

УДК 681.7.068/.069

Д.Е. Савич¹, А.В. Попова¹, В.В. Криштоп^{2,3}, А.С. Перин^{4,5}¹Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия²Пермский национальный исследовательский
политехнический университет, Пермь, Россия³Пермская научно-производственная приборостроительная
компания, Пермь, Россия⁴Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, Томск, Россия⁵Институт оптики атмосферы им. академика
В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

ВИЗУАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОЙ ТОЛЩИНЫ ФАЗОВЫХ ПЛАСТИНОК МЕТОДОМ СРАВНЕНИЯ

Предложена новая методика визуального определения толщины одноосных плоскопараллельных фазовых пластинок, изготовленных из анизотропных веществ на примере ниобата лития LiNbO_3 . Исследуемая пластинка помещается в систему из поляризатора, эталонной фазовой пластинки и анализатора, образуя простейший интерференционно-поляризационный фильтр Шольца, через который проходит неполяризованное широкополосное излучение. На выходе фильтра излучение приобретает вид двух наборов чередующихся максимумов и минимумов интенсивности излучения, по которым визуально определяется разница толщин эталонной и исследуемой фазовых пластинок.

Ключевые слова: анизотропия, фазовая пластинка, эффективная толщина, интерференция, фильтр Вуда, фильтр Шольца, матричная оптика.

D.E. Savich¹, A.V. Popova¹, V.V. Krishtop^{2,3}, A.S. Perin^{4,5}¹Far Eastern State Transport University, Khabarovsk, Russia²Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia³PJSC "Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Perm, Russia⁴Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia⁵V.E. Zuev Institute Of Atmospheric Optics Russian Academy
Of Sciences, Siberian Branch, Tomsk, Russia

VISUAL ASSESSMENT OF THE EFFECTIVE THICKNESS OF THE PHASE PLATES BY THE COMPARISON METHOD

The paper proposes a new technique for the visual determination of the thickness of uniaxial plane-parallel phase plates made of anisotropic substances using the example of lithium niobate LiNbO_3 . The plate under study is placed in a system of a polarizer, a reference phase plate, and an analyzer, forming the simplest interference-polarizing Scholz filter through which unpolarized broadband radiation passes. At the output of the filter, the radiation takes the form of two sets of alternating maxima

and minima of the radiation intensity, from which the difference in the thicknesses of the reference and the investigated phase plates is visually determined.

Keywords: anisotropy, phase plate, effective thickness, interference, Wood filter, Solc filter, matrices.

Введение

Двулучепреломляющие пластинки, изготовленные из одноосных кристаллов, широко применяются во многих областях фундаментальных и прикладных оптических исследований, например, для преобразования излучения по частоте, изготовления электрооптических модуляторов света и полуволновых и четвертьволновых фазовых пластинок. Последние активно применяются в волоконно-оптических линиях связи в качестве элементов, формирующих полностью оптические преобразователи света видимого и ближнего инфракрасного диапазона. Фазовые пластинки из анизотропных кристаллов имеют преимущество перед набирающими популярность в последнее время специализированными оптическими волокнами типа Panda [1] за счет того, что геометрические размеры волоконных компонентов получаются сравнительно большими (порядка 10 см), что не всегда является приемлемым для компактных устройств интерференционно-поляризационных фильтров.

Даже при использовании одноосных анизотропных кристаллов высоких порядков $m \sim 10-100$ возможно измерять их толщину поляризационно-интерференционными методами [2]. Поскольку толщины фазовых пластинок могут быть сравнимы с длинами волн видимого диапазона электромагнитных волн, технология производства таких пластинок должна включать необходимую процедуру строгого контроля качества конечного продукта.

Мы предлагаем новый способ определения толщины фазовых пластинок, изготовленных из ниобата лития. Этот способ основан на рассмотрении минимумов промодулированного по интенсивности при помощи интерференционно-поляризационного фильтра Шольца спектра источника широкополосного неполяризованного оптического излучения, приближенного к модели абсолютно чёрного тела. Метод опробован на одноосных фазовых пластинках с Y -срезом.

В работе [3] описывается фильтр Шольца, представляющий собой систему, состоящую из линейных поляризаторов $P1$ и $P2$, плоскости поляризации которых соответственно расположены под углами α и β к главной оптической оси эталонной фазовой пластинки $Ph1$. Главная оптическая ось фазовой пластинки $Ph2$, стоящей за $Ph1$, может быть

повёрнута на угол γ по отношению к оси первой пластинки, что проиллюстрировано на рис. 1.

