

О.И. Смоктий, А.В. Фабриков

КОНЦЕНТРИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРУГЕ ЗАСВЕТКИ С РЕЗКО ОЧЕРЧЕННЫМИ КРАЯМИ

Построена теоретическая модель формирующего пучок излучения устройства на основе дублета «линза—аксикон» с усеченной центральной частью, отличающегося улучшенной однородностью распределения энергии в пятне засветки. Выведены аналитические соотношения, описывающие вид распределения в зависимости от радиуса центральной части и других параметров устройства. Полученные соотношения являются общими для случаев усеченной и неусеченной центральной части системы, и сводятся к известным предельным переходам при стремлении радиуса центральной усеченной части к нулю. Приведены расчетные номограммы распределения энергии по пятну засветки.

Анализ полученных результатов приводит к выводу о перспективности применения полученных соотношений для решения прикладных задач, требующих повышенной однородности распределения энергии излучения по пятну засветки.

1. В технологии обработки материалов лазерным пучком находят применение оптические системы с линзой и аксиконом, позволяющие концентрировать энергию лазерного излучения в узкой кольцевой области на поверхности обрабатываемого изделия [1]. Возможности промышленной реализации таких технологий и систем возрастают в связи с развитием теории и элементной базы бессель-оптики — киноформных аксиконов, асферических линз, корректоров волновых фронтов и других тонкоплечных фазовых оптических элементов [2—5].

Линза в концентраторе энергии рассматриваемого типа играет роль квадратичного, а аксикон — линейного пространственного модулятора фазы. Совместное действие этих двух элементов на фронт волны, описываемое функцией пропускания вида

$$\Gamma(r) = \exp(ik(r - r_0)^2/2f), \quad k = 2\pi/\lambda, \quad (1)$$

обеспечивает необходимый эффект перераспределения энергии лазерного излучения по сечению пучка и концентрирования ее в кольцевой области на выходе системы. Параметр f в уравнении (1) соответствует фокусному расстоянию линзы, а r_0 — радиус формируемого на поверхности изделия кольца; r — радиальная координата в поперечной к оси пучка плоскости, λ — длина волны излучения. Кольцо формируется в фокальной плоскости линзы, радиус r_0 его средней линии определяется характеристиками линзы и аксикона. Для линейного конического аксикона из прозрачного материала с показателем преломления n справедливо равенство [6]

$$r_0 = (n - 1) \alpha f, \quad (2)$$

в котором α — угол при основании аксикона. Обычно этот угол не превышает 0,1—0,15 рад. Выводу расчетных соотношений и расчету дифракционных полей в фокальной плоскости системы с функцией пропускания (1) посвящен ряд работ, например [6—10].

2. Модуляторы с функцией пропускания (1) применяют в тех случаях, когда целью сосредоточения энергии пучка в узком кольце на поверхности материала является получение такого же узкого кольца нагрева. Однако в большинстве традиционных применений лазеров в технологии в конечном итоге нужно иметь не кольцо, а круг равномерного нагрева с четко очерченными краями. Аксикон при этом используют не для замены круга кольцом, а для повышения равномерности нагрева в круге путем перераспределения энергии пучка от центральной части пятна засветки к краям. Этого можно добиться в рассмотренной выше схеме, смещая фокальную плоскость системы от поверхности обрабатываемого изделия или вообще отказываясь от фокусировки излучения линзой. На поверхности изделия при этом создается широкое кольцо с просветом в центре и не очень четкими краями снаружи. Из-за диффузии тепла кольцо через короткое время превращается в круг с равномерным распределением температуры в центре.

Идея такого применения аксиконов была предложена применительно к задачам поверхностного термоупрочнения материалов в [11]. Приведенные экспериментальные данные подтверждают эффективность метода: удается получить равномерное распределение температуры в центральной части кру-

га засветки диаметром до 7 мм. Однако «хвосты» распределения пятна все еще остаются широкими.

