

## СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЯ МЕТОДАМИ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Стафеев С.С., Котляр В.В.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

### Аннотация

Промоделирована фокусировка радиально-поляризованной моды двумя методами: FDTD и с помощью формул Ричардса-Вольфа (РВ-формулы). Показано, что оба метода демонстрируют возможность преодоления зонной пластинкой с радиусом  $R = 20\lambda$  дифракционного предела при освещении её модой R-TEM<sub>01</sub> с радиусом  $\omega = 10\lambda$ . При расчёте методом FDTD преодоление дифракционного предела наблюдается для числовой апертуры, большей  $NA = 0,97$ , а по РВ-формулам – большей  $NA = 0,96$ . Относительная погрешность результатов вычисления диаметра фокального пятна этими двумя методами при этом не превышает 6%.

Ключевые слова: острая фокусировка света, радиальная поляризация, зонная пластинка, радиальный FDTD-метод, формулы Ричардса-Вольфа.

### Введение

В последние годы возрос интерес к уменьшению размеров фокального пятна или к острой фокусировке света. Преодоление дифракционного предела актуально в литографии [1], оптической микроманипуляции и оптических системах памяти [2]. Под преодолением дифракционного предела в данной работе подразумевается получение фокального пятна с шириной по полупадению интенсивности меньшей  $FWHM = 0,51\lambda/NA$ , где  $\lambda$  – длина волны света,  $NA$  – числовая апертура,  $FWHM = \text{full width at half maximum}$ .

Преодолеть дифракционный предел можно двумя способами: 1) увеличением боковых лепестков в картине дифракции (например, с помощью использования кольцевой диафрагмы можно сформировать пучок Бесселя, для которого дифракционный предел в 1,4 раза меньше  $FWHM = 0,36\lambda/NA$ ) и 2) при фокусировке вблизи поверхности раздела сред, где присутствуют поверхностные затухающие волны, конструктивная интерференция которых может уменьшить диаметр фокусного пятна ниже предела. В данной работе рассматривается фокусировка радиально-поляризованного света на расстоянии от поверхности больше длины волны, и поэтому преодоление дифракционного предела возможно только первым способом. При острой фокусировке радиально-поляризованного света основной вклад в формирование фокуса даёт продольная компонента вектора напряжённости электрического поля, которая пропорциональна функции Бесселя нулевого порядка  $J_0(kNAr)$ .

Ранее было замечено, что использование радиально-поляризованного света позволяет получить фокальное пятно с размерами меньшими, чем при фокусировке линейно-поляризованного света [3], а в [4] показано, что при фокусировке света объективом с числовой апертурой большей  $NA = 0,8$  радиально-поляризованный свет даёт пятно меньшее, чем свет с круговой поляризацией.

В качестве фокусирующего элемента в данной работе будет использоваться зонная пластинка (ЗП). В

[5] с помощью ЗП было получено фокальное пятно с диаметром  $0,42\lambda$ , а в статье [6] показано, что добавление к ЗП фазовой пластинки, состоящей из трёх кольцевых зон, позволяет уменьшить размер пятна до  $0,37\lambda$ . В вышеназванных работах при моделировании фокусировки используются формулы Ричардса-Вольфа (РВ) [7], модифицированные для радиально-поляризованного света [8]. Необходимо отметить, что векторная теория Дебая [9], на которой основаны РВ-формулы, справедлива только при фокусных расстояниях много больших длины волны. На расстояниях же, сопоставимых с длиной волны, следует использовать, например, метод FDTD (= finite difference time domain), представляющий собой численное решение уравнений Максвелла [10] и в настоящее время получивший широкое распространение благодаря своей универсальности. Применительно к острой фокусировке света зонными пластинками данный метод используется, в частности, для расчёта фокусировки света с помощью плазмонных линз. Так, в [11] теоретически с помощью FDTD и экспериментально с помощью ближнепольной оптической микроскопии демонстрируется преодоление дифракционного предела плазмонной линзой (диаметр пятна по полупадению интенсивности теоретически  $FWHM = 0,41\lambda$ , экспериментально  $0,48\lambda$ ). В [12] с помощью FDTD метода для плазмонной линзы получено фокальное пятно шириной  $0,33\lambda$ , а в работе [13] численно показана возможность фокусировки в ближнем поле с помощью простой фазовой ЗП (диаметр пятна при этом равен  $0,52\lambda$ ). В [14] анализируются фокусирующие свойства амплитудной ЗП.

