

РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 681.7.012

МАТРИЧНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ АБЕРРАЦИЙ

© 2008 г. А. Л. Соколов, доктор техн. наук

Московский энергетический институт (технический университет), Москва

E-mail: sokol@netvox.ru

Подробно излагается матричный метод для расчета поляризационных aberrаций световых пучков. Излучение представляется когерентной совокупностью мод Эрмита–Гаусса с определенными амплитудой, фазой и состоянием поляризации, при этом учитывается продольный компонент поля. Рассмотрены поляризационные aberrации пучка при прохождении тонкой линзы с учетом влияния круглой диафрагмы.

Коды OCIS: 080.2730.

Поступила в редакцию 14.05.2007.

Введение

Теоретические и экспериментальные исследования показывают [1–8], что излучение в оптических приборах является поляризационно-неоднородным, т. е. его состояние поляризации непрерывно изменяется в пространстве и характеризуется определенной закономерностью – поляризационной структурой. Компоненты вектора напряженности \mathbf{E} поляризационно-неоднородного излучения имеют различные амплитудно-фазовые распределения; другими словами, поверхности их равной фазы, как и равной амплитуды, не совпадают.

Особое значение для практики имеют поляризационно-неоднородные пучки (ПНП), для которых амплитуда продольного компонента E_z значительно меньше амплитуды поперечных компонентов E_x, E_y . В этом случае поляризационную структуру можно характеризовать зависимостью поляризационной переменной $\Gamma_{yx}(x, y) = E_y/E_x$ от поперечных координат и функциями азимута $\psi(x, y)$ и угла эллиптичности $\chi(x, y)$. Поляризационные структуры подобны, если для каждой пары точек двух различных x -плоскостей можно подобрать такое число m , при котором $\Gamma(x, y) = \Gamma(mx, my)$.

При распространении поляризационно-неоднородного светового пучка поляризационная структура в общем случае изменяется [9]. Причиной искажения поляризационной структуры может являться любое оптическое устройство, включая не только диафрагмы, но и участки однородной изотропной среды. Например, плоские оптические поверхности искажают поляризационную структуру волн со сферическим волновым фронтом [10]. Малые искажения поляризационной структуры представляют со-

бой поляризационные aberrации (ПА) [11, 12]. Цель настоящей работы – детальное описание матричного метода для расчета ПА оптических систем, при этом в качестве примера рассматриваются ПА тонкой линзы с учетом влияния диафрагмы.

Поляризационные aberrации

В оптической системе с ПА изображение может представлять собой сумму поляризованных изображений, не совпадающих между собой как по положению, так и по величине. В оптических резонаторах ПА приводят к неоднородному состоянию поляризации по сечению пучка; кривизна волнового фронта, размер пучка и положение перетяжек оказываются различными для ортогональных компонентов вектора \mathbf{E} , при этом их максимумы смещены в поперечном направлении, возникают дополнительные потери [7]. В кольцевых лазерах появляется невзаимность встречных волн [13].

В настоящее время отсутствует единая классификация поляризационных aberrаций. Для полностью поляризованного излучения можно определить шесть типов ПА.

Амплитудные ПА – различное пропускание компонентов поля в зависимости от поперечных координат оптических элементов; одной из причин амплитудных ПА является несовпадение кривизны оптической поверхности с кривизной волновой поверхности падающей волны (линзы, брестеровские пластинки [10]).

Фазовые ПА – различные сдвиги фаз компонентов поля, зависящие от поперечных координат (неоднородное двулучепреломление); волновые aberrации

ции света, если они различны для компонентов вектора \mathbf{E} , относятся к фазовым ПА.

Вращательные ПА – пространственное изменение азимута, которое может быть обусловлено двумя причинами: неоднородным естественным или магнитным вращением (неоднородное магнитное поле, неоднородная концентрация сахара).

ПА *кривизны волновой поверхности* – это искажение поляризационной структуры, обусловленное изменением кривизны волновой поверхности (сферическое зеркало, линза).

