

ОПИСАНИЕ, РАСЧЕТ И АНАЛИЗ ИСКАЖЕНИЙ МНОГОМОДОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

© 2010 г. И. И. Пахомов, доктор техн. наук; А. Ф. Ширанков, канд. техн. наук; П. А. Носов

НУК Радиоэлектроники, лазерной и медицинской техники МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва

E-mail: shirankov@rl2.bmstu.ru

Рассмотрены вопросы описания искажения многомодовых лазерных пучков, и введены функции искажения лазерного излучения. Приведено выражение для расчета амплитудно-фазового распределения поля на выходе реальной лазерной оптической системы, и получено аналитическое выражение для его приближенного расчета и анализа. Это выражение полезно на начальных стадиях синтеза лазерных оптических систем с малыми искажениями.

Ключевые слова: лазерное излучение, лазерный пучок, многомодовое излучение, амплитудно-фазовые искажения поля.

Коды OCIS: 140.0140.

Поступила в редакцию 20.03.2009.

Введение

В настоящее время вопросы формирования поля лазерного излучения оптическим резонатором и преобразования его оптической системой решен в рамках параксиальной оптики [1, 2] и описывается базовыми функциями Гаусса–Эрмита (для прямоугольной формы зеркал) и Гаусса–Лагерра (для круглых зеркал).

В действительности амплитудно-фазовое распределение поля, сформированное резонатором и преобразованное лазерной оптической системой (ЛОС), является искаженным. Основными причинами искажений являются наличие aberrаций оптических элементов резонатора и ЛОС, влияние дифракции на оправах элементов резонатора и линз ЛОС, погрешность изготовления и установки элементов резонатора и ЛОС. Работа [3], в которой решена задача описания искажений основной моды лазерного излучения на выходе ЛОС, является основополагающей работой по этому вопросу. Тем не менее, задача исследования амплитудно-фазовых искажений лазерного излучения до конца не решена и остается актуальной.

Целью статьи являются введение функций искажений лазерного излучения и описание aberrационных функций искажения поля, сформированного идеальным резонатором многомодового лазерного излучения после ЛОС.

Функции искажений лазерного излучения

Реальное амплитудно-фазовое распределение поля лазерного излучения является искаженным. Для описания связи реального пучка и идеального (параксиального) пучка предлагается ввести функции искажений поля и искажения его основных параметров.

Представление функций искажений распределений амплитуды, фазы и размера¹ идеального и реального пучков возможно в двух вариантах:

– аддитивный

$$\begin{aligned} a(x', y', z_{\text{ПА}}) &= a_{\text{пар}}(x', y', z_{\text{ПА}}) + \Delta a(x', y', z_{\text{ПА}}), \\ \varphi(x', y', z_{\text{ПА}}) &= \varphi_{\text{пар}}(x', y', z_{\text{ПА}}) + \Delta \varphi(x', y', z_{\text{ПА}}), \\ h(z_{\text{ПА}}) &= h_{\text{пар}}(z_{\text{ПА}}) + \Delta h(z_{\text{ПА}}); \end{aligned} \quad (1a)$$

– мультипликативный

$$\begin{aligned} a(x', y', z_{\text{ПА}}) &= F_a(x', y', z_{\text{ПА}}) a_{\text{пар}}(x', y', z_{\text{ПА}}), \\ \varphi(x', y', z_{\text{ПА}}) &= F_{\varphi}(x', y', z_{\text{ПА}}) \varphi_{\text{пар}}(x', y', z_{\text{ПА}}), \\ h(z_{\text{ПА}}) &= F_h(z_{\text{ПА}}) h_{\text{пар}}(z_{\text{ПА}}). \end{aligned} \quad (1b)$$

Здесь x', y' – поперечные координаты; $z_{\text{ПА}}$ – положение плоскости, в которой анализируется поле лазерного излучения; $\Delta a, \Delta \varphi, \Delta h$ – функ-

¹ Под размером пучка понимается его “полуширина” по уровню интенсивности $1/e^2$, причем полный размер пучка есть “ширина”, или “диаметр”.

