

УДК 535.42

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, ДИФРАГИРОВАННОГО НА КОНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ АКСИКОНА

А.Е. МАРТИРОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 21 ноября 2007 г.)

Изучено поле дифракции аксикона, облучаемого гелий-неоновым лазером. Для этого дифракционная поверхность аксикона мысленно разбивается на тангенциальные зоны Френеля. Показано, что определение интеграла Френеля только от первой тангенциальной зоны обеспечивает получение достоверной картины пространственного распределения поля дифракции аксикона. При этом вычисленные значения этого распределения достаточно хорошо совпадают с экспериментальной картиной. Показано также, что при изменении радиуса лазерного пучка и при отуплении вершины аксикона местоположения максимумов и минимумов поля дифракции практически не меняются.

Аксикон является особым видом оптической линзы с конической поверхностью, позволяющей сфокусировать лучи точечного источника света в линию по оси. Аксикон широко применяется для локализации атомов [1,2], параметрической генерации и усиления [3], многофотонной ионизации [4], генерации третьей и пятой гармоник [5,6] и т.д. Аксикон часто используется для трансформации гауссовых пучков в бесселевые с отсутствием расходимости в поперечных направлениях [7,8]. Однако картина концентрических колец с резким контрастом вдоль поперечных направлений распространения света сохраняется далеко за пределами зоны бесселевых пучков. В работе [9] образование концентрических колец было объяснено путем предположения, что в реальных аксиконах вершины отуплены и практически представляют собой сферические линзы. В [10] было показано, что контрастная структура поля дифракции аксикона может быть объяснена путем образования пучка света у вершины. Настоящая работа посвящена изучению этого феномена при помощи мысленного разделения дифракционной поверхности аксикона на тангенциальные зоны Френеля и вычисления соответствующего интеграла от первой зоны.

Лазерный пучок, прошедший через аксикон, может быть представлен как излучение, исходящее из некоторого виртуального источника, который имеет форму окружности с центром, находящимся на оптической оси аксикона и лежит в плоскости, перпендикулярной этой оси [10]. Рис.1 иллюстрирует 2D-изображение сечения аксикона, реальных и виртуальных пучков по его оптической оси (ось ξ). Здесь S и S' являются точками пересечения виртуальной окружности с плоскостью сечения, находящимися на расстоянии

$s = SO = SO$ от вершины аксикона, L - падающий на аксикон лазерный пучок, кривые ON и ON представляют фазовые фронты прошедших через аксикон пучков у вершины. Координата x характеризует направление радиальной касательной фазового фронта у вершины аксикона, δ является базовым углом аксикона, γ - угол отклонения аксикон параллельных оси ξ световых лучей, который определяется как $\gamma = \arcsin(l \sin \delta) - \delta$ - где l (коэффициент преломления аксикона). Используемый в представленной работе аксикон имел следующие параметры: $l = 1.46$, $\delta = 30^\circ$, следовательно, $\gamma = 16.89^\circ$. Подчеркнем, что расстояние между вершиной аксикона и виртуальным источником короче, чем между вершиной аксикона и реальным источником. В результате этого расходимость пучка, прошедшего через аксикон, увеличивается, хотя радиус у вершины аксикона уменьшается.

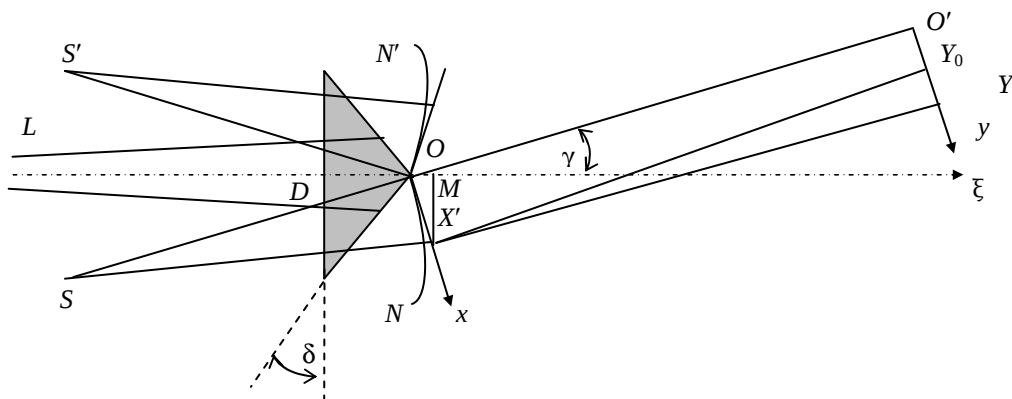


Рис.1. 2D изображение сечения по оптической оси аксикона.

