

Н.Р. Садыков*, М.О. Садыкова*, А.Н. Афанасьев*, Н.Д. Кундикова**

Поляризационные эффекты в линзах

* Российский Федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, г. Снежинск, Челябинская область

** Вузовско-академический отдел нелинейной оптики
Института экспериментальной физики Уральского отделения РАН
и Южно-Уральского государственного университета, г. Челябинск

Поступила в редакцию 15.11.2005 г.

Рассмотрены поляризационные эффекты, происходящие как за счет процессов внутри фокусирующей линзы, так и за счет формирования с помощью такой линзы асимметричного сферически сходящегося волнового фронта. В случае поперечного отклонения пучка лучей в фокальной перетяжке за счет поляризационных эффектов внутри линзы определены экспериментальные условия для наблюдения эффекта. С помощью численных расчетов оптимизированы параметры исходного волнового фронта. Для этого рассмотрена обратная задача: оптимизация параметра сходящегося волнового фронта по заданному поперечному распределению излучения в фокальной перетяжке, где параметры поля на сферической поверхности вычислены на основе связи между волновым фронтом в области фокальной перетяжки и на сферической поверхности, полученной с помощью прямого и обратного преобразований Фурье.

Введение

В [1] было теоретически предсказано, что при прохождении излучения через аксиально-симметричную оптическую линзу, изготовленную из изотропного материала, нижняя половина которой является непрозрачной, z -я компонента электромагнитного излучения отклоняется от оси симметрии влево или вправо в зависимости от знака циркулярной поляризации. Отклонение должно менять знак на противоположный, если верхняя половина становится непрозрачной, а нижняя – прозрачной. Поперечный сдвиг фокальной перетяжки был экспериментально подтвержден в [2]. В работе [1] продольная составляющая электрического поля E определялась из условия $\operatorname{div} E = 0$. Для математического описания ситуации, когда интенсивность излучения в верхней части линзы больше, чем в нижней, решение уравнения Гельмгольца аппроксимировалось линейной комбинацией функций, описывающих $1s$ - и $2p$ -состояния.

Рассмотренный в работе [2] эффект был мал по порядку величины. Поэтому для усиления этого спинового эффекта в данной статье предлагается несколько изменить условия эксперимента: т.е. определять не смещение центра z -компоненты, а отношение мощности, приходящейся на левую ($\tilde{x} \leq 0$) и правую ($\tilde{x} \geq 0$) фокальные полуплоскости, где оси \tilde{x} и \tilde{y} фокальной плоскости соответственно параллельны осям x и y сферической волновой поверхности (при $\Delta \ll F^2$, F – фокусное расстояние линзы; Δ – площадь сегмента). Рассматриваемый спиновый эффект может быть еще больше усилен, если параметры исходного сферического

волнового фронта оптимизировать с помощью программы «Линза», описание и результаты тестирования которой приведены в [3]. Полученные таким образом результаты сравниваются с результатами эксперимента [2].

В [3] для гауссовой модели линзы на основе метода функции Грина [4] предложен и численно реализован метод расчета распределения интенсивности в пространстве изображений. В качестве тестовых задач рассмотрены: получение изображения квадратной области, дифракция на бесконечно длинной щели [5, с. 608], фокусировка сходящейся волны с гауссовым профилем амплитуды в области фокальной перетяжки [6, с. 74], получение изображения поверхности, являющейся аналогом дифракционной решетки.

Недостаток указанного выше подхода состоит в том, что довольно трудно подобрать параметры исходного волнового фронта на сферической поверхности, который давал бы волну с заранее заданными свойствами в области фокальной перетяжки. Для большего усиления рассматриваемого спинового эффекта в данной работе предлагается, исходя из заданных свойств волнового фронта в области фокальной перетяжки, аналитически определить параметры волнового фронта на сферической поверхности (на расстоянии радиуса сферической поверхности) на основе прямого и обратного преобразований Фурье. Эта задача является обратной указанной выше задаче, когда параметры фронта в области изображения определяются через параметры сферически сходящегося волнового фронта. Кроме того, в данной работе рассмотрен другой класс поляризационных эффектов в линзах: рассчитаны параметры волнового фронта на сферической

поверхности, которые в области фокальной перетяжки дают для интенсивности продольной компоненты излучения анизотропию в поперечном направлении, причем анизотропия меняет свою ориентацию при изменении знака циркулярной поляризации на противоположный.