ции отклонения амплитуды, фазы и размера реального пучка от параксиального; F_a, F_φ, F_h – функции искажений амплитуды, фазы и размера пучка лазерного излучения. Они определяются выражениями

$$\begin{aligned} F_a(x', y', z_{\text{ПА}}) &= 1 + \frac{\Delta a(x', y', z_{\text{ПА}})}{a_{\text{пар}}(x', y', z_{\text{ПА}})}, \\ F_\varphi(x', y', z_{\text{ПА}}) &= 1 + \frac{\Delta \varphi(x', y', z_{\text{ПА}})}{\varphi_{\text{пар}}(x', y', z_{\text{ПА}})}, \\ F_h(z_{\text{ПА}}) &= 1 + \frac{\Delta h(z_{\text{ПА}})}{h_{\text{пар}}(z_{\text{ПА}})}. \end{aligned} \quad (2)$$

Искажения положения минимального сечения (сечения перетяжки), размера перетяжки и угловой расходимости реального и параксиального пучков представим следующим образом:

$$\begin{aligned} s_p &= s_{p,\text{пар}} + \Delta s_p, \quad h_p = h_{p,\text{пар}} + \Delta h_p, \\ 2\Theta &= 2\Theta_{\text{пар}} + \Delta(2\Theta), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Delta s_p, \Delta h_p, \Delta(2\Theta)$ – параметры отклонения положения сечения перетяжки, размера перетяжки и угловой расходимости реального и параксиального пучков.

Распределение поля лазерного излучения на выходе реальной ЛОС

В параксиальном приближении амплитудно-фазовое распределение поля эрмито-гауссова пучка моды TEM_{mn} в плоскости O_1xy имеет вид

$$\psi(x, y) = a_0(x, y) \exp[i\varphi_0(x, y)],$$

где распределения амплитуды a_0 и фазы φ_0 определяются выражениями [1, 3]

$$\begin{aligned} a_0(x, y) &= A_0 H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{h_0} \right) H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{h_0} \right) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{h_0^2} \right), \\ \varphi_0(x, y) &= -\frac{\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{R_0} + (m + n + 1) \arctg \frac{z_p + s_F}{z_k} - k(z_p + s_F), \\ A_0 &= \frac{A_p}{\sqrt{1 + [(z_p + s_F)/z_k]^2}}, \quad h_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_k}{\pi}} \sqrt{1 + \left(\frac{z_p + s_F}{z_k} \right)^2}, \quad R_0 = \frac{z_k^2 + (z_p + s_F)^2}{z_p + s_F}. \end{aligned}$$

Здесь A_p, A_0 – соответственно амплитуда поля преобразуемого пучка на оси в сечении перетяжки и на входе линзы; λ – длина волны лазерного излучения, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, z_k – параметр конфокальности преобразуемого

пучка, z_p – положение сечения перетяжки преобразуемого пучка относительно переднего фокуса ЛОС (см. рис. 1); h_0 – размер основной моды преобразуемого пучка в плоскости O_1xy (по уровню амплитуды $1/e$); m, n – поперечные