Целью данной работы является сравнение результатов моделирования фокусировки радиально-поляризованной моды R-TEM<sub>01</sub> ЗП с помощью двух различных методов: R-FDTD и по РВ-формулам. Тем самым делается попытка нахождения границ применимости РВ-формул. Необходимо отметить, что ранее уже делались попытки сравнения этих двух методов – в [15] было показано согласование значений диаметра фокального пятна, полученного при фоку-

сировке ЗП Бессель-Гауссова пучка, однако вопрос о границах применимости РВ-формул детально не рассматривался. В данной работе показано, что оба метода демонстрируют возможность преодоления ЗП с радиусом  $R=20\lambda$  дифракционного предела при освещении её модой R-TEM<sub>01</sub> с радиусом  $\omega=10\lambda$ . При расчёте методом FDTD преодоление дифракционного предела наблюдается для числовой апертуры большей  $NA=0,97$  ( $f=4,7\lambda$ , где  $f$  – фокусное расстояние ЗП), а по РВ-формулам – большей  $NA=0,96$  ( $f=5,4\lambda$ ). Относительная погрешность результатов вычисления диаметра фокального пятна этими двумя методами при этом не превышает 6%.

**Формулы Ричардса-Вольфа для радиально-поляризованного света**

Нами моделировалось прохождение радиально-поляризованной моды R-TEM<sub>01</sub> [16] с длиной волны  $\lambda=0,532$  мкм через стеклянную бинарную ЗП с показателем преломления  $n=1,5$ , радиусом  $R=20\lambda$  и высотой рельефа  $h=\lambda/2(n-1)=0,532$  мкм. Радиусы ЗП вычислялись по известной формуле (рис. 1):

$$r_m^2 = m\lambda f + m^2\lambda^2/4, \tag{1}$$

где  $f$  – фокусное расстояние зонной пластинки,  $m$  – целое число.

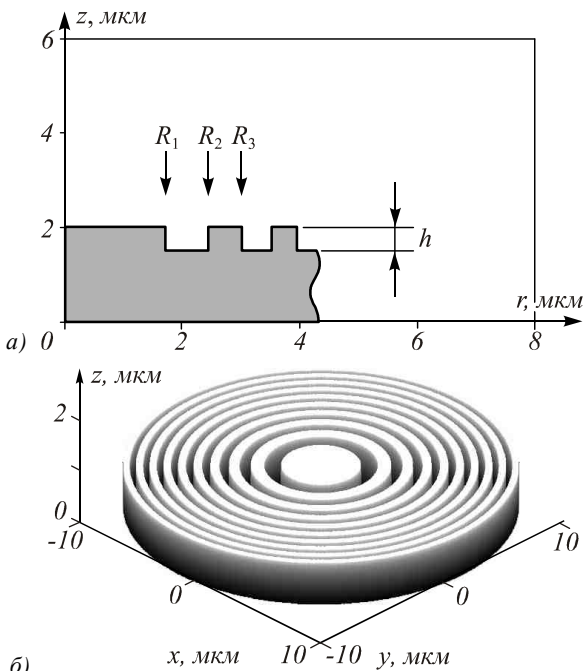


Рис. 1. Профиль (а) и объёмное изображение (б) зонной пластинки с фокусным расстоянием  $f=15\lambda$

Радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM<sub>01</sub> имеет вид (рис. 2):

$$E_r = Ar \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2}\right\}, \tag{2}$$

где  $r$  – радиальная координата,  $\omega=10\lambda$  – радиус Гауссова пучка,  $A$  – нормировочный множитель, как видно из рис. 2, он подбирался так, чтобы максимум амплитуды был равен единице.

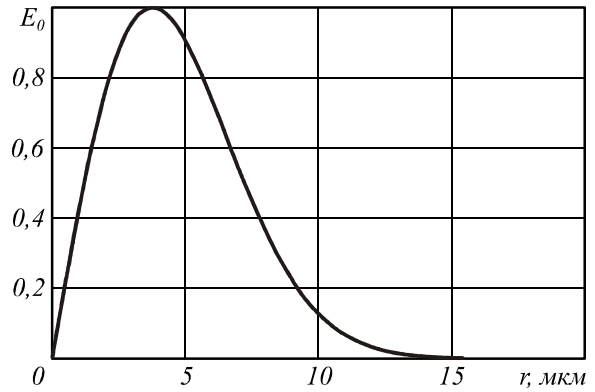


Рис. 2. Радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM<sub>01</sub>

Формулы Ричардса-Вольфа для радиально-поляризованного света в области фокуса имеют вид [7]:

$$E_r(r, z) = A \int_0^{\theta_{max}} T(\theta)B(\theta) \sin(2\theta)l_0(\theta) \times J_1(kr \sin \theta) \exp\{ikz \cos \theta\} d\theta, \tag{3}$$

$$E_z(r, z) = 2iA \int_0^{\theta_{max}} T(\theta)B(\theta) \sin^2(\theta)l_0(\theta) \times J_0(kr \sin \theta) \exp\{ikz \cos \theta\} d\theta, \tag{4}$$