Дифракционные ПА – неодинаковое ограничение пространственного распределения компонентов поля или различное изменение компонентов поля в изотропном пространстве вследствие их различного амплитудного распределения (диафрагмы).

Астигматические ПА – различное преобразование компонентов поля в изотропном пространстве вследствие различной кривизны их волновых поверхностей.

Поляризационные аберрации оптических систем могут быть уменьшены или скомпенсированы [9, 14], поэтому их исследование и создание адекватных расчетных методов являются актуальным этапом развития поляризационной оптики [8].

Матричный метод расчета поляризационной структуры оптического излучения (метод поляризационно-волновых матриц)

Расчет поляризационной структуры света обычно проводится путем представления его в виде совокупности более простых составляющих, например, лучей или плоских волн. Так, в [1, 4, 5, 11] излучение рассматривается как совокупность лучей с различными состояниями поляризации и прослеживается эволюция состояния поляризации каждого луча с помощью метода Джонса. Очевидно, что “лучевой” метод не позволяет учитывать дифракционные эффекты и решать собственную задачу для оптических резонаторов.

В лазерной технике более рациональным способом является разложение комплексной амплитуды поля световых пучков по модам Эрмита–Гаусса [3, 8, 15, 16]. В методе поляризационно-волновых матриц [8, 16] поляризационно-неоднородное излучение при отсутствии деполяризации представляется совокупностью когерентных мод Эрмита–Гаусса, обладающих различными состоянием поляризации, амплитудой и фазой. В то же время параметры гауссова распределения ρ_x , ρ_y (кривизна) и w_x , w_y (поперечный радиус – расстояние до оси, при котором амплитуда уменьшается в e раз) принимаются одинаковыми для всех мод (индексы x , y обознача-

ют принадлежность к меридиональным плоскостям xOz и yOz соответственно).

Вместе с тем данный метод позволяет рассчитывать ПА световых пучков не только в оптических резонаторах, но и в более общем случае, например, для зеркально-линзовых оптических систем [8]. Метод имеет удовлетворительную точность в оптических системах с $D/f < 1$, где D – поперечный размер оптического элемента, а f – фокусное расстояние. На параметры мод накладывается основное условие

$$w_0 > \lambda, \quad (1)$$

где w_0 – поперечный радиус в перетяжке, λ – длина волны.

Ортогональные компоненты комплексной амплитуды ПНП запишем в виде

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = [\mathbf{D}_{00}G_{00} + \dots + \mathbf{D}_{M0}G_{M0} + \mathbf{D}_{01}G_{01} + \dots + \mathbf{D}_{M1}G_{M1} + \dots + \mathbf{D}_{MN}G_{MN}]. \quad (2)$$

Состояние поляризации каждой моды определяется вектором Джонса

$$\mathbf{D}_{mn} = U_{mn} \begin{pmatrix} 1 \\ \Gamma_{mn} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $U_{mn}(z)$ – амплитудно-фазовый коэффициент, $\Gamma_{mn}(z)$ – поляризационная переменная для каждой моды, m, n – индексы мод; $m = 0, 1, \dots, M$; $n = 0, 1, \dots, N$; G_{mn} – полиномы Эрмита–Гаусса [17]:

$$G_{mn} = g_{mn} H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{w_x} \right) \times H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{w_y} \right) \exp \left[-\frac{ik}{2} (Q_x x^2 + Q_y y^2) \right]. \quad (4)$$

Здесь H_m , H_n – полиномы Эрмита; $Q_x = \rho_x - i\beta_x$, $Q_y = \rho_y - i\beta_y$, β – параметр гауссова распределения, имеющий такую же размерность, что и кривизна ρ , и определяемый в каждом сечении из соотношения $\beta = 2/kw^2$; $k = 2\pi/\lambda$. Имеем $\rho/\beta = \beta_0 z$, где β_0 – значение в перетяжке, а z – расстояние, отсчитываемое от перетяжки. Коэффициенты $g_{mn} = (2^{m+n} n! m! w_x w_y \pi / 2)^{-1/2}$ находятся из условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_{mn} G_{mn}^* dx dy = 1. \quad (5)$$