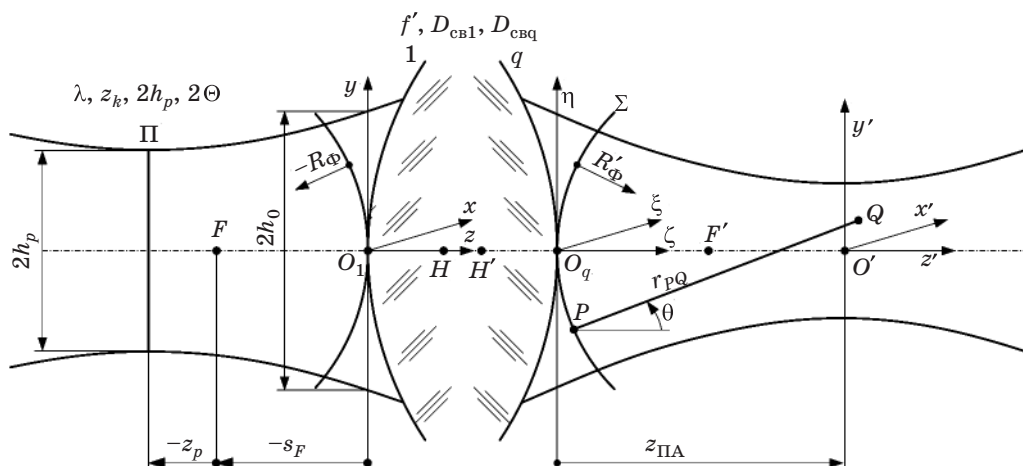


Рис. 1. Преобразование лазерного излучения реальной ЛОС. $h_p, 2\Theta$ – размер перетяжки и угловая расходимость преобразуемого пучка; F, F' – передний и задний фокусы ЛОС; H, H' – главные точки ЛОС; $D_{\text{св1}}, D_{\text{свq}}$ – световые диаметры первой и последней поверхностей ЛОС; s_F – передний фокальный отрезок ЛОС.

индексы, $m, n = 0, 1, 2 \dots$; H_m, H_n – многочлены Чебышева–Эрмита; i – мнимая единица; R_0 – радиус кривизны волнового фронта преобразуемого пучка в точке O_1 . Здесь и далее радиус кривизны волнового фронта пучка приводится согласно правилу знаков в оптике.

Для определения поперечного размера высших поперечных мод можно воспользоваться введенным в работе [2] коэффициентом K_m , который определяет увеличение размера пятна высшей поперечной моды (по уровню интенсивности $1/e^2$) по сравнению с основной модой. Поэтому для определения поперечного размера высших мод достаточно знать размер основной моды TEM_{00} .

$$\alpha_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{\rho_1^3 - \rho_2^3}{\rho_1 - \rho_2} - \frac{\rho'^3 - \rho^3}{\rho' - \rho} \right), \quad \beta_0 = \frac{1}{8} \left(\frac{\rho_1^5 - \rho_2^5}{\rho_1 - \rho_2} - \frac{\rho'^5 - \rho^5}{\rho' - \rho} \right), \quad \gamma_0 = \frac{5}{64} \left(\frac{\rho_1^7 - \rho_2^7}{\rho_1 - \rho_2} - \frac{\rho'^7 - \rho^7}{\rho' - \rho} \right),$$

где $\rho_{1,2}$ – кривизна поверхностей линзы, $\rho = 1/R_\Phi$ – кривизна входной опорной сферы, $\rho' = 1/R'_\Phi$ – кривизна выходной опорной сферы.

Кривизна входной и выходной опорных сфер определяется соответственно через параксиальные параметры преобразуемого и преобразованного пучков

$$\rho = \frac{z_p + s_F}{z_k^2 + (z_p + s_F)^2}, \quad \rho' = \frac{s'_{p, \text{par}}}{z_{k, \text{par}}'^2 + s_{p, \text{par}}'^2},$$

где $z'_{k, \text{par}}$ – параметр конфокальности выходного параксиального пучка; $s'_{p, \text{par}}$ – положение сечения перетяжки выходного параксиального пучка относительно последней поверхности ЛОС.

Согласно скалярной теории дифракции Кирхгофа распределение поля излучения после ЛОС в произвольной точке $Q(x', y', z_{\text{ПА}})$ плоскости анализа определяется дифракционным интегралом [2, 4]

$$\psi(\xi, \eta) = \frac{1}{\beta'} a_0 \left(\frac{\xi}{\beta'}, \frac{\eta}{\beta'} \right) \exp \left\{ i \left[kW(\xi, \eta) + (m + n + 1) \arctg \frac{z_p + s_F}{z_k} - k(z_p + s_F) \right] \right\}, \quad (6)$$

где β' – коэффициент, характеризующий изменение размера пучка между плоскостями O_1xy и $O_q\xi\eta$ и определяемый согласно правилу $ABCD$ [1, 2].

Вычисление дифракционного интеграла (5) с учетом (6) позволяет численно рассчитать поле

Представим разложение волновой абберационной функции реальной ЛОС по поперечным координатам ξ, η на выходной опорной сфере Σ в виде (см. рис. 1)

$$W(\xi, \eta) = -\frac{h^2}{2f'} (\chi + \alpha h^2 + \beta h^4 + \gamma h^6), \quad (4)$$

$$h^2 = \xi^2 + \eta^2,$$

где f' – фокусное расстояние ЛОС.