где  $l_0(\theta)$  – начальное распределение электрической составляющей поля в координатах выходного зрачка,  $J_p(x)$  – функция Бесселя порядка  $p$ ,  $T(\theta)$  – функция аподизации зрачка (для ЗП  $T(\theta)=\cos^{-3/2}\theta$  [5]),  $B(\theta)$  – функция комплексного пропускания ЗП,  $A$  – константа,  $\theta_{max} = \arcsin(NA)$  – максимальный угол, определяемый числовой апертурой зонной пластинки (для зонной пластинки числовая апертура  $NA = \sin(\arctg(R/f))$ ).

Для того чтобы получить начальное распределение в координатах выходного зрачка, необходимо воспользоваться соотношением:

$$l_0(\rho) = l_0(fg(\theta)), \tag{5}$$

где  $l_0(\rho)$  – начальное распределение поля в цилиндрической системе координат,  $g(\theta)$  – функция проекции луча, для ЗП она имеет вид  $g(\theta) = tg(\theta)$  [17]. Таким образом, мода R-TEM<sub>01</sub> в координатах выходного зрачка для ЗП примет вид:

$$l_0(\theta) = A' \operatorname{tg} \theta \exp\left\{-\frac{\beta_0^2 \operatorname{tg}^2 \theta}{\operatorname{tg}^2 \theta_{max}}\right\}, \tag{6}$$

где  $\beta_0 = R/\omega$  – параметр моды.

Функция пропускания фазовой зонной пластинки имеет вид  $B(\theta) = \exp\{i\varphi(\theta)\}$ , где  $\varphi(\theta) = \varphi_{FZP} - \varphi_{apl}$ .  $\varphi_{FZP}(\theta) = \pi m$  для  $\theta_m < \theta < \theta_{m+1}$ , где  $m$  – номер зоны.  $\varphi_{apl}(\theta) = kf / \cos \theta - kf$ . [6]

При моделировании методом FDTD использовалась модификация метода, предназначенная для расчёта прохождения радиально-поляризованного света через объекты, обладающие радиальной симметрией. Вид конечно-разностных формул, используемых в расчётах, приведён в [18].

### Результаты моделирования

Моделировалась фокусировка моды R-TEM<sub>01</sub> зонной пластинкой с разными фокусными расстояниями ( $\lambda \leq f \leq 15\lambda$ ). На рис. 3а показана зависимость изменения диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния ЗП для двух методов – FDTD (кривая 1) и по РВ-формулам (кривая 2). На рис. 3б аналогично показана зависимость изменения продольной ширины фокального пятна (глубины резкости фокуса) по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния.

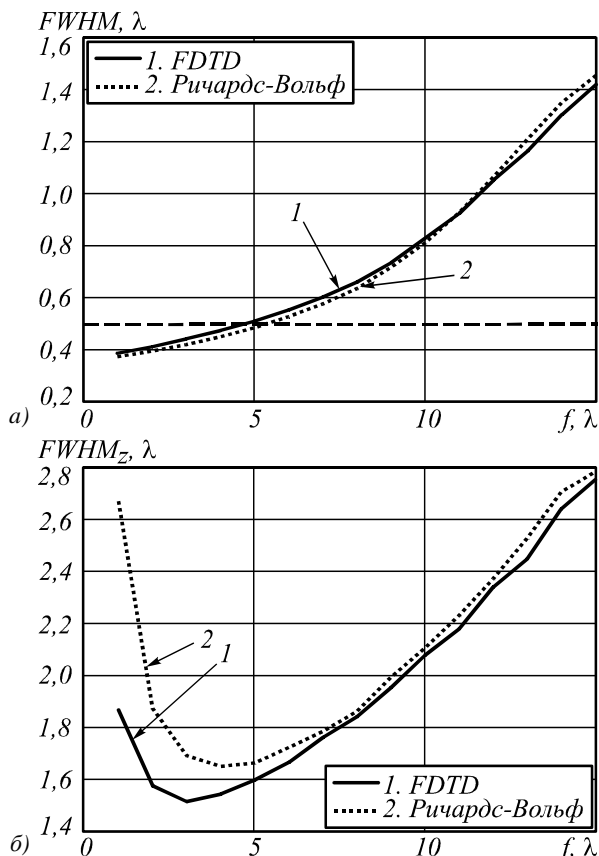


Рис. 3. Зависимость изменения диаметра фокального пятна  $FWHM$  (а) и продольной ширины фокального пятна  $FWHM_z$  по полуспаду интенсивности (б) от фокусного расстояния зонной пластинки с радиусом  $R = 20\lambda$  при освещении её радиально-поляризованной модой R-TEM<sub>01</sub> с  $\omega = 10\lambda$ . Моделирование с помощью метода FDTD (кривая 1) и по РВ-формулам (кривая 2). Пунктирной кривой на рис. 3а отмечен дифракционный предел

