

## Ближнеполюсная фокусировка оптической волны дифракционными решетками

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов

*Представлены результаты исследования пространственно-локализованных световых структур (фотонных наноструй) в ближнем поле рассеяния оптического излучения на фазовых дифракционных решетках. С помощью численных электродинамических расчетов получены основные параметры фотонных наноструй от решеток с пилообразным, прямоугольным и полусферическим профилями штрихов. Установлено, что путем варьирования периода, степени заполнения, формы штрихов и параметров оптически контрастного покрытия дифракционной решетки можно в широком диапазоне управлять характеристиками формирующихся фотонных наноструй.*

**Ключевые слова:** ближнеполюсная фокусировка, дифракционная решетка, численный электродинамический расчет.

### 1. Введение

Современные оптические технологии, связанные с наноконструированием материалов, с прецизионной диагностикой параметров дисперсных сред и с ультрасенсорикой [1–3], требуют высокой пространственной локализации электромагнитного поля вблизи исследуемых объектов, зачастую имеющих нанометровые размеры. Как правило, ультравысокая фокусировка поля достигается с помощью возбуждения так называемых плазмонно-поляритонных резонансов вблизи поверхности металлических наночастиц [4] или с использованием локализации поля на наностриях [5].

Вместе с тем в последнее десятилетие в научной литературе активно обсуждается вопрос об осуществлении такой суперфокусировки при рассеянии световой волны на прозрачных диэлектрических микрообъектах различных геометрических форм и структурного состава с размерами порядка длины волны падающего излучения (мезомасштабные частицы) [6–12]. При этом в тени частицы также формируется высоколокализованный в пространстве интенсивный световой поток, получивший название «фотонная наноструя» (ФНС) [7]. Природа возникновения ФНС связана с ближнеполюсной абберационной фокусировкой излучения прозрачной частицей [13]. При этом в задней полусфере в результате конструктивной интерференции световых полей рассеянного и прошедшего частицу излучения формируется протяженная фокальная область с ультравысоким пространственным разрешением (вплоть до субдифракционного) и высокой интенсивностью. Эффективное управление параметрами ФНС достигается путем варьирования размера, оптических свойств и формы микрочастиц [6].

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 2 февраля 2016 г., после доработки – 26 апреля 2016 г.

На практике использование изолированных микрочастиц для получения ФНС является непростой задачей из-за технической сложности фиксации в пространстве объекта микронных размеров. Поэтому наиболее распространенным в настоящее время способом получения и использования ФНС является размещение на поверхности облучаемого образца сразу множества микрочастиц, например прозрачных микросфер [14–18]. При этом используется самоорганизация частиц на поверхности в одно- или многослойные протяженные кластеры (самосборка). Существенный недостаток такой технологии состоит в том, что плотная упаковка частиц дает совершенно определенное взаимное расположение формирующихся фотонных струй и ограничивает возможности управления их параметрами.

С точки зрения физической оптики, упорядоченный массив прозрачных микрочастиц представляет собой фазовую пластинку с периодически изменяющимся показателем преломления. Ярким примером подобных сред являются фазовые дифракционные решетки (ДР), широко используемые в спектроскопии, системах формирования изображения и т.д. [19]. В отличие от традиционных амплитудных ДР, как правило, работающих на отражение, фазовые решетки прозрачны для оптического излучения и практически не приводят к потерям световой энергии. При большом разнообразии конструктивных типов ДР основным предназначением данного оптического элемента является угловое разделение спектральных компонент оптического сигнала и их концентрация в определенных пространственных зонах – зонах дифракционных максимумов интенсивности ДР. Поперечные размеры этих максимумов зависят от угла наблюдения и от размера рабочей области ДР, а сама пространственная локализация определяется периодом решетки.

Как правило, ДР используются в уходящем свете, представляющем собой дальнюю зону дифракции электромагнитной волны на препятствии. Вместе с тем вблизи поверхности решетки оптическое поле также характеризуется сильной пространственной неоднородностью, которая обусловлена интерференцией уходящих и по-

верхностных (затухающих) волн [20]. Последние не имеют действительной части у постоянной своего распространения (волнового вектора) и поэтому не могут распространяться на большие расстояния, а затухают на дистанциях порядка масштаба оптической неоднородности дифракционного элемента, т. е. периода ДР. По своей физической сути дифракция световой волны на участке рельефа ДР в ближнем поле аналогична формированию ФНС от мезомасштабной частицы с такими же пространственной формой и оптическими свойствами. При этом вся решетка может быть представлена как упорядоченный массив таких частиц, помещенных на прозрачную подложку и производящих локализованные световые потоки.

