

ОПТИКА КЛАСТЕРОВ ГИДРОЗОЛЕЙ И АЭРОЗОЛЕЙ

УДК 535.4

Фокусировка света бинарной зонной пластинкой Френеля с различными конструктивными особенностями

Ю.Э. Гейнц¹, Е.К. Панина¹, О.В. Минин², И.В. Минин^{2*}

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, Россия, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

² *Сибирский государственный университет геосистем и технологий
630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10*

Поступила в редакцию 9.04.2021 г.

Представлены результаты численного моделирования бинарных фазовых зонных пластинок (ФЗП) Френеля мезоволнового размера и с большим апертурным углом ($NA \sim 1$) с целью выявления основных закономерностей формирования пространственной ближнеполюсной структуры, а также оптимизации параметров ФЗП для получения максимально интенсивных фокусов. Показано, что размерные параметры фокальной области ФЗП оказываются чувствительными как к глубине травления зон, так и к типу конструктивного дизайна пластинки. Увеличение числа зон пластинки приводит к формированию локальных внешних фокусов с большей интенсивностью.

Ключевые слова: зонная пластинка Френеля, фокусировка света, фокальное пятно; Fresnel zone plates, light focusing, focal spot.

Введение

Интерес к исследованию процесса фокусировки световых полей вблизи поверхности микрообъектов в настоящее время обусловлен возможностью реализации эффекта локализации оптического поля на основе различных компактных устройств. Использование ближнеполюсной дифракционной оптики, работающей в видимом спектральном диапазоне, позволяет достигнуть более высокого пространственного разрешения, превышающего классический дифракционный предел, открытый в 1873 г. Эрнстом Аббе, а позже, в 1879 г., дополненный Рэлеем (критерий Рэля) [1]. Этот параметр крайне важен, поскольку он накладывает ограничения в том числе на развитие высокоэффективных оптических технологий. Так, например, при изготовлении микросхем методом фотолитографии минимальный размер каждого элемента микросхемы не может быть меньше дифракционного предела, а при создании оптических систем хранения данных дифракционный предел ограничивает максимальную плотность записываемой информации.

Важным элементом дифракционной оптики является фазовая зонная пластинка (ФЗП) Френеля, представляющая собой систему чередующихся концентрических колец определенной ширины и диаметра с различными оптическими свойствами (показа-

тели преломления и поглощения). Принцип действия ФЗП основан на перераспределении оптической фазы падающего излучения в пространстве и локализации его в определенных областях аналогично тому, как это делает традиционная оптическая линза. ФЗП с высокой числовой апертурой $NA \sim 1$ фокусирует падающий свет вблизи теневой поверхности в области ближнего оптического поля, где помимо уходящего излучения присутствуют также и поверхностные затухающие (эванесцентные) волны. При конструктивной интерференции уходящих и эванесцентных волн возможно уменьшение диаметра фокусного пятна ниже дифракционного предела [2].

Преодоление дифракционного предела линз актуально в оптическом микроманипулировании и оптических системах памяти [3, 4], в оптической литографии [5]. В ряде работ достигнуты значительные успехи в решении этого вопроса. Так, экспериментальные исследования ФЗП на подложке из плавящего кварца с числовой апертурой от 0,7 до 0,9, изготовленных с использованием электронно-лучевой литографии и технологии мокрого хромирования, были описаны в [6]. В [7, 8] теоретически и экспериментально показано, что для зонной пластины с высокой числовой апертурой и фокусным расстоянием, меньшим длины волны света λ , достигается разрешение около трети длины волны для линейно-поляризованного излучения, при этом реальный и расчетный (геометро-оптический) фокусы не совпадают. С помощью простой ФЗП в [9] численно показана возможность фокусировки излучения в фокальное пятно диаметром $0,52\lambda$, а в [10] ширина фокального пятна составляет $0,33\lambda$.

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Екатерина Константиновна Панина (pek@iao.ru); Олег Владимирович Минин (oleg.minin@ngs.ru); Игорь Владиленович Минин (prof.minin@gmail.com).

Вместе с тем следует отметить, что в литературе отсутствуют систематизированные данные о структуре фокуса и его поведении при изменении параметров мезоволновых френелевских ФЗП, т.е. фазовых пластинок с характерным размером порядка нескольких длин волн падающего на них излучения. Фокусирующая способность зонной пластинки зависит от многих факторов, например от глубины травления зон, количества концентрических окружностей, толщины пленочной подложки. Заполнение зонных канавок веществом с иными оптическими свойствами, чем у подложки пластинки, с целью снижения эффекта экранирования выступов [11] также меняет пространственное разрешение области фокуса. Следовательно, проведение дополнительных исследований в этом направлении крайне важно с точки зрения расширения представлений о возможности управления ближнепольной фокусировкой.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования бинарных ФЗП мезоволнового размера и с большим апертурным углом ($NA \sim 1$) с целью выявления основных закономерностей формирования пространственной ближнепольной структуры, а также оптимизации параметров ФЗП для получения максимально интенсивных фокусов. Основное внимание было уделено изучению влияния глубины микрорельефа ФЗП и показателей преломления зон травления на параметры фокуса. Предполагается, что полученные знания позволят расширить область применения исследуемых дифракционных оптических элементов в компактных оптоэлектронных системах, оптических системах хранения данных, в приложениях, связанных с обработкой материалов и микроскопией, а также *Lab-on-Chip* устройствах [12, 13].

