1% MgO:$LiTaO_3$ с РДС с периодом 7.99 μm; *2* — элемент Пельтье; *3* и *4* — индикаторы температуры; *5* и *6* — датчики температуры; *7* — зондирующий лазерный пучок; *8* — He–Ne-лазер; *9* — экран.

ненаклонные доменные стенки Y-типа, разделяющие исходные и переполяризованные области кристалла, образующие объемную дифракционную решетку с пространственным периодом $\Lambda = 7.99\,\mu$m и эффективным размером $d_{ef} = 1.85$ mm вдоль оси Y. По оптическим изображениям граней образца Z^+ и Z^-, полученным с использованием микроскопа „Биолан", было установлено, что в среднем размеры исходных и переполяризованных областей РДС, h_i и $h_P = \Lambda - h_i$ соответственно отличаются друг от друга на величину $\Delta \approx 0.19\Lambda$.

Для реализации температурного диапазона измерений от 10 до 110°C в экспериментальной установке, схематично иллюстрируемой рис. 1, образец с РДС *1* размещался на элементе Пельтье *2*, управление током которого осуществлялось с использованием стабилизированного источника постоянного напряжения. Температура образца контролировалась с дискретностью 0.04°C по показаниям цифровых индикаторов *3* и *4* от двух полупроводниковых термодатчиков *5* и *6*, контактирующих с X-гранями кристалла, и вычислялась как среднее значение в каждый момент времени. Элемент Пельтье *2* с исследуемым образцом *1* крепился на прецизионном поворотном столике, позволяющем изменять угловое положение РДС относительно зондирующего лазерного пучка *7* от He–Ne-лазера *8* с длиной волны $\lambda = 632.8$ nm и фиксировать его с точностью до одной угловой минуты. Зондирующий пучок формировался в различных экспериментах с использованием сферической или цилиндрической линз с фокусными расстояниями 250 и 350 mm соответственно из исходного гауссова пучка с апертурой 0.7 mm и мощностью 22.5 mW таким образом, чтобы его перетяжка совпадала с серединой

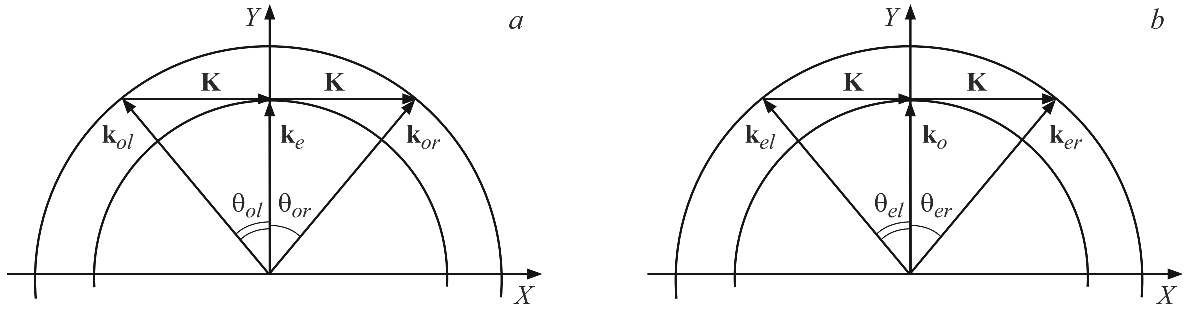

Рис. 2. Векторные диаграммы вырожденной анизотропной дифракции Брэгга двукратного типа на РДС в кристалле 1% MgO : LiTaO$_3$ при температуре $T_{dgb} < T_i$ ниже изотропной точки для необыкновенного зондирующего пучка (a) и при $T_{dgu} > T_i$ выше нее для обыкновенного зондирующего пучка (b).

(относительно координаты z) входной грани $y = 0$. Вектор поляризации лазерного пучка в различных экспериментах ориентировался вдоль кристаллографического направления Z, в плоскости XY, или под углом 45° к оси Z. Для измерения мощностей зондирующего (P_0) и дифрагированных пучков P_{dr} и P_{dl} (рис. 1) использовался измеритель мощности THORLABS-100D. Качественный вид наблюдаемых картин дифракции в дальней зоне фиксировался на экране *9*, расположенном на расстоянии $L = 1$ m от выходной грани кристалла $y = d$, визуально и с помощью цифровой фотокамеры.

Наличие изотропной точки с $\delta n(T_i) = 0$ при температуре $T = T_i$ приводит к двум возможным вариантам экспериментального наблюдения вырожденной анизотропной дифракции Брэгга двукратного типа на доменных стенках РДС в кристалле 1% MgO : LiTaO$_3$, векторные диаграммы которых иллюстрируются на рис. 2.