В [7] рассмотрен подобный описанному выше эффект. Показано, что внутри фокусирующей линзы при выполнении условий, описанных в [1, 2], луч сместится в поперечном направлении на величину, соизмеримую с длиной волны излучения. К сожалению, условия эксперимента [2] не позволят обнаружить предсказанный в [7] эффект, поскольку в этом случае происходит перпендикулярное смещение пучка параллельных лучей. Последние, в свою очередь, не повлияют на положение центра сфокусированного пучка. Для экспериментального изучения предсказанного в [7] эффекта необходимо, чтобы анизотропия пучка наблюдалась в линзе только со стороны падающего пучка, а с тыльной стороны линзы необходимо добиться отсутствия анизотропии по поперечным координатам (для этого систему, формирующую анизотропию пучка в линзе со стороны падающего пучка, необходимо с тыльной стороны линзы развернуть на 180°). В этом случае центр сфокусированного пучка сместится на величину, соизмеримую с длиной волны излучения. Эффект определяется знаком циркулярной поляризации и в отличие от эффекта в [1, 2] имеет место при поперечных компонентах излучения. Приступим к рассмотрению перечисленных задач.

1. Поляризационные эффекты, обусловленные анизотропией интенсивности продольной компоненты излучения в области фокальной перетяжки

Покажем, что с помощью линзы можно наблюдать другой класс поляризационных эффектов — это анизотропия в поперечном направлении интенсивности продольной компоненты излучения в области фокальной перетяжки, причем изменение знака циркулярной поляризации приводит к изменению ориентации анизотропии. Продольную составляющую электрического поля в области фокальной перетяжки линзы можно определить из условия $\text{div}\mathbf{E} = 0$ [1]:

$$E_z = \frac{i}{k} \nabla_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}, \quad \mathbf{E}_{\perp} \sim (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) \Psi. \quad (1)$$

Из (1) видно, что для определения величины поперечного отклонения продольной компоненты поля в области фокальной перетяжки необходимо знать поперечную компоненту поля в перетяжке.

Пусть в области фокальной перетяжки известна амплитуда поля $f(\mathbf{r}_{\perp})$, где $\mathbf{r}_{\perp}^2 = (\tilde{x}, \tilde{y})$. Зная $f(\mathbf{r}_{\perp})$, можно аналитически определить параметры

волнового фронта на фокусном расстоянии. Получим аналитические решения. Положим, что распространение излучения можно описать с помощью скалярного волнового уравнения

$$2i\beta \frac{\partial \Psi(z, \mathbf{r}_{\perp})}{\partial z} + \Delta_{\perp} \Psi = 0, \quad (2)$$

где $\Psi(z=0, \mathbf{r}_{\perp}) = f(\mathbf{r}_{\perp})$; $\beta = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света в вакууме; $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$.

Используя прямое и обратное преобразования Фурье, из уравнения (2) получим

$$\Psi(z, \mathbf{k}_{\perp}) = f(\mathbf{k}_{\perp}) \exp\left(-i \frac{k_{\perp}^2}{2\beta} z\right), \quad (3)$$

$$\Psi(z, \mathbf{r}_{\perp}) = \int f(\mathbf{k}_{\perp}) \exp\left(i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp} - i \frac{k_{\perp}^2}{2\beta} z\right) d\mathbf{k}_{\perp},$$

где $f(\mathbf{k}_{\perp})$ — Фурье-образ функции $f(\mathbf{r}_{\perp})$.

Из (3) следует, что амплитуда волны в точке (z, \mathbf{r}_{\perp}) однозначно определяется амплитудой волны в области фокальной перетяжки $\Psi(z=0, \mathbf{r}_{\perp}) = f(\mathbf{r}_{\perp})$.