Параметры моделирования FDTD-методом: дискретность разбиения по пространству  $\lambda/50$ , дискретность разбиения по времени  $\lambda/100c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме, на границах области помещались поглощающие слои Беренгера толщиной  $\lambda$ .

Относительное отклонение  $\delta$  диаметра фокусного пятна, вычисленного FDTD-методом и по РВ-формулам, не превышало 6% (рис. 4, кривая 1), а относительное отклонение глубины фокуса  $FWHM_z$  возрастало при уменьшении фокусного расстояния до 30% при  $f = \lambda$  (рис. 4, кривая 2). При фокусном расстоянии большем  $f \geq 4\lambda$  ( $NA \leq 0,98$ ) обе ошибки

не превышают 6%. Таким образом, можно утверждать, что РВ-формулы могут найти применение при моделировании острой фокусировки света, если фокус ЗП находится на расстоянии от поверхности большем, чем  $4\lambda$ .

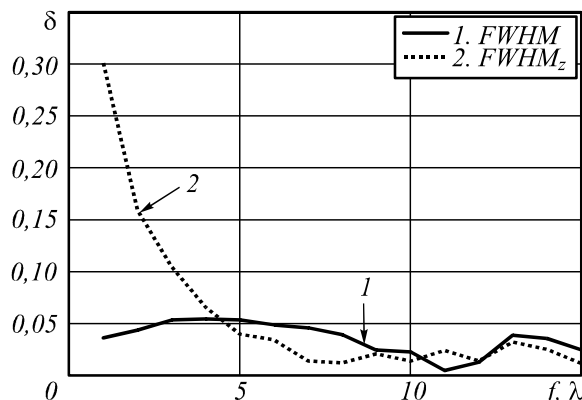


Рис. 4. Зависимость относительной ошибки вычисления диаметра фокального пятна (кривая 1) и продольной ширины фокального пятна (кривая 2) от фокусного расстояния зонной пластинки

Как видно из рис. 3а, оба метода показывают преодоление дифракционного предела. При расчёте методом R-FDTD преодоление дифракционного предела наблюдается для фокусного расстояния  $f = 4,7\lambda$  ( $NA = 0,97$ ), а по РВ-формулам – при  $f = 5,4\lambda$  ( $NA = 0,96$ ). Минимальные значения диаметров фокальных пятен составили  $FWHM = 0,37\lambda$  при расчёте по РВ-формулам и  $FWHM = 0,39\lambda$  при расчёте методом FDTD (согласуется с [15]) для числовой апертуры  $NA = 0,999$  ( $f = \lambda$ ). На рис. 5 приведено распределение интенсивности в фокальной плоскости для зонной пластинки с фокусным расстоянием  $f = \lambda$ . Преодоление дифракционного предела происходит за счёт увеличения энергии боковых лепестков и уменьшения эффективности фокусировки из-за аберрации ЗП с высокой числовой апертурой. Из рис. 3б видно, что глубина фокусировки, рассчитанная FDTD-методом (кривая 1), всегда меньше, чем рассчитанная РВ-формулами (кривая 2). Это объясняется тем, что ЗП своей поверхностью ограничивает световой пучок в продольном направлении. Это хорошо видно из рис. 5б.

Из рис. 3б видно также, что наблюдается минимальное значение продольной ширины фокуса – при моделировании методом FDTD оно составило  $FWHM_z = 1,51\lambda$  для фокусного расстояния  $f = 3\lambda$  ( $NA = 0,99$ ), при расчёте по РВ-формулам  $FWHM_z = 1,65\lambda$  для фокусного расстояния  $f = 4\lambda$  ( $NA = 0,98$ ).

Эффективность фокусировки можно оценить, как  $\eta = W_1/W_0$ , где  $W_0 = \int_0^\infty |E_r|^2 r dr$  – энергия входного пучка,  $E_r$  – радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM<sub>01</sub> (рис. 2),  $W_1 = \int_0^{\eta_0} I_{FDTD} r dr$  – энергия в фокусе,  $I_{FDTD}$  – распределение интенсивности в фо-

кусе (рис. 5а),  $r_0=0,4\lambda$  – точка первого минимума функции  $I_{\text{FDTD}}$ . При фокусировке моды с радиусом  $\omega=10\lambda$  зонной пластинкой с фокусным расстоянием  $f=\lambda$  и радиусом  $R=20\lambda$  эффективность фокусировки составила  $\eta=5\%$ .