В настоящей работе мы, по нашим сведениям впервые, рассматриваем дифракцию оптической волны на фазовой ДР с точки зрения образования вблизи ее поверхности ансамбля ФНС. На основе численного решения дифференциальных уравнений Максвелла мы исследуем пространственные и амплитудные характеристики возникающих локализованных фотонных потоков при варьировании параметров дифракционных решеток. Оказывается, что фотонными струями от ДР, в отличие от самосборок микрочастиц, можно эффективно управлять путем изменения формы штрихов решетки, а также варьированием их пространственного периода и нанесением просветляющего покрытия.

## 2. Результаты численного моделирования

Были рассмотрены три наиболее распространенных типа фазовых решеток (рис.1) со штрихами треугольной, прямоугольной и полусферической формы. Решетка с

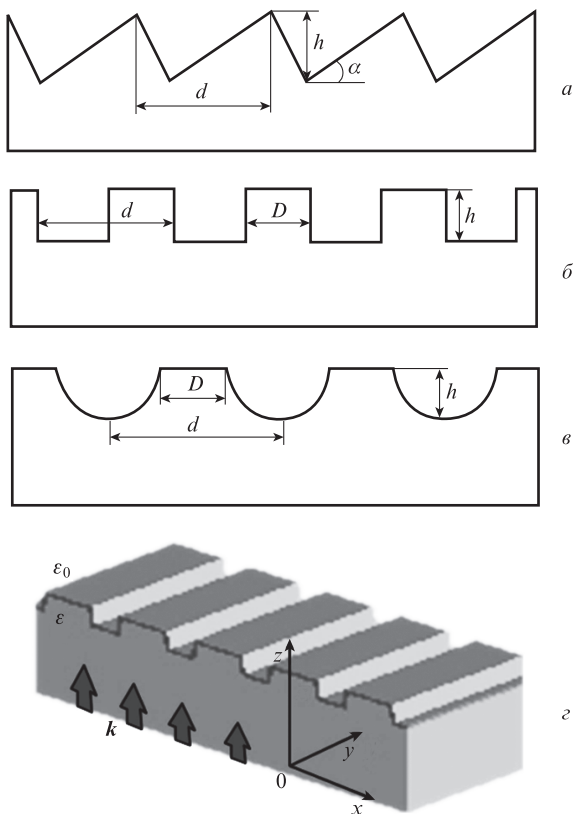


Рис.1. Поперечные профили моделируемых ДР с треугольными (а), прямоугольными (б) и полусферическими (в) штрихами; г – схема дифракции оптической волны (волновой вектор  $k$ ) на ДР.

треугольными штрихами (ТДР), иногда называемая эшелеттом, или решеткой Вуда, обладает способностью высокой концентрации отраженного на ней света в определенном диапазоне пространственных углов, который определяется углом блеска решетки  $\alpha$ . На рис.1,а показана такая решетка с  $\alpha = 30^\circ$ .

Решетки с прямоугольными штрихами (ПДР), как правило, используются для сопряжения оптических трактов и коммутации оптических сигналов между элементами фотонных систем (рис.1,б). И, наконец, ДР с полусферическими штрихами (СДР), как на рис.1,в, являются решетками общего назначения. Все решетки характеризуются периодом  $d$  и высотой штриха  $h$ , а ПДР и СДР, кроме того, имеют еще один параметр – коэффициент заполнения  $\kappa = D/d$ .

Численный расчет структуры ближнего поля при дифракции световой волны на ДР проводился при помощи созданного нами программного пакета, ядром которого является  $C^{++}$ -модуль трехмерного FDTD с открытым кодом [10], модифицированный под конкретные счетные конфигурации. Программный пакет верифицировался на тестовых задачах, имеющих известное аналитическое решение: например, дифракция плоской волны на прямоугольной щели или рассеяние на прозрачной сфере (рассеяние Ми). Рассматривалась трехмерная конфигурация счетной области, внутри которой в соответствии с конкретным типом ДР задавался профиль диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  по координатным осям  $x-z$ . Полагалось, что решетки находятся в воздухе ( $\epsilon_0 = 1$ ) и изготовлены из оптического стекла ( $\epsilon = 2.22$ ) с нулевой дисперсией в оптическом диапазоне длин волн. Геометрические размеры счетной области составляли  $7 \times 7$  мкм при общем числе сеточных узлов  $\sim 10^6$ .

В начальный момент времени на нижней границе области включался источник монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda = 0.532$  мкм, представлявший собой плоскую линейно поляризованную волну с вектором электрического поля, направленным вдоль штрихов решетки (ось  $y$ ). Оптическая волна распространялась сквозь ДР в положительном направлении оси  $z$  (рис.1,г) и формировала дифракционную картину в ближнем поле рассеяния, которая затем усреднялась за 1 пс. Полученные таким образом пространственные распределения относительной интенсивности поля  $B(x, z) = |E(x, z)|^2/E_0^2$  ( $E_0$  – амплитуда падающей волны) анализировались на предмет обнаружения локализованных областей повышенной интенсивности, т. е. ФНС, и нахождения их размерных и амплитудных характеристик. Для определенности при расчетах поля мы ограничились постоянным значением глубины штриха у всех типов ДР:  $h = \lambda$ .