В качестве амплитуды поля в области фокальной перетяжки возьмем функции

$$\begin{aligned} f_1(\mathbf{r}_{\perp}) &= F_1 \exp(-r_{\perp}^2/(2a^2) + i\tilde{\kappa}xy), \\ f_2(\mathbf{r}_{\perp}) &= F_2 r_{\perp}^m \exp(-r_{\perp}^2/(2a^2) + im\varphi). \end{aligned} \quad (4)$$

Таким амплитудам в соответствии с (1) будут соответствовать следующие интенсивности продольной компоненты поля E_z :

$$\begin{aligned} |E_z(\mathbf{r}_{\perp})|^2 &= |F_1|^2 \{x^2(1/a^2 + \sigma\tilde{\kappa})^2 + \\ &+ y^2(1/a^2 - \sigma\tilde{\kappa})^2\} \exp(-r_{\perp}^2/a^2), \end{aligned} \quad (5)$$

$$|E_z(\mathbf{r}_{\perp})|^2 = |F_2|^2 [(\partial/\partial r_{\perp} - \sigma m/r_{\perp})f(\mathbf{r}_{\perp})]^2.$$

Из (5) следует, что в случае $f_1(\mathbf{r}_{\perp})$ постоянным величинам продольной интенсивности $|E_z|^2$ будут соответствовать эллипсоиды, причем эллипсоидальность будет наибольшей при $\tilde{\kappa} = a^2$ и будет определяться знаком циркулярной поляризации σ . В случае $f_2(\mathbf{r}_{\perp})$ необходимо, чтобы $|E_z|^2$ равнялась нулю. При выполнении этого условия в соответствии с (5) продольная интенсивность в зависимости от знака σ будет либо увеличиваться, либо уменьшаться.

Проведя обратное преобразование Фурье для $f_1(\mathbf{r}_{\perp})$ и $f_2(\mathbf{r}_{\perp})$, из (4) с учетом (3) получим

$$\begin{aligned} |\Psi_1(z, \mathbf{r}_{\perp})|^2 &= \text{const} \left| \exp\{-x^2/[2(a^2/(1+\tilde{\kappa}^2 a^4) + iz/\beta)]\} \right|^2 \times \\ &\times \exp \left| \frac{\left[iy + \frac{a^4 \tilde{\kappa} x}{a^2 + iz(1+\tilde{\kappa}^2 a^4)/\beta} \right]}{2 \left[\frac{a^2}{1+\tilde{\kappa}^2 a^4} + \frac{iz}{\beta} + \frac{a^8 \tilde{\kappa}^2}{(1+\tilde{\kappa}^2 a^4)/[a^2/(1+\tilde{\kappa}^2 a^4) + iz/\beta]} \right]} \right|^2; \end{aligned}$$

$$\Psi_2 = \text{const}\{r_{\perp}^m / (a^2 + iz/\beta)^{m+1}\} \times \exp\{-r_{\perp}^2 / [2(a^2 + iz/\beta)] + im\varphi\}. \quad (6)$$

При выводе второго соотношения из (6) использовалось соотношение [8, с. 613]:

$$\int_0^{\infty} z^{m+1} J_m(bz) \exp(-\Lambda^2 z^2) dz = \frac{b^m \exp[-b^2/(4\Lambda^2)]}{(2\Lambda^2)^{m+1}}.$$

2. Математическое моделирование эффекта поперечного сдвига фокальной перетяжки, обусловленного знаком циркулярной поляризации

В этом разделе по программе «ЛИНЗА» с целью оптимизации экспериментальных условий наблюдения упоминавшегося выше поляризационного эффекта проведена серия расчетов. Конечная цель состоит в том, чтобы оптимизировать параметры сферически сходящегося асимметричного волнового фронта, необходимого для наблюдения в области фокальной перетяжки рассматриваемого эффекта. Для этого в соответствии с [1] на прямоугольном сферическом сегменте задавалась амплитуда для поперечной компоненты поля