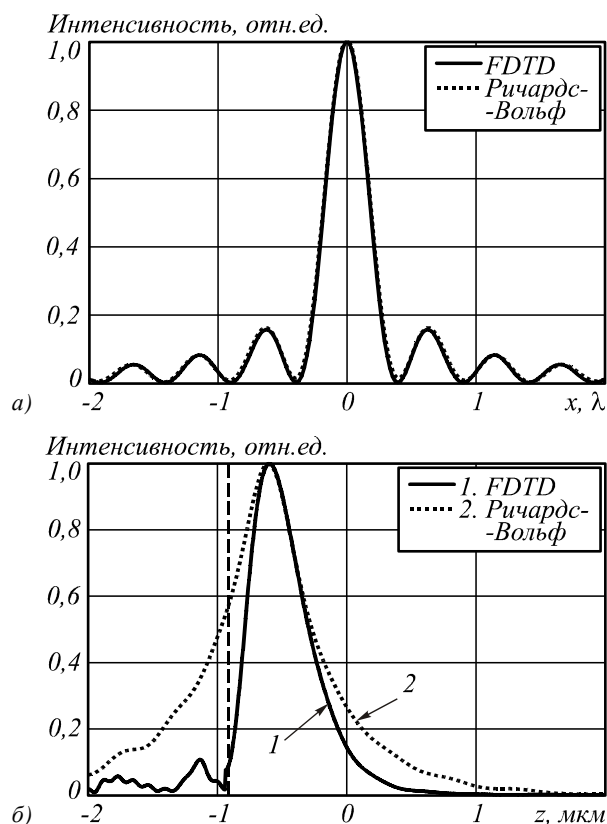


Рис. 5. Распределение интенсивности в фокальной плоскости вдоль оси  $x$  (а) и вдоль оси симметрии ЗП с радиусом  $R=20\lambda$  и фокусным расстоянием  $f=\lambda$  (б) при освещении её радиально-поляризованной модой  $R\text{-TEM}_{01}$  с  $\omega=10\lambda$ . Моделирование с помощью метода FDTD (кривая 1) и по РВ-формулам (кривая 2). Пунктирной вертикальной прямой на рис. 5б отмечен край ЗП

Полученные нами результаты находятся в согласии с результатами работы [15], где с помощью РВ-формул и методом FDTD было получено пятно с диаметром  $\text{FWHM}=0,39\lambda$  при освещении зонной пластинки радиально-поляризованным Бессель-Гауссовым пучком. В статье [5] также с помощью РВ-формул при фокусировке ЗП с числовой апертурой  $\text{NA}=0,98$  было получено фокальное пятно с шириной  $\text{FWHM}=0,42\lambda$ . В нашем случае для числовой апертуры  $\text{NA}=0,98$  (она достигается, когда радиус ЗП  $R=20\lambda$  и фокусное расстояние  $f=4\lambda$ ) вычисление по РВ-формулам даёт аналогичный результат, если радиус моды равен  $\omega=15\lambda$ . Моделирование методом FDTD для таких параметров зонной пластинки и входного пучка показало, что диаметр пятна равен  $\text{FWHM}=0,44\lambda$ . Таким образом, относительная погрешность вычисления FWHM равна 4,55%. Если же радиус моды уменьшить до  $\omega=10\lambda$ , то моделирование методом FDTD показывает увеличение диаметра пятна до  $\text{FWHM}=0,47\lambda$ .

Для проверки зависимости влияния радиуса зонной пластинки на результаты фокусировки было проведено моделирование только методом FDTD для радиусов зонной пластинки  $R=15\lambda$  и  $R=25\lambda$  при неизменных параметрах освещающего пучка. На рис. 6 показаны результаты.