При известной зависимости компонентов ПНП от поперечных координат $E_x(x, y)$ и $E_y(x, y)$ данные коэффициенты вычисляются следующим образом

$$U_{mn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(x, y) G_{mn} dx dy,$$

$$\Gamma_{mn} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x, y) G_{mn} dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(x, y) G_{mn} dx dy}. \quad (6)$$

Поляризационная структура поляризационно-неоднородного пучка характеризуется *матрицей поляризационной структуры*

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{D}_{00} & \mathbf{D}_{01} & \dots & \mathbf{D}_{0N} \\ \mathbf{D}_{10} & \mathbf{D}_{11} & \dots & \mathbf{D}_{1N} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \mathbf{D}_{M0} & \mathbf{D}_{M1} & \dots & \mathbf{D}_{MN} \end{pmatrix} = (\mathbf{V}_0 \quad \mathbf{V}_1 \quad \dots \quad \mathbf{V}_N). \quad (7)$$

Матрица (7) полностью описывает поляризационно-неоднородное излучение, и целью расчета является определение параметров U_{mn} и Γ_{mn} для всех мод в каждом сечении оптического тракта.

Векторы-столбцы из (7) образуют *поляризационно-волновой вектор* (здесь он записан в транспонированном виде)

$$\mathbf{V} = (\mathbf{V}_0 \quad \mathbf{V}_1 \quad \dots \quad \mathbf{V}_N)^{-1}, \quad (8)$$

где

$$\mathbf{V}_0 = \begin{pmatrix} \mathbf{D}_{00} \\ \mathbf{D}_{10} \\ \dots \\ \mathbf{D}_{M0} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V}_1 = \begin{pmatrix} \mathbf{D}_{01} \\ \mathbf{D}_{11} \\ \dots \\ \mathbf{D}_{M1} \end{pmatrix}, \quad \dots \quad \mathbf{V}_N = \begin{pmatrix} \mathbf{D}_{0N} \\ \mathbf{D}_{1N} \\ \dots \\ \mathbf{D}_{MN} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь компонентами векторов $\mathbf{V}_0, \mathbf{V}_1, \dots, \mathbf{V}_N$ являются векторы \mathbf{D}_{mn} (3). Чем больше максимальный порядок мод K ($K = M + N$), тем бóльшую точность может обеспечить метод. Общее число мод $J = (M + 1)(N + 1)$.

Любой оптический элемент, который изменяет поляризационно-волновой вектор \mathbf{V} , описывается блочной *поляризационно-волновой матрицей* \mathbf{S} размера $N \times N$, которая, как и вектор (8), имеет трехуровневую структуру

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{00} & \mathbf{S}_{10} & \dots & \mathbf{S}_{N0} \\ \mathbf{S}_{01} & \mathbf{S}_{11} & \dots & \mathbf{S}_{N1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{S}_{0N} & \mathbf{S}_{1N} & \dots & \mathbf{S}_{NN} \end{pmatrix},$$

где

$$\mathbf{S}_{00} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{00}^{00} & \mathbf{S}_{10}^{00} & \dots & \mathbf{S}_{M0}^{00} \\ \mathbf{S}_{00}^{10} & \mathbf{S}_{10}^{10} & \dots & \mathbf{S}_{M0}^{10} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{S}_{00}^{M0} & \mathbf{S}_{10}^{M0} & \dots & \mathbf{S}_{M0}^{M0} \end{pmatrix}, \quad \dots \quad \mathbf{S}_{nk} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{0n}^{0k} & \mathbf{S}_{1n}^{0k} & \dots & \mathbf{S}_{Mn}^{0k} \\ \mathbf{S}_{0n}^{1k} & \mathbf{S}_{1n}^{1k} & \dots & \mathbf{S}_{Mn}^{1k} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{S}_{0n}^{Mk} & \mathbf{S}_{1n}^{Mk} & \dots & \mathbf{S}_{Mn}^{Mk} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь матрица \mathbf{S}_{nk} размера $M \times M$ определяет влияние вектора \mathbf{V}_n на вектор \mathbf{V}_k , а каждая матрица \mathbf{S}_{mn}^{ik} – вклад моды с индексом mn на входной xu -плоскости в комплексную амплитуду моды с индексом ik на выходной плоскости:

$$\mathbf{S}_{mn}^{ik} = \begin{pmatrix} A_{mn}^{ik} & B_{mn}^{ik} \\ C_{mn}^{ik} & D_{mn}^{ik} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Поляризационно-волновые матрицы изотропных *оптических промежутков* между ПНП являются диагональными, причем каждый блочный элемент представляет собой произведение единичной матрицы на коэффициент $\exp\{i\Phi_{mn}\}$, учитывающий сдвиг фазы каждой из поперечных мод: $\Phi_{mn} = (m + n + 1) \arctg[\beta z / (1 + \rho z)]$, где β, ρ – параметры моды в начале оптического промежутка, а z – его

длина. Если излучение представляет собой совокупность мод одного порядка, имеющих одинаковые сдвиги фаз (например, радиально-поляризованный пучок [17]), то его поляризационная структура сохраняется в изотропном пространстве. Для диафрагм матрицы (10) не являются диагональными, но матрицы (11) – диагональные.

Поляризационно-однородные устройства в данном поляризационном базисе описываются диагональными поляризационно-волновыми матрицами, элементы которых – матрицы Джонса.

Расчет поляризационной структуры излучения проводится в три этапа. На первом этапе оптический тракт разбивается на поляризационно-неоднородные элементы и оптические участки между ними. После каждого i -го элемента определяются параметры мод ρ_i, w_i . В конце участка

параметры ρ'_i, w'_i рассчитываются методом лучевых матриц [18].

Если число мод ограничено, то выбор ρ_i, w_i в начале каждого участка должен быть *оптимальным*. Параметр w_{xi} , определяющий распределение амплитуды вдоль оси x , следует выбирать с учетом максимального порядка мод M и поперечного размера пучка или радиуса диафрагмы a [19], при этом полезным может оказаться соотношение для координаты $x = w_{xM}$, при которой последний максимум интенсивности моды порядка M уменьшается в e^2 раз: $w_{xM}/w_{xi} \approx \sqrt{M+1/2}$. Аналогично определяется параметр w_{yi} для оси y . Если $w_{xM} < a$, то диафрагма не оказывает влияния на пучок. Выбирая кривизну волновой поверхности ρ_i , следует учитывать оптическую силу i -го элемента Φ_i : $\rho_{i+1} = \rho_i - \Phi_i$.

На втором этапе составляются поляризационно-волновые матрицы S_i всех оптических элементов, включая оптические промежутки, и поляризационно-волновой вектор \mathbf{V} падающего пучка, определяющий поляризационную структуру излучения на входе в оптическую систему.

На третьем этапе все матрицы перемножаются и находится результирующая матрица S . Основное соотношение метода связывает вектор \mathbf{V}' на выходе из оптической системы с вектором \mathbf{V} на входе

$$\mathbf{V}' = S\mathbf{V}. \quad (12)$$

Расчет поляризационных aberrаций

Излучение в оптическом приборе, обладающем ПА, можно представить как векторную суперпозицию электромагнитного поля с номинальной поляризационной структурой и малого по интенсивности aberrационного поля. Номинальное поле формируется *базовыми* модами Эрмита–Гаусса и соответствующей матрицей \mathbf{M}_0 (7), а aberrационное – паразитными модами и \mathbf{M}_A . Таким образом, получаем

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_A. \quad (13)$$

Паразитные моды находятся из сравнения поляризационно-волнового вектора на входе и выходе из оптической системы.

В качестве интегральной характеристики поляризационных aberrаций предлагается *коэффициент поляризационной неоднородности*, равный отношению интенсивности паразитных мод на выходе из оптической системы к интенсивности базовых мод. В данной точке пространства можно использовать энергетический *коэффициент поляризационных aberrаций* \mathbf{A} , равный отношению интенсивности ортогонального компонента aberrационного поля к интенсивности номинального поля.