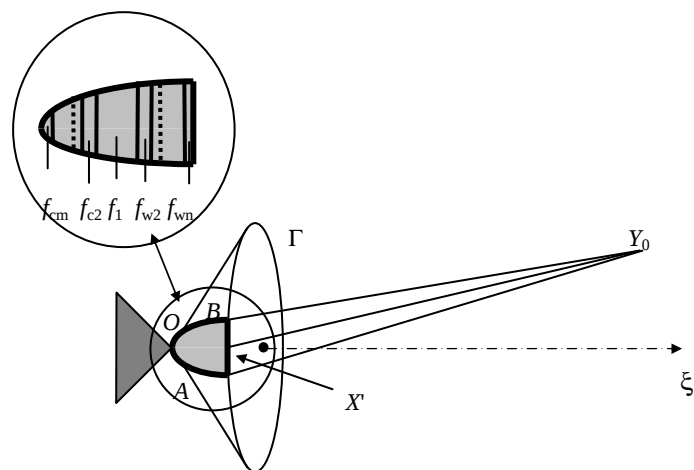


Рис.2. 3D-представление поверхности дифракции аксикона. Жирными линиями обозначена поверхность первой тангенциальной зоны Френеля на дифракционной поверхности. В верхнем левом углу представлена первая тангенциальная зона, состоящая из радиальных зон Френеля.

При 3D-представлении все касательные фазового фронта в радиальном направлении у точки O образуют коническую поверхность, вершина которой совпадает с вершиной аксикона (см. рис.2). Эта поверхность может рассматриваться как поверхность дифракции лазерного

пучка на аксиконе, а точка O (вершина аксикона) - как препятствие для света. Окружность - представляет сечение конической поверхности дифракции плоскостью, перпендикулярной оптической оси аксикона. Окружность - пересекается с осью x в некоторой точке X , которая находится на расстоянии x' от начала координат O . Поле дифракции наблюдается в плоскости экрана вдоль оси y с началом координаты в O (рис.1), направление которой перпендикулярно

$OO = z$ и параллельно направлению оси x . Y_0 - произвольная точка на плоскости экрана, которая находится на расстоянии y_0 от O . Точка Y' (находящаяся на расстоянии y' от O) выбрана с учетом $x' = y'$.

Контрастная структура поля дифракции наблюдается на таких расстояниях от аксикона, при которых волновой параметр (число Френеля) $\sim w_c^2/z\lambda$ больше единицы (w_c - характерный размер светового пятна на аксиконе, который определяется радиусом лазерного пучка). Следовательно, имеет место дифракция Френеля. Для нахождения амплитуды светового поля на экране мы должны найти интеграл Френеля от дифракционной поверхности, для чего следует определить амплитудные и фазовые величины лазерного поля. Определим сначала амплитудные значения. Как было сказано, после прохождения через аксикон радиус лазерного пучка уменьшается. Следовательно, распределение гауссового пучка по радиальному направлению дифракционной поверхности представляется как [11]

$$A(x') = A_0 \frac{w_0}{aw} \exp\left[-\frac{(x')^2}{a^2 w^2}\right], \quad (1)$$

где A_0 и w_0 - амплитуда и радиус лазерного пучка в точке перетяжки, w - радиус пучка при падении на аксикон, a определяет уменьшение лазерного пучка, прошедшего через аксикон (при $\delta = 30^\circ$ величина a примерно равна 0.8). С целью определения распределения интенсивности на экране, вычислим интеграл дифракции по отдельным зонам Френеля в тангенциальном направлении (относительно оси ξ). Для этого поверхность дифракции мысленно разбивается на элементы, поверхность которых образуется линиями, исходящими из точки O . Две линии, которые определяют поверхность первой тангенциальной зоны (OA и OB), находятся из условия $BY_0 - XY_0 = AY_0 - XY_0 = \lambda/2$. Сказанное иллюстрируется на рис.2. Чтобы оценить амплитуду, создаваемую в точке Y_0 от первой тангенциальной зоны, необходимо вычислить зависимость длины $2l = AB$ первой тангенциальной зоны Френеля (которая является дугой на окружности Γ) от координаты x . В приложении к данной статье представлены соответствующие вычисления. Согласно полученным результатам, зависимость l от $X'M = r = x' \cos \gamma$ (см. рис.1) характеризуется следующим выражением (где λ - длина волны излучения гелий-неонового лазера 633 нм):

$$l_1(x') \approx 2r \arcsin\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{r \sin \gamma}}\right) \approx \sqrt{\frac{\lambda r}{\sin \gamma}} = \sqrt{\frac{\lambda x'}{\tan \gamma}} \quad (\text{при } r \gg \lambda/\sin \gamma). \quad (2)$$