Лучшие результаты получаются при другом методе формообразования пучков, когда центральная часть первоначального гауссового пучка оставляется невозмущенной, а его периферийная часть путем модуляции фазы с помощью аксикона и линзы стягивается в кольцо вокруг формируемого на поверхности изделия центрального пятна засветки. Для реализации этого метода представляет интерес расчет кольцевого дифракционного поля в оптической системе «линза—аксикон» с усеченной, не вносящей возмущения в поле пучка приосевой частью. Модулятор такого типа описывается функцией пропускания вида

$$\Gamma(r) = \text{circ}(b/a) + \exp(ik(r - r_0)^2/2f) [1 - \text{circ}(b/a)], \quad (4)$$

где

$$\text{circ}(b/a) = \begin{cases} 1, & b \leq a, \\ 0, & b > a. \end{cases} \quad (4)$$

Это более общий случай модулятора, чем *гот, что описывается уравнением (1). Его мы и будем рассматривать ниже.

3. На вход модулятора (4) подается пучок монохроматического пространственно-когерентного излучения с гауссовым распределением интенсивности $I_0(r)$ по сечению пучка:

$$I_0(r) \equiv |\Psi_0(r)|^2 = \exp(-2r^2/a^2). \quad (5)$$

Распределения комплексной амплитуды поля на выходе модулятора $\Psi_{01}(r)$ и в фокальной плоскости линзы $\Psi(r)$ при этом даются формулами

$$\Psi_{01}(r) = \exp(-r^2/a^2) \Gamma(r), \quad (6)$$

$$\Psi(r) = \Psi_1(r) + \exp(-r^2/a^2) \text{circ}(r/b). \quad (7)$$

Здесь $\Psi_1(r)$ — возмущенное модулятором поле волны, в рамках параксиальной Фурье-оптики [12] представляемое интегралом Фурье-Бесселя от функции $\Psi_0(r)\exp(-ikrr_0/f)[1 - \text{circ}(b/a)]$:

$$\Psi_1(r) = a^2 \frac{k}{f} \int_0^\infty \Psi_0(\rho) J_0(\omega\rho) \rho d\rho, \quad (8)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; параметры ω , ω_0 и функция $\varphi(\rho)$ определяются выражениями

$$\varphi(\rho) = \exp(-\rho^2) \exp(-i\omega_0\rho) [1 - \text{circ}(b/a)], \quad (9)$$

$$\omega = 2\pi v = kar/f, \quad \omega_0 = 2\pi v_0 = kar_0/f. \quad (10)$$

Записывая второе слагаемое в уравнении (7), мы пренебрегли расходимостью пучка в свободном пространстве и дифракцией излучения на краях отверстия с радиусом $b \gg \lambda$. Распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы определяется формулами

$$I(r) = I_1(r) + I_0(r) \text{circ}(b/a), \quad (11)$$

$$I_1(r) \equiv |\Psi_1(r)|^2. \quad (12)$$

Здесь мы пренебрегли интерференцией полей $\Psi_0(r)$ и $\Psi_1(r)$, полагая $r_0 > b$ и учитывая, что первое поле локализовано в области $r < b$, а второе — в узкой кольцевой области вокруг средней линии $r = r_0$.

Для расчета $\Psi_1(r)$ интеграл (8) с учетом уравнений (9) и (10) перепишем в виде

$$\phi_1(r) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \exp(-i2\pi v_0 x) dx \equiv F\{s(x)\}, \quad (13)$$

соответствующем одномерному Фурье-преобразованию функции

$$s(x) = (ka^2/f) x J_0(2\pi v x) \exp(-x^2) H(x - b). \quad (14)$$

Через $H(x)$ в уравнении (14) обозначена функция Хевисайда. Разбивая $s(x)$ на множители $s_1(x)$ и $s_2(x)$, интеграл (13) по пространственной переменной x можно заменить интегралом свертки по частотной переменной ν_0 :

$$\psi_1(r) = S_1(\nu_0) * S_2(\nu_0) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} S_1(\xi) S_2(\nu_0 - \xi) d\xi, \quad (15)$$

$$S_1(\nu_0) \equiv F\{s_1(x)\}, \quad S_2(\nu_0) \equiv F\{s_2(x)\}. \quad (16)$$

Разбиение $s(x)$ на множители $s_1(x)$ и $s_2(x)$ имеет смысл в том случае, когда одну из преобразованных по Фурье функций, например $S_2(\nu_0)$, можно аппроксимировать дельта-функцией Дирака $\delta(\nu - \nu_0)$:

$$S_2(\nu_0) \simeq A\delta(\nu - \nu_0). \quad (17)$$

Тогда из (15) получаем

$$\psi_1(r) = AS_1(\nu - \nu_0) = AS_1\left[\frac{a}{\lambda f}r - r_0\right], \quad (18)$$

что соответствует ожидаемому виду распределения комплексной амплитуды поля $\Psi_1(r)$ в кольцевой области засветки на выходе системы с линзой и аксиконом [13].

