

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)

ФИЗИКА
PHYSICS

УДК 535.135;535.527
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-2-208-220>

Поступила в редакцию 15.03.2022
Received 15.03.2022

Н. А. Хило¹, А. А. Рыжевич^{1,2}, И. В. Балыкин¹, Н. С. Казак^{1,3}

¹*Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Республика Беларусь*

²*Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь*

³*ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», Минск, Республика Беларусь*

**ОСОБЕННОСТИ ТРАНСФОРМАЦИИ ГАУССОВА ПУЧКА В ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЕ
ИЗ АКСИКОНА И ДВУОСНОГО КРИСТАЛЛА**

Аннотация. Исследована трансформация светового пучка конического типа двuosным кристаллом при распространении вдоль одной из его оптических осей. Пучок формируется аксиконом из гауссова входного поля циркулярной поляризации. В зависимости от положения аксикона на кристалл падает или бesselев пучок, или смесь бesselева с коническим. Проведен расчет коэффициента преобразования из бesselева пучка нулевого порядка в пучок первого порядка, обладающий фазовой дислокацией. Показано, что если угол конуса пучка и его диаметр достаточно большие, то он преобразуется в поле, которое с высокой точностью является бessel-гауссовым пучком первого порядка. При этом коэффициент преобразования близок к единице. Исследован также случай малого угла конуса падающего бesselева пучка. Показано, что в этом случае эффективность трансформации существенно зависит от вида пространственного спектра. При малом угле конуса вид пространственного спектра определяется диаметром падающего гауссова пучка, а именно: по мере уменьшения диаметра спектр пучка изменяется от кольцевого к близкому к гауссову, проходя через промежуточную форму в виде суперпозиции этих двух профилей. Влияние пространственного спектра состоит в том, что коэффициент преобразования уменьшается с уменьшением вклада в спектр кольцевой компоненты. При этом коэффициент преобразования всегда выше, чем для схемы без аксикона, когда на кристалл падает гауссов пучок. Следовательно, введение в пучок даже небольшой конусности, что может быть реализовано, например, с помощью схемы с двумя аксиконами с близкими углами отклонения луча, позволяет повысить коэффициент трансформации поля. Полученные результаты представляют и практический интерес, в частности для разработки лазерных излучателей полей конического типа с малым углом конуса для зондирования на дальние расстояния и оптической связи в свободном пространстве.

Ключевые слова: двuosный кристалл, бesselевы пучки, аксикон, пространственные спектры

Для цитирования. Особенности трансформации гауссова пучка в оптической схеме из аксикона и двuosного кристалла / Н. А. Хило [и др.] // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2022. – Т. 58, № 2. – С. 208–220. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-2-208-220>

Nikolai A. Khilo¹, Anatol A. Ryzhevich^{1,2}, Igor V. Balykin¹, Nikolai S. Kazak^{1,3}

¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus*

²*Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus*

³*SSPA “Optics, Optoelectronics and Laser Technology”, Minsk, Republic of Belarus*

**PECULIARITIES OF THE GAUSSIAN BEAM TRANSFORMATION IN THE OPTICAL SCHEME
WITH AN AXICON AND A BIAxIAL CRYSTAL**

Abstract. The transformation of a conical-type light beam by a biaxial crystal during propagation along one of its optical axes is herein investigated. The beam is formed by an axicon from the circularly polarized Gaussian input field. Depending on the position of the axicon either a Bessel beam or a combination of Bessel and conical beams falls on the crystal. The conversion coefficient from a zero-order Bessel beam to a first-order beam with phase dislocation is calculated. We show that if the angle of the beam cone and its diameter are large enough, then it is transformed into a field that is a first-order Bessel-Gaussian beam with high accuracy. At the same time the conversion coefficient is close to 1. The case of a small cone angle

of an incident Bessel beam is also investigated. In this case the efficiency of transformation significantly depends on the type of the spatial spectrum. At a small cone angle, the shape of the spatial spectrum is determined by the diameter of the incident Gaussian beam. Namely, as the diameter decreases, the beam spectrum changes from annular to close to Gaussian, passing through an intermediate form in the form of a superposition of these two profiles. The influence of the spatial spectrum is the conversion coefficient decreasing with a decrease of the of the ring component contribution to the spectrum. In this case, the conversion coefficient is always higher than for a scheme without an axicon when a Gaussian beam falls on the crystal. Consequently, the introduction of even a small conicity into the beam makes it possible to increase the field transformation coefficient. It can be implemented, for example, using a scheme with two axicons having close angles of a ray deflection. The results obtained are also of practical interest, in particular, for the development of conical-type laser emitters with a small cone angle for long-range reconnaissance and optical communication in free space.

Keywords: biaxial crystal, Bessel beam, axicon, spatial spectrum

For citation. Khilo N. A., Ryzhevich A. A., Balykin I. V., Kazak N. S. Peculiarities of the Gaussian beam transformation in the optical scheme with an axicon and a biaxial crystal. *Vestsi Natsyional'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2022, vol. 58, no. 2, pp. 208–220 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-2-208-220>

Введение. Рефракция конического типа, присущая двусосным кристаллам, действуя совместно с дифракцией, приводит к достаточно сложной трансформации пространственно-поляризационной структуры световых пучков при их распространении вдоль одной из оптических осей кристалла. Основные закономерности указанной трансформации можно считать к настоящему времени установленными. Они отражены в большом количестве научных работ, как теоретических, так и экспериментальных [1–10], при этом теория и эксперимент хорошо согласуются между собой.

Что касается теории, то важнейшим результатом явилось получение базовых уравнений, описывающих распространение парааксиальных пучков вдоль оптической оси кристалла [11–12] (см. также [1, 13]). Численное решение данных уравнений позволяет описать все экспериментально наблюдаемые эффекты, происходящие с падающим пучком в результате его прохождения через кристалл.

В большинстве работ в качестве падающего на кристалл поля выбиралась или плоская волна, или пучки гауссова типа, т. е. световые пучки, пространственный спектр которых локализован в окрестности нулевой пространственной частоты. Некоторые новые аспекты трансформации пространственно-поляризационной структуры световых полей двусосными кристаллами выявляются, когда в качестве входного поля используются световые пучки так называемого конического типа. К ним относятся хорошо известные бесселевы пучки (БП), а также конические пучки (КП), сходящиеся или расходящиеся. Их общим свойством является кольцевой профиль пространственного спектра, который характеризуется несущей пространственной частотой или углом конуса и шириной, аналогично гауссову пучку. Важно, что эти параметры БП и КП значительно влияют на процесс трансформации этих пучков кристаллом, что будет продемонстрировано далее. Ранее в работах [14–16] уже исследовалось теоретически и экспериментально прохождение БП через двусосный кристалл. Было показано, что закономерность трансформации кристаллом этих пучков относительно простая и заключается в том, что идеальный БП нулевого порядка с циркулярной поляризацией порождает бесселев пучок первого порядка, поляризованный ортогонально падающему пучку. Более простая картина трансформации кристаллом бесселевых и конических пучков в сравнении с гауссовыми при распространении вдоль оптической оси может быть объяснена тем, что кольцевой спектр пучков конического типа уменьшает роль непосредственно сингулярного направления в кристалле, совпадающего с оптической осью, так как волновые векторы бесселева пучка не лежат в данном направлении.