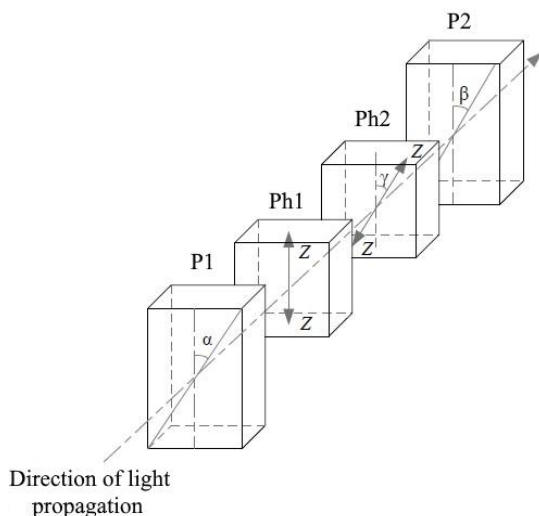


Рис. 1. Ориентация оптических осей кристаллов $Ph1$ и $Ph2$, а также плоскостей пропускания поляризаторов $P1$ и $P2$ в фильтре Шольца

При расположении второго кристалла $Ph2$ под углом $\gamma = 90^\circ$ влияние системы на спектр проходящего света будет таким же, как для плоской пластинки с разностной толщиной $d_{\text{эф}} = |d_1 - d_2|$, называемой эффективной толщиной. Преимуществами данного параметра являются его широкая вариативность и возможность воплощения малых величин, сравнимых с длиной волны, что соответствует фазовой пластинке 1-го порядка. При этом экспериментально замечено и математически показано, что наибольшая эффективная толщина соответствует большому количеству интерференционных минимумов в области наблюдаемого спектра, а меньшая толщина уменьшает количество интерференционных полос и увеличивает спектральное расстояние между ними [2].

1. Математическая модель

Оценка разностной толщины эталонной и исследуемой фазовых пластинок основана на рассмотрении математической модели векторно-матричного метода Стокса–Мюллера, описанного в работах [4, 5]. Согласно этой методике вектор Стокса выходного излучения S' явля-

ется результатом матричного перемножения матрицы Мюллера оптического тракта M и вектора Стокса входного излучения S :

$$S' = M \times S. \quad (1)$$

Вектор Стокса входного излучения S представляет собой матрицу (4×1) , в которой первый компонент описывает интенсивность входного излучения $I(\lambda)$, а остальные три – состояние его поляризации:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I(\lambda) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В качестве входного излучения в экспериментальной части работы выступает широкополосное излучение абсолютно чёрного тела, интенсивность которого описывается формулой Планка:

$$I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (3)$$

где T – температура излучающего тела, $T = 2800 \text{ K}$, соответствует температуре вольфрамовой нити в лампе накаливания; h – постоянная Планка, $h = 6,63 \cdot 10^{34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$; c – скорость света в вакууме, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$; k – постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$.

Матрица Мюллера системы анизотропных элементов есть результат перемножения матриц Мюллера отдельных элементов тракта M_i в порядке, обратном порядку прохождения входного излучения. Таким образом, если оно проходит N элементов подряд, то матрица Мюллера M , характеризующая весь оптический тракт, определится следующим выражением:

$$M = \prod_{i=N}^{i=1} M_i. \quad (4)$$

Матрицы Мюллера линейных поляризаторов и фазовых пластинок в составе фильтра Шольца подробно описаны в литературе [6]. Стоит отметить, что конечная матрица M имеет размерность (4×4) и является слишком громоздкой для записи.

Вектор Стокса выходного излучения S' аналогичен вышеописанному вектору S . Его первый компонент описывает интенсивность

