

ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ Z-СРЕЗОВ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ БЕССЕЛЯ

В.Д. Паранин

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

Аннотация

Выполнено измерение толщины Z-срезов одноосных кристаллов ниобата лития, основанное на периодическом взаимном преобразовании лазерных пучков Бесселя 0-го и 2-го порядков, распространяющихся вдоль оптической оси. Приведены теоретические основы и исследованы особенности практической реализации измерения. На примере кристалла ниобата лития показана возможность контроля толщины от десятков микрометров до десятков миллиметров с использованием дифракционных аксиконов и общелaborаторной лазерной и фотометрической техники.

Ключевые слова: пучок Бесселя, двулучепреломляющий кристалл, ниобат лития, измерение толщины, погрешность, обработка изображений.

Цитирование: Паранин, В.Д. Измерение толщины Z-срезов одноосных кристаллов на основе лазерных пучков Бесселя / В.Д. Паранин // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 4 – С. 594-599. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-4-594-599.

Введение

Измерение оптических и размерных характеристик одноосных кристаллов наиболее часто осуществляется поляризационно-интерференционными методами [1–5]. Общим признаком этих методов является использование схемы «поляризатор – кристалл – анализатор». Такая схема обуславливает интерференцию обыкновенного и необыкновенного пучков за анализатором, по виду которой определяют толщину и двулучепреломление кристалла. Как правило, для диагностики X-срезов одноосных кристаллов используют коллимированное излучение, а для Z-срезов – сходящийся пучок, формирующий конускопическую фигуру, или коллимированный пучок в сочетании с поворотом кристалла [5].

Однако для измерения толщины и двулучепреломления одноосных кристаллов может использоваться иной принцип, заключающийся в пропускании через кристалл специальных лазерных пучков [6–18], формируемых дифракционными оптическими элементами. При этом в кристалле наблюдается деполаризация и интерференция множества дифрагировавших лучей, распространяющихся под разными углами к оптической оси одноосного кристалла [18]. В результате распределение интенсивности в сечении выходного пучка определяется ориентацией оптической оси, двулучепреломлением и толщиной кристалла. Исследование оптических и размерных характеристик одноосных кристаллов, таким образом, основано на анализе изображения выходного пучка. Например, на измерении распределения интенсивности или размеров характерных максимумов интенсивности. Это позволяет использовать стандартные средства фотометрии. С другой стороны, стоимость дифракционных оптических элементов невелика, а высокая точность их изготовления позволяет осуществить прецизионные измерения.

Целью работы являлось измерение толщины плоскопараллельного одноосного кристалла Z-среза с использованием лазерных пучков Бесселя.

Выбор именно пучков Бесселя обусловлен несколькими причинами. Во-первых, пучок Бесселя 0-го порядка, используемый для освещения кристалла, легко получить с помощью круговой дифракционной решётки (дифракционного аксикона) [19–22]. Во-вторых, пучки Бесселя имеют осесимметричную форму, что упрощает математическую обработку изображения пучка на выходе кристалла.

1. Физические основы измерения

Схема измерения толщины показана на рис. 1.

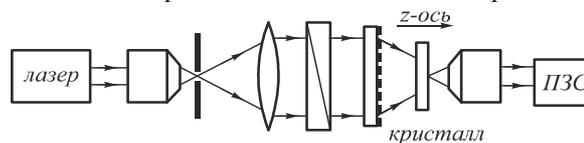


Рис. 1. Оптическая схема для измерения толщины Z-среза одноосного кристалла

Излучение лазера проходит пространственный фильтр – расширитель пучка, коллимируется и поляризуется. Дифракционный аксикон, освещаемый коллимированным излучением, формирует сходящийся конический пучок – пучок Бесселя 0-го порядка, образованный центральным максимумом интенсивности и набором окружающих колец ненулевой интенсивности. При распространении в оптически однородном пространстве пучок Бесселя сохраняет поперечное распределение интенсивности. Однако при распространении в Z-срезе одноосного кристалла происходит периодическое преобразование тёмных и светлых участков в поперечном распределении интенсивности [6–12]. Это соответствует взаимному преобразованию пучков Бесселя 0-го и 2-го порядков, описываемых в рамках скалярной теории, например, с помощью интегрального оператора распространения [11, 12]. Расстояние p , соответствующее переходу пучка Бесселя 0-го порядка в пучок Бесселя 2-го порядка, зависит от числовой апертуры дифракционного аксикона и двулучепреломления одноосного кристалла. Для измерения толщины поперечное распределение интенсивности выходного пучка фиксируется видео-