$$\Psi_3(x, y) = M_{00}(x, y) + \alpha M_{01}(x, y), \quad (7)$$

где α — комплексное число. Функции $M_{00}(x, y)$ и $M_{01}(x, y)$ имели вид

$$M_{00} = \exp\{-(x^2 + y^2)/[2(\Delta a)^2]\}, \quad (8)$$

$$M_{01} = \frac{y}{\Delta a} \exp\{-(x^2 + y^2)/[2(\Delta a)^2]\}.$$

В расчетах длина волны $\lambda = 0,63$ мкм, $\Delta a = 0,25 \cdot 10^4$ мкм,

$$-0,5 \text{ см} \leq x \leq 0,5 \text{ см}; \quad -0,5 \text{ см} \leq y \leq 0,5 \text{ см};$$

$$\Delta x \times \Delta y = 250 \times 250 \text{ точек};$$

$$-0,001 \text{ см} \leq \tilde{x} \leq 0,001 \text{ см}; \quad -0,001 \text{ см} \leq \tilde{y} \leq 0,001 \text{ см};$$

$$\Delta \tilde{x} \times \tilde{y} = 300 \times 300 \text{ точек}.$$

По программе «ЛИНЗА» определялась поперечная компонента поля в плоскости изображения \tilde{x}, \tilde{y} . Продольная компонента (z -я компонента) вычислялась по формуле (1) (см. [1])

$$E_z(\tilde{x}, \tilde{y}) \sim \frac{i}{k} \left(\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} + i\sigma \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \right) \Psi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z} = 0), \quad (9)$$

где $\sigma = \pm$ — знак циркулярной поляризации.

На рис. 1 для $\alpha = 1$, $\Delta a = 0,25$ см приведены зависимости интенсивностей $I_{\sigma=\pm 1} = |E_z(\tilde{x}, \tilde{y} = 0)|^2$ продольных полей от \tilde{x} при $\tilde{y} = 0$.

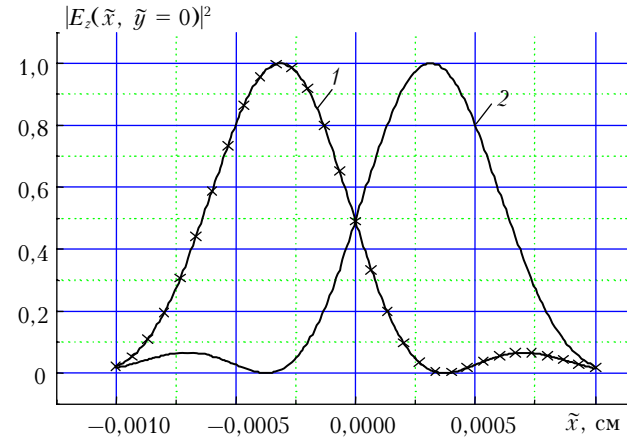


Рис. 1. Зависимость интенсивностей $I_{\sigma=\pm 1} = |E_z(\tilde{x}, \tilde{y} = 0)|^2$ при $\alpha = 1$: $\sigma = 1$ (кривая 1); $\sigma = -1$ (2)

Из рис. 1 видно, что максимумы интенсивностей сдвинуты относительно друг друга на $\Delta \tilde{x} \approx 0,00063$ см $\equiv 6,26$ мкм. При этом кривые довольно сильно перекрываются. Поскольку предполагается экспериментально определять не смещение максимумов интенсивностей $I_{\sigma=\pm 1}$, а величину мощностей, приходящихся на левую $\tilde{x} \leq 0$ и правую $\tilde{x} \geq 0$ полуплоскости, то численно определялись также мощности:

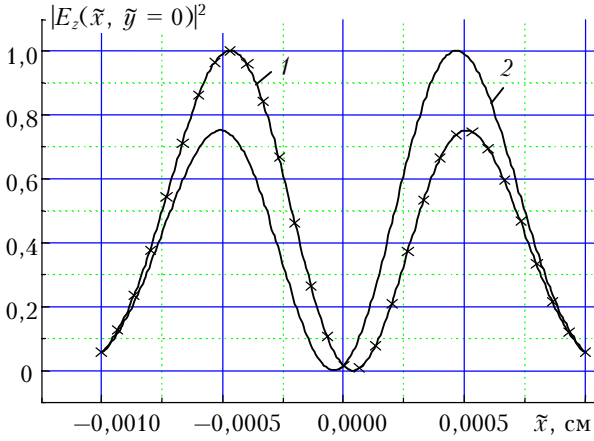
$$W_{1,\sigma=\pm 1} = \int_0^{\infty} d\tilde{x} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{z,\sigma=\pm 1}(\tilde{x}, \tilde{y})|^2 dy, \quad (10)$$

$$W_{2,\sigma=\pm 1} = \int_{-\infty}^0 d\tilde{x} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{z,\sigma=\pm 1}(\tilde{x}, \tilde{y})|^2 dy,$$

где $W_{1,\sigma=1} + W_{2,\sigma=1} = 1$. При $\alpha = 1$ в (7) оказалось, что $W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1} = W_{2,\sigma=-1}/W_{1,\sigma=-1} \approx 0,27$. По мере уменьшения α расстояние между максимумами $\Delta \tilde{x}$, как это видно из табл. 1, увеличивается, что усиливает проявление исследуемого эффекта. Но при уменьшении α также растут отношение побочного максимума к главному K и величина $W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1} = W_{2,\sigma=-1}/W_{1,\sigma=-1}$, а значение $|E_z(\tilde{x}=0, \tilde{y}=0)|^2$ уменьшается (это хорошо видно из рис. 2), что приводит к ослаблению рассматриваемого эффекта. С увеличением α значения K и $W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1} = W_{2,\sigma=-1}/W_{1,\sigma=-1}$ уменьшаются, что усиливает эффект, но при этом происходит ослабление эффекта за счет уменьшения расстояния $\Delta \tilde{x}$ между максимумами. Таким образом, рассматриваемый эффект как задача оптимизации нескольких параметров не имеет экстремума. Поэтому выбор параметров нужно определять в зависимости от условий эксперимента.

Таблица 1

№ расчета	α	$ E_z(\tilde{x}=0, \tilde{y}=0) ^2$	$\Delta\tilde{x}$, мкм	K	$W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1}$
1	0,1	0,0151	9,34	0,7514	0,8134
2	0,2	0,0526	8,94	0,5650	0,6654
3	0,3	0,1034	8,54	0,4257	0,5506
4	0,4	0,1609	8,26	0,3215	0,4631
5	0,6	0,2804	7,46	0,1854	0,3505
6	0,7	0,3377	7,2	0,1417	0,3170
7	0,8	0,3918	6,94	0,1090	0,2945
8	0,9	0,4421	6,54	0,0843	0,2805
9	1,0	0,4883	6,26	0,0656	0,2731
10	1,1	0,5307	6,0	0,0514	0,2707
11	1,2	0,5691	5,74	0,0406	0,2722
12	1,3	0,6040	5,6	0,0323	0,2767
13	1,4	0,6356	5,34	0,0259	0,2833
14	1,5	0,6642	5,2	0,0210	0,2917
15	1,6	0,6899	4,94	0,0171	0,3012
16	1,7	0,7133	4,8	0,0140	0,3116
17	1,8	0,7345	4,54	0,0116	0,3226
18	1,9	0,7536	4,4	0,0097	0,3340
19	2,0	0,7709	4,26	0,0082	0,3456

Рис. 2. Зависимость интенсивностей $I_{\sigma=\pm 1}=|E_z(\tilde{x}, \tilde{y}=0)|^2$ при $\alpha = 0,1$: $\sigma = 1$ (кривая 1); $\sigma = -1$ (2)

В табл. 2 для исходного сигнала (7) приведена зависимость $\Delta\tilde{x}$ от Δa при $\alpha = 1$.