Расчет продольных компонентов поля

Продольные компоненты электрического E_z и магнитного H_z полей определяются из приближенных выражений (ν – частота оптического излучения)

$$\begin{aligned} E_z &\approx \frac{i}{k} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right), \\ H_z &\approx \frac{i}{\mu\mu_0 2\pi\nu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Вклад в продольный компонент поля от моды с индексом определяется выражением

$$\begin{aligned} E_{zmn} &\approx \frac{\sqrt{2i\lambda}}{2\pi w} \left[E_{0x} \left(mG_{m-1n} - \frac{1}{2}G_{m+1n} \right) + \right. \\ &\left. + E_{0y} \left(nG_{mn-1} - \frac{1}{2}G_{mn+1} \right) \right] \exp(i\Phi_{mn}), \end{aligned} \quad (15)$$

где Φ_{mn} – фаза моды.

Продольный компонент E_z основной моды в перетяжке сдвинут по фазе относительно поперечных компонентов на $\pi/2$:

$$E_z \approx -i\beta_0 (xE_{x0} + yE_{y0}) \exp\left[-(x^2 + y^2)/w_0^2\right]. \quad (16)$$

В перетяжке гауссова пучка E_z достигает своего максимума, например, при $x = \sqrt{2}w_0/2$, $y = 0$, а в дальней зоне ($\beta_0 z \gg 1$) продольный компонент находится в фазе с поперечными компонентами поля. В меридиональных плоскостях xOz и yOz эллипсометрические параметры гауссова пучка изменяются как в поперечном, так и в продольном направлениях. Нормаль к поляризационному эллипсу не совпадает с осью пучка.

Как следует из (14), (15), продольный компонент E_z для мод Эрмита–Гаусса четного порядка описывается совокупностью мод с нечетным порядком и наоборот. Интересно, что для радиально-поляризованных пучков [17] продольный компонент электрического поля не равен нулю на оси пучка.

Поляризационные aberrации тонкой собирающей линзы

Рассмотрим ПА тонкой плосковыпуклой линзы, поперечный размер которой ограничен диафрагмой $r \leq a$. Используем полярную систему координат r, φ причем $x = r\cos\varphi$, $y = r\sin\varphi$.

С поляризационной точки зрения, линза представляет собой совокупность частичных поляризаторов, ориентация осей которых имеет радиальную симметрию. Пропускание радиального компонента

поля вначале возрастает от центра линзы к периферии, а затем резко уменьшается при углах падения, близких к 90° . Пропускание компонента E_x падающего излучения возрастает вдоль оси x и уменьшается вдоль оси y , при этом разворот плоскости падения приведет к возникновению компонента E_y .

Пусть на линзу падает плоская линейно поляризованная волна, причем вектор \mathbf{E} расположен в плоскости xOz ($E_y = 0$). Определим поляризационную структуру излучения в фокальной плоскости линзы, при этом показатель преломления $n = 2$, фокусное расстояние $f = 6$ мм, $a = 3$ мм (рис. 1).

В данном случае оптический тракт состоит из тонкой линзы и оптического промежутка длиной $z \approx f$. Компонент E_x поля, прошедшего линзу, представим в виде 36 мод Эрмита-Гаусса с четными индексами (моды с нечетными индексами пропадают вследствие радиальной симметрии). При $M = N = 12$ имеем $w_x = w_y \approx a/3,3 \approx 0,9$ мм.

Поляризационно-волновая матрица линзы имеет размер 6×6 и определяется следующим образом. Вначале записывается матрица, которая связывает ортогональные компоненты моды на xu -плоскости, совпадающей с главной плоскостью тонкой линзы,

$$\mathbf{T} = T_0 \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = T_0 \begin{pmatrix} \cos \varphi \cos \theta' & -\sin \varphi \\ \sin \varphi \cos \theta' & \cos \varphi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} T_p & 0 \\ 0 & T_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ \cos \theta & \cos \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Здесь $T_p(r)$, $T_s(r)$ – амплитудные коэффициенты пропускания компонентов вектора \mathbf{E} , параллельных (p) и перпендикулярных (s) плоскости падения, ориентация которой в данном случае задается углом φ ; $\sin \theta = rp$, $\sin \theta' = rp'$, где ρ , ρ' – кривизна волновой поверхности пучка перед линзой и после линзы соответственно, причем в данном случае $\rho = 0$, а $\rho' = -1/f$; T_0 – описывает диафрагму и представляет собой радиальную кусочно-непрерывную функцию $T_0(r)$: пропускание $\tau = 1$, если $r < a$, и $\tau = 0$, если $r > a$.

