

07

Поляризационные aberrации излучения в фокусе линзы

© А.Л. Соколов

Московский энергетический институт (технический университет)
E-mail: universe@mpei.ac.ru

Поступило в Редакцию 15 марта 2005 г.

Расчет поляризационных aberrаций в фокусе линзы проводится с учетом дифракции излучения. В качестве метода расчета используется представление излучения в виде когерентной совокупности мод Эрмита–Гаусса с определенной амплитудой, фазой и состоянием поляризации. Получено выражение для продольной компоненты поля в фокусе линзы.

Поляризационные aberrации (искажения поляризационной структуры излучения) ухудшают параметры оптических систем, например, поляризационных микроскопов, где используются короткофокусные линзы. Поляризационные aberrации обычно рассматриваются в рамках лучевой оптики без учета дифракции [1]. В методе поляризационно-волновых матриц [2] излучение представляется совокупностью когерентных мод Эрмита–Гаусса с различной амплитудой, фазой и состоянием поляризации, что позволяет рассчитывать поляризационные aberrации лазерного излучения с учетом дифракции, в частности, решать собственную поляризационную задачу для оптических резонаторов [3].

Покажем, что с помощью данного метода можно определить распределение интенсивности и состояния поляризации излучения в фокальной плоскости линзы. Для упрощения расчетов ограничимся одномерной задачей. Пусть на плосковыпуклую цилиндрическую линзу (радиус кривизны оптической поверхности в меридиональной плоскости XOZ равен R) падает плоская линейно поляризованная волна (рис. 1), причем плоскость колебаний вектора \mathbf{E} составляет угол 45° с XOZ ($E_x = E_y$). Поскольку угол падения света на выходную поверхность линзы изменяется: $\theta_i = \arcsin(x/R)$, то коэффициенты пропускания ортогональных компонент вектора \mathbf{E} ($T_x(x)$ для E_x и $T_y(x)$ для E_y), зависят от координаты x . Коэффициенты U_{mx} в разложении

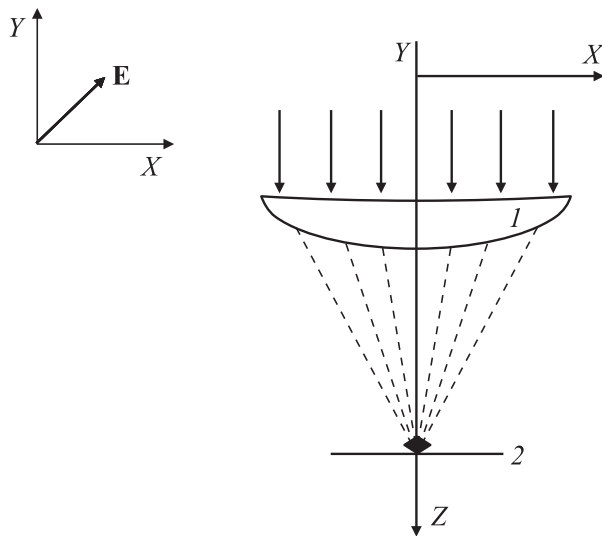


Рис. 1. 1 — цилиндрическая плосковыпуклая линза, 2 — фокальная плоскость линзы, где наблюдается дифракционная картина.

компоненты E_x по модам Эрмита–Гаусса с учетом их ортогональности находятся следующим образом:

$$U_{mx} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T_x(x) \exp(-x^2/w_x^2) H_m(\sqrt{2}x/w_x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-2x^2/w_x^2) [H_m(\sqrt{2}x/w_x)]^2 dx}, \quad (1)$$

где H_m — полиномы Эрмита от аргумента $\sqrt{2}x/w_x$; w_x — поперечный радиус пучка в плоскости XOZ , определяемый из условия уменьшения интенсивности в e^2 раз относительно оси. Аналогично рассчитываются коэффициенты для компоненты E_y . Параметр w_x зависит от отношения размера линзы D и числа мод N : D/N . Например, если $N = 10$, то $w_x \approx D/8.8$, а если $N = 12$, то $w_x \approx D/9.7$. В данном случае распределение интенсивности излучения в сечении за линзой определяется когерентной суперпозицией мод Эрмита–Гаусса только четного

порядка. Компонента E_x возрастает от центра линзы к периферии, а компонента E_y , наоборот, убывает, при этом на краях линзы поле резко спадает до нуля.