Для наблюдения вырожденной дифракции ниже температуры изотропной точки (рис. 2, a) необыкновенный зондирующий пучок с волновым вектором $\mathbf{k}_e$ должен распространяться в кристалле ортогонально вектору $\mathbf{K}$, соответствующему первой пространственной гармонике возмущений доменными стенками РДС компонент диэлектрического тензора $\Delta\varepsilon_{13}(x) = \Delta\varepsilon_{31}(x)$. Экспериментально такое направление распространения зондирующего пучка задавалось путем определения двух угловых положений поворотного столика с кристаллом, при которых наблюдалась изотропная дифракция Брэгга на РДС +1-го и −1-го порядков, как среднее между ними. В этом случае соответствующие обыкновенным волнам левый (l) и правый (r) максимумы, наблюдаемые при вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа при температуре $T_{dgb} \approx 41.5$°C, картина которой представлена на рис. 3, a, расположены симметрично относительно максимума для зондирующего пучка (углы дифракции $\theta_{ol} = -\theta_{or}$), а их интенсивности близки друг к другу ($P_{dl} \approx P_{dr}$).

Для обыкновенного зондирующего пучка, распространяющегося в кристалле в том же направлении, что и в предыдущем случае, при температуре $T_{dgu} \approx 91.5$°C наблюдается вырожденная дифракция Брэгга, описываемая векторной диаграммой, иллюстрируемой на рис. 2, b. В этом случае на картине дифракции, представленной на рис. 3, b, два симметричных максимума с близкими интенсивностями ($P_{dl} \approx P_{dr}$) соответствуют необыкновенным волнам с векторами $\mathbf{k}_{er}$ и $\mathbf{k}_{el}$, составляющими с вектором $\mathbf{k}_o$ зондирующей волны углы θ_{er} и $\theta_{el} = -\theta_{er}$ соответственно. Измеренные значения рассматриваемых углов дифракции в воздухе были близки к расчетным значениям

$$\theta_{or}^{air}(T_{dgb}) = \theta_{er}^{air}(T_{dgu}) = \operatorname{asin}(\lambda/\Lambda) = 0.0792\,\text{rad.},$$

соответствующим представленным на рис. 2 векторным диаграммам, для реализации которых необходимо выполнение условий

$$n_o^2(T_{dgb}) - n_e^2(T_{dgb}) = n_e^2(T_{dgu}) - n_o^2(T_{dgu}) = \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2. \quad (1)$$

Таким образом, разность квадратов показателей преломления кристалла 1% MgO : LiTaO$_3$ на длине волны $\lambda = 632.8$ nm при температурах T_{dgb} и T_{dgu}, соответствующих реализации вырожденной анизотропной дифракции Брэгга двукратного типа на РДС с периодом $\Lambda = 7.99\,\mu$m, может быть оценена из экспериментальных данных как

$$n_o^2(T_{dgb}) - n_e^2(T_{dgb}) = n_e^2(T_{dgu}) - n_o^2(T_{dgu}) = 6.27 \cdot 10^{-3}.$$

Экспериментальные зависимости эффективности вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа, измеренные при обыкновенном и необыкновенном зондирующих пучках в температурных областях от 35 до 47°C и от 86 до 99°C соответственно, показаны точками на рис. 4.

Для экспериментального определения температурной зависимости двулучепреломления $\delta n(T) = n_o(T) - n_e(T)$ кристалла 1% MgO : LiTaO$_3$ с РДС по известной методике [14] вектор поляризации зондирующего пучка ориентировался под углом 45° к оси Z. После прохождения этого пучка через кристалл с размером $d = 1.9$ mm вдоль оси Y и скрещенный анализатор измерителем THORLABS-100D регистрировалась зависимость его