Рассмотрим более подробно структуру ФНС с точки зрения влияния типа порождающей ее ДР. Для этого введем в рассмотрение размерные параметры фотонной струи, характеризующие ее как локализованную световую структуру, а именно длину  $L$ , ширину  $R$  и удаленность  $f$  от поверхности решетки (фокальное расстояние). Амплитудной характеристикой ФНС является величина пиковой (относительной) интенсивности  $B_m$  оптического поля в области ближней зоны рассеяния. Физический смысл данных величин поясняется на рис.2, где построены профили относительной интенсивности  $B$  в окрестности ТДР с  $d = 2\lambda$ ,  $\alpha = 45^\circ$ . Фокальное расстояние  $f$ , таким образом, определяет положение центра области ФНС, где интенсивность светового потока максимальна.

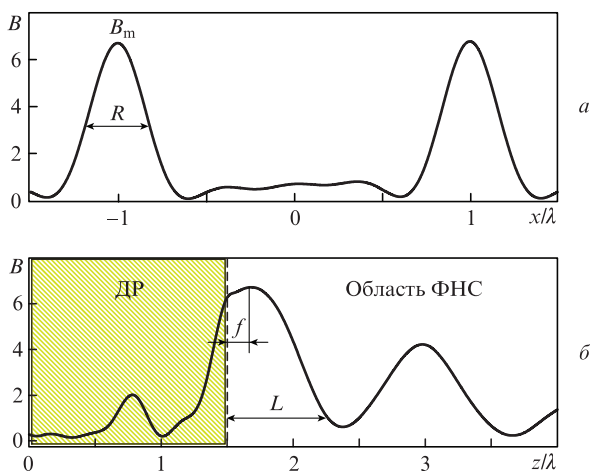


Рис.2. Поперечный (а) и продольный (б) профили интенсивности ФНС от ТДР. Вертикальной штриховой линией показана граница ДР; излучение падает слева.

Во избежание неоднозначности трактовки параметров ФНС в дальнейшем будем определять ширину  $R$  на уровне половины максимума интенсивности поля (FWHM), а протяженность струи  $L$  – по фиксированному уровню интенсивности  $B = 1$ . Для комплексной оценки степени пространственной локализации всей ФНС в целом будем использовать критерий качества  $Q$  [10], сочетающий в себе три основных параметра струи:  $Q = B_m L/R$ .

**2.1. Дифракционная решетка с треугольными штрихами**

Начнем рассмотрение с ФНС, формируемых эшелетом, т.е. дифракционной решеткой с треугольным профилем штрихов. Как уже упоминалось, помимо шага решетки  $d$ , который мы в дальнейшем будем считать неизменным, основной характеристикой ТДР является угол блеска  $\alpha$ , определяющий угловое направление максимальной концентрации энергии прошедшей фазовую решетку световой волны в дальней зоне.

На рис.3,а показано пространственное распределение относительной интенсивности  $B$  светового поля вблизи

ТДР при падении на нее излучения с  $\lambda = 0.532$  мкм. Видно, что в представленном случае происходит формирование пространственно локализованной оптической структуры. Следуя традиции, эту структуру будем называть фотонной наноструей. Пространственная форма ФНС достаточно сложна и включает в себя систему максимумов и боковых лепестков. Интенсивность и размерные параметры этой ФНС в зависимости от угла блеска (рис.3,б, в) различны и зависят от типа ДР.

В зоне ближнего поля рассеяния вариация угла блеска, как это следует из данного рисунка, существенно всего сказывается на длине, интенсивности и фокусном расстоянии формирующейся ФНС и относительно слабо изменяет ее ширину. Сама ФНС, независимо от величины  $\alpha$ , не имеет наклона и всегда направлена вдоль волнового вектора падающего излучения. Параметр качества струи для двух крайних значений угла блеска ДР различается практически в два раза, достигая своего максимума  $Q = 40$  для решетки со штрихами в форме равностороннего треугольника ( $\alpha = 45^\circ$ ). При этом реализуется самая тонкая фотонная струя с  $R = 0.37\lambda$  и  $L \sim 2\lambda$ . В то же время при наиболее асимметричной форме «зубцов» решетки ( $\alpha = 15^\circ$ ) длина струи резко возрастает, однако ее пространственная локализация ухудшается. Все ФНС от решетки с треугольным профилем формируются достаточно близко от выходной грани, при удалении  $f$  в среднем на  $\lambda/2$ .