Компьютерная модель бинарной фазовой зонной пластинки Френеля

Задача о дифракции оптической волны на диэлектрической микроструктуре (дифракционном элементе) рассматривалась нами в рамках численного решения волнового уравнения для векторов поля в трехмерной пространственной геометрии с помощью метода конечных разностей во временной области (FDTD), реализованного в компьютерном пакете Lumerical (ver. 8). Моделируемая бинарная ФЗП помещалась внутри трехмерной сеточной области, которая располагалась в воздухе (показатель преломления $n_0 = 1$) и окружалась системой идеально поглощающих слоев для реализации условий свободного излучения на внешних границах расчетного домена. Плоская оптическая волна, освещающая пластинку, распространялась в направлении волнового вектора \mathbf{k} по нормали к плоскости ФЗП и для определенности имела начальную амплитуду 1 В/м и линейную поляризацию вдоль оси x .

На рис. 1 приведена модель диэлектрической шестизонной бинарной фазовой пластинки толщиной D с показателем преломления материала n_1 .

Глубина концентрических канавок прямоугольного сечения, вырезанных (вытравленных) в тонкой диэлектрической матрице, обозначена как d_e . В настоящей работе параметру d_e уделено особое внимание, поскольку глубина микрорельефа зон напрямую влияет на параметры фокуса ФЗП. Рассматривались варианты, когда канавки ФЗП оставлены пустыми (т.е. заполнены воздухом) или же заполнены веществом с некоторым показателем преломления n_2 . Предполагалось, что заполнение зонных канавок диэлектриком, имеющим определенный контраст показателя преломления с подложкой, позволит улучшить фокусирующие свойства зонной пластинки за счет уменьшения амплитуды волны, зеркально отраженной от боковых граней зонного выступа (эффект экранирования [11]). Со стороны подложки ФЗП освещается излучением с длиной волны $\lambda = 500 \text{ нм}$.

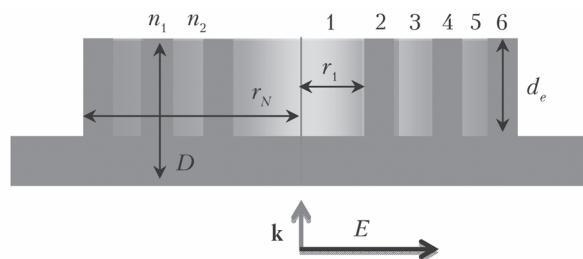


Рис. 1. Компьютерная модель бинарной фазовой пластинки Френеля толщиной D с показателем преломления n_1 ; глубина канавок d_e . Зоны пронумерованы цифрами. ФЗП освещается плоской световой волной со стороны подложки в направлении вектора \mathbf{k}

Радиусы зон пластинки Френеля вычисляются по известной формуле $r_q = \sqrt{q f_d \lambda + (q \lambda / 2)^2}$ [14], где f_d – расчетный фокус ФЗП; $q = 1, 2, \dots, N$ – номера зон, в пределах которых происходит сдвиг фазы электромагнитной волны в π радиан. По условиям исследований рассматривалась ФЗП с большой числовой апертурой $NA = n_0 \left[1 + (f_d / r_N)^2 \right]^{-1/2} \sim 1$, с $f_d = \lambda$ в поле линейно поляризованной монохроматической волны.

Результаты численного моделирования

В настоящей работе мы исследовали зонные пластинки двух конструктивных типов, различающиеся способом заполнения зонных канавок. ФЗП первого типа – позитивная пластинка, которая характеризуется тем, что первая зона заполнена оптически менее плотным материалом (например, воздух, вода) по сравнению с последующим концентрическим слоем (оптическое стекло, диоксид титана). ФЗП второго типа, представляющая собой так называемую негативную пластинку, характеризуется зеркальной ситуацией чередования концентрических колец, начиная от оптически более плотного центра.

Отметим, что ранее [15, 16] в парааксиальном скалярном приближении было численно показано, что зонная пластина Core (Soret) с центральной непрозрачной зоной при общем числе зон на апертуре линзы менее 10 обладает лучшим разрешением, чем с центральной прозрачной зоной. Но аналогичные исследования в случае ФЗП с большой числовой апертурой, где парааксиальное приближение несправедливо, нам неизвестны.

Для примера на рис. 2 показаны двумерные пространственные распределения квадрата модуля нормированного электрического поля $|E|^2$ (интенсивности) вблизи зонной фазовой пластинки из оптического стекла с $n_1 = 1,45$, находящейся в воздухе, для двух типов ФЗП Френеля, а также соответствующий продольный профиль поля; $d_e = 1,3$ мкм.