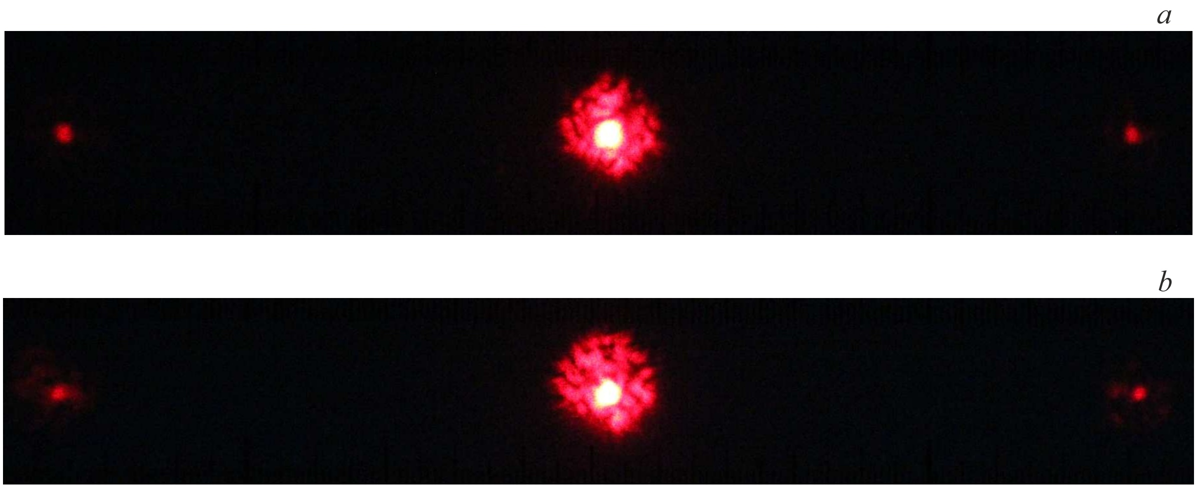

Рис. 3. Картины в дальней зоне для вырожденной анизотропной дифракции Брэгга двукратного типа на доменных стенках РДС ($\Lambda = 7.99\,\mu$m) в кристалле 1% MgO:LiTaO$_3$: (*a*) — при $T_{dgb} = 41.5^\circ$C и необыкновенном зондирующем пучке, см. векторную диаграмму на рис. 2, *a*; (*b*) — при $T_{dgu} = 91.5^\circ$C и обыкновенном зондирующем пучке, см. векторную диаграмму на рис. 2, *b*.

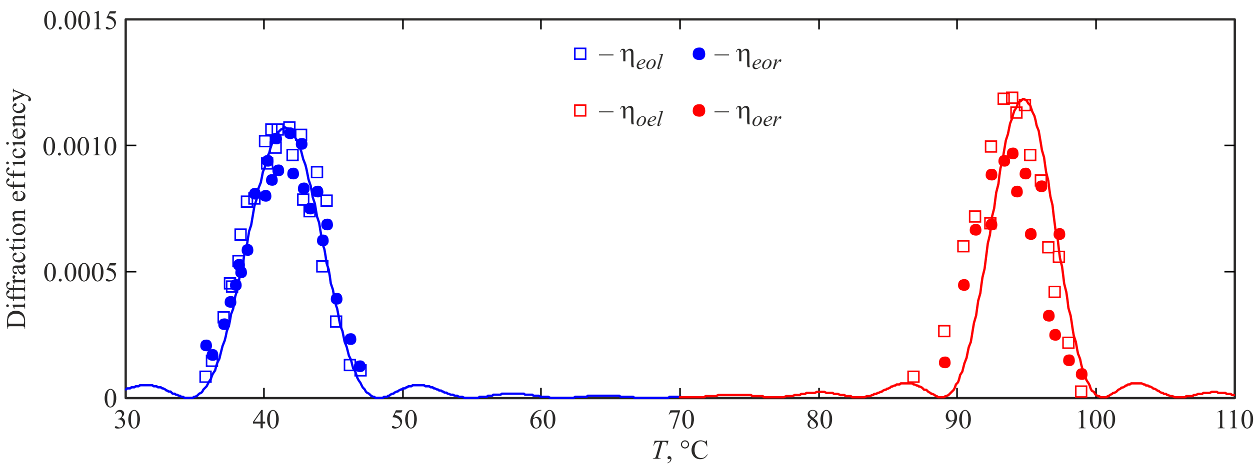

Рис. 4. Температурные зависимости эффективности анизотропной вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа на доменных стенках РДС ($\Lambda = 7.99\,\mu$m) в кристалле 1% MgO:LiTaO$_3$ на длине волны $\Lambda = 632.8$ nm. Экспериментальные точки — для левого (η_{eol} и η_{oel}) и правого (η_{eor} и η_{oer}) дифракционных максимумов при необыкновенном (eo, $T < T_i$) и обыкновенном (oe, $T > T_i$) зондирующих пучках; синяя и красная кривые — расчет по формулам (7), (6) и (10), (9) соответственно.

мощности от температуры, определяемая двулучепреломлением, как

$$P(T) = P_0 \sin^2\left[\frac{\pi d}{\lambda}\,\delta n(T)\right]. \tag{2}$$

Полученные результаты для диапазона температур от 30 до 101°C показаны точками на рис. 5.

При аппроксимации данной экспериментальной температурной зависимости использовалось разложение функций $\delta n_b(T)$ (для $T \le T_i$) и $\delta n_u(T)$ (для $T \ge T_i$) в степенной ряд

$$\delta n_{b,u}(T) = A_{1b,1u}(T - T_i) + A_{2b,2u}(T - T_i)^2 + A_{3b,3u}(T - T_i)^3 + A_{4b,4u}(T - T_i)^4 \tag{3}$$

и процедура подгонки по методу наименьших квадратов, позволившая определить температуру изотропной точки как $T_i = 69.311^\circ$C, а также коэффициенты разложения A_{ib} и A_{iu}, значения которых приведены в таблице.