Метод расчета трансформации светового поля в схеме из аксикона и двусосного кристалла. В настоящей работе исследуется преобразование двусосным кристаллом пучков конического типа, формируемых из гауссова входного пучка аксиконом. Соответствующая принципиальная оптическая схема показана на рис. 1. Здесь на аксикон падает циркулярно поляризованный гауссов пучок, перетяжка которого расположена в плоскости in, а кристалл 2–3 расположен на расстоянии z_{12} от аксикона 1. Выходная плоскость out в общем случае удалена на некоторое расстояние z от кристалла.

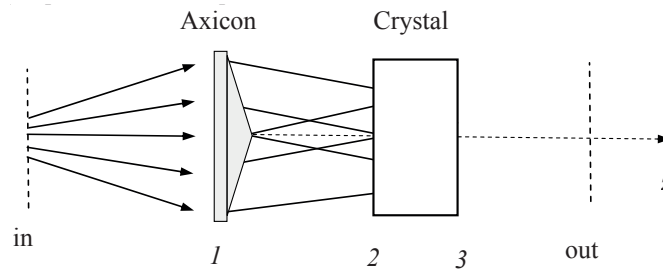


Рис. 1. Оптическая схема на основе аксикона и двуосного кристалла для трансформации гауссова пучка в бessel-гауссов пучок первого порядка

Fig. 1. An optical scheme based on an axicon and a biaxial crystal for transforming a Gaussian beam into a first-order Bessel-Gaussian beam

Как известно, аксикон формирует бesselев пучок только в ограниченной области пространства, вне которой световое поле является коническим пучком, сходящимся или расходящимся. Это, однако, не усложняет задачу расчета трансформации поля, потому что соответствующие дифракционные интегралы рассчитываются в области пространственных частот.

Рассмотрим конкретный пример, когда на аксикон падает гауссов пучок с правой циркулярной поляризацией (индекс c). Аксикон преобразует его в пучок конического типа, который по мере прохождения через кристалл трансформируется с появлением дополнительно левозакрученного пучка тоже конического типа (индекс s). Процесс трансформации скалярных амплитуд этих пучков кристаллом толщиной L описывается базовыми уравнениями [12, 17]

$$a_c(r, L) = \int A_2(q) J_0(qr) \exp\left(-\frac{iq^2 L}{2k_b}\right) \cos(\beta q L) q dq, \quad (1)$$

$$a_s(r, \varphi, L) = -e^{i\varphi} \int A_2(q) J_1(qr) \exp\left(-\frac{iq^2 L}{2k_b}\right) \sin(\beta q L) q dq. \quad (2)$$

Здесь $A_2(q)$ – пространственный спектр поля в плоскости 2, т. е. на входе в кристалл (см. рис. 1). Параметры β и k_b описывают кристалл и равны [17]

$$\beta = \frac{\varepsilon_{13}}{2\varepsilon_b}, \quad k_b = \frac{k_0 \sqrt{\varepsilon_2}}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_b}\right), \quad \varepsilon_{13} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_3 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}}{\varepsilon_2}, \quad \varepsilon_b = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{\varepsilon_2},$$

$$\beta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{\varepsilon_1 \varepsilon_3}}, \quad k_b = \frac{k_0 \sqrt{\varepsilon_2}}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 \varepsilon_3}\right),$$

где $\varepsilon_{1,2,3}$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости, причем $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \varepsilon_3$, $k_0 = 2\pi/\lambda$. Расчеты проведены для кристалла калий-гадолиниевый вольфрамат $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGW), для которого на длине волны $\lambda = 633$ нм, $\varepsilon_1 = (2,01348)^2$, $\varepsilon_2 = (2,04580)^2$, $\varepsilon_3 = (2,08608)^2$ [18], откуда $\beta = 0,0176$, $k_b/k_0 = 2,039$. Отметим, что фазовый множитель $\exp(i\varphi)$ в (2), где φ – азимутальный угол цилиндрической системы координат, означает, что s -поле содержит винтовую дислокацию первого порядка.

При расчете спектра $A_2(q)$ используется формула параксиального приближения

$$A_2(q) = A_1(q) \exp\left(-\frac{iq^2 z_{12}}{k_0}\right), \quad (3)$$

где $A_1(q)$ – пространственный спектр поля в плоскости 1, т. е. на выходе аксикона.

Аналог формулы (3) для распространения через кристалл следует из (1) и (2), т. е.

$$A_{c3}(q) = A_2(q) \exp\left(-\frac{iq^2 L}{2k_b}\right) \cos(\beta q L), \quad (4)$$

$$A_{s3}(q) = A_2(q) \exp\left(-\frac{iq^2 L}{2k_b}\right) \sin(\beta q L). \quad (5)$$

При необхідності розраховувати поле не на виході кристалла, а на некотором відстані від нього, потрібно продовжити розрахунок просторових спектрів. Розповсюдження на відстані z між кристаллом і вихідною площиною повністю аналогічно формулі (3). В результаті просторовий спектр c - і s -компонент поля в out -площині має вигляд

$$A_c(q) = A_1(q) \exp\left(-\frac{iq^2(z_{12} + z)}{2k_0} - \frac{iq^2 L}{2k_b}\right) \cos(\beta q L), \quad (6)$$

$$A_s(q) = A_1(q) \exp\left(-\frac{iq^2(z_{12} + z)}{2k_0} - \frac{iq^2 L}{2k_b}\right) \sin(\beta q L). \quad (7)$$

Просторовий спектр $A_1(q)$ в (6), (7) розраховується за формулою

$$A_1(q) = \frac{1}{\sqrt{W_g(1 + iz_1/z_g)}} \int \exp\left(-\frac{r_1^2}{w_0^2(1 + iz_1/z_g)} - ik_0 \gamma_{in} r_1\right) J_0(qr_1) r_1 dr_1. \quad (8)$$

Здесь γ_{in} – кут відхилення променя аксіконом, $W_g = \pi w_0^2/2$ – нормуючий множник, забезпечуючий єдиничну потужність гауссова пучка, w_0 – його поперечний радіус, $z_g = \pi w_0^2/\lambda$, z_1 – відстань від перетяжки до аксікона. Приведені вище формули справедливі в припущенні відсутності відбиття на межах кристалла.

Просторове розподілення поля в будь-якому поперечному перерізі розраховується за відомими спектральними функціями (6) і (7) шляхом зворотного перетворення Фур'є. Тоді c - і s -компоненти поля в вихідній площині рівні

$$a_c(r) = \int A_c(q) J_0(qr) q dq, \quad (9)$$

$$a_s(r) = \int A_s(q) J_1(qr) q dq, \quad (10)$$

Як бачимо, розрахунок оптичної схеми на рис. 1 зводиться до розрахунку трьох інтегралів, т. є. (8) і (9), (10). Дані інтеграли розраховувались далі чисельно.

Трансформація двоосними кристаллами конічних пучків з вузьким кільцевим просторовим спектром. На рис. 2 наведено просторовий спектр (2, *a*) і розподілення інтенсивності (2, *b*) Бесселя пучка, формованого аксіконом з кутом відхилення променя $\gamma_{in} = 0,5^\circ$, або $8,7$ мрад.