Выбирая в качестве второго множителя функцию

$$s_2(x) = xJ_0(2\pi\nu x) \quad (19)$$

и преобразуя ее по Фурье, имеем [14]

$$S_2(\nu_0) = i\nu_0/2\pi^2 (\nu^2 - \nu_0^2)^{3/2} \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\lambda f/2a r_0} \delta(\nu - \nu_0). \quad (20)$$

Фурье-преобразование первого множителя при этом записывается в виде

$$S_1(\nu_0) = \frac{ka^2}{f} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\pi^2\nu_0^2) \operatorname{erfc}(b/a + i\pi\nu_0). \quad (21)$$

Из (20) и (21) в соответствии с уравнением (15) получаем

$$\Psi_1(r) = \Psi_{10} \exp(-t^2) \operatorname{erfc}(b/a + it), \quad (22)$$

где функция Ψ_{10} приближенно равна:

$$\psi_{10} \simeq \sqrt{\pi a^3/8\lambda f r_0}. \quad (23)$$

В (22) введена безразмерная переменная t :

$$t = \pi(\nu - \nu_0) = \frac{\pi a}{\lambda f}(r - r_0); \quad (24)$$

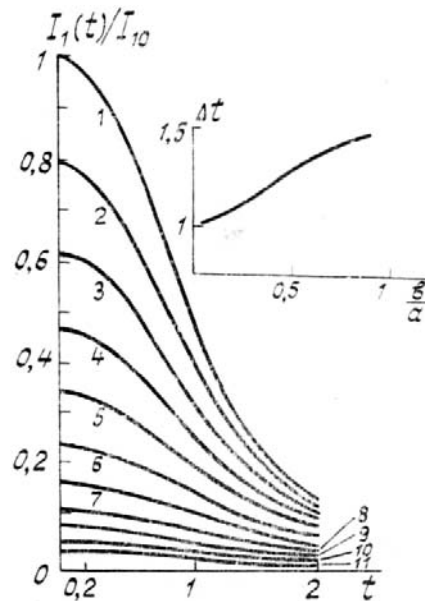
функция $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z)$ — интеграл вероятностей комплексного аргумента z .

При выводе второго равенства в уравнении (20) использованы формулы разложения обобщенных функций вида $(x \pm i0)^\lambda$, рассматриваемых как целые функции параметра λ , в ряд Тейлора по степеням $(\lambda - \lambda_0)$ [15] (при $\lambda = -3/2$ и $\lambda_0 = -1$). Пренебрежение регулярной частью функции $S_2(\nu_0)$ при вычислении интеграла (15) оправдано в асимптотическом приближении теории при значениях $\nu \geq 100$, характерных для реальных условий применения аксиконов [1].

4. Формула (22) с учетом (12) приводят к следующим расчетным соотношениям для распределения интенсивности модулированного излучения в кольце, окаймляющем центральное пятно засветки на выходе системы:

$$I_1(r) = I_{10} \exp(-2t^2) |\operatorname{erfc}(b/a + it)|^2, \quad (25)$$

$$I_{10} = \frac{\pi}{8} a^3 / \lambda f r_0. \quad (26)$$



Распределение энергии в кольце, окаймляющем центральную часть пятна засветки, при различных b/a : $1 \neq 0$; $2 = 0,1$; ... $11 = 1$. Изменение ширины кольца Δt при различных значениях b/a

Построенные по уравнению (25) графики нормированной функции распределения $I_0(r)/I_{10}$ приведены на рисунке. Отдельной кривой представлена зависимость ширины кольца от значений параметра b/a . С помощью этих графиков можно подбирать параметры модулятора для оптимизации формы распределения интенсивности $I(r)$ в пятне засветки.