Поскольку все моды имеют одинаковую кривизну волновой поверхности, матрица (17) для них одинакова. Коэффициенты T_p , T_s рассчитываются по формулам Френеля с учетом зависимости угла падения от радиуса r .

Элементы матрицы (11) находятся с использованием соответствующих элементов матрицы \mathbf{T} (17):

$$A_{mn}^{ik} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(x, y) G_{mn}(w, \rho) G_{ik}^*(w, \rho') dx dy. \quad (18)$$

Аналогично находятся другие элементы матрицы (11).

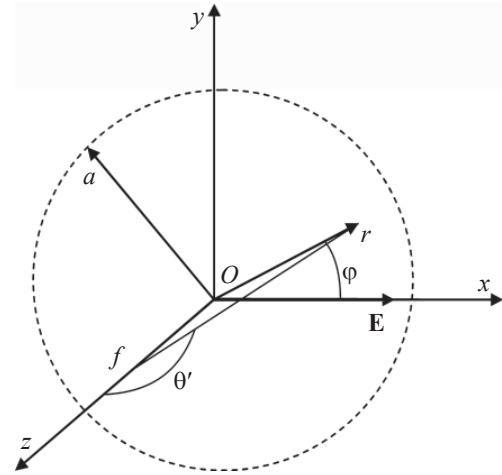


Рис. 1. Система координат для определения компонентов поля.

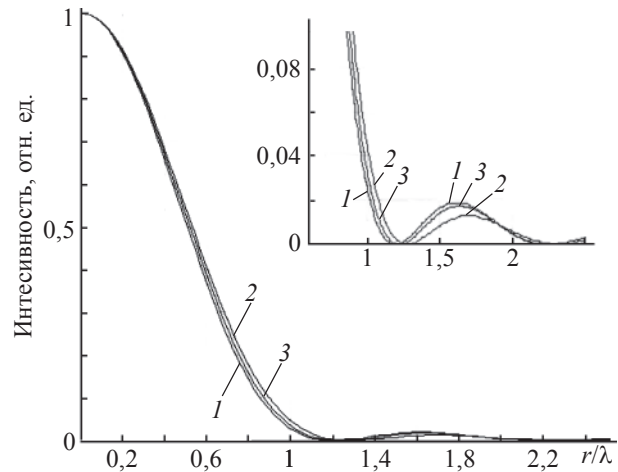


Рис. 2. Распределение интенсивности поперечного компонента поля с исходным состоянием поляризации в фокальной плоскости линзы. 1 – $I_x(r, 0)/I_x(0)$, 2 – $I_x(r, \pi/2)/I_x(0)$, 3 – $I_0(r) = J_1(kar/f)$. (Пояснения см. в тексте.)

В фокальной плоскости линзы моды с суммой индексов, отличающихся на 2, складываются в противофазе. Поляризационные амплитудные aberrации приводят к тому, что на выходе из линзы интенсивность $I_x(r, 0)$ возрастает вдоль оси x больше, чем $I_x(r, \pi/2)$ вдоль оси y . В результате распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы также оказывается различным: полуширина зависит от $I_x(r, 0)/I_x(0)$ (кривая 1 на рис. 2) меньше полуширины $I_x(r, \pi/2)/I_x(0)$ (кривая 2). Кривая 3 соответствует дифракции плоской волны без учета поляризационных aberrаций $I_0(r) = J_1(kar/f)$, где J_1 – функция Бесселя первого рода.