камерой. Далее оно сравнивается с таблицей эталонов на основе математической модели распространения пучков Бесселя в одноосном кристалле. Это предъявляет высокие требования к пространственному разрешению, линейности и разрядности аналого-цифрового преобразователя (АЦП) видеокамеры, которая в значительной степени определяет точность и разрешающую способность измерения.

Для расчёта поперечного распределения интенсивности пучка Бесселя на выходе Z-среза одноосного кристалла воспользуемся интегральным оператором распространения, полученным ранее в [11]. В качестве примера выберем кристаллы конгруэнтного ниобата лития Z-среза с показателями преломления $n_o=2,28634$, $n_e=2,20267$, длину волны лазерного пучка $\lambda_0=632,8$ нм, период дифракционного аксикона $d=4$ мкм. Поперечные распределения интенсивности при различных толщинах кристалла h показаны на рис. 2.

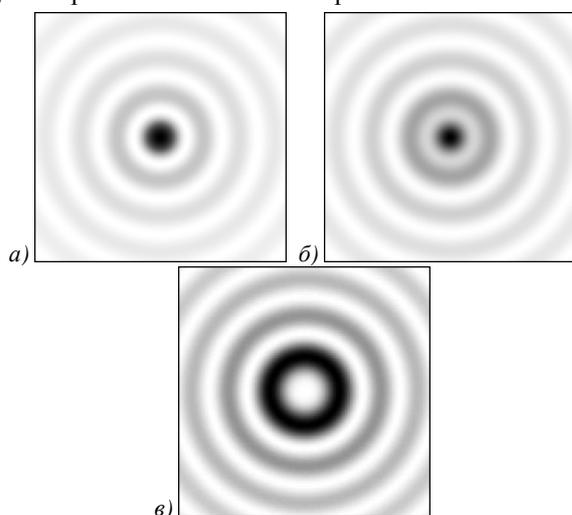


Рис. 2. Поперечное распределение интенсивности пучка Бесселя на выходе Z-среза одноосного кристалла: $h=0$ (а), $h=0,5p$ (б), $h=p$ (в)

Для малой толщины кристалла $h \ll p$ наблюдается преимущественно пучок Бесселя 0-го порядка, содержащий выраженный центральный максимум интенсивности. При толщине $h \approx p$ наблюдается пучок Бесселя 2-го порядка с центральным минимумом интенсивности. При толщинах $h > p$ пучок Бесселя 2-го порядка будет вновь переходить в пучок 0-го порядка. Таким образом, полупериод пространственного преобразования пучка Бесселя p соответствует максимальной толщине кристалла, при которой обеспечивается однозначность измерения. Значение p , отсчитываемое вдоль Z-оси кристалла, приближенно равно [12]:

$$p \approx \lambda_0 / (2(\gamma_o - \gamma_e)), \quad (1)$$

где γ_o , γ_e – величины, определяющие направление распространения обыкновенного и необыкновенного пучков:

$$\gamma_o = \sqrt{n_o^2 - \alpha^2}, \quad \gamma_e = \sqrt{n_o^2 - \alpha^2 n_o^2 / n_e^2}, \quad (2)$$

где $\alpha = \arcsin(\lambda_0/d)$ – числовая апертура дифракционного аксикона с периодом d , освещаемого коллимированным лазерным излучением с длиной волны λ_0 .

Приведённые формулы (1), (2) являются оценочными, поскольку их погрешность составляет несколько процентов по сравнению с использованием интегрального оператора распространения пучка Бесселя в одноосном кристалле [11]. Однако они позволяют приближенно вычислить максимальную измеряемую толщину $h \leq p$ для выбранного кристалла при использовании одного аксикона. Соответственно, перед оптическим измерением необходимо оценить толщину кристалла каким-либо другим методом, например, электронно-механическим. Это измерение необходимо для проверки условия $h \leq p$.