Коэффициенты разложения χ, α, β и γ характеризуют соответственно дефокусировку и абберации ЛОС 3, 5 и 7-го порядков. В частном случае одной тонкой линзы ($\chi_0 = 0$) они определяются выражениями

$$\psi(x', y', z_{\text{ПА}}) = \frac{1}{2i\lambda} \iint_{\Sigma} (\cos \vartheta + \cos \theta) \psi(\xi, \eta) \frac{\exp(ikr_{PQ})}{r_{PQ}} d\sigma. \quad (5)$$

Здесь $\psi(\xi, \eta)$ – амплитудно-фазовое распределение поля на выходной опорной сфере; r_{PQ} – расстояние между произвольной точкой P на выходной опорной сфере и точкой Q , в которой определяются амплитуда и фаза поля излучения; ϑ – угол между нормалью к волновому фронту и нормалью к сфере сравнения в точке P ; θ – угол между осью ζ и направлением от произвольной точки P к точке Q ; $d\sigma$ – элемент площади поверхности выходной опорной сферы Σ . Интеграл берется по поверхности Σ , определяемой световым отверстием ЛОС.

Выражение для распределения поля на выходной опорной сфере имеет вид

лазерного излучения на выходе реальной ЛОС и определить его искажения относительно параксиального пучка. Если рассматривать ЛОС, для которой световые диаметры преломляющих поверхностей в 2,5–3,0 раза больше размера пучка на них, то искажения выходного лазер-

ного излучения будут обусловлены главным образом аберрациями ЛОС, а не дифракцией на оправках линз ЛОС. Поэтому рассмотрим этот случай и получим для сформированного идеальным резонатором многомодового лазерного излучения аналитическое выражение распределения поля на выходе ЛОС с учетом ее аберраций, что позволит провести анализ и описать аберрационные искажения многомодового лазерного пучка.

Чтобы получить приближенное аналитическое выражение распределения поля преобразованного ЛОС пучка сделаем в (5) допущения: 1) $\cos \vartheta \approx 1$, $\cos \theta \approx 1$ и в знаменателе подынтегрального выражения $r_{PQ} \approx z_{ПА}$; 2) представим

r_{PQ} в фазовом множителе подынтегрального выражения в виде степенного ряда Тейлора, учитывая члены до восьмого порядка малости.

В результате получаем, что показатель экспоненциального множителя подынтегрального выражения содержит многочлен восьмой степени. Такой интеграл не может быть выражен в элементарных функциях. Чтобы получить приближенное амплитудно-фазовое распределение поля, проведем экономизацию многочлена экспоненциального множителя с помощью полиномов Чебышева на каноническом отрезке $[0, +1]$ [5]. Ограничиваясь полиномом Чебышева первого порядка, дифракционный интеграл (5) можно представить в виде