Распределение интенсивности продольного компонента поля в фокальной плоскости линзы показано на рис. 3 в виде $I_z(r)/I_x(0)$. Отношение энергии

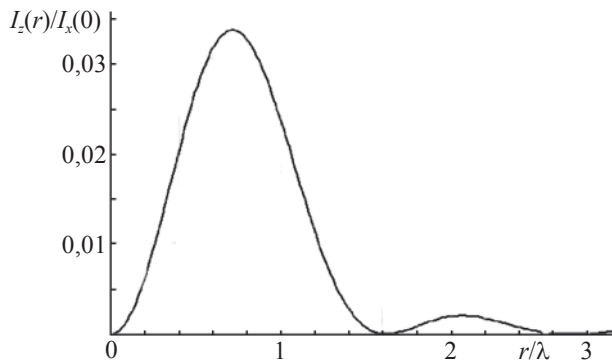


Рис. 3. Распределение интенсивности продольного компонента поля в фокальной плоскости линзы.

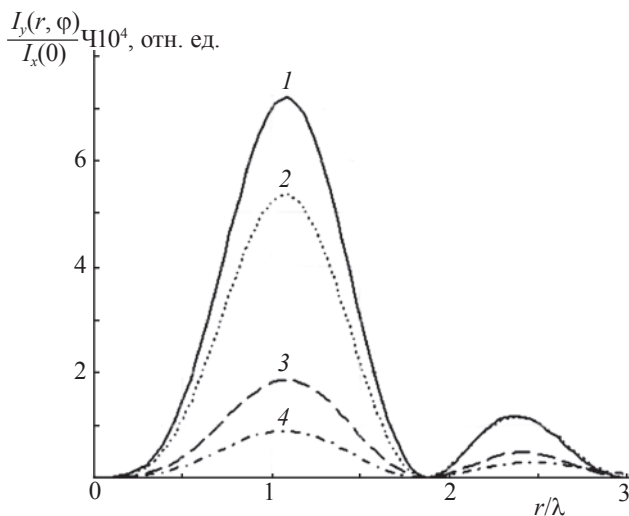


Рис. 4. Распределение интенсивности поперечного компонента поля с ортогональным состоянием поляризации в фокальной плоскости линзы. 1 – $\varphi = \pi/4$, 2 – $\varphi = \pi/6$, 3 – $\varphi = 0,417\pi$, 4 – $\varphi = \pi/18$.

продольного компонента к энергии поперечного x -компонента увеличивается с ростом a/f [20]. На рис. 4 показано распределение $I_y(r, \varphi)/I_x(0)$.

Таким образом, пучок становится астигматичным, а его размер в фокусе линзы зависит от состояния поляризации падающего излучения. Существуют два фактора, которые приводят к искажению распределения общей интенсивности в фокусе относительно направления вектора \mathbf{E} : уширение за счет вытянутой формы пятна продольного компонента и сужение вследствие амплитудных ПА.

Излучение после линзы становится поляризационно-неоднородным. В фокальной плоскости азимут вектора \mathbf{E} зависит от поперечных координат, а при удалении от фокуса возникает эллиптичность. Интересно, что в случае прямоугольной диафрагмы, когда вектор \mathbf{E} падающего излучения не параллелен ни одной из сторон диафрагмы, азимут излу-

чения изменяется даже на оптической оси ($r = 0$), несмотря на то что в этом случае коэффициенты пропускания для обоих компонентов поля совпадают.

Заключение

Предлагаемый матричный метод позволяет рассчитывать искажения поляризационной структуры излучения (поляризационных aberrаций) для оптических систем с диафрагмами, относительное отверстие которых не превышает единицу. Применение данного метода к различным оптическим системам позволяет сделать следующие выводы:

1. Вследствие амплитудных поляризационных aberrаций линзы изменяются размер и форма пятна в фокусе линзы. Пучок расширяется вдоль вектора \mathbf{E} падающего излучения непосредственно за линзой и, напротив, сужается в фокальной плоскости линзы. На расстоянии от фокальной плоскости возникает эллиптичность.

2. Состояние поляризации может изменяться на оси пучка, где отсутствует анизотропия.