Як бачимо, даний Бессель пучок характеризується великим числом бічних кілець, а його спектр має добре виражений кільцевий профіль. Для розрахунку поля на виході кристалла необхідно задати його товщину. Для цього використовувався графік, показаний на рис. 3. Він описує залежність осевий інтенсивності c -компоненти проходять кристалл поля в залежності від його товщини. Спостерігається періодичне змінювання осевий інтенсивності з періодом приблизно 2 мм. На цьому графіку вибиралась одна з точок мінімуму, конкретно, $L = 3,1$ мм. Для даної товщини кристалла слід очікувати максимальний коефіцієнт перетворення падаючого поля в s -компоненту, т. є. в полі з дислокацією першого порядку.

На рис. 4 показано поперечне розподілення інтенсивності для перетвореної (s) і проходять (c) компонент поля на виході кристалла товщиною 3,1 мм, відповідної вибраному мінімуму осевий інтенсивності c -поля. З рис. 4, *b* видно, що c -поле має також і дуже малу потужність, хоча його поперечний профіль зберігає в основному профіль падаючого пучка, за винятком викиду на периферії.

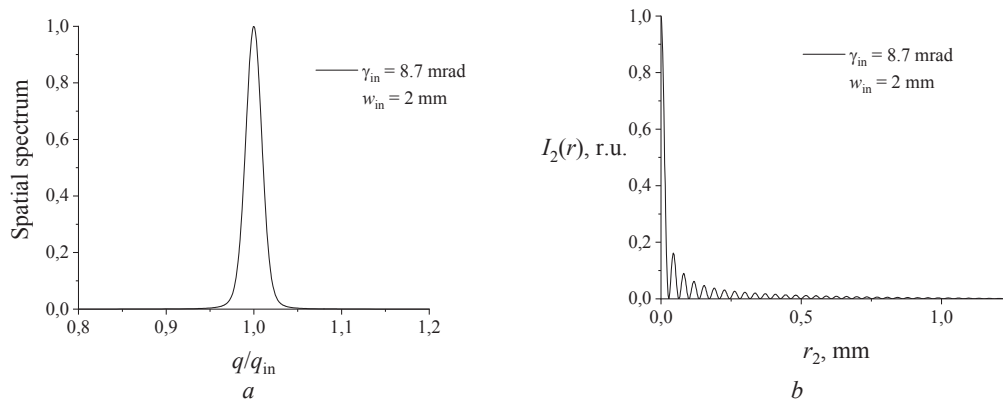


Рис. 2. Пространственный спектр бesselового пучка, формируемого аксиконом (а) и поперечное распределение интенсивности этого пучка (b). Полуширина ГП в перетяжке равна 2 мм, угол отклонения луча аксиконом $\gamma = 0,5^\circ$, расстояние $z_1 = 5$ см

Fig. 2. The spatial spectrum of the Bessel beam formed by the axicon (a) and transverse intensity distribution of this beam (b). The half-width of the Gaussian beam in the waist is 2 mm, the angle of beam deflection by the axicon is $\gamma = 0.5$ deg, and the distance $z_1 = 5$ cm

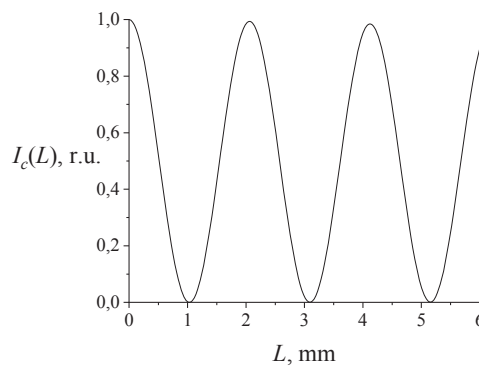


Рис. 3. Зависимость осевой интенсивности c -компоненты поля на выходе двуосного кристалла от его толщины. Интенсивность нормировалась на максимальную величину, равную единице. Угол $\gamma_{in} = 8,7$ мрад

Fig. 3. The dependence of the axial intensity of the c - component of the field at the output of a biaxial crystal on its thickness. The intensity was normalized to a maximum value equal to unity. Angle $\gamma_{in} = 8.7$ mrad

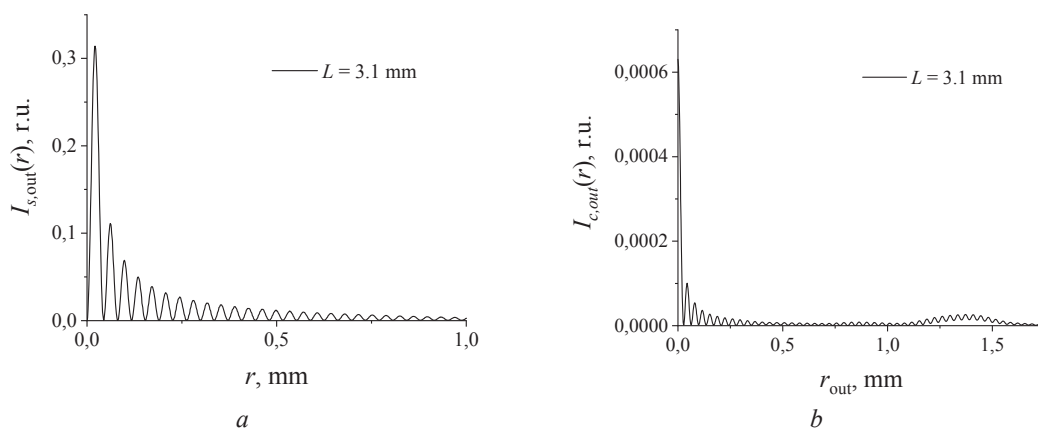


Рис. 4. Поперечное распределение интенсивности s -компоненты (а) и c -компоненты (b) поля на выходе кристалла толщиной 3,1 мм

Fig. 4. The transversal distribution of the intensity of the s -component (a) and the c -component (b) of the field at the output of a 3.1 mm thick crystal

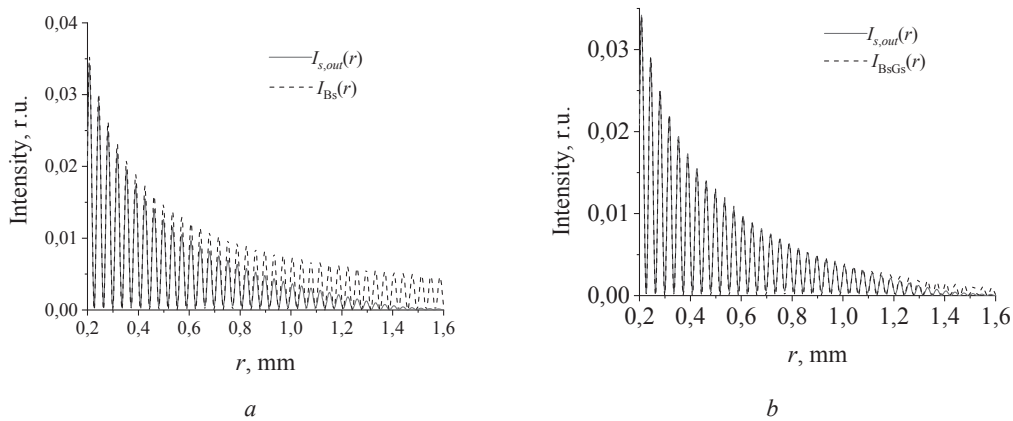


Рис. 5. Поперечное распределение интенсивности s -компоненты в сравнении с распределением интенсивности бesselева пучка первого порядка (а) и в сравнении с бesselь-гауссовым пучком первого порядка (b)

Fig. 5. The transversal intensity distribution of the s -component in comparison with the intensity distribution of the first-order Bessel beam (a), and in comparison with the first-order Bessel-Gaussian beam (b)

Расчет показал, что КПД преобразования в s -поле равен здесь 99,6 %, что, несомненно, является достоинством рассматриваемого преобразователя. Поле s -компоненты (рис. 4, а) имеет структуру предположительно бesselева пучка первого порядка. Результат его более детального анализа иллюстрирует рис. 5.