Сам факт локализации оптического поля и образования ФНС при дифракции световой волны на ДР обусловлен наличием поперечных градиентов оптической фазы, которые создаются штрихами, т.е. пространственными неоднородностями, на поверхности решетки. Очевидно, что чем резче градиент фазы, тем большую локализацию оптического поля в принципе можно получить. Если ДР имеет треугольную форму выступов, приращение фазы оптической волны, проходящей через зубец, изменяется линейно, что приводит к так называемому коническому типу фокусировки поля.

Изучение временной динамики формирования ФНС от ТДР показало, что размытие пространственных границ светового потока в решетках с малым углом блеска обусловлено уменьшением градиента оптической фазы за

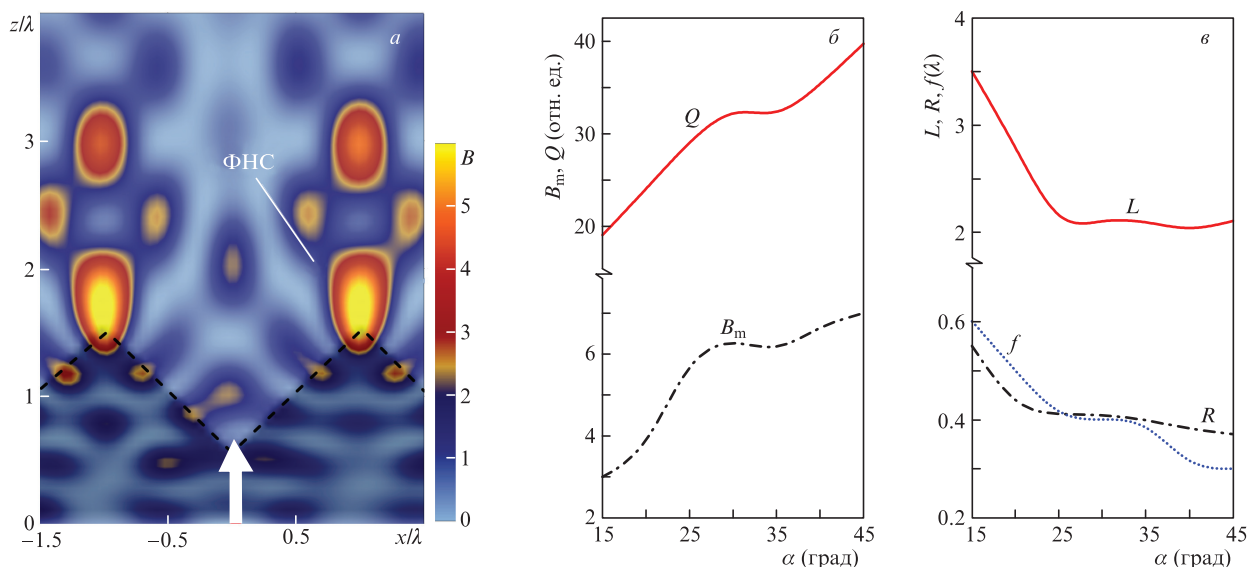


Рис.3. Пространственный профиль интенсивности  $B$  оптического поля в окрестности ТДР (а) и основные параметры ФНС в зависимости от угла блеска  $\alpha$  (б, в). Стрелкой показано направление падения излучения. Цветные изображения рис.3–5 помещены на сайте нашего журнала [www.quantum-electron.ru](http://www.quantum-electron.ru).

счет увеличения протяженности одной из граней зубца в ущерб другой. Более длинная, а следовательно, при постоянном шаге решетки и более пологая грань выступа приводит к более мягкой конической фокусировке волны штрихом. В итоге это дает более удаленное от решетки, а также более широкое и протяженное фокальное пятно (ФНС).

### 2.2. Решетка с прямоугольной формой штрихов

Дифракционные решетки с фиксированной формой штрихов представляют интерес для генерации локализованных световых потоков, поскольку в таких структурах появляется возможность эффективно управлять параметрами формирующихся ФНС путем прямого изменения ширины штриха (коэффициента заполнения) в пределах периода решетки. Действительно, если по-прежнему рассматривать неоднородности поверхности решетки как фокусирующие элементы, собирающая способность которых зависит от их пространственной формы, то, например, увеличение ширины выступов будет аналогично увеличению геометрической апертуры элементарных линз и их светосилы. В то же время локальная кривизна фазового фронта волны на выходе из зубцов будет уменьшаться, что приведет к удлинению эквивалентного фокального расстояния таких линз и к уменьшению оптической силы. В результате по достижении взаимного баланса этих тенденций возникнет некая оптимальная конфигурация штриха решетки, которая и сформирует ФНС наивысшего качества.