выходного излучения $I'(\lambda)$, а остальные три – состояние поляризации выходного излучения:

$$S = \begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I'(\lambda) \\ S'_1 \\ S' \\ S'_3 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В данной работе практический интерес представляет только интенсивность выходного излучения, потому остальные компоненты вектора рассматриваться не будут [7]. Первая строка вектора S' описывает следующий закон изменения интенсивности выходного излучения:

$$\begin{aligned} I'(\lambda) = & \frac{I_0(\lambda)}{4} \left\{ \cos(2\alpha) \cdot \left[\cos(2\beta) \cdot \left(\cos^2 \left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2} \right) + \cos(4\gamma) \cdot \sin^2 \left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2} \right) \right) \right] + \right. \\ & + \sin(4\gamma) \cdot \sin(2\beta) \cdot \sin^2 \left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2} \right) \left. \right] + \sin(2\alpha) \cdot \left[\cos(\varphi_1(\lambda)) \cdot \langle \sin(2\beta) \rangle \times \right. \\ & \times \left(\cos^2 \left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2} \right) - \cos(4\gamma) \cdot \sin^2 \left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2} \right) \right) + \sin(4\gamma) \times \\ & \times \cos(2\beta) \cdot \sin^2 \left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2} \right) \left. \right] - \sin(\varphi_1(\lambda)) \times \\ & \times \left[\left(\cos(2\gamma) \cdot \sin(2\beta) \cdot \sin(\varphi_2(\lambda)) + \sin(2\gamma) \cdot \cos(2\beta) \cdot \sin(\varphi_2(\lambda)) \right) \right] + 1 \left. \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\varphi_1(\lambda)$ и $\varphi_2(\lambda)$ – фазовые сдвиги между обыкновенными и необыкновенными лучами, вносимые фазовыми пластинками $Ph1$ и $Ph2$ с толщинами d_1 и d_2 соответственно.

Рассматриваемая математическая модель учитывает зависимость показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей от длины волны (мкм), что для кристаллов ниобата лития описывается эмпирическими формулами Селмейера [8]:

$$n_o(\lambda) = \sqrt{4,913 + \frac{0,1173 + 1,65 \cdot 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - (0,212 + 2,7 \cdot 10^{-8} T^2)^2} - 2,78 \cdot 10^{-2} \lambda^2}; \quad (7)$$

$$n_e(\lambda) = \sqrt{4,5567 + 2,605 \cdot 10^{-7} T^2 + \frac{0,097 + 2,7 \cdot 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - (0,201 + 5,4 \cdot 10^{-8} T^2)^2} - 0,0224 \lambda^2}. \quad (8)$$

С учётом вышеизложенного фазовые сдвиги для широкополосного излучения также зависят от длины волны, что и объясняет наличие минимумов интенсивности излучения на выходе фильтра:

$$\varphi_1(\lambda) = \frac{2\pi d_1 (n_0(\lambda) - n_e(\lambda))}{\lambda}; \quad (9)$$

$$\varphi_2(\lambda) = \frac{2\pi d_2 (n_0(\lambda) - n_e(\lambda))}{\lambda}. \quad (10)$$

С целью визуального определения оценки качества исследуемой пластинки формула (6) была упрощена путём рассмотрения отдельного частного случая расположения элементов фильтра Шольца, при котором: $\alpha = \frac{\pi}{4}$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ и $\beta = -\frac{\pi}{4}$.

В таком случае закон изменения выходной интенсивности (6) будет представлять собой следующее выражение:

$$I'(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{4} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi(d_1 - d_2)(n_0(\lambda) - n_e(\lambda))}{\lambda} \right) \right]. \quad (11)$$

Из (11) выведем условие нулевой интенсивности с учётом периодичности гармонической функции косинуса:

$$|d_1 - d_2| = \Delta d = \frac{N \cdot \lambda}{n_0(\lambda) - n_e(\lambda)} = \frac{N \cdot \lambda}{\Delta n(\lambda)}, \quad (12)$$

где N – натуральное число, обозначающее порядок минимума спектра.

Поскольку каждой длине волны минимума λ_i соответствует свой порядок N_i , формула разности толщин двух плоскопараллельных пластинок (12) приобретёт следующий вид:

$$\Delta d_i = N_i \cdot \frac{\lambda_i}{\Delta n(\lambda_i)}, \quad (13)$$

где порядок минимума можно определить, зная длины волн двух соседних минимумов:

$$N_i = \frac{\frac{\lambda_{i+1}}{\Delta n(\lambda_{i+1})}}{\frac{\lambda_{i+1}}{\Delta n(\lambda_{i+1})} - \frac{\lambda_i}{\Delta n(\lambda_i)}}. \quad (14)$$

Основываясь на порядковых номерах интерференционных минимумов и на их количестве в диапазоне видимого спектра оптического излучения, можно сделать вывод о величине эффективной толщины пары кристаллических пластин и сравнить их с известным эталонным кристаллом [9]. При этом для подобного анализа удобно использовать весь диапазон видимого излучения от фиолетового до красного, что не всегда можно реализовать на практике. В дальнейших экспериментальных исследованиях предлагается использовать сравнительную интерференционную картину, полученную от одного эталонного кристалла $Ph1$ и от пары скрещенных кристаллов ($Ph1-Ph2$). Это позволяет использовать для анализа эффективной толщины доступную часть спектра, на которой помещаются хотя бы две разнесенные полосы интерференционных минимумов.