Здесь проведено сравнение распределения интенсивности на выходе кристалла с распределением интенсивности бesselева пучка (а) и бesselь-гауссова пучка (b). Для этих пучков распределение интенсивности описывается формулами

$$I_{Bs}(r) \sim J_1^2(k_0 \gamma r), \quad I_{BsGs}(r) \sim J_1^2(k_0 \gamma r) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right). \quad (11)$$

Как следует из рис. 5, а, s -компонента совпадает с БП первого порядка только в центральной области пучка, т. е. приближение с помощью бesselева поля не является удовлетворительным. На рис. 5, b показано сравнение s -компоненты с полем бesselь-гауссова пучка. Параметр полуширины гауссовой огибающей равен 1,8 мм. Здесь видим достаточно точную аппроксимацию, поскольку мощность s -компоненты, попадающая в область отличия, составляет только около 4 % от полной мощности. Таким образом, если падающий на кристалл бesselев пучок нулевого порядка имеет пространственный спектр и профиль типа показанных на рис. 2, то его трансформация двусосным кристаллом порождает бesselь-гауссов пучок первого порядка, а максимальный коэффициент преобразования близок к единице.

Особенности трансформации конических пучков с малыми углом конуса и диаметром.

Рассмотрим теперь противоположный случай, когда падающий на кристалл пучок имеет малый угол конуса или малый диаметр, так что его пространственный спектр и профиль значительно отличаются от показанных на рис. 2. Для сравнения рассматривается также и предельный случай $\gamma_{in} = 0$, соответствующий падению на кристалл гауссова пучка. Отметим, что оптические схемы для генерации бesselевых пучков с малым углом конуса имеют практический интерес в тех случаях, когда такие пучки необходимо формировать на больших расстояниях от излучателя [19].

На рис. 6 показана зависимость коэффициента преобразования (КПД, η) входного конического пучка в s -компоненту от толщины кристалла для значений угла γ_{in} , равных 0,0; 0,05; 0,1; 0,2 мрад. Расстояние между аксионом и кристаллом здесь и далее равнялось 5 см. Как видно из графиков, по мере уменьшения угла конуса эффективность преобразования падает. При этом падение достаточно большое и минимальная эффективность имеет место для гауссова пучка. Также видно, что при увеличении толщины кристалла эффективность возрастает монотонно для

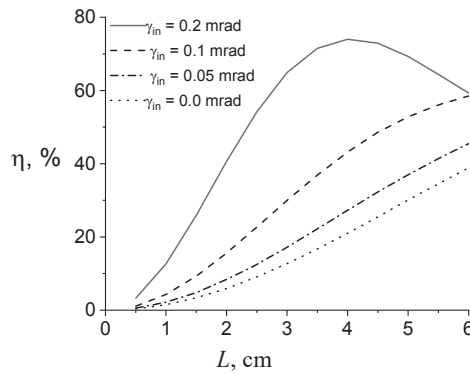


Рис. 6. Сравнение коэффициентов преобразования падающего поля в s -компоненту при различных толщинах кристалла для углов конуса падающего пучка равных 0,2; 0,1; 0,05; 0,0 мрад. Полуширина $w = 2$ мм

Fig. 6. The comparison of the coefficients of transformation of the incident field into the s - component at different crystal thicknesses for the cone angles of the incident beam equal to 0.2, 0.1, 0.05, and 0.0 mrad. Half width $w = 2$ mm

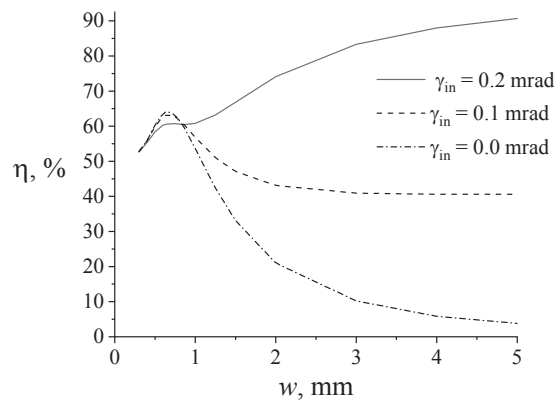


Рис. 7. Зависимость КПД преобразования в s -поле от полуширины падающего гауссова пучка при малых значениях угла конуса бесселева пучка после аксикона. Толщина кристалла $L = 4$ см

Fig. 7. The dependence of the energy conversion efficiency of transformation to the s -field on the half-width of the incident Gaussian beam for small Bessel beam cone angles after the axicon. Crystal thickness $L = 4$ cm

малых углов конуса, в то время как для угла 0,2 мрад монотонность нарушается и реализуется максимум КПД. Максимальное значение КПД здесь равно $\sim 74\%$ при $L \approx 4$ см, что меньше максимального КПД для случая многокольцевых пучков, рассмотренного выше.

Кроме угла конуса падающего на кристалл пучка, его важным параметром является диаметр, который также влияет на КПД преобразования. На рис. 7 приведена зависимость КПД от полуширины w для различных значений угла конуса при толщине кристалла $L = 4$ см. Видно, что и в этом случае имеется существенное отличие в поведении графиков при разных углах конуса. Для пучков с малым углом ($\gamma_{in} = 0$ и $\gamma_{in} = 0,1$ мрад) вначале имеет место небольшой рост КПД и достигается максимум на уровне примерно 60%. Затем происходит монотонный спад эффективности, особенно сильный для гауссова пучка. В то же время для пучка с $\gamma_{in} = 0,2$ мрад реализуется практически монотонный рост КПД. В результате, например, при $w = 5$ мм величина КПД для этих трех пучков становится равной соответственно 3,8; 40,6 и 90,7%, т. е. сильно различается.