Полученное для исследованного образца значение температуры изотропной точки отличается от $T_i = (98.0 \pm 0.2)^\circ$C для нелегированного кристалла LiTaO$_3$ с содержанием Li$_2$O, равным 49.96% mol [14]. Кроме того, расчет по представленным в [15] уравнениям Селлмейера для легированного стехиометрического кристалла 1% MgO:LiTaO$_3$ приводит к температуре $T_i = 94.17^\circ$C. Такие различия могут быть связаны с соответствующими отклонениями от стехиометрии сравниваемых кристаллов. Оценка концентрации Li$_2$O в исследуемом образце 1% MgO:LiTaO$_3$ с $T_i = 69.311^\circ$C,

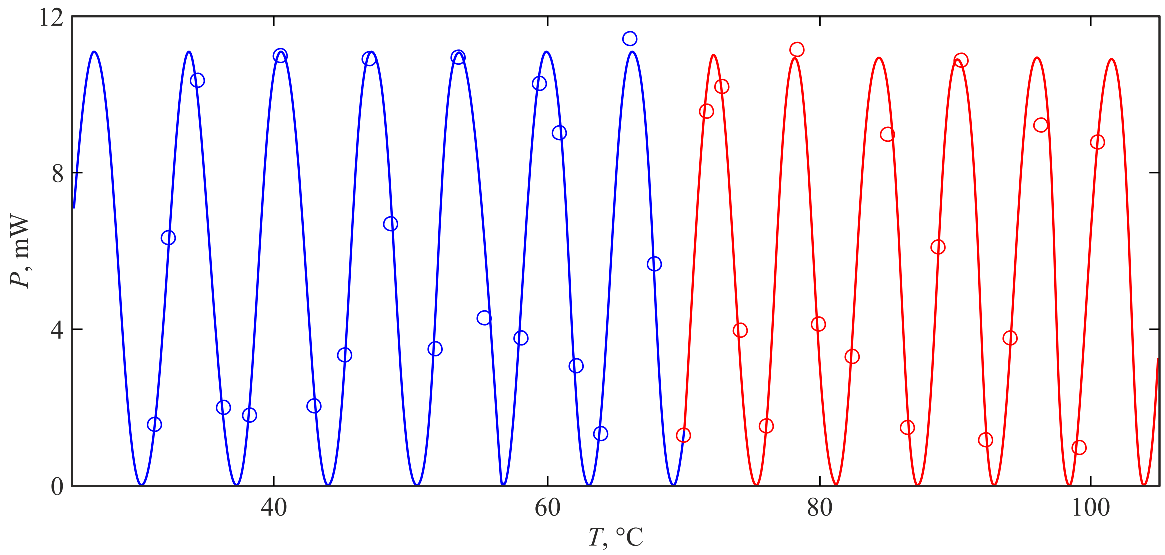

Рис. 5. Температурные зависимости для мощности прошедшего через образец с РДС и скрещенный анализатор зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 632.8$ nm, мощностью 22.5 mW и вектором поляризации, ориентированным под углом 45° к оси Z кристалла. Точки — экспериментальные значения; синяя и красная кривые — расчет по формулам (2) и (3) с использованием приведенных в таблице коэффициентов разложения A_{ib} и A_{iu} соответственно.

Коэффициенты разложения A_{ib} и A_{iu} для температурной зависимости двулучепреломления $\delta n_{b,u}(T) = n_0(T) - n_e(T)$ в кристалле 1% MgO : LiTaO$_3$, аппроксимируемой формулой (3) ниже и выше температуры изотропной точки соответственно

Коэффициенты разложения для $T \leq T_i$	A_{1b}, $10^{-5}\,K^{-1}$	A_{2b}, $10^{-8}\,K^{-2}$	A_{3b}, $10^{-9}\,K^{-3}$	A_{4b}, $10^{-11}\,K^{-4}$
	-5.33829	-2.074	1.62589	1.5924
Коэффициенты разложения для $T \geq T_i$	A_{1u}, $10^{-5}\,K^{-1}$	A_{2u}, $10^{-8}\,K^{-2}$	A_{3u}, $10^{-9}\,K^{-3}$	A_{4u}, $10^{-11}\,K^{-4}$
	-5.68261	17.62	-11.1076	15.8229

проведенная по соотношениям из работы [14], дает ее значение как 49.79% mol.