2. Эксперимент

Были проведены несколько предварительных экспериментов для нахождения разностной толщины между двумя плоскопараллельными пластинками в направлении распространения широкополосного излучения. До проведения интерферометрических измерений было известно, что толщина каждой из пластин приблизительно равна 1,8 мм.

В первом тесте фильтр Шольца помещался между источником широкополосного излучения и входной щелью 1, расположенной в фокусе ахроматического объектива 2 стекляннопризменного универсального монохроматора УМ-2 (рис. 2). Впоследствии промодулированный по интенсивности параллельный пучок падает на диспергирующий элемент – призму Аббе 3, которая отклоняет любой луч, идущий через неё на угол в 90° .

При визуальном методе определения разностной толщины важную роль играет приёмно-регистрирующее устройство, представляющее собой зрительную трубу, состоящую из объектива 4 и окуляра 6. Фокусное расстояние объектива равно 280 мм, а его диаметр составляет 47 мм. Между объективом и окуляром расположен указатель 5, с помощью которого определяются длины волн минимумов широкополосного излучения. Поскольку фокусное расстояние объектива $F = 280$ мм, а его диаметр $D = 47$ мм, относительное отверстие $D/F \approx 1/6$, что позволяет отнести используемый в экспериментальной части работы монохроматор к приборам средней светосилы.

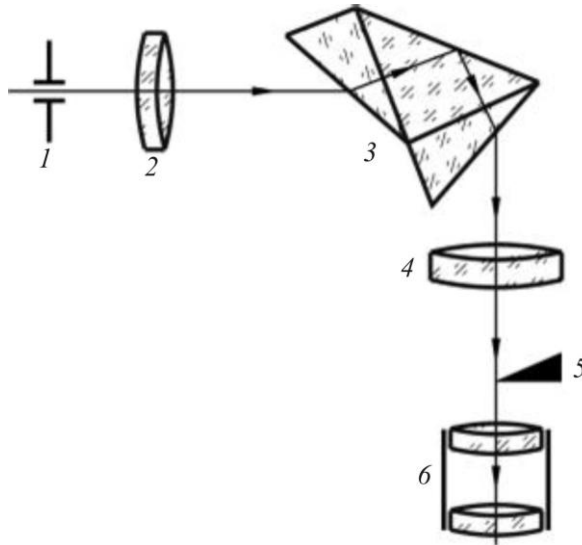


Рис. 2. Оптическая схема универсального монохроматора УМ-2

Поскольку толщина первого кристалла d_1 много больше, чем разностная толщина $|d_1 - d_2|$, число тёмных полос (минимумов интенсивности) на нижнем участке интерференционной картины также много больше числа тёмных полос на верхнем участке; отношение числа тёмных полос на верхнем и нижнем участках определяется отношением разностной толщины к толщине первого кристалла, как это показано на рис. 3.

3. Результаты эксперимента

При детальном анализе выходного спектра фильтра Вуда – Шольца для фазовых пластинок с толщинами $d_1 \approx d_2 \approx 1,8$ мм, изображённого на рис. 4, был сформулирован вывод, что на один минимум интенсивности верхнего участка спектра приходится 13 минимумов интенсивности нижнего участка спектра. Верхний участок интерференционной картины представляет собой результат перераспределения интенсивностей обыкновенного и необыкновенного лучей, проходящих через обе фазовых пластинки. Именно этот участок будет подвержен дальнейшим исследованиям. Нижний участок интерференционной картины представляет собой аналогичный результат перераспределения интенсивностей с той разницей, что обыкновенный и необыкновенный лучи проходят только одну фазовую пластинку, расположенную вертикально (кристалл $Ph1$).