Определим распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости линзы, при этом используем десять четных мод ($N = 10$). Для короткофокусных линз, которые и представляют наибольший интерес при расчете поляризационных aberrаций, положение перетяжки для каждой моды с высокой точностью совпадает с задней фокальной плоскостью линзы. Учтем также, что в этом случае набег фазы каждой четной моды кратен $\pi/2$: $\Phi_m = (m + 1)\pi/2$, причем разность фаз между „соседними“ четными модами равна π . Это означает, что при сложении компонент напряженности электрического поля всех мод в фокальной плоскости, компоненты „соседних“ мод имеют разный знак: $E'_x(f) = E'_{x0} - E'_{x2} + E'_{x4} - \dots$. Аналогично рассчитывается ортогональная компонента.

Если пренебречь поляризационными aberrациями линзы ($T_x \cong T_y$), то в фокусе линзы распределение интенсивности $I'_0(x)/I'_0(0)$ излучения (кривая 1 на рис. 2, где принято $f = 10 \text{ mm}$, $D = 8.8 \text{ mm}$, $N = 10$) совпадает с теоретической зависимостью для дифракции Фраунгофера на щели вплоть до максимумов пятого порядка. С учетом поляризационных aberrаций распределение интенсивностей ортогональных компонент оказывается смещенным относительно $I'_0(x)/I'_0(0)$, при этом значение интенсивности $I'_x(x)/I'_0(0)$ (кривая 2) в максимумах больше, чем для $I'_y(x)/I'_0(0)$ (кривая 3). Таким образом, размер центрального максимума и его величина в фокальной плоскости линзы зависят от состояния поляризации падающего излучения.

Рассчитаем теперь продольную компоненту E_z вектора \mathbf{E} в фокусе линзы. Обычно этой компонентой пренебрегают, поскольку ее интенсивность на несколько порядков меньше, чем интенсивность поперечных компонент. Учитывая, что $\text{div } \mathbf{E} = 0$ или $-\partial E_z / \partial z = \partial E_x / \partial x + \partial E_y / \partial y$, получим для E_z основной моды приближенное выражение

$$E_z \approx \frac{i}{k} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) = x(\rho_x - i\omega_x)E_x + y(\rho_y - i\omega_y)E_y, \quad (2)$$

где ρ_x, ρ_y — кривизна волнового фронта в плоскостях XOZ и YOZ ; λ — длина волны; $\omega_x = 2/kw_x^2$, $\omega_y = 2/kw_y^2$; $k = 2\pi/\lambda$. Продольная компонента E_z основной моды в перетяжке на плоскости XOZ равна $E_z \approx -ix\lambda E_x / \pi w_{0x}^2$, где $E_x = E_0 \exp(-x^2/w_{0x}^2)$. Заметим, что в перетяжке модуль E_z достигает своего максимума при $x = w_{0x} \sqrt{2}/2$. Данный

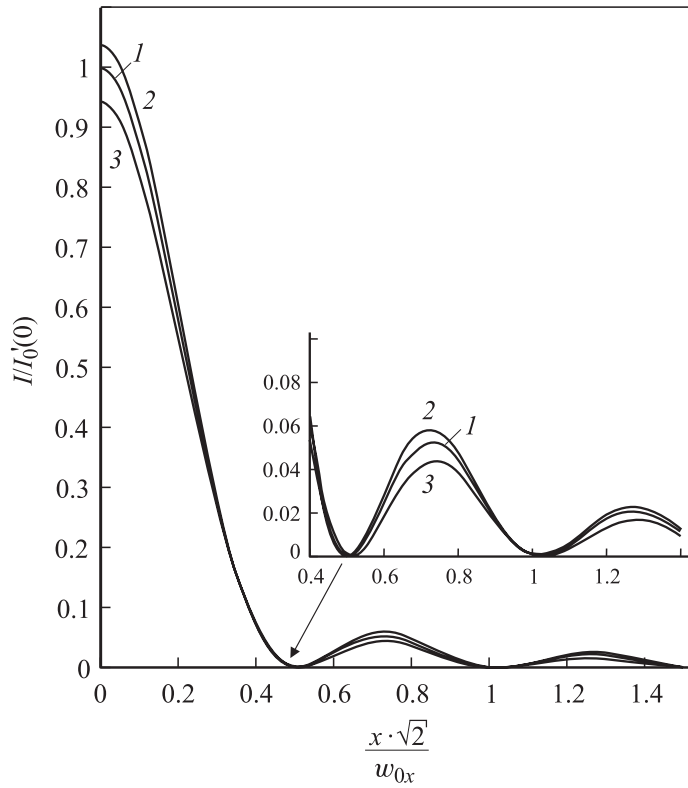


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости линзы: 1 — $I_0(x)/I_0(0)$; 2 — $I'_x(x)/I'_x(0)$; 3 — $I'_y(x)/I'_y(0)$.