Для выяснения физического смысла приведенных выше особенностей поведения КПД важно проследить связь основных параметров падающего на кристалл пучка, а именно его диаметра и угла конуса со структурой пространственного спектра. Выбор пространственного спектра вместо пространственной структуры поля объясняется тем, что именно спектр входит в основные формулы преобразования (1) и (2). Результаты расчета спектров показаны на рис. 8. Здесь рис. 8, a иллюстрирует влияние на пространственный спектр диаметра конического пучка

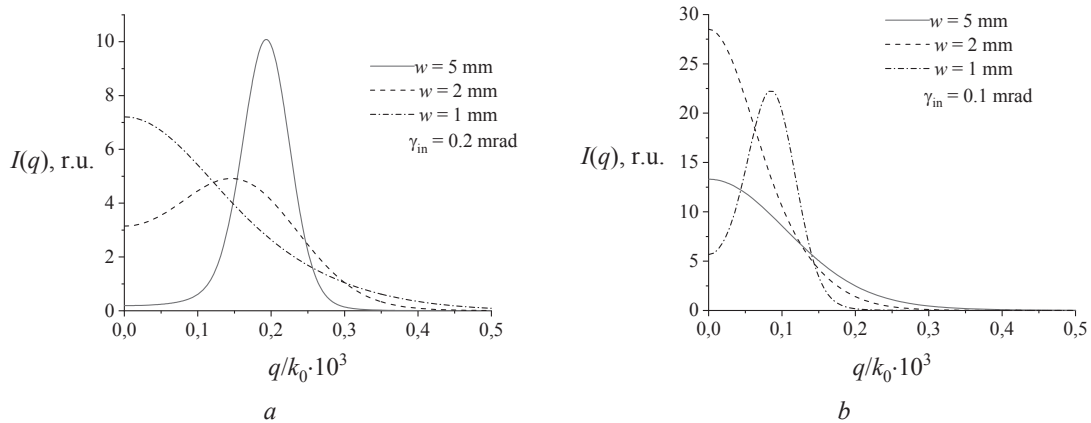


Рис. 8. Влияние на структуру пространственного спектра бesselева пучка его диаметра для угла конуса $\gamma_{in} = 0,2$ мрад (а) и $\gamma_{in} = 0,1$ мрад (b)

Fig. 8. The effect of a Bessel beam diameter on the structure of the spatial spectrum of the Bessel beam for the cone angles $\gamma_{in} = 0.2$ mrad (a) and $\gamma_{in} = 0.1$ mrad (b)

с малым углом конуса. Расчет проведен для пучка с $\gamma_{in} = 0,2$ мрад и трех значений w , равных 1; 2 и 5 мм. На рис. 8, b приведены пространственные спектры конических пучков с $\gamma_{in} = 0,1$ мрад и $\gamma_{in} = 0,2$ мрад и полушириной $w = 5$ мм.

Из рис. 8, a видно, что по мере уменьшения диаметра пучка его спектр изменяется от кольцевого к близкому к гауссову, проходя через промежуточную форму, представляющую собой суперпозицию этих двух профилей. Аналогично, рис. 8, b показывает, что переход от кольцевого профиля к суперпозиции имеет место и при уменьшении угла конуса. При этом в предельном случае $\gamma_{in} = 0$ профиль, конечно, является строго гауссовым. Из сопоставления указанного поведения пространственного спектра с поведением КПД, приведенным на рис. 7, заключаем, что существует закономерность, состоящая в том, что КПД падает с уменьшением вклада в спектр кольцевой компоненты.

Пояснить указанную закономерность можно с помощью исходных формул преобразования (1) и (2). Так, из (2) следует, что величина интеграла для s -поля возрастает, если спектральная функция $A_2(q)$ сужается, а в ее максимуме выполняется условие $\sin(\beta k_0 \gamma L) \approx 1$, где сделана замена $q \approx k_0 \gamma$. Отсюда следует, что при соответствующем подборе длины кристалла (см. рис. 3) КПД будет большим для бesselевых пучков с большим числом колец, т. е. с узким спектром, что и продемонстрировано выше. При уменьшении угла конуса и диаметра пучка спектр уширяется в сторону малых значений угла γ (рис. 8) вплоть до исчезновения максимума, как на рис. 8, a. Как следствие, условие $\sin(\beta k_0 \gamma L) = 1$ и вытекающая из него формула для минимальной толщины кристалла $L_{min} = \lambda / (4\beta \gamma)$ оказываются невыполнимыми для кристаллов приемлемой длины L во всем диапазоне значений γ в пределах ширины пространственного спектра. Это приводит к падению КПД преобразования, в особенности для гауссовых пучков, что и отражают приведенные выше графики.

К примеру, для кристалла KGW (параметры приведены выше) при $\gamma_{in} = 0,2$ мрад находим $L_{min} = 4,5$ см. Спектральная функция входного пучка для этого угла конуса, согласно рис. 8, a, имеет явно выраженный максимум и относительно небольшую ширину при $w = 5$ мм. В этом случае следует ожидать высокого значения КПД преобразования при $L = L_{min}$. Это подтверждается численным расчетом, который дает значение КПД, равное 92,3 %. При отклонении от оптимальной длины, например, при $L = 4$ см и $L = 5$ см, КПД уменьшается до значений 90,7 и 88,8 % соответственно. При уменьшении диаметра пучка (см. рис. 8, a для $w = 2$ мм) спектральная функция значительно уширяется вплоть до нулевой пространственной частоты, а ее максимум смещается. Отклонение от оптимальных условий трансформации приводит к уменьшению КПД до значения 72,9 % при $L = L_{min}$. Максимум КПД здесь равен примерно 74 % на толщине $L = 4$ см, что видно также из графика на рис. 6. При дальнейшем уменьшении диаметра (см. рис. 8, a для

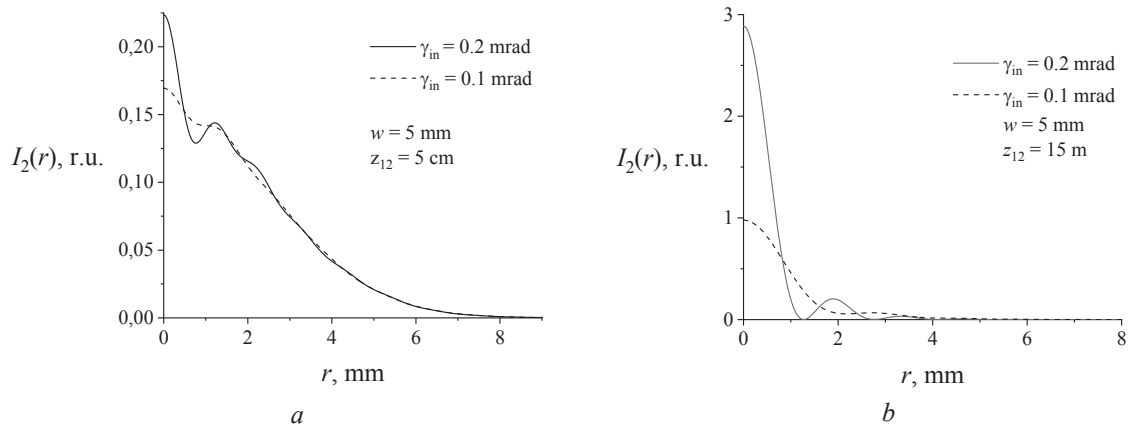


Рис. 9. Поперечное распределение интенсивности бesselовых пучков с малыми углами конуса $\gamma_{in} = 0,2$ мрад и $\gamma_{in} = 0,1$ мрад, формируемых на расстояниях $z_{12} = 5$ см (а) и $z_{12} = 15$ м (б) при падении на аксикон гауссова пучка с полушириной $w = 5$ мм