Малые значения эффективности вырожденной анизотропной дифракции Брэгга двукратного типа (рис. 4) позволяют воспользоваться при описании ее температурных зависимостей приближением слабой связи [28]. Для температуры кристалла $T \leq T_i$ падающая необыкновенная световая волна с волновым вектором $\mathbf{k}_e$ (рис. 2, a) в этом случае будет иметь постоянную амплитуду E^m_{ie}. С использованием известного подхода [33] уравнения, описывающие эволюцию амплитуд дифрагированных обыкновенных волн $E^m_{dro}(y)$ и $E^m_{dlo}(y)$ с векторами $\mathbf{k}_{or}$ и $\mathbf{k}_{ol}$ соответственно могут быть получены в виде

$$\frac{dE^m_{dro}}{dy} = -i\,\frac{\pi}{2\lambda}\,\frac{\Delta\varepsilon^{1m}_{13}}{n_o\cos\theta_{or}}\,E^m_{ie}\exp(i\Delta k^b_r y), \tag{4}$$

$$\frac{dE^m_{dlo}}{dy} = -i\,\frac{\pi}{2\lambda}\,\frac{\Delta\varepsilon^{1m}_{13}}{n_o\cos\theta_{ol}}\,E^m_{ie}\exp(i\Delta k^b_l y), \tag{5}$$

где $\Delta\varepsilon^{1m}_{13}$ — амплитуда первой пространственной гармоники возмущений доменными стенками РДС компоненты диэлектрического тензора, а зависящие от температуры кристалла волновые расстройки от условий Брэгга при $\theta_{ol} = -\theta_{or}$, когда $\mathbf{k}_e \perp \mathbf{K}$, определяются следующим выражением.

$$\Delta k^b_l(T) = \Delta k^b_r(T) = \Delta k^b(T) \approx \frac{\pi\lambda}{n_o\Lambda^2}\left[1 - 2n_o\delta n_b(T)\,\frac{\Lambda^2}{\lambda^2}\right]. \tag{6}$$

Таким образом, при симметричной настройке ($\theta_{ol} = -\theta_{or}$, $\mathbf{k}_e \perp \mathbf{K}$) дифракционные эффективности η_{eol} и η_{eor} анизотропной вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа для левого и правого максимумов должны быть одинаковыми, и их температурная зависимость для $T \leq T_i$, определяемая волновой расстройкой (6), может быть получена из (4) или (5) в виде

$$\eta_{eol}(T) = \eta_{eor}(T) = \eta^m_{eo}\,\frac{\sin^2\left[\Delta k^b(T)d_{\text{ef}}/2\right]}{\left[\Delta k^b(T)d_{\text{ef}}/2\right]^2} \tag{7}$$

со следующим максимальным значением:

$$\eta^m_{eo} = \left(\frac{\pi|\Delta\varepsilon^{1m}_{13}|d_{\text{ef}}}{2\lambda n_o\cos\theta_o}\right)^2. \tag{8}$$

Использование данного подхода к анализу температурной зависимости эффективности анизотропной вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа на доменных стенках РДС при обыкновенном зондирующем пучке, реализуемой для $T \geq T_i$ (см. векторную диаграмму на рис. 2, b), позволило получить следующие соотношения:

$$\Delta k_l^u(T) = \Delta k_r^u(T) = \Delta k^u(T) \approx \frac{\pi\lambda}{n_e\Lambda^2}\left[1 + 2n_e\delta n_u(T)\,\frac{\Lambda^2}{\lambda^2}\right], \tag{9}$$

$$\eta_{oel}(T) = \eta_{oer}(T) = \eta_{oe}^m\,\frac{\sin^2\left[\Delta k^u(T)d_{\text{ef}}/2\right]}{\left[\Delta k^u(T)d_{\text{ef}}/2\right]^2}, \tag{10}$$

$$\eta_{oe}^m = \left(\frac{\pi|\Delta\varepsilon_{13}^{1m}|d_{\text{ef}}}{2\lambda n_e\cos\theta_e}\right)^2. \tag{11}$$

При расчетах температурных зависимостей эффективности анизотропной вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа на доменных стенках РДС, представленных сплошными кривыми на рис. 4, использовались соотношения (7), (6) и (3) для $T \leq T_i$ и (10), (9) и (3) для $T \geq T_i$, где максимальные значения дифракционной эффективности η_{eo}^m и η_{oe}^m принимались равными $1.07 \cdot 10^{-3}$ и $1.18 \cdot 10^{-3}$ соответственно. При этом температурной зависимостью обыкновенного и необыкновенного показателей преломления в формулах (6) и (9) пренебрегалось, и они заменялись приближенным значением $n_o \approx n_e \approx 2.175$.

Сравнение представленных на рис. 4 экспериментальных данных с расчетными кривыми показывает, что они удовлетворительно согласуются друг с другом в рамках рассмотренной модели анизотропной вырожденной дифракции Брэгга двукратного типа на доменных стенках РДС. Наблюдаемые различия могут быть связаны как с экспериментальными ошибками, так и с погрешностями ориентации волновых векторов зондирующего пучка ($\mathbf{k}_e$ или $\mathbf{k}_o$) относительно вектора $\mathbf{K}$ решетки РДС и кристаллографических осей образца. Из найденных величин η_{eo}^m и η_{oe}^m и формул (8) и (11) соответственно амплитуды возмущений были оценены как $|\Delta\varepsilon_{13}^{1m}| = 1.55 \cdot 10^{-5}$ для $T \leq T_i$ и $|\Delta\varepsilon_{13}^{1m}| = 1.63 \cdot 10^{-5}$ для $T \geq T_i$.