Видно, что при одинаковом количестве фазовых зон большей оптической плотности дизайн

ФЗП влияет не только на положение фокального максимума, но и на его пространственные и амплитудные характеристики. Так, для ФЗП первого типа область внешнего фокуса локализована, как правило, вблизи поверхности дифракционного элемента, имеет достаточно высокую пиковую интенсивность $I_m \equiv \max\{|E|^2\} = 21,89$ и компактные размеры (полуширины по осям: $w_y = 0,439\lambda$ и $w_z = 0,8\lambda$). Для негативной ФЗП (инверсный дизайн) абсолютный максимум поля расположен внутри нее, а снаружи поле «вытекает» в виде затухающего «хвоста». Невысокая интенсивность внешнего фокуса $I_m = 14,6$ и широкий поперечный размер фокусного пятна ($R \approx \lambda$) не позволяют говорить об эффективной фокусировке излучения для такой конструкции ФЗП.

Хорошо известно, что, в отличие от амплитудной пластинки, для ФЗП характерно не гашение, а использование четных (нечетных) π -смещенных зон.

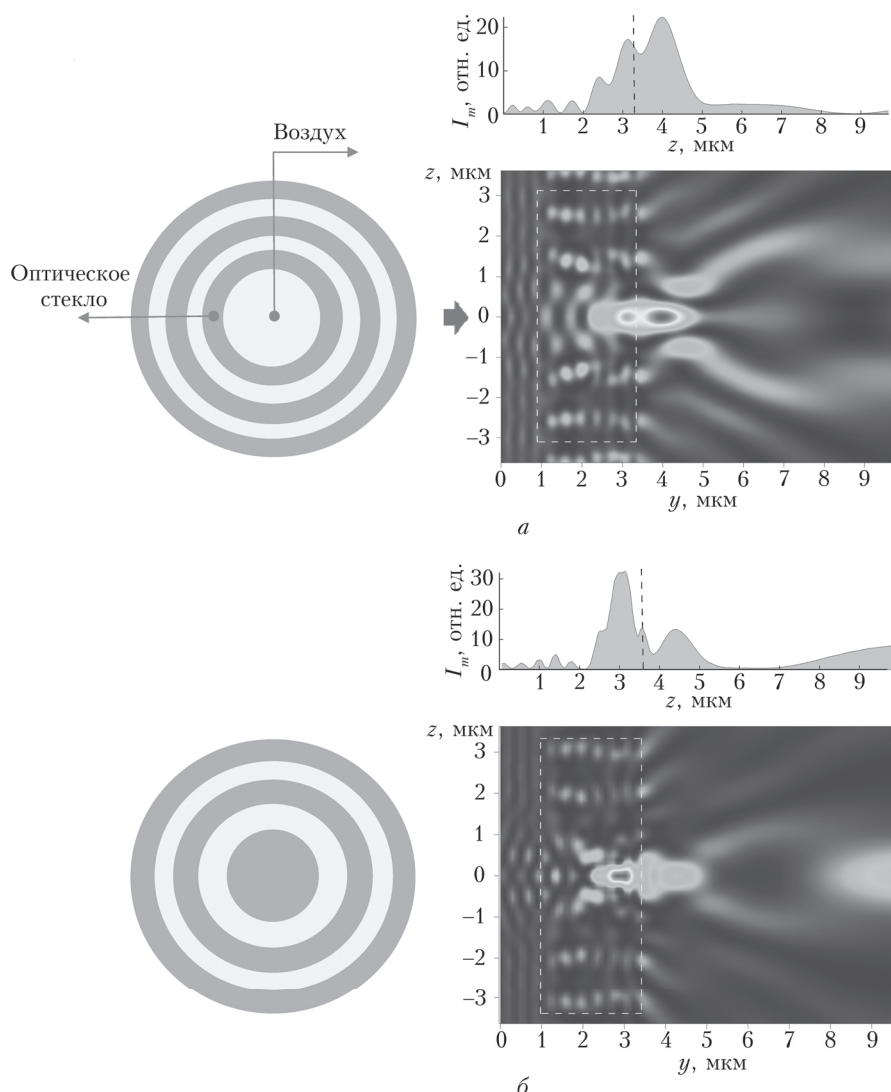


Рис. 2. Пространственный профиль интенсивности оптического поля $|E|^2$, а также соответствующий продольный профиль поля при освещении зонной пластинки излучением со стороны подложки для положительной (а) и негативной (б) ФЗП

Таким образом, оптическое поле от этих зон приходит в зону фокуса в фазе с полем от нечетных (четных) зон. Для осуществления оптимальной фокусировки фазовый сдвиг $\delta\varphi$ соседних зон должен составлять как раз π , что достигается определенным выбором глубины канавки [17]. Тогда с учетом возможного заполнения канавок буферным материалом с показателем преломления n_2 имеем выражение для определения требуемой глубины канавки ФЗП: $d_e^* = \lambda[2(n_1 - n_2)]^{-1}$. Рассуждая аналогичным образом, получим, что оптимальная фокусировка будет наблюдаться также для всех глубин канавок пластинки с $d_{ep}^* = (2p - 1)d_e^*$, где $p = 1, 2, \dots$ – целые числа. Несмотря на то что эти выражения получены из геометро-оптических соображений и не учитывают волновую природу дифракции света, которая особенно ярко проявляется при масштабах рассеивателей, сравнимых с длиной волны излучения, они хорошо работают даже для субволновых значений фокусного расстояния [7].