Fig. 9. The transverse intensity distribution of Bessel beams with small cone angles $\gamma_{in} = 0.2$ mrad and $\gamma_{in} = 0.1$ mrad, formed at distances $z_{12} = 5$ cm (a) and $z_{12} = 15$ m (b) when a Gaussian beam with half-width $w = 5$ mm is incident on the axicon

$w = 1$ мм) спектральная функция приобретает квазигауссов профиль, а максимум КПД понижается до 60,8 % и реализуется примерно при $L = 4$ см. В предельном случае $\gamma = 0$ КПД минимальный при любом значении w , но довольно сильно зависит от него. Так, расчет для $L = 4$ см при $w = 1; 2$ и 5 мм дает КПД, равный, соответственно, 53,6; 21,0 и 3,8 %. Такое поведение КПД можно объяснить исходя из представления гауссова пучка как множества бesselовых пучков, угол конуса которых изменяется в пределах от нуля до величины, определяемой полушириной спектра $q_0 = 2/w$, откуда $\gamma_0 = \lambda/\pi w$. Следовательно, уширение спектра при уменьшении w приближает режим преобразования парциальных бesselовых пучков на высоких пространственных частотах к оптимальному, когда $\beta k_0 \gamma L = \pi/2$.

Исследуем далее пространственный профиль пучков, участвующих в процессе трансформации для случая малых углов γ . Малость этого угла сказывается, в первую очередь, на профиле s -пучка, падающего на кристалл. На рис. 9 показан этот профиль для углов $\gamma_{in} = 0,1$ мрад и $\gamma_{in} = 0,2$ мрад в ближнем и дальнем поле в отношении к аксикону. Видно, что на расстоянии $z_{12} = 5$ см (рис. 8, а) бesselов пучок еще не сформирован. Его формирование происходит примерно на расстоянии 15 м для $\gamma_{in} = 0,2$ мрад (см. рис. 8, б), а для $\gamma_{in} = 0,1$ мрад – на еще большем расстоянии. Из рис. 8, б видно, что бesselов пучок здесь содержит мало колец, т. е. может быть приближенно описан как бessel-гауссов пучок с очень малой полушириной гауссовой огибающей.

Здесь важно заметить, что КПД преобразования для параксиальных пучков слабо зависит от расстояния z_{12} , определяющего пространственный профиль входного пучка, а также от расстояния z до выходной плоскости. Это связано с малостью соответствующих фазовых набегов в формулах (4) и (6), (7). Поэтому на схеме на рис. 1 расстояние z_{12} может быть уменьшено до нуля, т. е. кристалл может быть расположен непосредственно за аксиконом. Также представляет практический интерес и другая схема преобразования, когда используются два аксикона со слегка различающимся углом конуса, формирующие на входе в кристалл кольцевое поле с очень малым углом конуса.

Определим далее структуру s -поля в случае малого угла конуса падающего пучка. Типичный пример распределения в ближней зоне, в качестве которой можно рассматривать и выходную плоскость кристалла, показан на рис. 10 для оптической схемы с $L = 4$ см, $w = 5$ мм, $\gamma_{in} = 0,1$ мрад и $\gamma_{in} = 0,2$ мрад.

Из рис. 10, а видно, что s -поле в ближней зоне имеет профиль в виде широкого кольца. Его интенсивность во внеосевой области приближается к интенсивности $I_2(r)$ входного s -поля, что свидетельствует о близком к полному преобразованию мощности. В то же время вблизи оси пучка локальный КПД малый, в результате чего остаточное s -поле сильно локализовано в при-

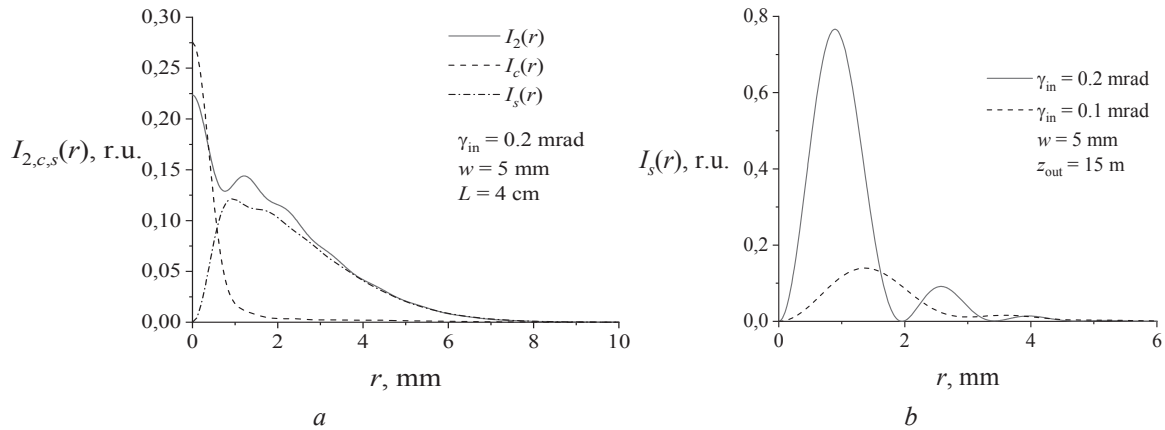


Рис. 10. Сравнение распределений интенсивности c -пучка $I_2(r)$ на входе двуосного кристалла и c - и s -пучков в ближней зоне излучателя для $\gamma_{in} = 0,2$ мрад (а) и распределение интенсивности s -пучка в дальней зоне излучателя на расстоянии 15 м, когда углы конуса равны 0,1 и 0,2 мрад (б). Толщина кристалла $L = 4$ см, полуширина $w = 5$ мм, КПД преобразования равен 90,7 %

Fig. 10. The comparison of the intensity distributions of the c -beam $I_2(r)$ at the input of a biaxial crystal and the c - and s -beams in the near zone of the emitter for $\gamma_{in} = 0.2$ mrad (a) and the intensity distribution of the s -beam in the far zone of the emitter at a distance of 15 m, when the cone angles are 0.1 and 0.2 mrad (b). The crystal thickness is $L = 4$ cm, the half-width is $w = 5$ mm, and the energy conversion efficiency of transformation is 90.7 %

осевой области радиусом ~ 1 мм. Интересно, что интенсивность на оси c -пучка при этом даже возросла в сравнении с интенсивностью входного пучка. Аналогичные расчеты были проведены и для гауссова падающего пучка, но подобный эффект для этого случая обнаружен не был. Поэтому возрастание осевой интенсивности c -поля в случае бесселева пучка и его отсутствие для гауссова пучка может быть результатом действия известного эффекта самовосстановления бесселева пучка при нарушении его структуры. В дальней зоне, как видно из рис. 10, б, s -поле приобретает структуру бессель-гауссова пучка первого порядка. При этом, в отличие от рассмотренного выше случая многокольцевого бесселева пучка, полуширина гауссовой огибающей здесь существенно меньше.