способ определения E_z , как показано в [4], следует из решения параболического уравнения в векторной форме.

Получим выражение для продольной компоненты поперечной моды произвольного порядка m :

$$E_{zm} \approx \frac{\sqrt{2}i\lambda E_0}{\pi w_{0x}} \times \left[mH_{m-1}(\sqrt{2}x/w_{0x}) - \frac{1}{2}H_{m+1}(\sqrt{2}x/w_{0x}) \right] \exp(-x^2/w_{0x}^2). \quad (3)$$

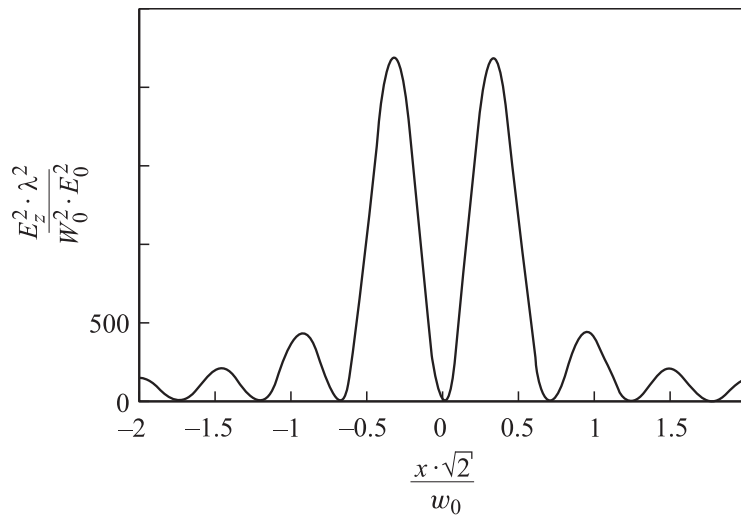


Рис. 3. Зависимость интенсивности продольной компоненты поля от поперечной координаты в фокальной плоскости линзы.

Используя (3), можно рассчитать интенсивность $I_z(x)$ продольной компоненты в фокальной плоскости цилиндрической линзы. Рис. 3 иллюстрирует данную зависимость, которая получена при использовании десяти четных мод в представлении поля. Как следует из (3), продольная мода для четных мод описывается совокупностью нечетных мод и наоборот. Интересно, что для нечетных мод продольная компонента не равна нулю на оси пучка, как было показано для радиально-поляризованных пучков в [5].

Излучение, прошедшее линзу, становится поляризационно-неоднородным, т.е. его эллипсометрические параметры зависят как от поперечных, так и от продольных координат. В фокальной плоскости линзы азимут поляризации изменяется вдоль оси X . На оптической оси угол наклона вектора \mathbf{E} вместо 45° , как в исходном пучке, уменьшается, несмотря на то, что коэффициенты пропускания для обеих компонент поля при $x = 0$ совпадают. Это объясняется тем, что линза в целом пропускает больше x -компоненту излучения, и энергия более широкого

пучка x -компоненты собирается в фокальной плоскости на меньшей площади.

Полученные результаты можно обобщить на случай сферической линзы. Если на линзу падает линейно поляризованное излучение, то фокальное пятно сжимается в направлении вектора \mathbf{E} ; возникает ортогональная компонента вектора \mathbf{E} , которая описывается модой TEM_{11} . Свет с круговой поляризацией сохраняет круговую форму пятна в фокусе линзы. В общем случае излучение становится неоднородно эллиптически поляризованным, даже если отсутствуют фазовые поляризационные устройства.

Рассчитывая параметры мод, которые образуют поляризационно-неоднородное излучение, можно определить поляризационную структуру излучения в произвольной оптической системе, обладающей поляризационными aberrациями.

Список литературы

- [1] Ламекин П.И., Предко К.Г. // Квант. электроника. Т. 9. № 11. С. 2030–2033.
- [2] Соколов А.Л. // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. № 6. С. 1005–1012.
- [3] Курятов В.Н., Соколов А.Л. // Квант. электроника. 2002. Т. 32. № 4. С. 324–328.
- [4] Бельский А.М., Корнейчик Т.М., Хапалок А.П. Пространственная структура лазерного излучения. Минск: Изд-во Белорус. ун-та, 1982. 198 с.
- [5] Nesterov A.V., Niziev V.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 1817–1822.