С целью выявления основных закономерностей формирования ближнепольного фокуса нами были подробно исследованы характеристики поля вблизи зонных пластинок, различающихся дизайном, мате-

риалом и глубиной рельефа. Рассматривалась двухкомпонентная ФЗП с фиксированной величиной контраста показателя преломления $\Delta n = n_1 - n_2$ для следующих комбинаций: а) оптическое стекло – воздух ($n_1 = 1,45, n_2 = 1$); б) оптическое стекло – вода ($n_1 = 1,78, n_2 = 1,33$); в) диоксид титана (TiO_2) – оптическое стекло ($n_1 = 2,45, n_2 = 2$). На рис. 3 представлены два основных параметра области фокуса ФЗП: пиковая интенсивность I_m и реальное фокусное расстояние ФЗП f , которое может отличаться от расчетного фокуса f_d . Последнее в численных экспериментах составляло постоянную величину $f_d = \lambda = 500$ нм.

Заметим, что в зависимости от конструктивного дизайна ФЗП при фиксированном количестве оптически более плотных зон пластинки N^* полное число зон N было различным. Так, для положительной ФЗП $N = N^*$, а для отрицательной ФЗП $N = N^* + 1$ (см. рис. 2); d_e варьировалась в интервале $0,1 \div 2,5$ мкм. Толщина подложки была всегда одинаковой: $D = 1,65$ мкм.

Как видно из рис. 3, а, б, для любой из рассматриваемых комбинаций показателей преломления колец ФЗП наблюдается явно выраженный первый

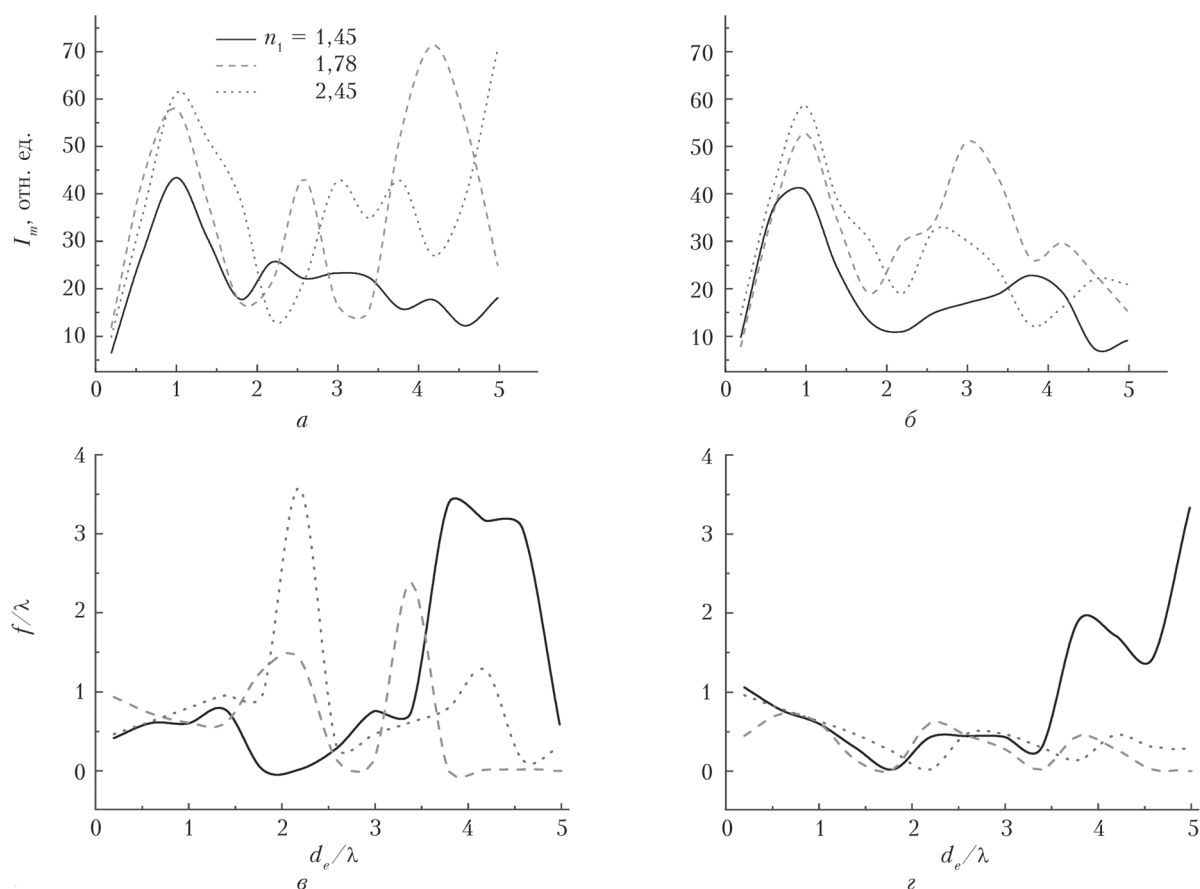


Рис. 3. Зависимость параметров фокуса ФЗП: пиковой интенсивности I_m (а, б) и фокусного расстояния f (в, г) от глубины зонных канавок d_e/λ для положительных (а, в) и отрицательных пластинок (б, г); кривые на графиках соответствуют двухкомпонентной ФЗП с различной комбинацией показателей преломления диэлектрика и канавок