Таблица 2

Δa , см	0,1	0,15	0,17	0,21	0,23	0,25	0,27	0,31	0,33	
$\Delta\tilde{x}$, мкм	12,4	8,4	7,6	6,7	6,4	6,26	6,26	6,13	6,13	
Δa , см	0,35	0,41	0,43	0,45	0,47	0,51	0,53	0,55	0,63	0,67
$\Delta\tilde{x}$, мкм	6,13	6,26	6,4	6,4	6,4	6,54	6,54	6,54	6,8	6,8

На прямоугольном сферическом сегменте при тех же параметрах линзы и излучения задавалась амплитуда для поперечной компоненты поля

$$\Psi_4(x, y) = \exp(-[x^2 + (y - a)^2]/[2(\Delta a)^2]), \quad (11)$$

где

$$-0,5 \text{ см} \leq x \leq 0,5 \text{ см}; \quad -0,5 \text{ см} \leq y \leq 0,5 \text{ см};$$

$$\Delta x \times \Delta y = 250 \times 250 \text{ точек};$$

$$-0,001 \text{ см} \leq \tilde{x} \leq 0,001 \text{ см}; \quad -0,001 \text{ см} \leq \tilde{y} \leq 0,001 \text{ см};$$

$$\Delta\tilde{x} \times \Delta\tilde{y} = 300 \times 300 \text{ точек}, \quad \Delta a = 0,25 \text{ см}.$$

Поле (11) представляет собой пучок гауссовых лучей шириной a с центром в точке $x = 0$, $y = a$. В расчетах $a = 0,1; 0,2; 0,4$ см.

Из (7) и (11) видно, что для $\alpha \ll 1$, $a/(\Delta a) \ll 1$ функция Ψ_4 переходит в Ψ_3 при $\alpha = a/(\Delta a)$. Поэтому качественная зависимость $|E_z(\tilde{x}=0, \tilde{y}=0)|^2$, $\Delta\tilde{x}$, K и $W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1}$ от a для Ψ_4 совпадает с зависимостью этих величин от α для Ψ_3 (табл. 3).

Таблица 3

№ расчета	a	$ E_z(\tilde{x}=0, \tilde{y}=0) ^2$	$\Delta\tilde{x}$, мкм	K	$W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1}$
1	$0,5\Delta a$	0,2149	7,86	0,25038	0,40
2	Δa	0,4549	6,54	0,0787	0,27
3	$2\Delta a$	0,6784	5,06	0,0188	0,26

В табл. 3 приведены зависимости $|E_z(\tilde{x}=0, \tilde{y}=0)|^2$, $\Delta\tilde{x}$, K , $W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1}$ от a для гауссова профиля поперечной компоненты поля (11), где $\max|E_z(\tilde{x}, \tilde{y})| = 1$, $\Delta a = 0,25$ см.

3. Поперечное отклонение пучка лучей за счет эффектов, происходящих внутри фокусирующей линзы

Покажем, что в случае использования линзы происходит поперечное отклонение пучка лучей за счет сферически сходящегося волнового фронта, который формируется как после линзы (в этом случае с помощью линзы формируется сферический фронт, т.е. линза является пассивным элементом), так и внутри самой линзы. В [7] было получено уравнение траектории луча при наличии градиента интенсивности в перпендикулярном траектории направлении:

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial s} = \mathbf{l} \times \nabla \ln n \times \mathbf{S} - \frac{\sigma}{4k} \left[(\nabla \times \mathbf{S}) \frac{\partial \ln n}{\partial s} + (\nabla \ln \rho \times \mathbf{S}) \frac{\partial \ln \rho}{\partial s} \right], \quad (12)$$

где $\rho = (\mu/\epsilon)^{1/2}$ – импеданс. В уравнении (12) первое слагаемое в квадратных скобках будет описывать поперечное отклонение пучка лучей в неоднородных средах при наличии функциональной зависимости амплитуды Умова–Пойнтинга от поперечных координат. Действительно, пусть

$$\nabla \times \mathbf{S} = \mathbf{F} \times \mathbf{S} \neq 0, \quad (13)$$

тогда в соответствии с (12) при $\partial \ln n / \partial s = 0$ вектор \mathbf{S} отклоняется в направлении, параллельном вектору $\mathbf{l} \times \mathbf{F}$, причем величина отклонения определяется знаком циркулярной поляризации. Поперечное отклонение может существовать даже в случае прямолинейной траектории луча.