В предельном случае $b = 0$ уравнение (25) приводится к виду

$$I(r) = I_1(r) = I_{10} \left[\exp(-2t^2) + \frac{4}{\pi} F^2(t) \right]. \quad (27)$$

Формула (27) хорошо аппроксимирует полученное в [7] выражение для нахождения интенсивности $I(r)$

$$I(r) = I_{10} \left| {}_1F_1(3/4; 1/2; -t^2) - i2 \frac{\Gamma(5/4)}{\Gamma(3/4)} t {}_1F_1(5/4; 3/2; -t^2) \right|^2. \quad (28)$$

В интервале $0 \leq t \leq 1$ погрешность такой аппроксимации не превышает 7%. Здесь функция $F(t)$ — интеграл Досона [14].

$$F(t) = \exp(-t^2) \int_0^t \exp(y^2) dy, \quad (29)$$

$\Gamma(z)$ — гамма-функция и ${}_1F_1(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Куммера. Формулу (28) можно вывести непосредственно из уравнения (15), выбрав при разбиении $s(x)$ на $s_1(x)$ и $s_2(x)$ второй множитель в виде

$$s_2(x) = x^{1/2} J_0(2\pi\nu x). \quad (30)$$

При этом для функций $S_2(\nu_0)$ и $S_1(\nu_0)$ получаем

$$S_2(\nu_0) \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\lambda f / a r_0} \delta(\nu - \nu_0), \quad (31)$$

$$S_1(\nu_0) = \sqrt{\frac{\pi}{8} a^3/\lambda f} \left\{ {}_1F_1\left(3/4; 1/2; -\pi^2\nu_0^2\right) - i2\pi\nu_0 \frac{\Gamma(5/4)}{\Gamma(3/4)} {}_1F_1\left(5/4; 3/2; -\pi^2\nu_0^2\right) \right\}. \quad (32)$$

Используя (31) и (32), после несложных преобразований из (15) находим (28).

Формулы (27) и (28) — практически равноценны при проведении моделирования полей излучения в системе линза—аксикон. Для частного случая $b = 0$ они осуществляют асимптотическое приближение к теории, в основу которой положены уравнения Фурье-оптики (8) и (9). Обобщение формулы (28) на случай $b \neq 0$ не столь очевидно, как для формулы (27), и требует преодоления больших математических трудностей.

1. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. Под ред. Н.Н. Рыкалина. М.: Машиностроение, 1985. 365 с.
2. Березный А.Е., Прохоров А.М., Сисакян И.Н. и др. //ДАН СССР. 1984. Т. 274. № 4. С. 802—805.
3. Данилов В.А., Попов В.В., Прохоров А.М. и др. //Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 13. С. 810—815.
4. Mikhaltsova I.A., Nalivaiko V.I., Soldatenkov I.S. //Optic. 1984. Bd. 67. № 3. P. 267—275.
5. Коренкевич В.П., Ленкова Г.А., Михальцова И.А. и др. //Автометрия. 1985. № 1. С. 4—25.
6. Belanger P.-A., Rioux M. //Appl. Opt. 1978. V. 17. № 7. P. 1080.
7. Belanger P.-A., Rioux M. //Can. J. Phys. 1975. V. 55. № 8. P. 1774—1780.
8. Perez M.-V. et al. //Opt. Acta. 1986. V. 33. № 9. P. 1161—1176.
9. Голуб М.А., Казанский Н.Л., Сисакян И.Н. и др. //Автометрия. 1987. № 6. С. 8—15.
10. Смоктий О.И., Фабриков А.В. //Изв. вузов. Физика. 1987. № 12. С. 36—41.
11. Gelder G.P. et al. Patent EVP 0.062.517. 1987.
12. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 275 с.
13. McLeod J.H. //J. Opt. Soc. Am. 1954. V. 44. № 8. P. 592—597.
14. Специальные функции. Справочник/Под ред. М.А. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 840 с.
15. Гельфанд И.М., Шиллов Г.Е. Обобщенные функции и действия над ними. М.: Физматгиз, 1959. 287 с.

Научно-производственное объединение «Наука»,
Москва

Поступила в редакцию
7 декабря 1989 г.

O.I. Smokty, A.V. Fabrikov. Localisation of Laser Beam Energy within Light-Striking Spot with Sharp Boundary.

Theoretical model of optical systems involving a spherical lens-axicon pair with removed central part for forming a uniform light-striking spot with sharp boundary is discussed. Analytical formulae for radiance distribution within the spot depending on various parameters of the system are derived. These formulae are a generalization of known mathematical expressions and are reduced to these expressions in limiting approach when radius of optical system central part turns to zero. They are useful for some technical applications, for example, optimization of laser surface hardening technological processes.