максимум интенсивности I_m при глубине канавок $d_e = 0,5$ мкм, что соответствует дополнительному фазовому сдвигу соседних зон $\Delta\phi_e = 2\pi\Delta n d_e/\lambda \approx \pi$. При этом первый максимум поля формируется вблизи поверхности пластинки. Любопытно, что значения пиковой интенсивности фокального пятна практически не зависят от конструктивного дизайна пластины (позитивный/негативный типы), а определяются главным образом «оптической плотностью» зон n_1, n_2 .

При увеличении d_e структура поля усложняется. В дальнейшем поведение $I_m(d_e)$ различается в зависимости от значения n_1 . Так, в случае с $n_1 = 1,45$ и $n_2 = 1$ эта кривая слабо меняется около уровня $I_m \approx 15$, а при более плотных «гребнях» ФЗП демонстрирует характерные максимумы. Это связано с дроблением фокальной области, когда вместо одного фокуса образуются две пространственно-разнесенные зоны фокусировки поля. Одна из них располагается прямо на выходной грани пластинки, имеет высокую интенсивность и небольшую протяженность, что характерно для эванесцентного поля, «вытекающего» через границу раздела сред, с большим градиентом показателя преломления. Вторая область фокусировки отстоит дальше от края пластинки, имеет сниженную интенсивность и увеличенные пространственные размеры. Немонотонный характер зависимости параметров ФЗП от глубины травления указывает на проявление структурных резонансов, которые могут возбуждаться внутри ФЗП и модифицировать пространственную структуру ближнего поля рассеяния [18].

В качестве примера на рис. 4 приведены тоновые распределения оптического поля $I_m \equiv \max\{|E|^2\}$ при рассеянии оптического излучения на ФЗП с $D = 1,65$ мкм и $d_e = 2,1$ мкм. Зонная пластина изготовлена из оптического стекла с $n_1 = 1,45$, а канавки оставлены пустыми ($n_2 = 1$). Видно, что ФЗП с глубокими зонами травления формирует главные максимумы внутри пластинки. Область фокусировки вне ФЗП имеет меньшую интенсивность и удалена на расстояние порядка нескольких длин волн (рис. 3, *в, з*).

Серия графиков на рис. 5 показывает зависимость размерных параметров области фокуса — продольного w_z и поперечных размеров w_x, w_y от d_e .

Размерные параметры фокальной области ФЗП оказываются достаточно чувствительными как к глубине травления зон и оптическому материалу подложки, так и к типу конструктивного дизайна пластинки. Здесь представляется достаточно сложным установление каких-либо закономерностей. Что касается поперечного размера фокуса вдоль направления поляризации волны (параметр w_x), в целом его вариация оказывается небольшой и не превышает $10 \div 15\%$ относительно значений, реализующихся для пластинок дизайна обоих типов с полно-

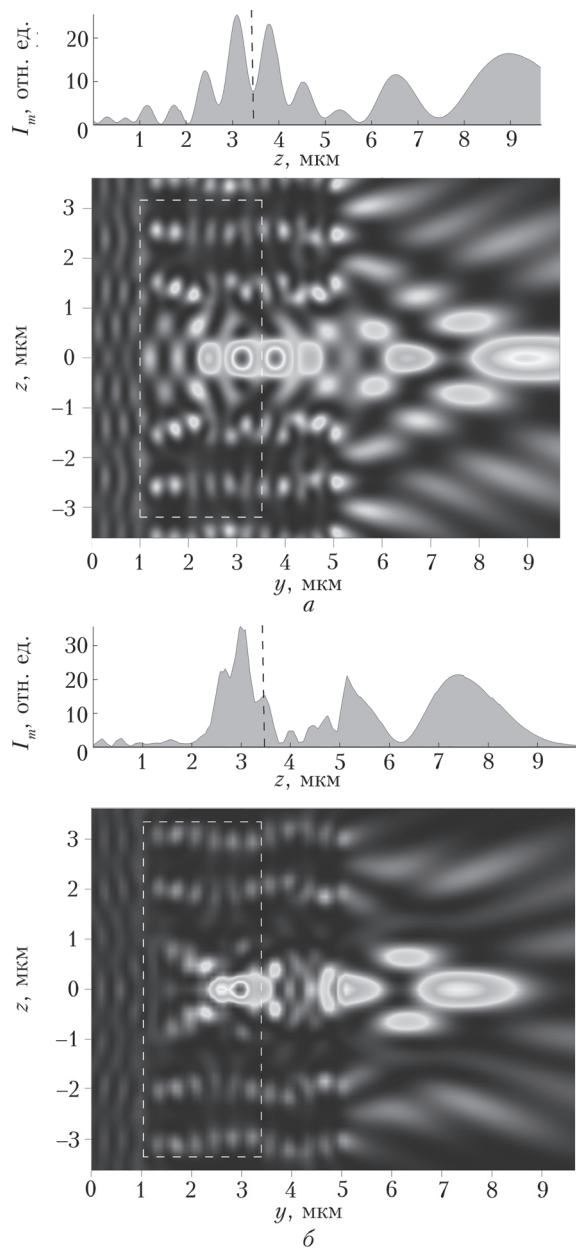


Рис. 4. Тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля $|E|^2$ для позитивной (а) и негативной ФЗП (б) с $d_e = 2,1$ мкм. На графиках показан соответствующий продольный профиль поля. Излучение падает на ФЗП слева

стью закрытыми, соответственно, четными/нечетными зонами, показанных на рис. 4 пунктирными линиями.