Следует отметить, что формула (12) была получена в предположении, что величина $\partial \ln n / \partial s$ не

имеет разрывов, поэтому нельзя количественно определить поперечное отклонение пучка лучей при скачкообразном изменении показателя преломления n . В этом случае, считая, что n меняется от n_1 до n_2 на небольшом интервале Δs , можно совершить предельный переход. Тогда в соответствии с (12) угол поперечного отклонения луча

$$\varphi = [\sigma/(4k)]|\mathbf{l} \times \mathbf{F}| \ln n_2/n_1, \quad (14)$$

где $|\mathbf{F}| = \text{const}$. Следует ожидать, что в случае скачкообразного изменения n поперечное смещение будет соизмеримо с (14) (при этом не учитывается эффект Федорова [8, 9]).

Любопытно отметить, что при переходе $n_1 \rightarrow n_2 \rightarrow n_1$ направление \mathbf{S} не изменится, но при этом луч получит поперечное смещение d . В случае прозрачной пластинки следует ожидать, что

$$d \approx \frac{\sigma}{4k} |\mathbf{l} \times \mathbf{F}| h \ln \frac{n_2}{n_1}, \quad n_2 > n_1, \quad (15)$$

где h – толщина пластинки.

Предположим, что у нас имеется плосковыпуклая линза, причем свет падает на линзу с плоской стороны, а выпуклая сторона является тыльной стороной. Пусть на плоской стороне создается волновой фронт [1]:

$$\mathbf{S} = S\mathbf{l}; \quad W(x, y) = W_0[1 + \alpha y/a(s)], \quad (16)$$

где $W_0(x, y)$ – симметричная по переменным x, y функция. При $\alpha \ll 1$ из (16) с учетом (13) получим

$$\mathbf{l} \times \mathbf{F} = -\mathbf{e}_x \alpha/a(s = 0). \quad (17)$$

Пусть на тыльной стороне линзы функция $W(x, y)$ является симметричной по переменным x, y (для этого создающую волновой фронт (16) систему нужно развернуть относительно оси симметрии на половину оборота). Будем считать, что волновой вектор излучения до линзы перпендикулярен плоскости линзы. В этом случае в соответствии с (15) волновой фронт внутри линзы сместится на расстояние d . В силу того что на тыльной стороне линзы W является симметричной функцией от y , поперечного отклонения за счет рассматриваемого эффекта не будет. Волновой фронт на тыльной стороне отклонится от прямолинейной траектории только в соответствии с законом Снелля [10, с. 13]. Поскольку волновой фронт внутри линзы является плоским, то излучение сфокусируется на фокальной плоскости, причем точка фокальной перетяжки будет отстоять от оси симметрии на расстоянии $\Delta x = nfd/h$, f – фокусное расстояние линзы. Из (15) и (17) получим

$$\Delta x = (\sigma \alpha n_2 f) / [4ka(s = 0)] \ln n_2/n_1. \quad (18)$$

Пусть $\alpha = 0,1$, $\lambda = 0,63$ мкм, $f = 30$ см, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,46$, $a(s = 0) = 2$ см. Тогда величина поперечного отклонения фокальной перетяжки $2\Delta x$ при изменении знака у σ на противоположный будет

равна 0,44 мкм. Видно, что величина поперечного отклонения излучения за счет поляризационного эффекта в линзе соизмерима с длиной волны излучения.

Заключение

В статье теоретически исследованы и численно промоделированы возможные поляризационные эффекты в линзах. С целью определения оптимальных условий для наблюдения эффекта проведены расчеты параметров сферически сходящегося асимметричного волнового фронта, необходимого для наблюдения эффекта. Из полученных численно результатов следует, что для волнового фронта (7), соответствующего случаю наполовину не прозрачной линзы, с уменьшением α происходит увеличение как расстояния $\Delta \tilde{x}$ между максимумами интенсивности z -й компоненты излучения (что приводит к усилению рассматриваемого эффекта), так и увеличения величины отношения побочного максимума к главному K и величины $W_{1,\sigma=1}/W_{2,\sigma=1} = W_{2,\sigma=-1}/W_{1,\sigma=-1}$ (приводит к уменьшению проявления исследуемого эффекта). Таким образом, рассмотренная задача сводится к задаче оптимизации нескольких параметров. Для волнового фронта (8) зависимость интенсивности продольной компоненты излучения от поперечных координат такая же, как и для волнового фронта (7). Параметр a в (8) выполняет в исследуемом эффекте ту же функцию, что и α в (7). Для амплитуды поля (8) задача также сводится к задаче оптимизации нескольких параметров.