Амплитуда первой пространственной гармоники $\Delta\varepsilon_{13}^{1m}$ определяется, во-первых, максимальным значением возмущений $\Delta\varepsilon_{13}^{\max}$, создаваемых отдельной доменной стенкой РДС вследствие флексоэлектрического эффекта, которое из представленных в [26,27] соотношений может быть получено в виде

$$\Delta\varepsilon_{13}^{\max} = n_o^2 n_e^2\,\frac{P_S}{2\omega_0} \times \left|\frac{f_{1132}(p_{44}C_{14}^p - p_{41}C_{44}^p) + f_{3131}(p_{41}C_{14}^p - p_{44}C_{66}^p)}{C_{44}^p C_{66}^p - (C_{14}^p)^2}\right|, \tag{12}$$

где C_{mn}^p и p_{mn} — модули упругости при постоянной электрической поляризации и упругооптические коэффициенты кристалла в матричных обозначениях; P_S — спонтанная поляризация; ω_0 — половина толщины доменной стенки. Во-вторых, величина $\Delta\varepsilon_{13}^{1m}$ будет зависеть от соотношения между размерами h_i и $h_p = \Lambda - h_i$ соответственно для исходной и переполяризованной областей кристалла в РДС. Представим возмущения $\Delta\varepsilon_{13}(x) = \Delta\varepsilon_{31}(x)$ на пространственном периоде Λ для исследуемой РДС с $\omega_0 \ll \Lambda$ с учетом соотношений для отдельных стенок [26,27], разделяющих исходные и переполяризованные области, в следующем виде:

$$\Delta\varepsilon_{13}(x) = \Delta\varepsilon_{31}(x) = \Delta\varepsilon_{13}^{\max}\left\{\mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{x + \Lambda/4 + \Delta/4}{\omega_0}\right] - \mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{x - \Lambda/4 - \Delta/4}{\omega_0}\right]\right\}, \tag{13}$$

где $\Delta = h_i - h_p$. Численные расчеты комплексной амплитуды первой пространственной гармоники с использованием (13) показали, что для значений половины толщины доменной стенки в интервале от 2 до 100 nm она с высокой точностью может быть аппроксимирована как

$$\Delta\varepsilon_{13}^{1m} = i\,\frac{4\omega_0}{\Lambda}\,\Delta\varepsilon_{13}^{\max}\cos\left(\frac{\pi\Delta}{2\Lambda}\right). \tag{14}$$

В этом случае, как следует из (12), амплитуда возмущений $\Delta\varepsilon_{13}^{1m}$ не зависит от неизвестного параметра доменных стенок ω_0, и ее модуль можно представить в виде

$$|\Delta\varepsilon_{13}^{1m}| = \frac{2n_o^2 n_e^2 P_S}{\Lambda}\cos\left(\frac{\pi\Delta}{2\Lambda}\right)|b_1 f_{1132} + b_2 f_{3131}| \tag{15}$$

со следующими коэффициентами:

$$b_1 = \frac{p_{44}C_{14}^p - p_{41}C_{44}^p}{C_{44}^p C_{66}^p - (C_{14}^p)^2}, \quad b_2 = \frac{p_{41}C_{14}^p - p_{44}C_{66}^p}{C_{44}^p C_{66}^p - (C_{14}^p)^2}. \tag{16}$$

Для оценки возможных значений компонент тензора флексоэлектрической связи f_{1132} и f_{3131} исследуемого кристалла 1% $MgO:LiTaO_3$, определяющих эффективность наблюдаемой анизотропной дифракции, воспользуемся известными данными по упругооптическим коэффициентам $p_{41} = 0.028$ и $p_{44} = 0.028$ [34], позволяющими сделать в (16) замену $p_{41} = p_{44} = p$:

$$b_1 = p\,\frac{C_{14}^p - C_{44}^p}{C_{44}^p C_{66}^p - (C_{14}^p)^2}, \quad b_2 = p\,\frac{C_{14}^p - C_{66}^p}{C_{44}^p C_{66}^p - (C_{14}^p)^2}. \tag{17}$$

Модули упругости при постоянной электрической поляризации для кристалла танталата лития могут быть рассчитаны по его известным материальным параметрам [35] как

$$C_{14}^p = -2.170 \cdot 10^{10}\ \mathrm{N/m^2}, \ C_{44}^p = 1.152 \cdot 10^{11}\ \mathrm{N/m^2}$$