Размер фокуса ФЗП в поперечном к плоскости поляризации направлении w_y приблизительно в два раза меньше, чем w_x , и демонстрирует сильную изменчивость своих значений, особенно заметную для пластинок с большими n_1 . Действительно, на рис. 5, *в, з* видны отчетливые максимумы w_y относительно средней величины $w_y \approx 0,45\lambda$ вблизи

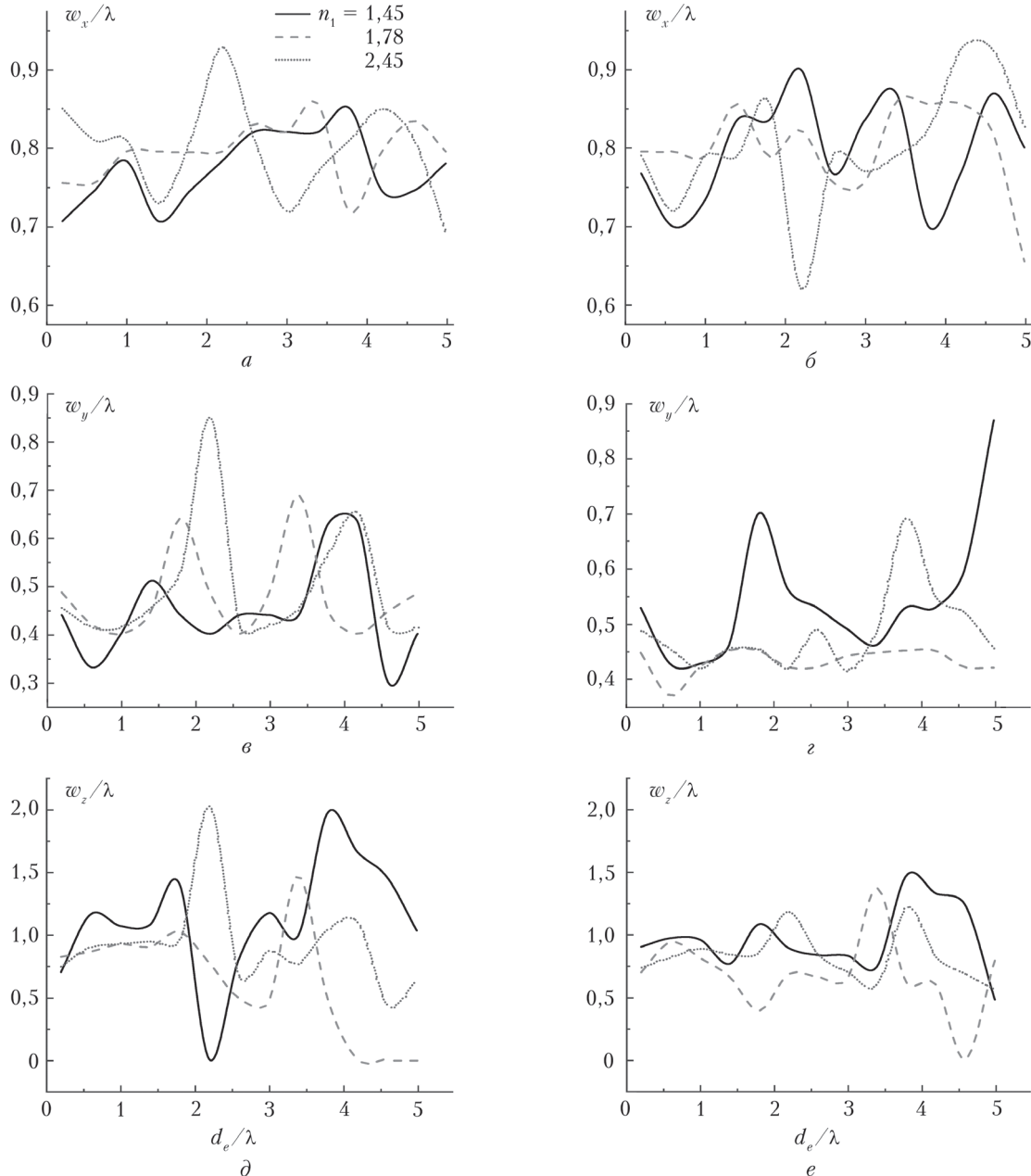


Рис. 5. Зависимость параметров фокуса ФЗП: продольного w_x (а, б), поперечных w_x (в, з) и w_y (д, е) размеров от d_e . Расчет проведен для положительной (а, в, д) и отрицательной (б, з, е) ФЗП