$$\psi(x', y', z_{ПА}) = \frac{A_0 \exp[i(kz_{ПА} + \delta)]}{i\beta' \lambda z_{ПА}} \exp\left[i \frac{k\mu_1}{2z_{ПА}}(x'^2 + y'^2)\right] \times \int_{\Sigma} H_m\left(\sqrt{2} \frac{\xi}{\beta' h_0}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{\eta}{\beta' h_0}\right) \exp\left\{-[a(\xi^2 + \eta^2) - b_x \xi - b_y \eta]\right\} d\sigma, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \delta &= (m+n+1) \arctg \frac{z_p + s_F}{z_k} - k(z_p + s_F) + k \left[\frac{\mu_1 \mu_2}{2z_{ПА}} + \right. \\ &+ \left. \frac{h_{\max}^4}{16f'} \left(\alpha + \frac{5}{4} \beta h_{\max}^2 + \frac{21}{16} \gamma h_{\max}^4 \right) + \frac{u_{\max}^4}{64z_{ПА}^3} \left(1 - \frac{5}{8} \frac{u_{\max}^2}{z_{ПА}^2} + \frac{105}{256} \frac{u_{\max}^4}{z_{ПА}^4} \right) \right], \\ u_{\max}^2 &= (h_{\max} + h'_{\max})^2 + \left[z_{ПА} - R'_{\Phi} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{h_{\max}^2}{R_{\Phi}^{\prime 2}}} \right) \right]^2 - z_{ПА}^2, \\ \mu_1 &= \mu_1(z_{ПА}) = 1 - \frac{u_{\max}^2}{4z_{ПА}^2} \left(1 - \frac{15}{32} \frac{u_{\max}^2}{z_{ПА}^2} + \frac{35}{128} \frac{u_{\max}^4}{z_{ПА}^4} \right), \\ \mu_2 &= \mu_2(z_{ПА}) = -\frac{h_{\max}^4}{32R_{\Phi}^{\prime 2}} \left[1 - \frac{z_{ПА}}{R'_{\Phi}} + \frac{5}{8} \frac{h_{\max}^2}{R_{\Phi}^{\prime 2}} \left(1 - \frac{z_{ПА}}{R'_{\Phi}} \right) + \frac{21}{256} \frac{h_{\max}^4}{R_{\Phi}^{\prime 4}} \left(1 - \frac{5z_{ПА}}{R'_{\Phi}} \right) \right], \\ a &= \frac{k}{2} \left[B - i \left(A + \frac{1}{z_{ПА}} \right) \right], \quad b_x = -i \frac{k\mu_1}{z_{ПА}} x', \quad b_y = -i \frac{k\mu_1}{z_{ПА}} y', \\ A &= A(z_{ПА}) = \frac{\mu_1 \mu_3 - 1}{z_{ПА}} - \frac{\chi_{eq}}{f'}, \quad B = \frac{2}{k(\beta' h_0)^2}, \\ \chi_{eq} &= \chi + h_{\max}^2 \left(\alpha + \frac{15}{16} \beta h_{\max}^2 + \frac{7}{8} \gamma h_{\max}^4 \right), \\ \mu_3 &= \mu_3(z_{ПА}) = 1 - \frac{z_{ПА}}{R'_{\Phi}} + \frac{h_{\max}^2}{4R_{\Phi}^{\prime 2}} \left[1 - \frac{z_{ПА}}{R'_{\Phi}} + \frac{15}{32} \frac{h_{\max}^2}{R_{\Phi}^{\prime 2}} \left(1 - \frac{z_{ПА}}{R'_{\Phi}} \right) + \frac{7}{128} \frac{h_{\max}^4}{R_{\Phi}^{\prime 4}} \left(1 - \frac{5z_{ПА}}{R'_{\Phi}} \right) \right]. \end{aligned}$$

Здесь величины h_{\max} и h'_{\max} характеризуют максимальные размеры областей на выходной опорной сфере и в плоскости анализа выходного поля. В указанных областях сосредоточена основная часть энергии произвольной поперечной моды

излучения, долю которой определяет сам разрабатчик.

В результате экономизации функции волновой аберрации выделен коэффициент χ_{eq} , который учитывает основную часть аберраций ЛОС.

Расширяя в (7) пределы интегрирования до $\pm\infty$, после аналитического интегрирования по-

лучаем распределения амплитуды и фазы пучка с учетом аберраций ЛОС

$$a_{ab}(x', y', z_{\Pi A}) = \frac{A_0 h_0}{\mu_1 h'_{ab}(z_{\Pi A})} H_m \left(\sqrt{2} \frac{x'}{h'_{ab}(z_{\Pi A})} \right) H_n \left(\sqrt{2} \frac{y'}{h'_{ab}(z_{\Pi A})} \right) \exp \left(-\frac{x'^2 + y'^2}{h'_{ab}(z_{\Pi A})} \right), \quad (8)$$

$$\varphi_{ab}(x', y', z_{\Pi A}) = -\frac{\pi}{\lambda} \frac{x'^2 + y'^2}{R'_{ab}(z_{\Pi A})} - (m+n+1) \arctg \frac{B}{A+1/z_{\Pi A}} + kz_{\Pi A} + \delta,$$