Заключение. Исследована трансформация световых пучков конического типа из нулевого порядка в первый двуосными кристаллами. Рассмотрена оптическая схема, в которой конические пучки формируются аксиконом из падающего гауссова пучка, при этом перетяжка пучка, аксикон, кристалл и выходная плоскость расположены на произвольном расстоянии друг от друга. Для расчета использован подход, состоящий в получении формул, описывающих распространение пространственных Фурье-компонент поля через слоистую структуру, включающую кристалл и области свободного пространства, с последующим обратным преобразованием Фурье для определения пространственной структуры компонент поля. Расчет исходного пространственного спектра, формируемого аксиконом, и конечного обратного преобразования Фурье проводился численно.

Основное внимание при расчетах уделено определению коэффициента трансформации (КПД преобразования), падающего на двуосный кристалл пучка нулевого порядка в пучок первого порядка ($c \rightarrow s$ -трансформация). Расчеты показали, что ключевое влияние на КПД преобразования оказывает структура пространственного спектра падающего на кристалл поля. Выделены 2 существенно различных режима преобразования в зависимости от профиля пространственного спектра конического пучка, падающего на аксикон. Первый режим реализуется, когда пространственный спектр имеет хорошо выраженный кольцевой профиль, т. е. ширина кольца намного меньше несущей пространственной частоты. В этом случае преобразованное s -поле с высокой точностью является бессель-гауссовым пучком первого порядка, угол конуса которого совпадает с углом отклонения луча аксиконом γ . Коэффициент трансформации световой мощности в этом режиме приближается к единице при соответствующем выборе толщины кристалла. Здесь зависимость КПД от толщины периодическая, период которой обратно пропорционален углу γ .

Второй режим ($c \rightarrow s$)-трансформации реализуется, когда пространственный спектр падающего пучка сильно уширен, т. е. его ширина сравнима с несущей пространственной частотой. Пространственный профиль такого пучка в дальней зоне содержит малое число боковых колец, т. е. приближается к гауссову пучку. Переход в этот режим осуществляется по мере уменьшения угла конуса и диаметра падающего на кристалл пучка. В этом случае имеет место сильная зависимость КПД от угла γ , а именно, с уменьшением γ уменьшается и КПД и достигает минимальной величины в пределе $\gamma \rightarrow 0$, т. е. для гауссова пучка. Зависимость КПД от толщины кристалла преобразуется из периодически осциллирующей в монотонную, т. е. КПД монотонно возрастает с увеличением толщины кристалла. Что касается зависимости КПД от диаметра, то она определяется тем, как ведет себя при изменении диаметра пучка длина $L_{\min}(\gamma)$, соответствующая углам γ , расположенным в окрестности максимума спектральной интенсивности, по отношению к толщине кристалла L . А именно, если при изменении диаметра пучка его спектр изменяется так, что $L_{\min}(\gamma)$ приближается к L , то КПД будет возрастать. В противоположном случае КПД уменьшается. Например, если в пределах углового спектра имеет место неравенство $L_{\min}(\gamma) < L$, то увеличение диаметра, приводящее к сужению спектра, удаляет $L_{\min}(\gamma)$ от L и, следовательно, приводит к уменьшению КПД.

Определена также пространственная структура s -пучка в режиме трансформации входного поля с широким пространственным спектром и показано, что его профиль также является бессель-гауссовым пучком с относительно малым диаметром гауссовой огибающей.

Таким образом, проведено исследование основных режимов ($c \rightarrow s$)-трансформации конических пучков двуосными кристаллами. Найдены угловая и пространственная структура преобразованного поля и рассчитан КПД преобразования. Полученные результаты могут быть использованы для создания устройств формирования бессель-гауссовых пучков первого порядка. Высокое качество пучков, генерируемых кристаллами, в совокупности с высоким коэффициентом преобразования входного поля делают указанные преобразователи перспективными для практических применений.

Список использованных источников

1. Berry, M. V. Conical diffraction: observations and theory / M. V. Berry, M. R. Jeffrey, J. G. Lunney // Proc. R. Soc. A. – 2006. – Vol. 462, № 2070. – P. 1629–1642. <https://doi.org/10.1098/rspa.2006.1680>
2. Peet, V. Biaxial crystal as a versatile mode converter / V. Peet // J. Opt. – 2010. – Vol. 12, № 9. – P. 095706. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/12/9/095706>
3. Peet, V. Improving directivity of laser beams by employing the effect of conical refraction in biaxial / V. Peet // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18, № 19. – P. 19566–19573. <https://doi.org/10.1364/oe.18.019566>
4. Conical diffraction and Bessel beam formation with a high optical quality biaxial crystal / C. F. Phelan [et al.] // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17, № 15. – P. 12891–12899. <https://doi.org/10.1364/oe.17.012891>
5. Conical refraction: Fundamentals and applications / A. Turpin [et al.] // Laser Photon. Rev. – 2016. – Vol. 10, № 5. – P. 750–771. <https://doi.org/10.1002/lpor.201600112>
6. Peet, V. Experimental study of internal conical refraction in a biaxial crystal with Laguerre – Gauss light beams / V. Peet // J. Opt. – 2014. – Vol. 16, № 7. – P. 075702 (8 pp). <https://doi.org/10.1088/2040-8978/16/7/075702>
7. Conical refraction Nd:KGd(WO₄)₂ laser / A. Abdolvand [et al.] // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18, № 3. – P. 2753–2759. <https://doi.org/10.1364/oe.18.002753>
8. Conical diffraction and Bessel beam formation with a high optical quality biaxial crystal / C. F. Phelan [et al.] // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17, № 15. – P. 12891–12899. <https://doi.org/10.1364/oe.17.012891>
9. Phelan, C. F. Generation of a radially polarized light beam using internal conical diffraction / C. F. Phelan, J. F. Donegan, J. G. Lunney // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19, № 22. – P. 21793–21802. <https://doi.org/10.1364/oe.19.021793>
10. Peet, V. Conical refraction and formation of multiring focal image with Laguerre – Gauss light beams / V. Peet // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, № 15. – P. 2913–2915. <https://doi.org/10.1364/ol.36.002913>
11. Belskii, A. Internal conical refraction of bounded light beams in biaxial crystals / A. Belskii, A. Khapalyuk // Opt. Spectrosc. – 1978. – Vol. 44. – P. 436–439.
12. Belsky, A. M. Internal conical refraction of coherent light beams / A. M. Belsky, M. A. Stepanov // Opt. Commun. – 1999. – Vol. 167, № 1–6. – P. 1–5. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(99\)00251-5](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(99)00251-5)
13. Berry, M. V. Conical diffraction asymptotics: Fine structure of Poggendorff rings and axial spike / M. V. Berry // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2004. – Vol. 6, № 14. – P. 289–300. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/6/4/001>
14. Kazak, N. S. Generation of Bessel light beams under the conditions of internal conical refraction / N. S. Kazak, N. A. Khilo, A. A. Ryzhevich // Quantum Electron. – 1999. – Vol. 29, № 11. – P. 1020–1024. <https://doi.org/10.1070/qe1999v029n11abeh001627>