Следует отметить, что максимальная измеряемая толщина кристалла также не превосходит расстояния L , на котором пучок Бесселя сохраняет свою поперечную структуру (модовые свойства). Для дифракционного аксикона радиусом r и периодом d , освещаемого длиной волны λ_0 и кристалла с усреднённым показателем преломления n , это расстояние не превышает $L \leq r/\text{tg}(\arcsin(\lambda/d)) \approx rnd/\lambda_0$. Данное ограничение не так существенно, как предыдущее, в плане измеряемых толщин кристаллов. Это объясняется тем, что радиус изготавливаемых дифракционных аксиконов достигает 100–150 мм, а период аксикона d и используемая длина волны λ_0 могут изменяться в широких пределах. Однако это условие ограничивает сверху расстояние между изображающей линзой (объективом) и кристаллом.

2. Экспериментальное исследование

Для формирования пучка Бесселя 0-го порядка был изготовлен амплитудный дифракционный аксикон диаметром 40 мм на стеклянной подложке толщиной 3 мм с периодом колец $d=4$ мкм (для $\lambda_0=632,8$ нм числовая апертура $\alpha=0,16$). Конструкция аксикона была образована маской Ст, сформированной методом термохимического окисления на станции круговой лазерной записи CLWS-200 с последующим удалением немаскированных участков. Согласно формулам (1), (2), максимальная измеряемая толщина кристаллов ниобата лития h для изготовленного аксикона и длины волны 632,8 нм не превосходит $p=739$ мкм. Расчёт по точным формулам [12] даёт значение $p=745$ мкм.

Для экспериментального исследования использовались плоскопараллельные полированные кристаллы конгруэнтного ниобата лития Z-среза толщиной 514 ± 2 мкм и 554 ± 2 мкм (измерено цифровым микрометром МКЦ-25). В качестве источника излучения использовался одночастотный гелий-неоновый лазер. Лазерный пучок проходил пространственный фильтр – расширитель пучка, содержащий микрообъектив 20×, отверстие диаметром 15 мкм и линзу с фокусным расстоянием 200 мм. Излучение лазера, освещающее дифракционный аксикон, поляризовалось призмой Глана–Тейлора апертурой 10×10 мм² с коэффициентом поляризации не менее 10^6 . Для наблюдения выходного пучка Бесселя применялся микрообъектив 40× с числовой апертурой $\alpha=0,65$,

превосходившей числовую апертуру аксикона $\alpha=0,16$, и ПЗС-матрица DCM310 с разрешением 2048×1536 пикселей и разрядностью АЦП 8 бит.

Юстировка оптической схемы заключалась в установке нормального падения лазерного излучения на поверхность дифракционного аксикона и установленного после него кристалла. Для оценки относительной погрешности δ , вызванной отклонением падения излучения на кристалл от нормального, можно использовать формулу $\delta \approx (1 - \cos \beta) / \cos \beta$, где β – угол преломления в кристалле. Кроме этого, необходимо обеспечить высокое качество коллимации лазерного излучения на выходе пространственного фильтра – расширителя пучка. При наличии сферичности волнового фронта освещающего пучка, вносимой выходной линзой коллиматора, нарушается периодичность преобразования пучка Бесселя в кристалле. Особенно сильно этот нежелательный эффект заметен для кристаллов толщиной в единицы – десятки миллиметров [18, 25]. Для качественной коллимации излучения применялся датчик волнового фронта (датчик Гартмана). Освещение аксикона должно быть равномерным, для чего использовались диафрагма малого диаметра и длиннофокусная.

Фотографии выходных пучков Бесселя для конгруэнтных кристаллов ниобата лития Z-среза различной толщины показаны на рис. 3.