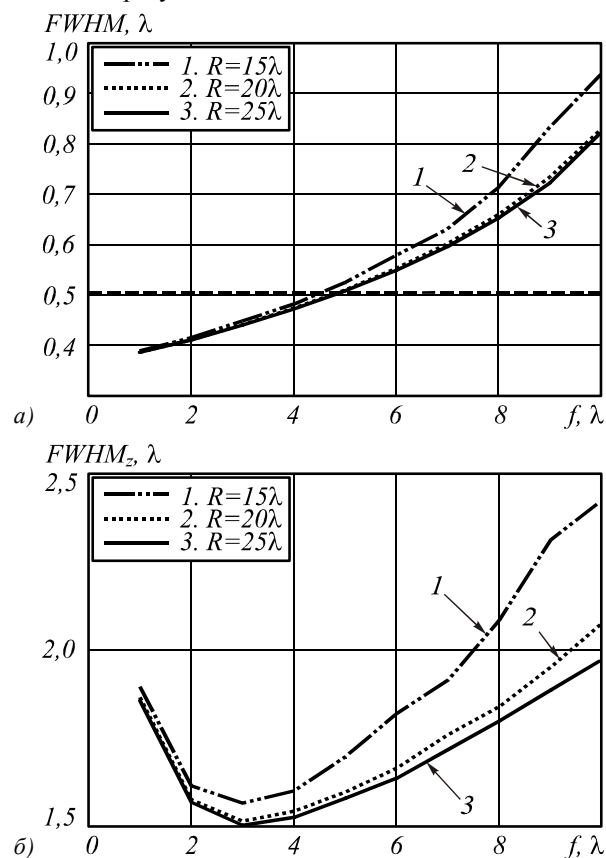


Рис. 6. Зависимость диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности (а) и продольной ширины фокального пятна по полуспаду интенсивности (б) от фокусного расстояния ЗП с радиусом  $R=15\lambda$  (кривая 1),  $R=20\lambda$  (кривая 2) и  $R=25\lambda$  (кривая 3) при освещении её радиально-поляризованной модой  $R\text{-TEM}_{01}$  с  $\omega=10\lambda$

Как видно из рис. 6, увеличение радиуса зонной пластинки при неизменных параметрах освещающего пучка приводит к уменьшению диаметра фокального пятна. Однако при  $R>20\lambda$  диаметр фокального пятна почти не изменяется (кривые 2 и 3 на рис. 6а). Это означает, что значение радиуса ЗП  $R=20\lambda$  и радиуса пучка  $\omega=10\lambda$  выбраны оптимальным образом. На рис. 7 показаны результаты зависимости влияния ширины освещающего пучка на величину диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности (рис. 7а) и продольной ширины фокального пятна по полуспаду интенсивности (рис. 7б).

Как видно из рис. 7, увеличение радиуса освещающего пучка  $\omega$  приводит к уменьшению диаметра пятна. Хотя происходит это нелинейным образом. Так, увеличение  $\omega$  в 1,5 раза (кривые 2 и 3 на рис. 7а) приводит к уменьшению диаметра фокального пятна на 20...25% при  $f>6\lambda$  и почти не меняет диаметр фо-

кального пятна при  $f < 2\lambda$ . А глубина фокуса при  $f > 6\lambda$  почти не меняется (кривые 2 и 3 на рис. 7б).

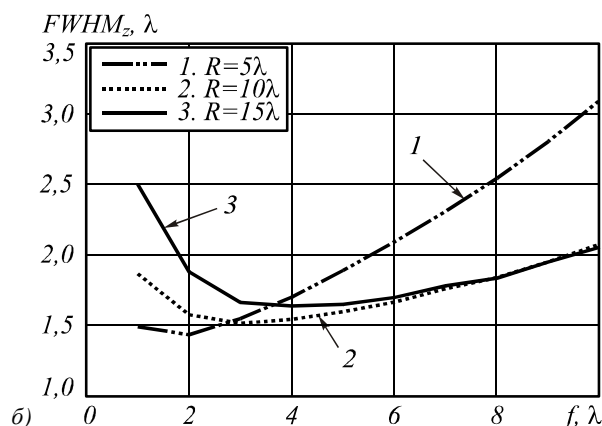
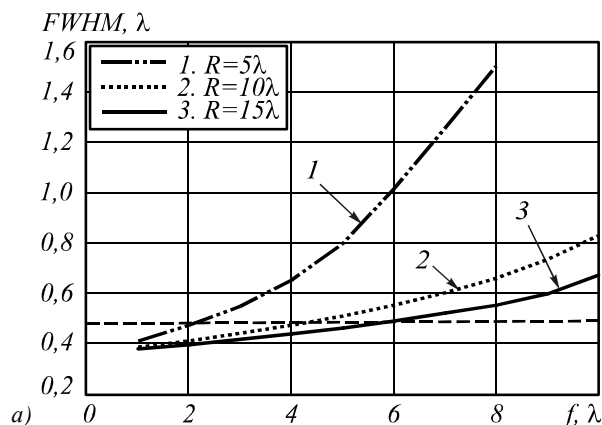