$d_e = 2\lambda$ и 4λ . Аналогичные максимумы наблюдаются и для параметра w_z (рис. 5, д, е). Очевидно, это связано с выраженной деструктивной интерференцией волн от соседних зон фазовой пластинки в ближнем поле рассеяния при глубине канавок, кратной четному числу длин волн излучения. При этом первый (по счету от освещенной поверхности ФЗП) фокус может реализоваться или внутри подложки пластинки ($w_z = 0$), или же вообще не сформироваться, и тогда реальная область фокусировки удаляется от поверхности ФЗП ($f > f_d = \lambda$ на рис. 3, в, з). Это приводит к ухудшению фокусирующей способности фазовой пластинки. Если сравнить между собой положительный и отрицательный конструк-

тивные типы ФЗП, то последний характеризуется сильнее выраженной вариацией поперечного размера фокальной области, но более стабильным поведением ее длины w_z .

Рис. 6 демонстрирует зависимость ключевых параметров фокуса ФЗП (интенсивность, продольные и поперечные размеры) от количества зон травления N . Напомним, что при условии фиксированных f_d и λ число зон фазовой пластинки однозначно определяет ее внешний диаметр ($r_N \sim \sqrt{N}$). Численное моделирование было проведено для ФЗП с $n_1 = 1,45$ и $n_2 = 1$, но с различным N . Поскольку конструктивный тип ФЗП, как было установлено при численном моделировании, принци-

пимально не влияет на характер зависимостей параметров фокуса, остановимся на анализе фокальных параметров ФЗП второго типа; $d_e = 0,5$ мкм, что соответствовало наилучшей фокусировке поля (см. рис. 3, а, б).

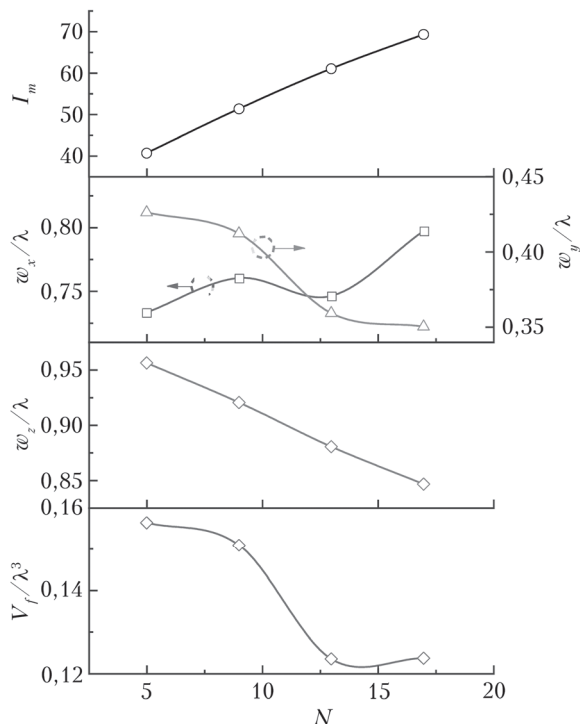


Рис. 6. Зависимость основных параметров фокуса: I_m , w_x и w_y , w_z и V_f от числа зон ФЗП; расчет проведен для положительной ФЗП при $d_e = 0,5$ мкм

Из рис. 6 следует, что более плотно структурированные ФЗП формируют локальные внешние фокусы с большей интенсивностью. С увеличением N также наблюдается деформация геометрических размеров области фокуса: заметно сокращение ее продольного w_z и поперечного к плоскости поляризации излучения w_y размеров при одновременном увеличении w_x в плоскости поляризации. При этом эффективный объем зоны фокусировки $V_f = \pi w_x w_y w_z / 6$ также сокращается с ростом N , и уже для $N = 13$ составляет $\sim \lambda^3 / 8$, что соответствует предельному значению, получаемому при использовании дифракционной теории Аббе.

Заключение

В работе рассмотрены фазовые бинарные зонные пластинки Френеля – наиболее часто используемые фокусирующие элементы дифракционной оптики. С помощью численного FDTD-моделирования прохождения оптической волны через ФЗП с мезоволновыми размерами детально исследована пространственная структура ближнего оптического поля в области фокуса. Показано, что размерные параметры фокальной области ФЗП чувствительны к типу конструктивного дизайна пластины, а также

глубине травления зон Френеля. Установлена оптимальная глубина канавок ФЗП, при которой для рассматриваемых комбинаций показателей преломления колец наблюдается явно выраженный первый максимум интенсивности. При этом значения пиковой интенсивности фокуса практически не зависят от конструктивного дизайна пластины (положительный или отрицательный типы), а определяются в основном «оптической плотностью» зон, т.е. показателями преломления n_1 и n_2 . Определенного улучшения фокусирующих свойств зонной пластинки удастся достичь путем заполнения зонных канавок диэлектриком с контрастом показателя преломления с подложкой, дающим дополнительный межзонный фазовый сдвиг в π радиан, за счет уменьшения отражения от боковых граней выступов ФЗП. Увеличение числа зон пластинки приводит к формированию фокуса с большей интенсивностью и меньшими линейными размерами, прежде всего за счет сокращения поперечной полуширины фокальной зоны вдоль направления поляризации оптической волны, освещающей зонную пластинку.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