3. Диафрагмы искажают поляризационную структуру пучка, действуя как фильтр мод высокого порядка.

4. Поляризационные и пространственные характеристики собственных волн оптического резонатора с поляризационно-неоднородными параметрами взаимосвязаны: поляризационная структура зависит от кривизны зеркал и расстояния между ними; размер и форма пучка, кривизна волнового фронта, а также положения перетяжек не совпадают для ортогональных компонентов поля.

5. Распределение интенсивности продольного компонента напряженности электрического и магнитного полей в поперечной плоскости связано с состоянием поляризации и модовым составом поперечных компонентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Витрищак И.Б., Сомс Л.Н., Тарасов А.А. О собственных поляризациях резонатора с термически деформированным активным элементом // ЖТФ. 1974. Т. 44. № 5. С. 1055–1062.
2. Бельский А.М., Хапалюк А.П. Преломление лазерного излучения на границе раздела изотропных диэлектриков // Опт. и спектр. 1975. Т. 38. № 1. С. 154–158.
3. Леднева Г.П., Чекалинская Ю.И. Расчет собственных типов колебаний кольцевого резонатора с изменяющейся в поперечном сечении анизотропией // ЖПС. 1980. Т. 33. № 3. С. 430–433.
4. Максимова Н.Ф. Влияние кривизны преломляющей поверхности на поляризационные параметры излучения // Изв. вузов. Приборостроение. 1982. № 6. С. 78–82.

5. Ламекин П.И. Изменение поляризационной структуры осевых пучков поляризованного света линзовыми системами // *Опт. и спектр.* 1986. Т. 60. № 1. С. 137–141.
6. Лившиц А.А., Соколов А.Л. Изменение эллиптичности света при прохождении напряженной призмы переменной толщины // *Сб. научн. трудов МЭИ.* 1988. № 164. С. 92–97.
7. Соколов А.Л. Метод поляризационно-лучевых матриц // *Лазерная техника и оптоэлектроника.* 1993. В. 3–4. С. 98–105.
8. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризационная оптика. М: Изд.-во МЭИ. 2005. 336 с.
9. Соколов А.Л. Трансформация поляризационной структуры лазерного излучения в оптических системах // *Опт. и спектр.* 2003. Т. 95. № 5. С. 816–820.
10. Соколов А.Л. Поляризация сферических волн // *Опт. и спектр.* 2002. Т. 92. № 6. С. 1000–1006.
11. McGuire J.P., Chipman R.A. Polarization aberrations // *Appl. opt.* 1994. V. 33. № 22. P. 5080–5100.
12. Соколов А.Л. Поляризационные aberrации лазерного излучения // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 89. № 3. С. 518–518.
13. Курятов В.Н., Соколов А.Л. Поляризационная неоднородность кольцевого резонатора и невзаимность встречных волн // *Квант. электрон.* 2002. Т. 32. № 4. С. 324–328.
14. Shribak M., Inoue S., Oldenbourg R. Polarization aberrations caused by differential transmission and phase shift in high-numerical-aperture lenses: theory, measurement and rectification // *Opt. Eng.* 2002. V. 41. № 5. P. 943–954.
15. Петрунькин В.Ю., Кожевников Н.М. Матричный метод расчета сферических резонаторов с неоднородной по сечению поляризационной анизотропией // *Тр. ЛПИ: Квантовая электроника.* 1979. № 366. С. 12–15.
16. Соколов А.Л. Метод расчета собственных волн резонатора с поляризационно-неоднородными элементами // *Опт. и спектр.* 1997. Т. 83. № 6. С. 1005–1012.
17. Нестеров А.В., Низьев В.Г., Соколов А.Л. Трансформативная задача для излучения с радиальной поляризацией // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 90. № 6. С. 1018–1022.
18. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.
19. Соколов А.Л. Поляризационные aberrации излучения в фокусе линзы // *Письма в ЖТФ.* 2005. Т. 31. № 17. С. 77–82.
20. Dorn R., Quabis S., Leuchs G. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam // *Physical review letters.* 2003. V. 91. № 23. P. 233901–233904.