Итак, хотя мы вывели данное выражение (2) для точки Y_0 , однако оказалось, что l не зависит от значений y и z , если $x', y_0 \ll z$ (при $r = 1$ мм длина l примерно равна 0.04 мм). Следовательно, границы первой тангенциальной зоны неизменны для любых точек на плоскости xu (плоскость чертежа на рис.1) при выполнении приведенного условия. Следует

подчеркнуть, что первая тангенциальная зона состоит из радиальных зон Френеля в сторону центра пучка $f_1, f_2, \dots, f_m$, а также в обратную сторону $f_1, f_2, \dots, f_m$ (см. верхний левый рис.2).

Подобным образом находим длины второй $l_2 = (\sqrt{2} - 1)l_1$, третьей $l_3 = (\sqrt{3} - \sqrt{2})l_1$ и остальных тангенциальных зон $l_n = (\sqrt{n} - \sqrt{n-1})l_1$ Френеля. Следовательно, амплитуда, созданная от всех точек окружности Γ в Y_0 , будет равна $1 - (\sqrt{2} - 1) + (\sqrt{3} - \sqrt{2}) - (\sqrt{4} - \sqrt{3}) \dots \approx 0.76$ от амплитуды, созданной первой зоной.

Итак, амплитуда от всех точек окружности примерно равна 0.76 части амплитуды первой тангенциальной зоны Френеля и эта цифра практически постоянна для любой точки X вдоль x . (Только на расстояниях $x \sim \lambda$ представленные рассуждения не действительны, что практически не влияет существенно на величину суммарной амплитуды, создаваемой поверхностью дифракции на расстоянии z .) Следовательно, рассчитав интеграл Френеля вдоль оси x (с учетом распределения l вдоль этой оси), мы практически определяем интеграл от всей дифракционной поверхности аксикона. Учитывая выражение (2), получаем следующее распределение амплитудных факторов в Y_0 с элементарных поверхностей $2h(x')dx'$ первой тангенциальной зоны вдоль оси x :

$$dA(x', Y_0) = 2A(x')l_1(x')dx' = 2A_0 \frac{w_0}{aw} \sqrt{\frac{\lambda x'}{\tan \gamma}} \exp\left[-\frac{(x')^2}{a^2 w^2}\right] dx'. \quad (3)$$

Рис.3 иллюстрирует распределение $dA(x')$ при $aw = 1$. Эта функция имеет максимум при $x' = 0.5$, а производная стремится к бесконечности при $x' \rightarrow 0$. Последнее свойство этой функции свидетельствует о том, что точка O действительно является препятствием на пути распространения лазерного пучка, что является причиной образования дифракционной картины в дальнем поле лазерного пучка.

Что касается фазы светового поля, то она зависит от двух расстояний: от виртуального источника до поверхности дифракции и от поверхности дифракции до Y_0 . Радиальное распределение гауссового лазерного пучка, падающего на аксикон, зависит от радиуса кривизны R поля на месте падения $c(s_0) + r_0^2 / 2R$, где $c(s_0) = s_0 - (\lambda / 2\pi) \arctan(s_0 / s_R)$, $R = s_0[1 + s_R^2 / s_0^2]$, s_0 - радиальное расстояние от оси пучка, s_R - релеевская длина лазерного пучка, $\varphi = LD + DOn$ - оптический путь для лучей от точки перетяжки до вершины аксикона [11]. Как было сказано выше, после прохождения через аксикон световой пучок преобразовывается и распространяется как от виртуального кольцевого источника. При $\delta = 30^\circ$ расстояние этого источника от вершины аксикона составляет $s \approx 0.6R$, что соответствует радиусу кривизны пучка у вершины сразу после прохождения через аксикон. Таким образом, радиальное распределение фазы на дифракционной поверхности определяется как $2\pi i / \lambda [c(s_0) + (x')^2 / 2s]$. Расстояние от X до Y_0 легко вычисляется, исходя из рис.1: $X Y_0 = \sqrt{z^2 + (x' - y_0)^2} \approx z + (x' - y_0)^2 / 2z$, где учтено, что $x' = y$.