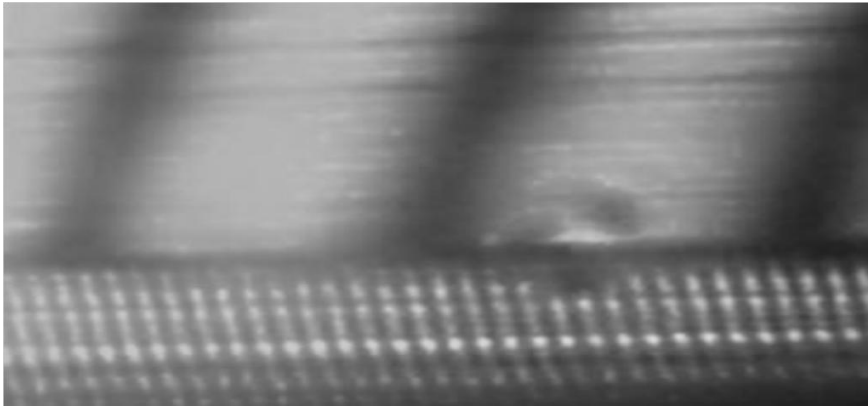


Рис. 4. Участок спектра излучения, пропущенного через ИПФ Вуда – Шольца, для сравнения толщин плоскопараллельных фазовых пластинок $Ph1$ и $Ph2$

Для фазовых пластинок толщиной $d1 \approx d2 \approx 1,8$ мм в соответствии с рис. 4 это соответствует следующему соотношению:

$$\frac{|d_1 - d_2|}{d_1} = \frac{1}{13},$$

что эквивалентно модулю абсолютной разности толщин двух фазовых пластинок $|d1-d2| \approx 0,138$ мм.

При этом наклон полос минимумов интенсивности, связанный с неидеальностью поверхностей фазовых пластинок, не влияет на вышеуказанное соотношение. Уточнение разностной толщины $|d_1-d_2|$, а следовательно, и толщины первого кристалла d_1 может быть произведено при помощи графоаналитического метода.

Выводы

Таким образом, представленная в работе методика позволяет в одном эксперименте определить порядок интерференционных минимумов отдельной пластинки из анизотропного кристалла и набора пластинок, что делает возможным с высокой точностью оценить толщины фазовых пластин в немонахроматическом пучке света. Результаты проведенных расчетов согласуются с экспериментальными результатами и доказывают возможность использования усеченного спектрального диапазона для определения толщины исследуемой анизотропной пластинки из сравнения количества интерференционных полос на еди-

ницу ширины спектра одной пластинки и набора пластинок. Этот результат является новым для целей практического использования в экспрессном определении малых разностных толщин элементов интерференционно-поляризационных фильтров. Дальнейшие исследования будут направлены на изучение характера пространственных геометрических и оптических неоднородностей, возникающих при изготовлении фазовых пластин. Особенно это актуально для оценки параллельности входной и выходной граней пластин, а также для выявления примесей, микротрещин или неоднородностей напряжения внутри кристаллической пластинки.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых ученых МК-3217.2021.4.

Список литературы

1. Петухов А.С., Смирнов А.С., Бурдин В.В. Температурные свойства волоконной четвертьволновой пластинки минимальной длины // Прикладная фотоника. – 2015. – Т. 2. – С. 80–87.
2. Паранин В.Д., Карпеев С.В. Метод измерения и термическое управление толщиной срезов одноосных кристаллов // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 1. – С. 36–44. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-1-36-44
3. Использование оптического фильтра Шольца для определения толщины кристаллических пластинок / А.В. Попова, П.С. Гончарова, Н.В. Сидоров, М.Н. Палатников, А.В. Сюй, А.И. Ливашвили, В.В. Криштоп // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. – 2019. – Т. 62. – № 3. – С. 285–290.
4. Савич Д.Е., Попова А.В., Криштоп В.В. Матричный метод определения эффективной толщины фазовой пластинки в схеме фильтра Вуда // Бюллетень научных сообщений. – 2019. – № 24. – С. 67–71.
5. Моделирование работы электрооптического перестраиваемого фильтра Вуда на ниобате лития / Д.Е. Савич, А.В. Попова, П.С. Гончарова, В.В. Криштоп // Бюллетень научных сообщений. – 2019. – № 24. – С. 47–52.
6. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризационная оптика: учеб. пособие. – М., 2012.

7. Длугунович В.А., Круплевич Е.А., Снопко В.Н. Минимизация погрешности измерений параметров Стокса при варьировании углов установки фазовой пластинки // *Оптический журнал*. – 2000. – Т. 67. – № 9. – С. 23–27.