Проанализируем рис.4, на котором представлены основные параметры ФНС, формирующихся с помощью ПДР с различными коэффициентами заполнения. Как и прежде, в расчетах глубина штриха  $h$  и период решетки  $d$  были неизменными и составляли  $\lambda$  и  $2\lambda$  соответственно.

Как видно из рис.4,а, в отличие от ситуации с треугольным профилем штрихов (рис.3,а) в данном случае действительно наблюдается достаточно выраженный экстремум в критерии качества ФНС вблизи параметра заполнения  $\kappa \approx 0.27$ . Причем сам максимум  $Q$  более чем в два раза превышает аналогичное пиковое значение для ТДР. Если обратиться к рис.4,б, то становится понятным, что это улучшение качества фотонной струи связано как

с ее большей локализацией в поперечном направлении, так и с существенным удлинением ФНС. Полученная в расчетах для ПДР минимально возможная ширина ФНС  $R = 0.3\lambda$  при максимально реализуемой длине  $L \approx 7\lambda$ . Эти же показатели для ТДР несколько хуже:  $R = 0.34\lambda$  и  $L = 3.5\lambda$ .

В решетках с более широкими промежутками между штрихами ( $\kappa < 0.2$ ) уменьшается доля энергии волны, «перехваченной» выступами, что приводит к снижению пиковой интенсивности в области фокуса и к ухудшению параметров струи. При большом коэффициенте заполнения взаимное перекрытие полей пространственных мод, излученных соседними выступами решетки, становится существенным и приводит к появлению множества интерференционных полос, нарушающих локализацию фотонной струи и снижающих ее качество.

Еще одной особенностью решеток ПДР является то, что ФНС с высоким параметром качества формируются, начиная практически от самой грани выступов. Как следует из рис.4,б, при  $\kappa = 0.2 - 0.35$  удаленность струи  $f$  близка к нулю, что говорит о примыкании струи к ДР. Более того, при  $\kappa = 0.2$  максимум интенсивности оптического поля расположен с внутренней стороны зубца решетки, и фотонная струя «вытекает» через его поверхность, экспоненциально снижая свою интенсивность. Этот факт учитывается отрицательным значением параметра удаленности такой струи ( $f = -0.2\lambda$ ).

### 2.3. Решетки с полусферическими штрихами

Дифракционные решетки со штрихами полусферической формы обладают признаками обоих рассмотренных выше типов ДР. Действительно, боковые грани выступов, генерирующих фотонные струи, у такой решетки достаточно пологие, что должно обеспечивать фокусировку проходящего излучения в пятно с такими же компактными размерами, как и в ПДР. С другой стороны, у СФР торцевая грань зубцов, как правило, является плоскостью и, как и в ПДР, выполняет роль излучающей апертуры волновода. Следовательно, есть повод ожидать от такой решетки формирования протяженной фокальной области.

Основные характеристики ФНС, производимых СФР, приведены на рис.5. При численном моделировании фор-

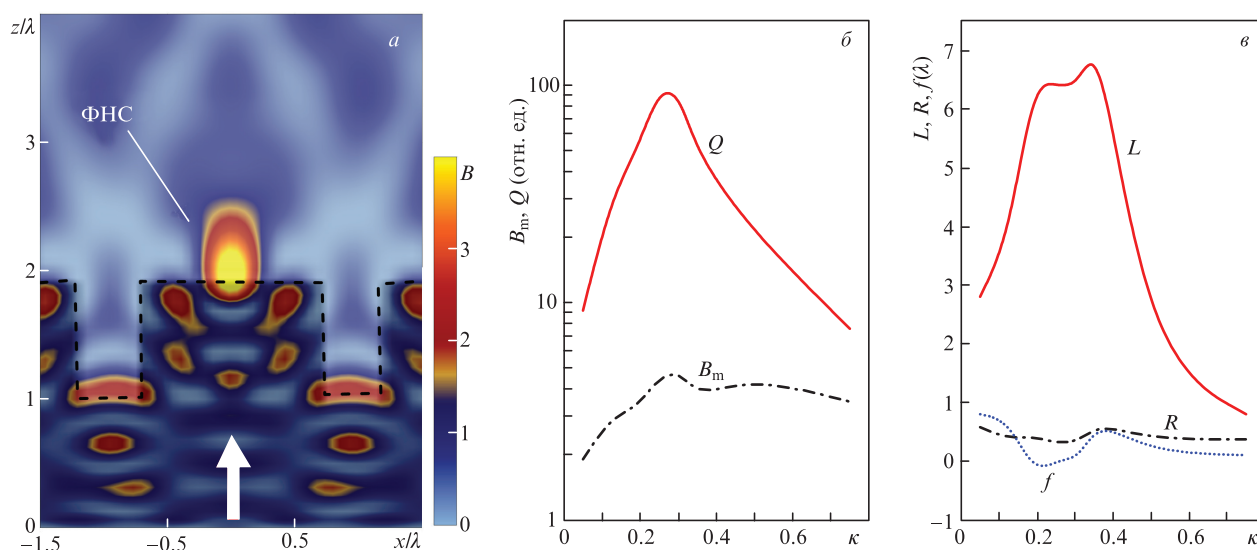


Рис.4. То же, что и на рис.3, для ПДР при изменении коэффициента заполнения.