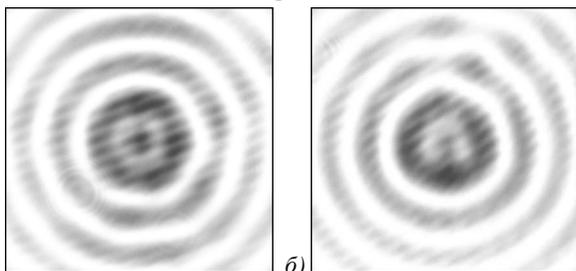


Рис. 3. Пучок Бесселя на выходе кристаллов ниобата лития Z-среза: $h=514$ мкм (а), $h=554$ мкм (б)

Наблюдаемая на рис. 3 интерференционная картина формируется преимущественно дифракционным аксиконом за счёт отражения между передней стеклянной поверхностью подложки и частично хромированной поверхностью, обращённой к кристаллу. Для снижения интерференции следует использовать фазовые аксиконы с просветлением передней или обеих поверхностей. Замена амплитудного аксикона на фазовый также повышает энергетическую эффективность формирования освещающего кристалл пучка Бесселя 0-го порядка. Интерференция в кристалле также может быть ослаблена за счёт использования длин волн диапазона 312–316 нм, в котором ниобат лития является частично поглощающим.

Из полученных экспериментальных данных следует, что увеличение толщины кристалла с $h=514$ мкм до $h=554$ мкм приводит к более полному преобразованию падающего излучения в пучок Бесселя 2-го порядка. Это хорошо видно на примере центрального максимума, интенсивность которого уменьшилась в случае более толстого кристалла. Следует добавить,

что наибольшая чувствительность интенсивности выходного пучка к толщине имеет место при $h \approx 0,5p$. Это объясняется тем, что зависимость центрального максимума интенсивности от толщины пропорциональна $\cos^2(0,5\pi h/p)$.

На рис. 4 показано измеренное и расчетное поперечное распределение интенсивности для кристалла с толщиной $h=554 \pm 2$ мкм. Для определения толщины кристалла из рис. 3б выбиралось несколько (обычно 20–30) радиальных сечений, ориентированных под различными углами, которые затем усреднялись в одно поперечное распределение интенсивности. Установлено, что эксперимент наилучшим образом соответствует расчетам при толщине кристалла 554,5 мкм, что соответствует полю допуска микрометра МКЦ-25.

Интенсивность, отн. ед.

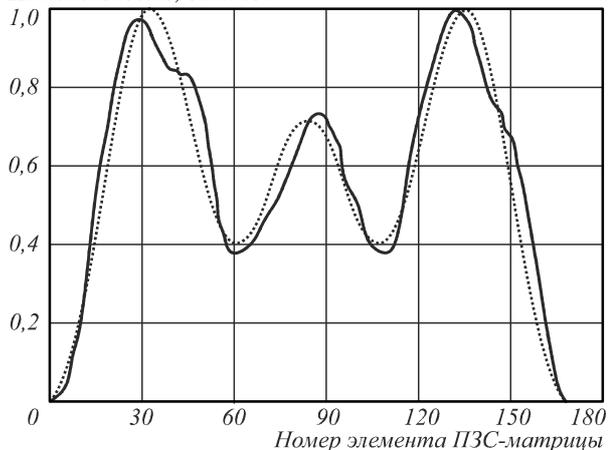


Рис. 4. Поперечное распределение интенсивности: сплошная линия – эксперимент для кристалла с $h=554$ мкм, точечная – расчет для кристалла с $h=554,5$ мкм

Оценим точность выполненного измерения. Периодическая зависимость интенсивности в центре пучка $I_0 \sim \cos^2(\pi h/2p)$, а интенсивности первого прилегающего кольца $I_1 \sim \sin^2(\pi h/2p)$. Выразим искомую толщину кристалла h , обозначив через I_0/I_1 отношение интенсивностей I_0/I_1 :

$$h \approx (2p/\pi) \arcsctg(\sqrt{I_0/I_1}). \quad (3)$$

Расчет абсолютной погрешности Δh проведем по формуле для некоррелированных величин [23]:

$$\Delta h \leq \pm \left(\left(\frac{\partial h}{\partial I_0} \Delta I_0 \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial d} \Delta d \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \lambda_0} \Delta \lambda_0 \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial n_o} \Delta n_o \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial n_e} \Delta n_e \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где ΔI_0 – погрешность нелинейности фотоприемника; Δd – погрешность изготовления периода аксикона, м; $\Delta \lambda_0$ – нестабильность длины волны лазера, м; Δn_o , Δn_e – погрешности измерения показателей преломления кристалла. При записи (4) полагалось, что погрешность задания числовой апертуры пучка α определяется только неточностью изготовления периода аксикона d . Этот случай имеет место для качественной коллимации излучения,