Итак, в данной статье теоретически рассмотрены поляризационные эффекты, которые можно наблюдать для продольной компоненты излучения в области фокальной перетяжки, причем в перетяжке поляризационные эффекты проявляются за счет анизотропии в поперечном направлении продольной компоненты излучения. В рассмотренном подходе заданным считается поперечное распределение поля излучения в фокусе, а параметры поля на сферической поверхности вычисляются на основе полученной с помощью прямого и обратного преобразований Фурье связи между волновым фронтом в области фокальной перетяжки и на сферической поверхности.

В данной статье на основе полученного в [7] уравнения, описывающего эффект поперечного отклонения пучка лучей при наличии поперечной анизотропии у интенсивности излучения, показано, что возможно такое преобразование волнового фронта с падающей и тыльной сторон, в результате чего поперечные компоненты излучения в фокусе будут смещены в поперечном направлении, причем величина смещения определяется знаком циркулярной поляризации и соизмерима с длиной волны излучения. Применительно к плоскопараллельной пластине, изготовленной из прозрачного материала, эффект приводит к поперечному смещению луча, причем траектории луча до и после пластины остаются параллельными.

Работа выполнена по проекту МНТЦ № 1026 и частично по проекту № урчел 04-02-96039.

1. Баранова Н.Б., Савченко А.Ю., Зельдович Б.Я. Поперечное отклонение фокальной перетяжки в зависимости от знака циркулярной поляризации // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. Вып. 4. С. 216–219.
2. Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Рогачева Л.Ф. Наблюдение поперечного сдвига фокальной перетяжки при смене знака циркулярной поляризации // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. Вып. 11. С. 737–741.
3. Мордвинов Б.П., Садыков Н.Р., Садыкова М.О., Чуриков Ю.И. Метод расчета распределения интенсивности в пространстве изображений без аберрационной линзы с учетом волновых свойств света // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 93. № 3. С. 318–322.
4. Солименко С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. 664 с.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: ГИТТЛ, 1957.
6. Зельдович Б.Я., Пилитецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.
7. Садыков Н.Р. Поперечное отклонение пучка лучей в неоднородных локально-изотропных средах // Квант. электрон. 1996. Т. 23. № 2. С. 177–180.
8. Федоров Ф.И. К теории полного отражения // Докл. РАН. 1995. Т. 105. С. 465–468.
9. Федоров Ф.И. Смещение светового луча при отражении от изотропных сред // Ж. прикл. спектроскопии. 1977. Т. 27. С. 580.
10. Снайдер Дж. Лав. Теория оптических волноводов / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.

N.R. Sadykov, M.O. Sadykova, A.N. Afanasyev, N.D. Kundikova. Polarizing effect in lenses.

The polarizing effects realizable with the help of focusing lens are considered both inside focusing lens itself and due to formation of asymmetric spherically converging wave front with the help of focusing lens. In the case of a cross deviation of beams in focal waist due to polarizing effects occurring inside a lens the experimental conditions for observation of effect are determined. With the purpose of improvement of experimental conditions for increase of magnitude of the cross deviation of longitudinal components of radiation in the focal waist of spherically converging wave front the parameters of initial wave front are optimized with the help of numerical calculations. For this purpose the inverse problem is considered: the optimization of parameter of converging wave front on the given cross distribution of radiation in focal waist, where parameters of a field on the spherical surface are calculated on the basis of relation between the wave front in the focal waist area and on the spherical surface, received with the help of direct and inverse Fourier transformations.