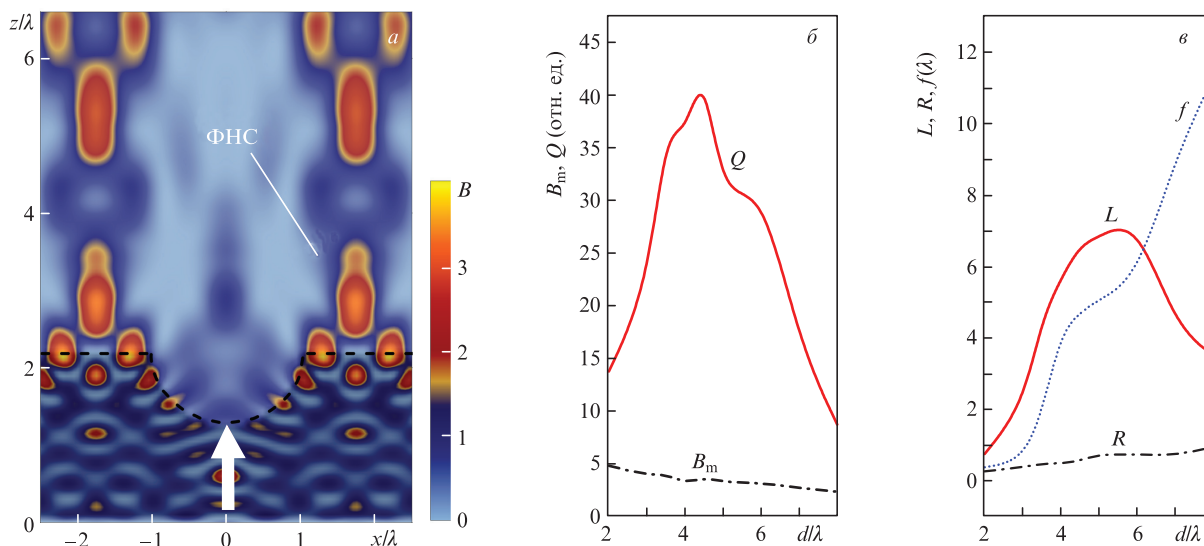


Рис.5. То же, что и на рис.3, для СДР в зависимости от периода решетки.

ма штриха решетки оставалась неизменной и представляла собой полусферу с радиусом в одну длину волны (для определенности), а варьировалось расстояние  $D$  между штрихами (см. рис.1,б). Фактически это соответствовало изменению периода решетки  $d$ , который и отложен по оси абсцисс на рис.5.

Основной особенностью фотонных струй от полусферических решеток, в отличие от рассмотренных выше типов ДР, является их большое фокусное расстояние. Как это следует из рис.5,б, удаленность ФНС начинает возрастать практически линейно с увеличением периода решетки. В струе с наивысшим параметром качества, создаваемой СДР с периодом  $d = 4.7\lambda$ , максимум интенсивности отстоит от поверхности решетки более чем на  $4\lambda$ . При этом длина ФНС  $L = 6.6\lambda$ , что близко к соответствующему значению для лучшей (по параметру  $Q$ ) струи от ПДР.

Понятно, что расплачиваться за такие рекордные параметры приходится не слишком хорошей поперечной локализацией фотонного потока. В среднем, значения ширины  $R$  струй от СДР самые высокие. Исключение составляет только предельный случай смыкающихся канавок ( $D = 0$ ), когда фотонная струя образуется прямо на острие зубца и имеет форму вытянутого по направлению хода волны эллипса с длиной малой оси  $R \approx \lambda/4$ , что является максимальным пространственным разрешением, достигнутым в наших расчетах. Интенсивность такой струи также максимальна.

При увеличении расстояния между штрихами решетки до  $d > 4\lambda$  пространственный профиль интенсивности в пределах фокального объема становится многомодальным, с выраженными боковыми лепестками (см. рис.1,б), а сама ФНС теряет свою поперечную локализацию и перестает быть субдифракционной ( $R > \lambda/2$ ).