и

$$C_{66}^p = 9.925 \cdot 10^{11}\ \mathrm{H/m^2},$$

что приводит к коэффициентам

$$b_1 = -p \cdot 1.249 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^2/N}$$

и

$$b_2 = -p \cdot 1.104 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^2/N}.$$

Близкие значения позволяют заменить их в формуле (15) на среднюю величину

$$b_{av} = |b_1 + b_2|/2 \approx p \cdot 1.2 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^2/N}$$

и оценить сумму компонент тензора флексоэлектрической связи как

$$|f_{1132} + f_{3131}| \approx \frac{\Lambda|\Delta\varepsilon_{13}^{1m}|}{2n_o^2 n_e^2 P_S \cos(\pi\Delta/2\Lambda) b_{av}}. \qquad (18)$$

Используя величину спонтанной поляризации $P_S = 0.5\,\mathrm{C/m^2}$ [36] и другие приведенные выше материальные параметры танталата лития, а также полученные экспериментальные данные, находим, что $|f_{1132} + f_{3131}| \approx 18\,\mathrm{V}$. Можно отметить, что эти данные не противоречат известным теоретическим оценкам для компонент тензоров флексоэлектрической связи $f_{ijkl} \sim 1{-}10\,\mathrm{V}$ [37,38].

Таким образом, наличие изотропной точки в стехиометрическом кристалле 1%MgO : LiTaO$_3$ позволяет реализовать эффекты вырожденной анизотропной дифракции на сформированной в нем РДС при необыкновенном (для $T \le T_i$) и обыкновенном ($T \ge T_i$) зондирующих пучках. В исследованном образце для РДС с ненаклонными стенками Y-типа с пространственным периодом $\Lambda = 7.99\,\mu\mathrm{m}$ максимумы эффективности $\eta_{eo}^m \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ и $\eta_{oe}^m \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ вырожденной анизотропной дифракции двукратного типа для зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 632.8\,\mathrm{nm}$ наблюдались при температурах $T_{dgb} = 41.5°\mathrm{C}$ и $T_{dgu} = 91.5°\mathrm{C}$ соответственно, при которых разность квадратов показателей преломления может быть оценена как

$$n_o^2(T_{dgb}) - n_e^2(T_{dgb}) = n_e^2(T_{dgu}) - n_o^2(T_{dgu}) = 6.27 \cdot 10^{-3}.$$

Проведенные на основе приближения слабой связи для эффективности двукратной вырожденной анизотропной дифракции Брэгга и экспериментальных данных для η_{eo}^m и η_{oe}^m расчеты позволили получить оценку $|f_{1132} + f_{3131}| \approx 18\,\mathrm{V}$ для компонент тензора флексоэлектрической связи исследованного образца танталата лития. Из анализа экспериментальных температурных зависимостей для мощности прошедшего через кристалл 1% MgO : LiTaO$_3$ и скрещенный анализатор зондирующего пучка с вектором поляризации, ориентированным под углом 45° к оси Z, определена температура изотропной точки $T_i = 69.31°\mathrm{C}$ и аппроксимировано степенными разложениями поведение двулучепреломления $\delta n_{b,u}(T) = n_o(T) - n_e(T)$ для диапазонов $30°\mathrm{C} < T \le T_i$ и $T_i \le T < 110°\mathrm{C}$ соответственно.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2023–2025 гг. (задание FEWM-2023-0012).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] P. Ferrari, S. Grilli, P. DeNatale. *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications* (Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg, 2014). DOI: 10.1007/978-3-642-41086-4
[2] F.J. Kontur, I. Dajani, Y. Lu, R.J. Knize. Optics Express, **15**, 12882 (2007). DOI: 10.1364/OE.15.01.012882
[3] С.П. Ковалев, Г.Х. Китаева. Письма в ЖЭТФ, **94**, 95 (2011). DOI: 10.1134/S0021364011140074
[4] А.Н. Тучак, Г.Н. Гольцман, Г.Х. Китаева, А.Н. Пенин, С.В. Селиверстов, М.И. Финкель, А.В. Шепелев, П.В. Якунин. Письма в ЖЭТФ, **96**, 97 (2012). DOI: 10.31857/S1234567820170048
[5] L.A. Rios, C.E. Minor, N.A. Barboza, R.S. Cudney. Opt. Express, **26**, 17591 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.017591
[6] T. Ding, Y. Zheng, X. Chen. Opt. Lett., **44**, 1524 (2019). DOI: 10.1364/OL.44.001524
[7] П.А. Прудковский. Письма в ЖЭТФ, **111**, 494 (2020). DOI: 10.31857/S123456782008011X
[8] П.А. Прудковский. Письма в ЖЭТФ, **116**, 667 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822220049
[9] B. Nandy, S.C. Kumar, M. Ebrahim-Zadeh. Optics Express, **30**, 16340 (2022). DOI: 10.1364/OE.456023
[10] W. Yao, L. Deng, Y. Tian, A. Chang, P. Wang, J. Chen, H. Tan, J. Gao. Optics Continuum, **1**, 547 (2022). DOI: 10.1364/OPTCON.445930
[11] I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, L. Guilbert. Opt. Lett., **41**, 4174 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.004174
[12] S.M. Shandarov, E.N. Savchenkov, M.V. Borodin, A.E. Mandel, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur. Ferroelectrics, **542**, 58 (2019). DOI: 10.1080/00150193.2019.1574663
[13] R.L. Byer, J. Nonlinear. Opt. Phys. Mater., **6**, 549 (1997). DOI: 10.1142/S021886359700040X
[14] C. Bäumer, D. Berben, K. Buse, H. Hesse, J. Imbrock. Appl. Phys. Lett., **82**, 2248 (2003). DOI: 10.1063/1.1566100
[15] I. Shoji, Y. Iwamoto, Y. Kagami, Y. Furukawa. *Novel Optical Materials and Applications* (Optica Publishing Group, 2022), NoTh2E.3. DOI: 10.1364/noma.2022.noth2e.3
[16] W. Wen-Le, L. You-Wen, Z. Xiao-Qi. Chinese Phys. Lett., **25**, 4303 (2008). DOI: 10.1088/0256-307X/25/12/033
[17] H.H. Lim, S. Kurimura, T. Katagai, I. Shoji. Jap. J. Appl. Phys., **52**, 032601 (2013). DOI: 10.7567/JJAP.52.032601
[18] А.Л. Александровский, О.А. Глико, И.И. Наумова, В.И. Прялкин. Квантовая электроника, **23**, 657 (1996). DOI: 10.1070/QE1996v026n07ABEH000743
[19] S.M. Shandarov, A.E. Mandel, T.M. Akylbaev, M.V. Borodin, E.N. Savchenkov, S.V. Smirnov, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur. J. of Physics: Conf. Series, **867**, 012017 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/867/1/012017