1. Marks D., Carney P.S. Near-field diffractive elements // Opt. Lett. 2005. V. 30, N 14. P. 1870–1872. DOI: 10.1364/OL.30.001870.
2. Chen G., Wen Z.-Q., Qiu C.-W. Superscillation: from physics to optical applications // Light: Sci. Appl. 2019. V 8, N 56. P. 2–23. DOI: 10.1038/s41377-019-0163-9.
3. Terris B.D., Mamin H.J., Rugar D. Near-field optical data storage // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. P. 141–143. DOI: 10.1063/1.112341.
4. Minin I.V., Minin O.V. Recent trends in optical manipulation inspired by mesoscale photonics and diffraction optics // J. Biomed. Photon. Eng. 2020. V. 6, N 2 P. 020301. DOI: 10.18287/JBPE20.06.020301.
5. Lim C.S., Hong M.H., Lin Y., Xie Q., Luk'yanchuk B.S., Kumar A.S., Rahman M. Microlens array fabrication by laser interference lithography for super-resolution surface nanopatterning // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, N 19. DOI: 10.1063/1.2374809.
6. Menon R., Gil D., Smith H.I. Experimental characterization of focusing by high-numerical-aperture zone plates // J. Opt. Soc. Am. A. 2006. V. 23, N 3. P. 567–571. DOI: 10.1364/JOSAA.23.000567.
7. Minin I.V., Minin O.V., Gagnon N., Petosa A. Investigation of the resolution of phase correcting Fresnel lenses with small values of F/D and subwavelength focus // Comput. Opt. 2006. V. 30. P. 65–68.
8. Minin I.V., Minin O.V. 3D diffractive lenses to overcome the 3D Abbe subwavelength diffraction limit // Chin. Opt. Lett. 2014. V. 12, N 6. P. 060014.
9. Mote R.G., Yu S.F., Ng B.K., Zhou W., Lau S.P. Near-field properties of zone plates in visible regime – New insights // Opt. Express. 2008. V. 16, iss. 13. P. 9554–9564. DOI: 10.1364/OE.16.009554.
10. Fu F.Y., Zhou W., Lim L.E.N., Du C.L., Luo X.G. Plasmonic microzone plate: Superfocusing at visible regime // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 061124. DOI: 10.1063/1.2769942.

11. *Werdenausen D., Burger S., Staude I., Pertsch T., Decker M.* Dispersion-engineered nanocomposites enable achromatic diffractive optical elements // *Optica*. 2019. V. 6, N 8. P. 1031–1038. DOI: 10.1364/OPTICA.6.001031.
12. *Wu J., Cui X., Lee L.M., Yang C.* The application of Fresnel zone plate based projection in optofluidic microscopy // *Opt. Express*. 2008. V. 16, N 2. P. 15595–15602. DOI: 10.1364/OE.16.015595.
13. *Xie W., Yang J., Chen D., Huang J., Jiang X., He J.* On-chip multiwavelength achromatic thin flat lens // *Opt. Commun.* 2021. V. 484. P. 126645. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126645.
14. *Zhang Y., Zheng C., Zhuang Y., Ruan X.* Analysis of nearfield subwavelength focusing of hybrid amplitude–phase Fresnel zone plates under radially polarized illumination // *J. Opt.* 2014. V. 16, N 1. P. 015703. DOI: 10.1088/20408978/16/1/015703.
15. *Kearney P.D., Klein A.G.* Resolving power of zone plates // *J. Mod. Opt.* 1989. V. 36, N 3. P. 361–367. DOI: 10.1080/09500348914550391.
16. *Minin I.V., Minin O.V.* FZP Lens Array // *Basic Principles of Fresnel Antenna Arrays. Lecture Notes Electrical Engineering*. Heidelberg: Springer, 2008. V. 19. DOI: 10.1007/978-3-540-79559-9_3.
17. *Jones A.R.* The focal properties of phase zone plates // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1969. V. 2. P. 1789–1791. DOI: 10.1088/0022-3727/2/12/124.
18. *Geints Yu.E., Minin O.V., Minin I.V.* Apodization-assisted subdiffraction near-field localization in 2D phase diffraction grating // *Annal. Phys.* 2019. V. 531. P. 1900033. DOI: 10.1002/andp.201900033.

Yu.E. Geints, E.K. Panina, O.V. Minin, I.V. Minin. **Light focusing by a Fresnel binary zone plate with various design features.**

The results of the numerical simulations of binary phase Fresnel zone plates (FZP) of mesowavelength sizes and large aperture angles ($NA \sim 1$) are presented. The simulation allowed us to reveal the main regularities of the formation of the spatial optical near-field structure, as well as to optimize FZP design for obtaining the most intense focus. We show the dimensional parameters of FZP focal region to be sensitive both to the depth of phase zones etching and to the type of structural design of the plate. An increase in the number of Fresnel zones leads to the formation of external local focus with a greater intensity.