где обобщенные зависимости лазерного пучка определяются выражениями

$$h'_{ab}(z_{\Pi A}) = \frac{\beta' h_0}{\mu_1} \sqrt{(z_{\Pi A} A + 1)^2 + (z_{\Pi A} B)^2} = \frac{1}{\mu_1} \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{B}{A^2 + B^2}} \sqrt{1 + \left[\frac{z_{\Pi A} + A/(A^2 + B^2)}{B/(A^2 + B^2)} \right]^2}, \quad (9)$$

$$R'_{ab}(z_{\Pi A}) = \frac{(z_{\Pi A} A + 1)^2 + (z_{\Pi A} B)^2}{\mu_1 \left\{ \mu_1 (A + 1/z_{\Pi A}) - z_{\Pi A} [(A + 1/z_{\Pi A})^2 + B^2] \right\}}.$$

Здесь $h'_{ab}(z_{\Pi A})$ – размер пучка в плоскости анализа, $R'_{ab}(z_{\Pi A})$ – радиус кривизны волнового фронта на оси в плоскости анализа.

Пучок, для которого распределения амплитуды и фазы определяются (8), а обобщенные зависимости (9), назовем *абerrационным эрмито-гауссовым пучком*.

Необходимо отметить, что анализ абerrационных искажений лазерного излучения на выходе ЛОС можно проводить методом лучевого пакета [3]. В этом методе амплитуда поля излучения на выходе ЛОС находится из закона сохранения энергии. Таким образом, можно рассчитать поле лазерного излучения на выходе реальной ЛОС путем численного интегрирования (5) с учетом (6) и методом лучевого пакета и определить отклонение этих полей относительно параксиального или абerrационного эрмито-гауссова пучков.

Обобщенные зависимости и параметры абerrационного эрмито-гауссова пучка

Из выражений (9) для $h'_{ab}(z_{\Pi A})$ и $R'_{ab}(z_{\Pi A})$ определяем соответственно положения плоскостей анализа, в которых абerrационный эрмито-гауссов пучок имеет минимальный размер ($s'_{p,ab}$), и плоский волновой фронт (s'_R)

$$s'_{p,ab} = -\frac{A(s'_{p,ab})}{A^2(s'_{p,ab}) + B^2}, \quad (10)$$

$$s'_R = \mu_1(s'_R) \frac{A(s'_R) + 1/s'_R}{[A(s'_R) + 1/s'_R]^2 + B^2}.$$

Найденные из уравнений (10) сечения перетяжки пучка $s'_{p,ab}$ и плоского волнового фронта s'_R в общем случае не совпадают, т. е. волновой фронт абerrационного эрмито-гауссова пучка в сечении перетяжки не является плоским. Однако на практике $s'_{p,ab}$ и s'_R весьма близки, т. е. отклонение поверхности волнового фронта слабо искаженного выходного эрмито-гауссова пучка от плоскости перетяжки незначительно.

Если в качестве плоскости анализа выбрать сечение перетяжки абerrационного эрмито-гауссова пучка ($z_{\Pi A} = s'_{p,ab}$), то изменения размера и радиуса кривизны волнового фронта пучка от продольной координаты z' , отсчитываемой от данного сечения перетяжки, имеют вид (см. рис. 1)

$$h'_{ab}(z') = \frac{1}{\mu'_1} \sqrt{\frac{\lambda z'_{k,ab}}{\pi}} \sqrt{1 + \left(\frac{z'}{z'_{k,ab}} \right)^2}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{R'_{ab}(z')} = \frac{\mu'_1 B}{z'_{k,ab} A' - z' B} \left(1 - \frac{\mu'_1 z'_{k,ab}}{B} \frac{z' A' + z'_{k,ab} B}{z'^2 + z'^2_{k,ab}} \right),$$

где $z'_{k,ab} = B/(A'^2 + B^2)$ – параметр конфокальности абerrационного пучка, $\mu'_1 = \mu_1(z' + s'_{p,ab})$, $A' = A(z' + s'_{p,ab})$.