[20] С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Е.Н. Савченков, М.В. Бородин, С.В. Смирнов, А.Р Атматханов, В.Я. Шур. *Голография. Наука и практика: XVI международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов* (МГТУ им. Н.Э. Баумана, М., 2017), с. 203.

[21] Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, С.В. Смирнов, А.А. Есин, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур. Письма в ЖЭТФ, **110**, 165 (2019). DOI: 10.1134/S0370274X19150050

[22] Д.А. Губинская, М.А. Федянина, Е.Н. Савченков. *XX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, посвященный 100-летию со дня рождения Н.Г. Басова: сборник трудов* (Тровант, М., 2022), с. 308.

[23] Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, А.В. Дубиков, Д.Е. Кузьмич, М.А. Федянина, Д.А. Губинская, В.Я. Шур, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова. *XI Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов* (НИЯУ МИФИ М., 2022), с. 60.

[24] В.А. Жирнов. ЖЭТФ, **35**, 1175 (1958).

[25] E.A. Eliseev, A.N. Morozovska, M.D. Glinchuk, R. Blinc. Phys. Rev. B, **79**, 165433 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.79.165433

[26] S.M. Shandarov, E.N. Savchenkov, N.I. Burimov, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur. Laser Physics, **30**, 025401 (2020). DOI: 10.1088/1555-6611/ab5858

[27] S.M. Shandarov, A.E. Mandel, S.V. Smirnov, T.M. Akylbaev, M.V. Borodin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur. Ferroelectrics. **496** (1), 134 (2016). DOI: 10.1080/00150193.2016.1157439

[28] В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. *Физические основы акустооптики* (Радио и связь, М., 1985).

[29] J. Xu, R. Stroud. *Acousto-optic devices: principles, design, and applications* (Wiley, 1992).

[30] A.W. Warner, D.L. White, W.A. Bonner. J. Appl. Phys., **43**, 4489 (1972). DOI: 10.1063/1.1660950

[31] В.Б. Волошинов, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ., астр., **17**, 305 (1976).

[32] V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin. Appl. Phys. Rev., **2**, 040604 (2015). DOI: 10.1063/1.4928591

[33] Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов. *Акустооптические устройства и их применение* (Советское радио, М., 1978).

[34] Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Щитов. ФТТ, **18**, 2129 (1976).

[35] R.T. Smith, F.S. Welsh. J. Appl. Phys., **42**, 2219 (1971).

[36] A.M. Glass. Phys. Rev., **172**, 564 (1968).

[37] P. Zubko, G. Catalan, A.K. Tagantsev. Annu. Rev. Mater. Res., **43**, 387 (2013). DOI: 10.1146/annurev-matsci-071312-121634

[38] P.V. Yudin, A.K. Tagantsev. Nanotechnology, **24**, 432001 (2013). DOI: 10.1088/0957-4484/24/43/432001