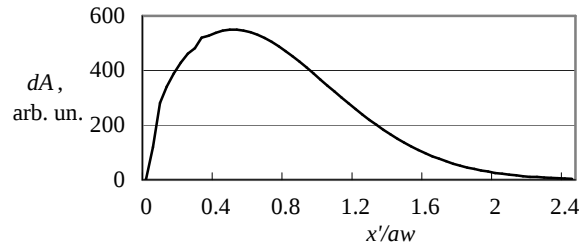


Рис.3. Зависимость функции $dA(x')$ от x'/aw .

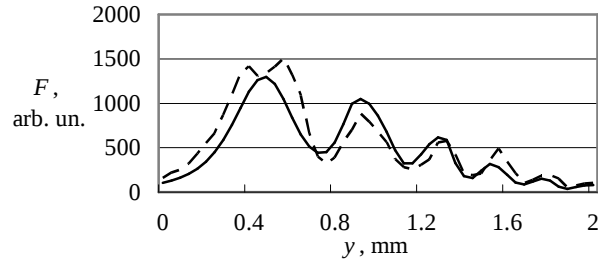


Рис.4. Распределение относительной интенсивности F дифрагированного на аксиконе лазерного пучка вдоль y при $s = 900$ мм (что соответствует расстоянию между лазером и аксиконом ~ 1500 мм), $z = 300$ мм, $aw = 1$ мм. Пунктирная кривая характеризует экспериментальное распределение интенсивности света, полученное на CCD, а сплошная линия соответствует вычислениям по формуле (4).

Таким образом, исходя из вышесказанного, амплитуда поля в Y_0 определяется из следующего выражения [12]:

$$A(Y_0) = \frac{2iA_0 w_0}{\lambda a w z} \int_0^\infty dx' \sqrt{\frac{\lambda x'}{\tan \gamma}} \exp\left[-\frac{(x')^2}{a^2 w^2}\right] \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} \left[c(s) + z + \frac{(x')^2}{2s} + \frac{(x' - y_0)^2}{2z} \right] \right\}. \quad (4)$$

На рис.4 представлено вычисленное на компьютере распределение интенсивности света $F A^2$ вдоль оси y . Полученное распределение хорошо согласуется с экспериментальной картиной, детектированной с помощью CCD-камеры, когда в качестве излучения использовался пучок гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм.

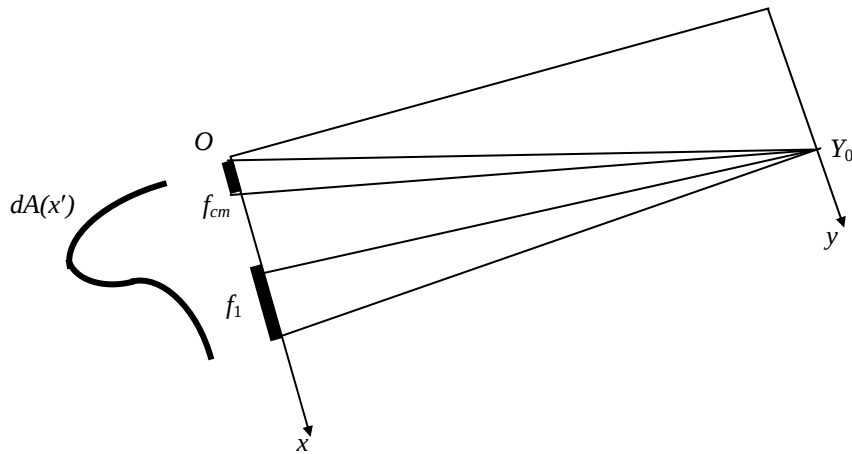


Рис.5. Образование источника света у вершины аксикона.

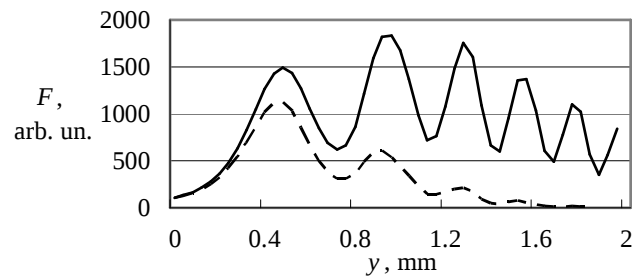


Рис.6. Вычисленное распределение относительной интенсивности F дифрагированного на аксиконе лазерного пучка вдоль y при $s = 900$ мм, $z = 300$ мм, $a_w = 0.8$ мм (пунктирная кривая) и $a_w = 1.5$ мм (сплошная кривая).