Из выражения (11) для $h'_{ab}(z')$ получаем формулы для размера перетяжки и угловой расходимости абerrационного эрмито-гауссова пучка:

$$h'_{p,ab} = \frac{1}{\mu'_1} \sqrt{\frac{\lambda z'_{k,ab}(z'=0)}{\pi}},$$

$$2\Theta'_{ab} = 2 \lim_{z' \rightarrow \infty} \arctg \frac{h'_{ab}(z')}{z'} = 2 \arctg \sqrt{\frac{\lambda}{\pi z'_{k,ab}(z' \rightarrow \infty)}}.$$

Аберрационные функции искажений лазерного излучения на выходе реальной ЛОС

Введенные функции искажений лазерного излучения (см. (2)) в случае учета аберраций ЛОС имеют вид

$$F_{a,ab}(x', y', z_{\Pi A}) = \frac{1}{\mu_1(z_{\Pi A}) F_h(z_{\Pi A})} \times$$

$$\times \frac{H_m\left(\sqrt{2} \frac{x'}{h'_{ab}(z_{\Pi A})}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{y'}{h'_{ab}(z_{\Pi A})}\right) \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{h'_{ab}(z_{\Pi A})}\right)}{H_m\left(\sqrt{2} \frac{x'}{h'_{par}(z_{\Pi A})}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{y'}{h'_{par}(z_{\Pi A})}\right) \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{h'_{par}(z_{\Pi A})}\right)},$$

$$F_{\varphi,ab}(x', y', z_{\Pi A}) = \frac{\frac{\pi}{\lambda} \frac{x'^2 + y'^2}{R'_{ab}(z_{\Pi A})} + C_{\varphi,ab}}{\frac{\pi}{\lambda} \frac{x'^2 + y'^2}{R'_{par}(z_{\Pi A})} + C_{\varphi,par}}, \quad F_{h,ab}(z_{\Pi A}) = \frac{1}{\mu_1} \sqrt{\frac{(z_{\Pi A} A + 1)^2 + (z_{\Pi A} B)^2}{(z_{\Pi A} A_{par} + 1)^2 + (z_{\Pi A} B)^2}},$$

где

$$A_{par} = -1/R'_\Phi, \quad C_{\varphi,ab} = (m+n+1) \operatorname{arctg} \frac{B}{A+1/z_{\Pi A}} - k z_{\Pi A} - \delta,$$

$$C_{\varphi,par} = (m+n+1) \left(\operatorname{arctg} \frac{B}{A_{par}+1/z_{\Pi A}} - \operatorname{arctg} \frac{z_p + s_F}{z_k} \right) - k(z_{\Pi A} - z_p - s_F),$$

а зависимости для выходного параксиального пучка имеют вид

$$h'_{par}(z_{\Pi A}) = \beta' h_0 \sqrt{(z_{\Pi A} A_{par} + 1)^2 + (z_{\Pi A} B)^2},$$

$$R'_{par}(z_{\Pi A}) = -\frac{(z_{\Pi A} A_{par} + 1)^2 + (z_{\Pi A} B)^2}{A_{par} + z_{\Pi A} (A_{par}^2 + B^2)}.$$

Обычно реальный пучок на выходе ЛОС гораздо ближе к аберрационному, чем к параксиальному пучку. Поэтому оценку искажений его амплитудно-фазового распределения, а также зависимости размера пучка адекватнее рассматривать по отношению к аберрационному эрмито-гауссову пучку. Отклонение же положения сечения перетяжки реального пучка правильнее рассматривать относительно параксиального пучка.

Пример численного расчета искажений на выходе реальной ЛОС

Рассмотрим преобразование гауссова пучка ($\lambda = 1,06$ мкм, $z_k = 5000,0$ мм, $z_p = -88,0$ мм) ЛОС с параметрами $r_1 = 24,770$ мм, $n = 1,506$,

$r_2 = -149,634$ мм. Чтобы оценить искажения поля пучка на выходе ЛОС был проведен расчет дифракционного интеграла (5) и рассчитано преобразование пучка ЛОС методом лучевого пакета.