Рис. 7. Зависимость диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности (а) и продольной ширины фокального пятна по полуспаду интенсивности (б) от фокусного расстояния ЗП с радиусом  $R = 20\lambda$  при освещении её радиально-поляризованной модой  $R\text{-TEM}_{01}$  с  $\omega = 5\lambda$  (кривая 1),  $\omega = 10\lambda$  (кривая 2) и  $\omega = 15\lambda$  (кривая 3)

Фазовые ЗП, подобные используемым в моделировании, могут быть изготовлены, например, с использованием плазмо-химического травления на кварце. На рис. 8 приведена зависимость ширины последней ступеньки ЗП с радиусом  $20\lambda$  от фокусного расстояния. Минимальная ширина последней ступеньки при моделировании соответствовала ЗП с фокусным расстоянием  $f = \lambda$  и была равна 266 нм. Это значение доступно для современной электронной литографии.

### Заключение

В данной работе были получены следующие результаты:

– Значения диаметров фокальных пятен, получаемых при прохождении радиально-поляризованной моды  $R\text{-TEM}_{01}$  с радиусом  $\omega = 10\lambda$  и длиной волны  $\lambda = 0,532$  мкм через стеклянную ( $n = 1,5$ ) фазовую ЗП с радиусом  $20\lambda$ , глубиной рельефа  $h = 0,532$  мкм и фокусным расстоянием  $\lambda \leq f \leq 15\lambda$ , согласуются друг с другом при моделировании методом R-FDTD и с помощью РВ-формул. При этом относительная погрешность значений диаметра фокусного пятна не превышает 6%.

### Ширина послед. ступеньки, нм

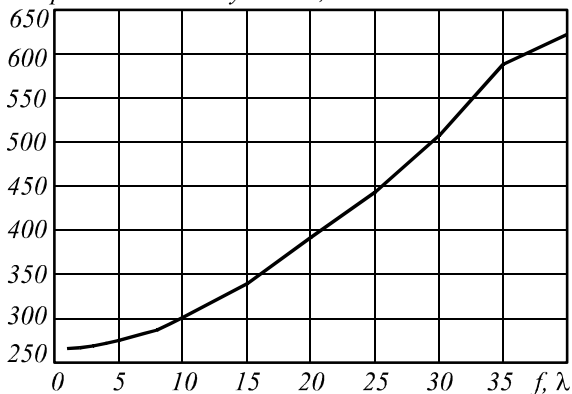


Рис. 8. Зависимость ширины последней ступеньки зонной пластинки с радиусом  $R = 20\lambda$  от фокусного расстояния  $f$

– Установлены границы применения приближённого метода Ричардса-Вольфа: при фокусном расстоянии большем  $f \geq 4\lambda$  ( $NA \leq 0,98$ ) относительные ошибки поперечного и продольного размеров фокусного пятна, рассчитанные FDTD-методом и по РВ-формулам, не превышают 6%.

– Оба метода (FDTD-метод и РВ-формулы) показывают преодоление дифракционного предела ЗП с радиусом  $R = 20\lambda$  при освещении её радиально-поляризованной модой  $R\text{-TEM}_{01}$  с радиусом  $\omega = 10\lambda$ . При расчёте методом R-FDTD преодоление дифракционного предела ( $FWHM = 0,51\lambda$ ) наблюдается для числовой апертуры  $NA = 0,97$  ( $f = 4,7\lambda$ ), а по РВ-формулам – при  $NA = 0,96$  ( $f = 5,4\lambda$ ).

– Минимальные значения полученных диаметров фокальных пятен составили  $FWHM = 0,37\lambda$  (РВ-формулы) и  $FWHM = 0,39\lambda$  (FDTD-метод) для фокусного расстояния  $f = \lambda$ .

– Оба метода показывают наличие минимального значения продольной ширины фокального пятна по полуспаду интенсивности. При этом продольная ширина фокального пятна по полуспаду интенсивности равна  $FWHM_z = 1,51\lambda$  при моделировании методом R-FDTD и  $FWHM_z = 1,65\lambda$  по РВ-формулам.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 14.740.11.0016), грантов Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-7414.2010.9) и молодого кандидата наук (МК-64571.2010.2).

### Литература (References)

1. **Lim, C.S.** Microlens array fabrication by laser interference lithography for super-resolution surface nanopatterning / C.S. Lim, M.H. Hong, Y. Lin, Q. Xie, B.S. Luk'yanchuk, A. Senthil Kumar, M. Rahman // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 89. – P. 191125.
2. **Terris, B.D.** Near-field optical data storage / B.D. Terris, H.J. Mamin, D. Rugar // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 68. – P. 141.
3. **Dorn, R.** Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91, N 23. – P. 233901.