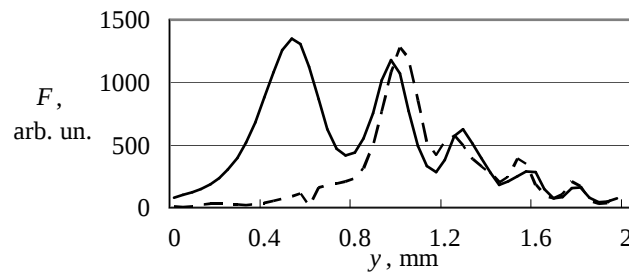


Рис.7. Вычисленное распределение относительной интенсивности F дифрагированного на аксиконе лазерного пучка вдоль y при $s = 900$ мм, $z = 300$ мм, $a_w = 1$ мм. Сплошная кривая характеризует вычисленное распределение интенсивности при отуплении вершины аксикона на радиусе 0.1 мм, а пунктирная линия - при 0.5 мм.

Численные расчеты показали, что дифракционное поле аксикона весьма чувствительно также к изменениям распределения амплитуды и фазы лазерного пучка. Таким образом, в представленной статье исследовано поле дифракции аксикона. Чтобы избежать интегрирования по всей дифракционной поверхности аксикона, мы мысленно разбили эту поверхность на тангенциальные зоны Френеля. Было доказано, что интегрирование только по первой тангенциальной зоне Френеля обеспечивает получение (с коэффициентом пропорциональности 0.76) пространственного распределения дифрагированного лазерного пучка. Полученная картина распределения интенсивности света достаточно хорошо совпадает с экспериментальными результатами.

Исследована также зависимость дифракционной картины от радиуса лазерного пучка и от отупления вершины аксикона при их изготовлении. Картина распределения поля дифракции аксикона является хорошим инструментом для исследования характеристик лазерных пучков, а также самих аксиконов.

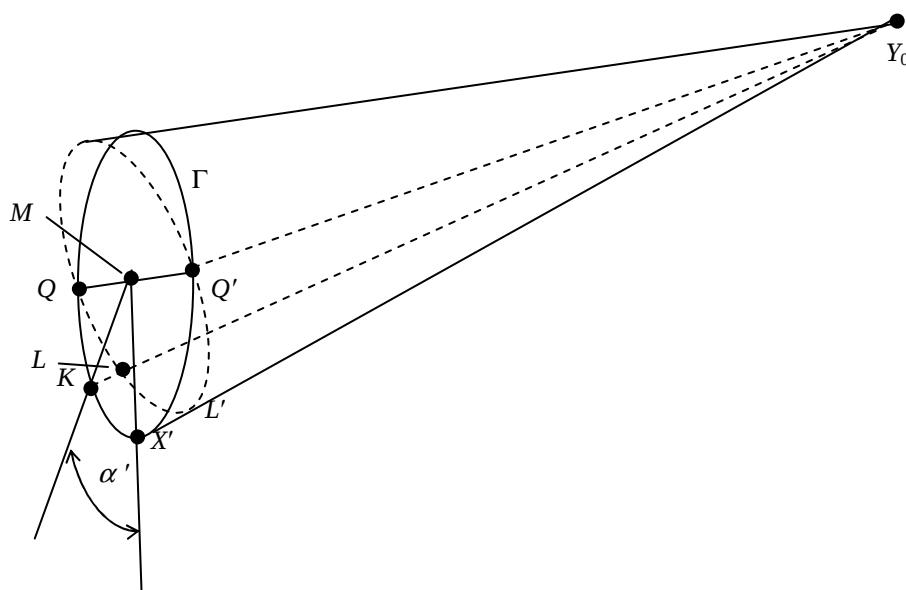


Рис.8. Пространственная конфигурация Γ относительно точки Y_0 .