### 3. Влияние внешнего покрытия

В реальных условиях ДР обычно имеют внешнее покрытие из одного или нескольких тонких слоев материала, как правило, с иными физико-химическими и оптическими свойствами, чем сама матрица решетки. Основной функцией данного покрытия, помимо механической защиты внешней поверхности ДР, является изменение отражательной способности рабочей поверхности. В случае с

фазовой решеткой покрытие призвано максимально снизить или даже подавить отражение волн (просветляющие покрытия), а в решетках амплитудного типа, наоборот, требуется увеличить коэффициент отражения излучения, попадающего на ДР. Очевидно, что наличие дополнительного градиента показателя преломления на поверхности решетки скажется и на характеристиках ближнего поля, а следовательно, на параметрах ФНС.

Для изучения влияния покрытия мы ограничились рассмотренной ранее решеткой с зубцами треугольной формы и углом блеска  $\alpha = 45^\circ$ . Данная конфигурация, как было отмечено выше, обеспечивает наивысшую интенсивность ФНС. В качестве внешнего покрытия при численном моделировании выбирались фторид магния ( $\text{MgF}_2$ ) с показателем преломления  $n_c = \sqrt{\epsilon_c} = 1.38$  на используемой длине волны 532 нм, а также стекло типа тяжелого флинта с большим, чем у ДР, показателем преломления  $n_c = 1.7$ . Первое покрытие является просветляющим ( $\epsilon_c < \epsilon$ ), а второе – отражающим. Результаты численного моделирования представлены на рис.6.

На рис.6,а представлено продольное распределение нормированной оптической интенсивности  $B$  в фотонной струе при удалении на расстояние  $\xi$ , отсчитываемое от границы ДР (включая покрытие). Для примера рассмотрен случай поверхностного покрытия пленкой с  $l = \lambda/4$ , что является условием оптимального действия покрытия на просветление. Видно, что наличие на поверхности ДР оптически менее плотного слоя (кривая 2) приводит к почти двукратному подъему пиковой интенсивности ФНС и к приблизительно такому же падению интенсивности при нанесении покрытия с большим коэффициентом преломления (кривая 3). При этом пространственное положение максимумов интенсивности в струе от решетки без покрытия и с покрытием практически не меняется. Это свидетельствует о том, что данные максимумы образованы вследствие интерференции полей от соседних зубцов ДР, т.е. обусловлены наличием именно периодичности структуры рассеивающего объекта, а не оптическими свойствами самого выступа решетки.

Отметим, что если показатель преломления пленки взять еще большим, чем на рис.6,а, то пиковая интенсивность ФНС будет еще более низкой, и при  $n \geq 2$  фотонная струя от такой ДР практически пропадет. Причиной это-

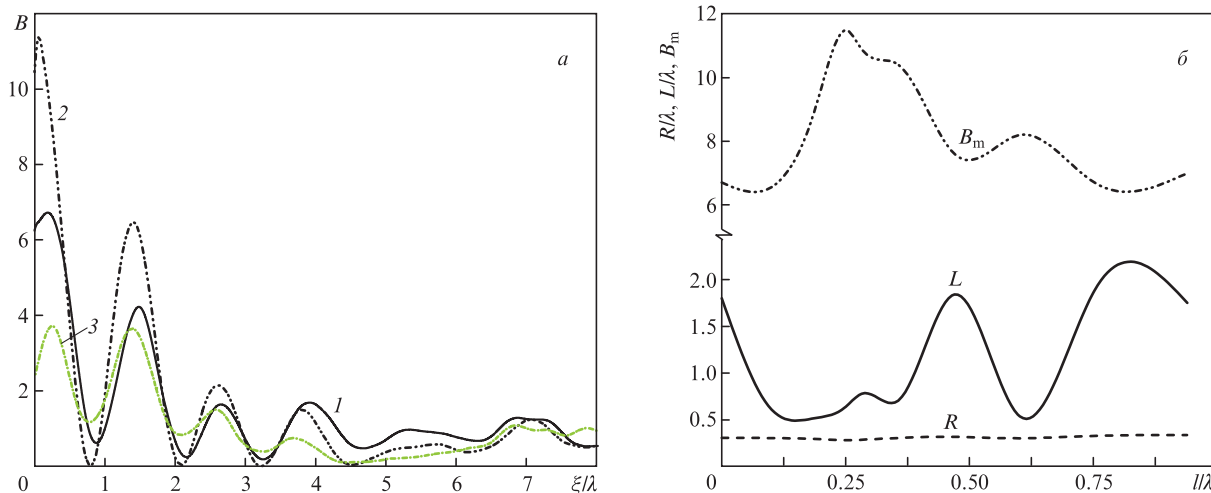


Рис.6. Продольный профиль интенсивности ФНС от ТДР без покрытия (1) и при покрытии толщиной  $l = \lambda/4$  (2, 3) с показателем преломления  $n_c = 1.38$  (2) и 1.7 (3) (а), а также основные параметры ФНС при изменении толщины покрытия  $n_c = 1.38$  (б).