4. **Grosjean, T.** Smallest focal spots / T. Grosjean, D. Courjon // *Opt. Commun.* – 2007. – Vol. 272. – P. 314-319.
5. **Davidson, N.** High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / N. Davidson, N. Bokor // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, N 12. – P. 1318-1320.
6. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha, I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32, N 24. – P. 3540-3542.
7. **Richards, B.** Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // *Proc. R. Soc. London A.* – 1959. – Vol. 253. – P. 358-379.
8. **Youngworth, K.S.** Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams / K.S. Youngworth, T.G. Brown // *Opt. Expr.* – 2000. – Vol. 7. – P. 77-87.
9. **Debay, P.** Das Verhalten von Lichtwellen in der Nähe eines Brennpunktes oder einer Brennlinie / P. Debay // *Ann. d. Phys.* – 1909. – Vol. 335, N 14. – P. 755-776.
10. **Taflove, A.** Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time Domain Method. – 2nd ed. / A. Taflove, S.C. Hagness. – Artech House, 2000. – 852 p.
11. **Fu, Y.** Experimental investigation of superfocusing of plasmonic lens with chirped circular nanoslits / Y. Fu, Yu Liu, X. Zhou, Z. Xu, F. Fang // *Opt. Exp.* – 2010. – Vol. 18. – P. 3438-3443.
12. **Fu, Y.** Plasmonic microzone plate: Superfocusing at visible regime / Y. Fu, W. Zhou, L.E.N. Lim, C.L. Du, X.G. Luo // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – P. 061124.
13. **Mote, R.G.** Near-field properties of zone plates in visible regime – New insights / R.G. Mote, S.F. Yu, B.K. Ng, W. Zhou, S.P. Lau // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P. 9554-9564.
14. **Lopez, L.C.** Vectorial diffraction analysis of near-field focusing of perfect black Fresnel zone plates under various polarization states / L.C. Lopez, M.P. Molina, P.A. Gonzalez, S.B. Escarre, A.F. Gil, R.F. Madrigal, A.M. Cases // *J. Light Technol.* – 2011. – Vol. 29. – P. 822-829.
15. **Mote, R.G.** Subwavelength focusing behavior of high numerical-aperture phase Fresnel zone plates under various polarization states / R.G. Mote, S.F. Yu, W. Zhou, X.F. Li // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 95. – P. 191113.
16. **Kozawa, Y.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2007. – Vol. 24, N 6. – P. 1793-1798.
17. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics.* – 2009. – Vol. 1. – P. 1-57.
18. **Kotlyar, V.V.** Sharply focusing a radially polarized laser beam using a gradient Mikaelian's microlens / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // *Opt. Commun.* – 2009. – Vol. 282. – P. 459-464.

## COMPARATIVE MODELING TWO METHODS OF SHARP FOCUSING WITH ZONE PLATE USING

*S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar*

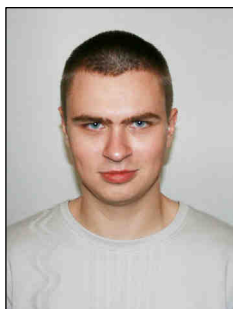
*Image Processing Systems Institute of the RAS,  
S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University)*

### Abstract

We simulated a focusing of radially-polarized mode using two methods: FDTD and Richards-Wolf equations. It was shown that both methods demonstrate the ability of overcoming the diffraction limit using a zone plate with radius  $R=20\lambda$  and R-TEM<sub>01</sub> mode with radius  $\omega=10\lambda$ . The overcoming of the diffraction limit was observed when numerical aperture of the zone plate was more than NA=0,97 for FDTD-method and more than NA=0,96 for Richards-Wolf equation. The relative error of the width of the focal spot was less than 6%.

**Key words:** sharp focusing, radial polarization, zone plate, radial-FDTD, Richards-Wolf equation.

### Сведения об авторах



**Стафеев Сергей Сергеевич**, 1985 года рождения, в 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладная математика и физика». Аспирант кафедры технической кибернетики СГАУ, стажёр-исследователь лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Область научных интересов: дифракционная оптика, разностное решение уравнений Максвелла, оптика ближнего поля.

E-mail: [sergey.stafeev@gmail.com](mailto:sergey.stafeev@gmail.com).

**Sergey Sergeevich Stafeev** (b. 1985) received master's degree in applied mathematics and physics in Samara State Aerospace University (2009). He is a postgraduate student of the Samara State Aerospace University and researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS). Scientific interests: diffraction optics, FDTD method, near-field optics.

*Сведения об авторе Котляр Виктор Викторович – см. стр. 295 этого номера.*

*Поступила в редакцию 20 июня 2011 г.*