Приложение

На рис.8 представлена пространственная конфигурация Γ и точка Y_0 (см. приложение в работе [10]). Поперечное сечение конической поверхности, образованной прямыми между точкой Y_0 и окружностью Γ , является эллипсом (замкнутая пунктирная линия). В работе [10] были рассчитаны длины соответствующих отрезков:

$$XY_0 = XL' + L'Y_0 = \sqrt{z^2 + (y_0 - x')^2},$$

$$QY_0 = Q'Y_0 = \sqrt{z^2 + y_0^2 + x'^2 - 2\sqrt{z^2 + y_0^2} x' \sin \gamma \cos(\gamma - y_0 / z)},$$

$$KY_0 = KL + LY_0, \quad KL = (X'Y_0 - QY_0) \cos \alpha',$$

Учитывая, что $L'Y_0 \approx LY_0 \approx QY_0$, первая зона Френеля оценивается из следующего выражения:

$$\lambda/2 = X'Y_0 - KY_0 \approx (1 - \cos \alpha')(X'Y_0 - QY_0).$$

Принимая во внимание, что в условиях эксперимента $x'_0 \ll z$, приходим к следующему результату:

$$\lambda/2 = \frac{1 - \cos \alpha'}{z} (\sqrt{z^2 + y_0^2} x' \sin \gamma \cos(\gamma - y_0/z) - x'_0 y_0).$$

Таким образом, при малых значениях y_0 мы можем оценить угол, определяющий первую тангенциальную зону Френеля, как

$$2\alpha_1(r) = 4 \arcsin \left(\sqrt{\frac{\lambda}{r \sin \gamma}} / 2 \right).$$

Следовательно, для длины первой тангенциальной зоны Френеля $2h \approx 2r\alpha_1(r)$ мы получим выражение, представленное в (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. **I.Manek, Yu.B.Ovchinnikov, R.Grimm.** Opt.Comm., **147**, 67 (1998).
2. **L.Cacciapuoti, M.de Angelis, G.Pierattini, L.Ricci, G.M.Tino.** Eur. Phys. J. D, **14**, 373 (2001).
3. **V.Paskevicius, H.Karlsson,** et al. Opt. Lett., **25**, 969 (2000).
4. **V.E.Peet.** Phys. Rev. A, **56**, 3679 (1996).
5. **C.Altucci, R.Bruzzese, C.de Lisio, A.Porzio,** et al. Opt. Lasers Eng., **37**, 565 (2002).
6. **V.E.Peet, R.V.Tsubin.** Phys. Rev. A, **56**, 1613 (1997).
7. **J.Durnin, J.Miceli, J.Eberly.** Phys. Rev. Lett., **58**, 1499 (1987).
8. **R.M.Hermann, T.A.Wiggins.** JOSA A, **8**, 932 (1991).
9. **B.Depret, Ph.Verkerk, D.Hennequin.** Opt. Commun., **211**, 31 (2002).
10. **A.E.Martirosyan, C.Altucci, C.de Lisio,** et al. JOSA A, **21**, 770 (2004).
11. **А.Ярив.** Введение в оптическую электронику. М., Высшая школа, 1983.
12. **М.Борн, Э.Вольф.** Основы оптики. М., Наука, 1973.

ԱՔՍԻԿՈՆԻ ԿՈՆԱԿԱՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ԵՆԹԱԴԿԱԾ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ

Ա.Ե. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է հեղիւմ-նեոնային լազերով լուսավորված աքսիկոնի դիֆրակցիոն դաշտը: Դրա համար աքսիկոնի դիֆրակցիոն մակերևույթը մտայնորեն բաժանվում է Ֆրենելի տանգենցիալ գոտիների: Ապացուցված է, որ միայն առաջին տանգենցիալ գոտուց Ֆրենելի ինտեգրալի որոշումը բավարար է աքսիկոնի դիֆրակցիոն դաշտի տարածական բաշխումը ստանալու համար: Նշենք, որ այդ բաշխման հաշվարկված տվյալները համապատասխանում են էքսպերիմենտալ պատկերի հետ: Ցույց է տրված նաև, որ լազերային փնջի շառավղի և աքսիկոնի զազաթի բթացման պատճառով դիֆրակցիոն դաշտի մաքսիմումների և մինիմումների առաջացման տեղերը գրեթե չեն փոխվում:

SPATIAL DISTRIBUTION OF THE INTENSITY OF LASER BEAM DIFFRACTED ON THE CONICAL SURFACE OF AN AXICON

A.E. MARTIROSYAN

The diffraction field of axicon illuminated by a He-Ne laser is studied. For this purpose, the axicon's diffraction surface is divided imaginary into tangential Fresnel zones. It is shown that evaluation of the Fresnel integral only from the first tangential zone guarantees obtaining a correct spatial distribution of the axicon's diffraction field. Obtained results are in quite good agreement with the experimental pattern. It is also shown that the locations of points characterizing the maximal and minimal intensity values are practically independent from the laser beam radius and rounding of the axicon's vertex.