На рис. 2 для плоскости анализа $z_{\Pi A} = 42,182$ мм показаны функции отклонений

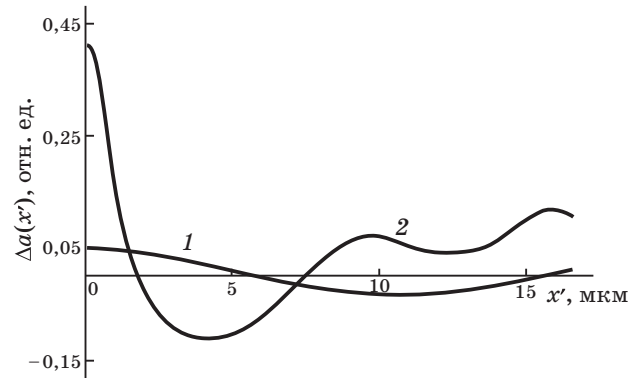


Рис. 2. Искажения поля лазерного пучка на выходе ЛОС для плоскости анализа $z_{\Pi A} = 42,182$ мм. Функции отклонения распределения амплитуды от идеального распределения, полученные расчетом дифракционного интеграла (1) и методом лучевого пакета (2).

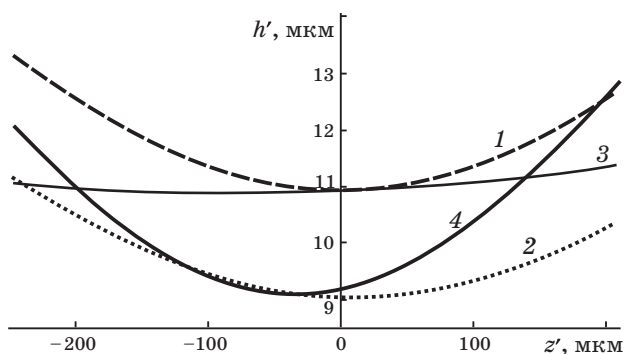


Рис. 3. Рассчитанные зависимости огибающей пучка на выходе ЛОС. 1 – параксиальное приближение, 2 – метод лучевого пакета, 3 – расчет дифракционного интеграла; 4 – формула (9) настоящей работы.

распределений амплитуды от идеального распределения.

На рис. 3 представлены зависимости огибающей пучка на выходе ЛОС, рассчитанные по параксиальной формуле (кривая 1), методом лучевого пакета (кривая 2), расчета дифракционного интеграла (5) (кривая 3) и по формуле (9) настоящей работы (кривая 4). Продольная координата на рисунке отсчитывается от центра параксиальной перетяжки.

Из рис. 2 видно, что искажения поля, рассчитанные методом дифракционного интеграла, малы по сравнению с рассчитанными методом лучевого пакета. Зависимости огибающей пучка на выходе ЛОС, представленные на рис. 3, показывают: 1) перетяжка пучка, полученная расчетом дифракционного интеграла, смещена в сторону плоскости идеальной перетяжки; 2) параметр конфокальности выходного пучка, полученный расчетом дифракционного интеграла, оказался больше, чем параметр параксиального пучка.

Заключение

В работе введены функции искажений поля и искажения параметров лазерного излучения. Получено выражение, позволяющее путем численного расчета получить распределение поля на выходе ЛОС с учетом ее aberrаций и дифракции на оправках линз. Приведены приближенные аналитические выражения для амплитудно-фазового распределения поля и параметров лазерного пучка на выходе aberrационной ЛОС. Введение обобщенных параметров, используемых для описания идеального гауссова пучка, позволило сохранить структуру выражений амплитудно-фазового распределения поля, размера пучка, угловой расходимости. Приведены aberrационные функции искажений лазерного излучения на выходе ЛОС.

Введенные функции искажений лазерного пучка можно использовать для задания искаженного поля, сформированного реальным резонатором.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. 264 с.
2. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествен В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы: Учеб. пособие для вузов / Под. ред. И.И. Пахомова. М.: Радио и связь, 1982. 456 с.
3. Пахомов И.И., Цибуля А.Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986. 152 с.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.: Пер. с англ. / Под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука, 1970. 856 с.
5. Пашковский С. Вычислительные применения многочленов и рядов Чебышева. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. 384 с.