контролируемой датчиком Гартмана или интерференционным методом. Отклонения величин для использованного оборудования равны: $\Delta I_{01}=0,03$, $\Delta d=0,1$ мкм [24], $\Delta n_o = \Delta n_e = 10^{-4}$, $\Delta \lambda_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ нм при номинальных значениях $d=4$ мкм, $n_o=2,28634$, $n_e=2,20267$, $\lambda_0=632,8$ нм. При указанных характеристиках расчетные погрешности для $h=554$ мкм равны: $(\partial h / \partial d) \Delta d = 5\%$, $(\partial h / \partial I_{01}) \Delta I_{01} = 2,3\%$, $(\partial h / \partial n_o) \Delta n_o = 0,1\%$, $(\partial h / \partial n_e) \Delta n_e = 0,1\%$, $(\partial h / \partial \lambda_0) \Delta \lambda_0 < 0,01\%$. Однако погрешность $(\partial h / \partial d) \Delta d$, обусловленная неточностью изготовления периода аксикона, является знакопеременной для множества непрозрачных колец, образующих дифракционную маску. Поэтому ее формальная оценка по (3), (4) значительно завышена. С другой стороны, в проведенном эксперименте величины I_0 и I_1 достаточно близки. Это существенно снижает влияние нелинейности камеры $(\partial h / \partial I_{01}) \Delta I_{01}$, поскольку вносимые в I_0 и I_1 близкие мультипликативные погрешности слабо искажают характеристическое отношение I_0/I_1 . Из этого следует, что наилучшая точность будет достигаться при $I_0=I_1$ или $h \approx p/2$. Приближенное выполнение этого условия позволило снизить погрешность до 0,1%. При этом погрешности измерения, вызванные дискретностью АЦП современных видеокамер (10–12 бит), также близки к этому значению.

Оценим диапазон измеряемых толщин на примере кристаллов ниобата лития при условии использования одного дифракционного аксикона. Отметим, что повышение числовой апертуры аксикона α , главным образом за счёт уменьшения периода d , приводит к уменьшению максимальной измеряемой толщины $p \geq h$. Для метода электронно-лучевой литографии минимальный период d составляет около 0,8 мкм при радиусе аксикона до 200–250 мкм. При использовании метода лазерного термохимического окисления хрома, реализуемого на установке CLWS-200, наименьший период аксикона составляет ~1,3 мкм при радиусе аксикона до 100 мм. Для кристалла ниобата лития это дает минимальные верхние пределы измеряемых толщин $p \approx 20$ мкм и $p \approx 70$ мкм на $\lambda = 632,8$ нм. Увеличение предельной измеряемой толщины p до единиц – десятков миллиметров достигается простым уменьшением периода аксикона.

Заключение

Выполнено измерение толщины Z-срезов двухлучепреломляющих кристаллов, основанное на периодическом взаимном преобразовании пучка Бесселя при распространении вдоль оптической оси. Аппаратную основу измерения составляют дифракционный аксикон, стандартная лазерная и фотометрическая техника. Диапазон измеряемых толщин определяется угловой апертурой освещающего пучка Бесселя и для кристалла ниобата лития составляет единицы – десятки микрометров и более. Применение моторизованного координатного стола и программных средств обработки изображения делает возможным составление карт распределения оптических и размерных характеристик по площади кристалла.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, а также грантов РФФИ 16-29-11698-офи_м, 16-07-00825.