го является наступление условий полного внутреннего отражения на внешней границе покрытия для световой волны, распространяющейся через треугольный выступ решетки.

Зависимость основных параметров ФНС, формируемых решеткой с треугольными штрихами, от толщины просветляющего покрытия приведена на рис.6,б. Видно, что наличие на решетке покрытия существенно меняет свойства фотонной струи. В частности, четвертьволновая пленка, как было отмечено выше, заметно повышает пиковую интенсивность ФНС, но при этом длина струи резко уменьшается и сравнивается по величине с ее шириной. Другими словами, пространственная форма фотонной струи из вытянутого эллипса (в поперечных координатах) приобретает форму круга. Аналогичный, но несколько меньший эффект наблюдается и при толщине пленки  $l \approx 0.6\lambda$ . Ширина ФНС при изменении  $l$  остается практически неизменной.

#### 4. Заключение

На основе численных электродинамических расчетов структуры ближнего поля рассеяния световой волны на фазовых дифракционных решетках трех геометрических типов (с треугольными, прямоугольными и полусферическими штрихами) были изучены характеристики областей с высокой концентрацией оптического поля – фотонных наноструй. Исследовались длина, ширина, удаленность и интенсивность образующихся ФНС. Все рассмотренные характеристики ФНС обнаруживают зависимость от размерных параметров решеток, что открывает перспективы управления фотонными струями путем варьирования периода, степени заполнения и формы штрихов.

Каждый из изученных типов ДР способен формировать массив фотонных струй с уникальными характеристиками. ФНС от решетки с треугольным профилем штрихов обладают наибольшей интенсивностью. Прямоугольные штрихи производят световые потоки с наилучшей пространственной локализацией в поперечном направлении и с умеренной интенсивностью. Самые удаленные (от поверхности решетки) и одновременно достаточно длин-

ные ФНС формируются от решеток с полусферической формой штрихов.

Влияние внешнего оптически контрастного покрытия ДР проявляется в дополнительной модуляции интенсивности ФНС при интерференции волн внутри пленки, что приводит при определенных значениях толщины покрытия к подъему пиковой интенсивности струи при одновременном уменьшении ее протяженности.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Комплексной программы СО РАН.

1. Abdurrochman A., Lecler S., Mermet F., Tumbelaka B. Y., Serio B., Fontaine J. *Appl. Opt.*, **53**, 7202 (2014).
2. Terakawa M., Tanaka Y. *Opt. Lett.*, **36**, 2877 (2011).
3. Kato S., Chonan S., Aoki T. *Opt. Lett.*, **39**, 773 (2014).
4. Brongersma M.L., Kik P.G. (Eds.). *Surface Plasmon Nanophotonics* (New York: Springer, 2007, pp 1–9).
5. Kazemi-Zanjani N., Vedraïne S., Lagugné-Labarthe F. *Opt. Express*, **21**, 25271 (2013).
6. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. *Opt. Commun.*, **283**, 4775 (2010).
7. Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **12**, 1214 (2004).
8. Mendes M. J., Tobías I., Martí A., Luque A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 1221 (2010).
9. Kotlyar V.V., Stafeev S.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 1991 (2010).
10. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Panina E.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32**, 1570 (2015).
11. McCloskey D., Wang J.J., Donegan J.F. *Opt. Express*, **20**, 128 (2012).
12. Sundaram V.M., Wen S. *Opt. Lett.*, **39**, 582 (2014).
13. Guo H., Han Y., Weng X., Zhao Y., Sui G., Wang Y., Zhuang S. *Opt. Express*, **21**, 2434 (2013).
14. Wu W., Katsnelson A., Memis O.G., Mohseni H. *Nanotechnol.*, **18**, 485302 (2007).
15. Wu W., Dey D., Memis O.G., Katsnelson A., Mohseni H. *Nanoscale Res. Lett.*, **3**, 351 (2008).
16. Tanaka Y., Obara G., Zenidaka A., Nedyalkov N.N., Terakawa M., Obara M. *Opt. Express*, **18**, 27226 (2010).
17. Bityurin N., Afanasiev A., Bredikhin V., Alexandrov A., Agareva N., Pikulin A., Ilyakov I., Shishkin B., Akhmedzhanov R. *Opt. Express*, **21**, 21485 (2013).
18. Ghenuche P., De Torres J., Ferrand P., Wenger J. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (13), 131102 (2014).
19. Palmer C. *Diffraction Grating Handbook* (Newport Corporation, 2005).
20. Born M., Wolf E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999).