15. Formation of higher-order Bessel light beams in biaxial crystal / King T. A. [et al.] // *Opt. Commun.* – 2001. – Vol. 187, № 4–6. – P. 407–414. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(00\)01124-x](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(00)01124-x)
16. Stepanov, M. A. Transformation of Bessel beams under internal conical refraction / M. A. Stepanov // *Opt. Commun.* – 2002. – Vol. 212, № 1–3. – P. 11–16. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(02\)01993-4](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(02)01993-4)
17. Khilo, N. A. Conical diffraction and transformation of Bessel beams in biaxial crystals / N. A. Khilo // *Opt. Commun.* – 2013. – Vol. 286. – P. 1–5. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.07.030>
18. Filippov, V. V. Negative thermo-optical coefficient and athermal directions in monoclinic $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser host crystals in the visible region / V. V. Filippov, N. V. Kuleshov, I. T. Bodnar // *Appl. Phys. B.* – 2007. – Vol. 87, № 4. – P. 611–614. <https://doi.org/10.1007/s00340-007-2666-y>
19. Формирование бesselевых световых пучков на больших расстояниях из кольцевых полей / Н. А. Хило [и др.] // *Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* – 2022. – Т. 58, № 1. – С. 90–100. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-1-90-100>

References

1. Berry M. V., Jeffrey M. R., Lunney J. G. Conical diffraction: observations and theory. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2006, vol. 462, no. 2070, pp. 1629–1642. <https://doi.org/10.1098/rspa.2006.1680>
2. Peet V. Biaxial crystal as a versatile mode converter. *Journal of Optics*, 2010, vol. 12, no. 9, pp. 095706. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/12/9/095706>
3. Peet V. Improving directivity of laser beams by employing the effect of conical refraction in biaxial. *Optics Express*, 2010, vol. 18, no. 19, pp. 19566–19573. <https://doi.org/10.1364/oe.18.019566>
4. Phelan C. F., O'Dwyer D. P., Rakovich Y. P., Donegan J. F., Lunney J. G. Conical diffraction and Bessel beam formation with a high optical quality biaxial crystal. *Optics Express*, 2009, vol. 17, no. 15, pp. 12891–12899. <https://doi.org/10.1364/oe.17.012891>
5. Turpin A., Loiko Y. V., Kalkandjiev T. K., Mompert J. Conical refraction: Fundamentals and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, vol. 10, no. 5, pp. 750–771. <https://doi.org/10.1002/lpor.201600112>
6. Peet V. Experimental study of internal conical refraction in a biaxial crystal with Laguerre – Gauss light beams. *Journal of Optics*, 2014, vol. 16, no. 7, p. 075702 (8 pp). <https://doi.org/10.1088/2040-8978/16/7/075702>
7. Abdolvand A., Wilcox K. G., Kalkandjiev T. K., Rafailov E. U. Conical refraction $\text{Nd:KGd}(\text{WO}_4)_2$ laser. *Optics Express*, 2010, vol. 18, no. 3, pp. 2753–2759. <https://doi.org/10.1364/oe.18.002753>
8. Phelan C. F., O'Dwyer D. P., Pakovich Y. P., Donegan J. F., Lunney J. G. Conical diffraction and Bessel beam formation with a high optical quality biaxial crystal. *Optics Express*, 2009, vol. 17, no. 15, pp. 12891–12899. <https://doi.org/10.1364/oe.17.012891>
9. Phelan C. F., Donegan J. F., Lunney J. G. Generation of a radially polarized light beam using internal conical diffraction. *Optics Express*, 2011, vol. 19, no. 22, pp. 21793–21802. <https://doi.org/10.1364/oe.19.021793>
10. Peet V. Conical refraction and formation of multiring focal image with Laguerre-Gauss light beams. *Optics Letters*, 2011, vol. 36, no. 15, pp. 2913–2915. <https://doi.org/10.1364/ol.36.002913>
11. Belskii A., Khapalyuk A. Internal conical refraction of bounded light beams in biaxial crystals. *Optics and Spectroscopy*, 1978, vol. 44, pp. 436–439.
12. Belsky A. M., Stepanov M. A. Internal conical refraction of coherent light beams. *Optics Communications*, 1999, vol. 167, no. 1–6, pp. 1–5. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(99\)00251-5](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(99)00251-5)
13. Berry M. V. Conical diffraction asymptotics: Fine structure of Poggendorff rings and axial spike. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2004, vol. 6, no. 4, pp. 289–300. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/6/4/001>
14. Kazak N. S., Khilo N. A., Ryzhevich A. A. Generation of Bessel light beams under the conditions of internal conical refraction. *Quantum Electronics*, 1999, vol. 29, no. 11, pp. 1020–1024. <https://doi.org/10.1070/qel1999v029n11abeh001627>
15. King T. A., Hogervorst W., Kazak N. S., Khilo N. A., Ryzhevich A. A. Formation of higher-order Bessel light beams in biaxial crystal. *Optics Communications*, 2001, vol. 187, no. 4–6, pp. 407–414. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(00\)01124-x](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(00)01124-x)
16. Stepanov M. A. Transformation of Bessel beams under internal conical refraction. *Optics Communications*, 2002, vol. 212, no. 1–3, pp. 11–16. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(02\)01993-4](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(02)01993-4)
17. Khilo N. A. Conical diffraction and transformation of Bessel beams in biaxial crystals. *Optics Communications*, 2013, vol. 286, pp. 1–5. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.07.030>
18. Filippov V. V., Kuleshov N. V., Bodnar I. T. Negative thermo-optical coefficient and athermal directions in monoclinic $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser host crystals in the visible region. *Applied Physics B*, 2007, vol. 87, no. 4, pp. 611–614. <https://doi.org/10.1007/s00340-007-2666-y>
19. Khilo N. A., Ropot P. I., Petrov P. K., Belyi V. N. The formation of Bessel light beams at large distances from annular fields. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2022, vol. 58, no 1, pp. 90–100 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-1-90-100>

Информация об авторах

Хило Николай Анатольевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: n.khilo@dragon.bas-net.by

Рыжевич Анатолий Анатольевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь); доцент кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники, Белорусский государственный университет (пр. Независимости, 4, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: tol@dragon.bas-net.by, tol222@mail.ru

Балыкин Игорь Валерьевич – аспирант, младший научный сотрудник, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: b97@dragon.bas-net.by

Казак Николай Станиславович – академик Национальной академии наук Беларуси, доктор физико-математических наук, генеральный директор ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» (пр. Независимости, 68-1, 220072, Минск, Республика Беларусь); главный научный сотрудник, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: lod@dragon.bas-net.by

Information about the authors

Nikolai A. Khilo – Ph. D. (Physics and Mathematics), Chief Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: n.khilo@dragon.bas-net.by

Anatol A. Ryzhevich – Ph. D. (Physics and Mathematics); Leading Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus); Associate Professor of the Department of Quantum Radiophysics and Optoelectronics, Belarusian State University (4, Nezavisimosti Ave., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: tol@dragon.bas-net.by, tol222@mail.ru

Igor V. Balykin – Postgraduate Student, Junior Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: b97@dragon.bas-net.by

Nikolai S. Kazak – Academician of the National Academy of Sciences of Belarus, Dr. Sc. (Physics and Mathematics), General Director of the SSPA “Optics, Optoelectronics and Laser Technology” (68-1, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus); Chief Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: lod@dragon.bas-net.by