Литература

1. Сонин, А.С. Электрооптические кристаллы / А.С. Сонин, А.С. Василевская. – М.: Атомиздат, 1971. – 326 с.
2. Кузьминов, Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития / Ю.С. Кузьминов. – М.: Наука, 1987. – 264 с.
3. Шубников, А.В. Основы оптической кристаллографии / А.В. Шубников. – М.: Изд-во АН СССР, 1958. – 206 с.
4. Четвериков, С.Д. Методика кристаллооптического исследования шлифов / С.Д. Четвериков – М.: Госгеоиздат, 1949. – 154 с.
5. Паранин, В.Д. Метод поворота для измерения толщины Z-срезов одноосных кристаллов / В.Д. Паранин // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, Вып. 12. – С. 120-123.
6. Хило, Н.А. Преобразование порядка бesselевых пучков в одноосных кристаллах / Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжович // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 1. – С. 85-89. – DOI: 10.1070/QE2001v031n01ABEH001897.
7. Khilo, N.A. Diffraction and order conversion of Bessel beams in uniaxial crystals / N.A. Khilo // Optics Communications. – 2012. – Vol. 285, Issue 5. – P. 503-509. – DOI: 10.1016/j.optcom.2011.11.014.
8. Zusin, D.H. Bessel beam transformation by anisotropic crystals / D.H. Zusin, R. Maksimenka, V.V. Filippov, R.V. Chulkov, M. Perdrix, O. Gobert, A.S. Grabtchikov // Journal of the Optical Society of America A. – 2010. – Vol. 27, Issue 8. – P. 1828-1833. – DOI: 10.1364/JOSAA.27.001828.
9. Loussert, C. Efficient scalar and vectorial singular beam shaping using homogeneous anisotropic media / C. Loussert, E. Brasselet // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35, Issue 1. – P. 7-9. – DOI: 10.1364/OL.35.000007.
10. Fadeyeva, T.A. Extreme spin-orbit coupling in crystal-traveling paraxial beams / T.A. Fadeyeva, A.V. Volyar // Journal of the Optical Society of America A. – 2010. – Vol. 27, Issue 3. – P. 381-389. – DOI: 10.1364/JOSAA.27.000381.
11. Khonina, S.N. Effective transformation of a zero-order Bessel beam into a second-order vortex beam using a uniaxial crystal / S.N. Khonina, A.A. Morozov, S.V. Karpeev // Laser Physics. – 2014. – Vol. 24, Issue 5. – 056101 (5pp). – DOI: 10.1088/1054-660X/24/5/056101.
12. Khonina, S.N. Comparative investigation of nonparaxial mode propagation along the axis of uniaxial crystal / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov // Journal of Modern Optics. – 2015. – Vol. 62, Issue 2. – P. 125-134. – DOI: 10.1080/09500340.2014.959085.
13. Turpin, A. Light propagation in biaxial crystals / A. Turpin, Y.V. Loiko, T.K. Kalkandjiev, J. Mompart // Journal of Optics. – 2015. – Vol. 17, Issue 6. – 065603 (6 pp). – DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065603.
14. Khonina, S.N. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, V.A. Soifer // Journal of Optics. – 2015. – Vol. 17, Issue 6. – 065001 (11 pp). – DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065001.
15. Хонина, С.Н. Острая фокусировка лазерных пучков в анизотропных одноосных кристаллах / С.Н. Хонина, О.В. Зотеева, С.И. Харитонов // Оптический журнал. – 2015. – Т. 82, № 4. – С. 23-31.

16. **Zhang, S.** Rigorous modeling of laser light propagation through uniaxial and biaxial crystals / S. Zhang, D. Asoubar, F. Wyrowski // Proceedings of SPIE. – 2015. – Vol. 9346. – 93460N (13pp). – DOI: 10.1117/12.2079534.
17. **Khonina, S.N.** Astigmatic transformation of Bessel beams in a uniaxial crystal / S.N. Khonina, V.D. Pararin, A.V. Ustinov, A.P. Krasnov // Optica Applicata. – 2016. – Vol. XLVI, Issue 1. – P. 5-18. – DOI: 10.5277/oa160101.
18. **Khonina, S.N.** Implementation of ordinary and extraordinary beams interference by application of diffractive optical elements / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.A. Morozov, V.D. Pararin // Journal of Modern Optics. – 2016. – Vol. 63, Issue 13. – P. 1239-1247. – DOI: 10.1080/09500340.2015.1137368.
19. **Fedotowsky, A.** Far field diffraction patterns of circular gratings / A. Fedotowsky, K. Lehovec // Applied Optics. – 1974. – Vol. 13, Issue 11. – P. 2638-2642. – DOI: 10.1364/AO.13.002638.
20. **Vasara, A.** Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms / A. Vasara, J. Turunen, A.T. Friberg // Journal of the Optical Society of America A. – 1989. – Vol. 6, Issue 11. – P. 1748-1754. – DOI: 10.1364/JOSAA.6.001748.
21. **Khonina, S.N.** Bessel-mode formers / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar // Proceedings of SPIE. – 1994. – Vol. 2363. – P. 184-190. – DOI: 10.1117/12.199633.
22. **Хонина, С.Н.** Высокоапертурные бинарные аксионы для формирования продольной компоненты электрического поля на оптической оси при линейной и круговой поляризации освещающего пучка / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2013. – Т. 144, вып. 4(10). – С. 718-726.
23. **Новицкий, П.В.** Оценка погрешностей результатов измерений / П.В. Новицкий, И.А. Зограф. – Л.: Энергоиздат, 1991. – 304 с.
24. **Полещук, А.Г.** Погрешности формирования дифракционных структур лазерным термохимическим методом записи / А.Г. Полещук // Автометрия. – 2003. – Т. 39, № 6. – С. 39-45.
25. **Паранин, В.Д.** Управление формированием вихревых пучков Бесселя в s-срезах одноосных кристаллов за счет изменения расходимости пучка / В.Д. Паранин, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46, № 2. – С.163-168.