8. Improvement to Sellmeier equation for periodically poled LiNbO₃ crystal using mid-infrared difference-frequency generation / L.H. Deng, X.M. Gao, Z.S. Cao, W.D. Chen, Y.Q. Yuan, W.J. Zhang, Z.B. Gong // *Optics Communications*. – 2006. – Vol. 268. – Iss. 1. – P. 110–114.

9. Визуальная оценка эффективной толщины фазовых пластинок ниобата лития с помощью скрещенного фильтра Вуда–Шольца / В.В. Криштоп, Д.Е. Савич, А.В. Попова, П.С. Гончарова, В.А. Максименко, Н.В. Сидоров, М.Н. Палатников, М.С. Круглов, Т.В. Бондарева, А.В. Суй, А.В. Перминов // *Оптический журнал*. – Т. 88. – № 5. – С. 15–22.

References

1. Petukhov A.S., Smirnov A.S., Burdin V.V. Temperaturnye svoystva volokonnoi chetvert'volnovoii plastinki minimal'noi dliny [Температурные свойства волоконной четвертьволновой пластинки минимальной длины]. *Prikladnaia fotonika*, 2015, vol. 2, pp. 80-87.

2. Paranin V.D., Karpeev S.V. Metod izmereniia i termicheskoe upravlenie tolshchinoi srezov odnoosnykh kristallov [Метод измерения и термическое управление толщиной срезов одноосных кристаллов]. *Komp'iuternaia optika*, 2016, vol. 40, no. 1, pp. 36-44. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-1-36-44

3. Popova A.V., Goncharova P.S., Sidorov N.V., Palatnikov M.N., Siui A.V., Livashvili A.I., Krishtop V.V. Ispol'zovanie opticheskogo fil'tra Shol'tsa dlia opredeleniia tolshchiny kristallicheskikh plastinok [Использование оптического фильтра Шольца для определения толщины кристаллических пластинок]. *Izvestiia vysshikh uchebnykh zavedenii. Priborostroenie*, 2019, vol. 62, no. 3, pp. 285-290.

4. Savich D.E., Popova A.V., Krishtop V.V. Matrichnyi metod opredeleniia effektivnoi tolshchiny fazovoi plastinki v skheme fil'tra Vuda [Матричный метод определения эффективной толщины фазовой пластинки в схеме фильтра Вуда]. *Biulleten' nauchnykh soobshchenii*, 2019, no. 24, pp. 67-71.

5. Savich D.E., Popova A.V., Goncharova P.S., Krishtop V.V. Modelirovanie raboty elektroopticheskogo perestraivaemogo fil'tra Vuda na niobate litiia [Моделирование работы электрооптического перестраиваемого фильтра Вуда на ниобате лития]. *Biulleten' nauchnykh soobshchenii*, 2019, no. 24, pp. 47-52.

6. Ishchenko E.F., Sokolov A.L. Poliarizatsionnaia optika [Поляризация оптика]. Moscow, 2012.

7. Dlugunovich V.A., Kruplevich E.A., Snopko V.N. Minimizatsiia pogreshnosti izmerenii parametrov Stoksa pri var'irovanii uglov ustanovki fazovoi plastinki [Минимизация погрешности измерений параметров Стокса при варьировании углов установки фазовой пластинки]. *Opticheskii zhurnal*, 2000, vol. 67, no. 9, pp. 23-27.

8. Deng L.H., Gao X.M., Cao Z.S., Chen W.D., Yuan Y.Q., Zhang W.J., Gong Z.B. Improvement to Sellmeier equation for periodically poled LiNbO₃ crystal using mid-infrared difference-frequency generation. *Optics Communications*, 2006, vol. 268, iss. 1, pp. 110-114.

9. Krishtop V.V., Savich D.E., Popova A.V., Goncharova P.S., Maksimenko V.A., Sidorov N.V., Palatnikov M.N., Kruglov M.S., Bondareva T.V., Siui A.V., Perminov A.V. Vizual'naia otsenka effektivnoi tolshchiny fazovykh plastinok niobata litiia s pomoshch'iu skreshchennogo fil'tra Vuda – Shol'tsa [Визуальная оценка эффективной толщины фазовых пластинок ниобата лития с помощью скрещенного фильтра Вуда – Шольца]. *Opticheskii zhurnal*, vol. 88, no. 5, pp. 15-22.

Получено 03.03.2021