Сведения об авторе

Сведения об авторе **Паранин Вячеслав Дмитриевич** см. стр. 480 этого номера.

ГРНТИ: 29.31.15, 29.31.29

Поступила в редакцию 24 июня 2016 г. Окончательный вариант – 21 августа 2016 г.

MEASURING THE THICKNESS OF Z-CUT UNIAXIAL CRYSTALS BASED ON BESSEL LASER BEAMS

V.D. Pararin

Samara National Research University, Samara, Russia

Abstract

An optical method for measuring the thickness of z-cut uniaxial crystals is proposed. The method uses a periodic mutual conversion of zero- and second-order Bessel beams observed during their propagation along the optical axis of a uniaxial crystal. The paper presents the theoretical background and features of the practical implementation of the measuring method. The applicability of the method for measuring thicknesses ranging from tens of micrometers up to tens of millimeters is shown for a lithium niobate crystal.

Keywords: Bessel beam, birefringence crystal, lithium niobate, thickness measurement, tolerance, image processing.

Citation: Pararin VD. Measuring the thickness of z-cut uniaxial crystals based on Bessel laser beams. Computer Optics 2016, 40(4): 594-599. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-4-594-599.

Acknowledgement: This work was financially supported by the RF Ministry of Education and Science and by the Russian Foundation for Basic Research (grants 16-29-11698-ofi_m, 16-07-00825).

References

- [1] Sonin AS, Vasilevskaya AS. Electrooptical crystals [in Russian]. Moscow: "Atomizdat" Publisher; 1971.
- [2] Kuz'minov YuS. Electrooptical and Nonlinear Optical Crystals of Lithium Niobate [in Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1987.
- [3] Shubnikov AV. Principles of Optical Crystallography. New York: Consultants Bureau Publisher; 1960.
- [4] Chetverikov SD. Optical Methods for Crystals Studying [in Russian]. Moscow: "Gosgeolizdat" Publisher; 1949.
- [5] Pararin VD. Rotation Method for the Measurement of Thickness of Z-cut Uniaxial Crystals. Technical Physics 2015; 85(12): 120-123.
- [6] Khilo NA, Petrova ES, Ryzhevich AA. Transformation of the order of Bessel beams in uniaxial crystals. Quantum electron 2001; 31(1): 85-89. DOI: 10.1070/QE2001v031n01ABEH001897.
- [7] Khilo NA. Diffraction and order conversion of Bessel beams in uniaxial crystals. Optics Communications 2012; 285(5): 503-509. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.11.014.
- [8] Zusin DH, Maksimenka R, Filippov VV, Chulkov RV, Perdrix M, Gobert O, Grabtchikov AS. Bessel beam transformation by anisotropic crystals. JOSA A 2010; 27(8): 1828-1833. DOI: 10.1364/JOSAA.27.001828.
- [9] Loussert C, Brasselet E. Efficient scalar and vectorial singular beam shaping using homogeneous anisotropic media. Opt Lett 2010; 35(1): 7-9. DOI: 10.1364/OL.35.000007.

- [10] Fadeyeva TA, Volyar AV. Extreme spin-orbit coupling in crystal-traveling paraxial beams. *JOSA A* 2010; 27(3): 381-389. DOI: 10.1364/JOSAA.27.000381.
- [11] Khonina SN, Morozov AA, Karpeev SV. Effective transformation of a zero-order Bessel beam into a second-order vortex beam using a uniaxial crystal. *Laser Physics* 2014; 24(5): 056101. DOI: 10.1088/1054-660X/24/5/056101.
- [12] Khonina SN, Kharitonov SI. Comparative investigation of nonparaxial mode propagation along the axis of uniaxial crystal. *Journal of Modern Optics* 2015; 62(2): 125-134. DOI: 10.1080/09500340.2014.959085.
- [13] Turpin A, Loiko YV, Kalkandjiev TK, Mompert J. Light propagation in biaxial crystals. *Journal of Optics* 2015; 17(6): 065603. DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065603.
- [14] Khonina SN, Karpeev SV, Alferov SV, Soifer VA. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals. *Journal of Optics* 2015; 17(6): 065001. DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065001.
- [15] Khonina SN, Zoteeva OV, Kharitonov SI. Sharp focusing of laser beams in anisotropic uniaxial crystals. *Journal of Optical Technology* 2015; 82(4): 212-219. DOI: 10.1364/JOT.82.000212.
- [16] Zhang S, Asoubar D, Wyrowski F. Rigorous modeling of laser light propagation through uniaxial and biaxial crystals. *Proc SPIE* 2015; 9346: 93460N. DOI: 10.1117/12.2079534.
- [17] Khonina SN, Parani VD, Ustinov AV, Krasnov AP. Astigmatic transformation of Bessel beams in a uniaxial crystal. *Optica Applicata* 2016; XLVI(1): 5-18. DOI: 10.5277/oa160101.
- [18] Khonina SN, Karpeev SV, Morozov AA, Parani VD. Implementation of ordinary and extraordinary beams interference by application of diffractive optical elements. *Journal of Modern Optics* 2016; 63(13): 1239-1247. DOI: 10.1080/09500340.2015.1137368.
- [19] Fedotowsky A, Lehovec K. Far Field Diffraction Patterns of Circular Gratings. *Applied Optics* 1974; 13(11): 2638-2642. DOI: 10.1364/AO.13.002638.
- [20] Vasara A, Turunen J, Friberg AT. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms. *Journal of the Optical Society of America A* 1989; 6(11): 1748-1754. DOI: 10.1364/JOSAA.6.001748.
- [21] Khonina SN, Kotlyar VV. Bessel-mode formers. *Proc SPIE* 1994; 2363: 184-190. DOI: 10.1117/12.199633.
- [22] Khonina SN, Savelyev DA. High-aperture binary axicons for the formation of the longitudinal electric field component on the optical axis for linear and circular polarizations of the illuminating beam. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 2013; 117(4): 623-630. DOI: 10.1134/S1063776113120157.
- [23] Novtskii PV, Zograf IA. Estimating the errors of measurement results [in Russian]. Leningrad: "Energoizdat" Publisher; 1991.
- [24] Poleshchuk AG. Errors of diffractive structure formation by laser thermochemical writing. *Optoelectronics Instrumentation and Data Processing* 2003; 39(6): 34-39.
- [25] Parani VD, Karpeev SV, Khonina SN. Control of the formation of vortex Bessel beams in uniaxial crystals by varying the beam divergence. *Quantum electron* 2016; 46(2): 163-168. DOI: 10.1070/QEL15880.

Author's information

The information about author **Vyacheslav Dmitrievich Parani** you can find on page 481 of this issue.

Received June 24, 2016. The final version – August 21, 2016.

Дизайн: Я.Е. Тахтаров. Оформление и вёрстка: М.А. Вахе, Е.В. Семиколенных, С.В. Смагин и Я.Е. Тахтаров.
Лит. редактор и корректор Ю.Н. Литвинова. Консультант по оформлению англоязычного блока М.И. Котляр.

Подписано в печать 16.09.2016 г. Усл. печ. л. 20,10.
Отпечатано в типографии ООО «Предприятие «Новая техника».
Заказ № 11/4. Тираж 319 экз. Печать офсетная. Формат 62x84 1/8.