

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

# Особенности формирования ансамбля фотонных наноструй микросборкой конических частиц

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина

*Представлены результаты теоретических исследований пространственно-локализованных ближнепольных световых структур (фотонных наноструй), формирующихся при рассеянии лазерного излучения на метаповерхности в форме однослойной упорядоченной сборки диэлектрических микроконусов, внедренных в прозрачную матрицу (силиконовую пленку). Путем решения уравнений Максвелла с использованием методики вычислительной электродинамики проведен подробный анализ основных параметров локализованных световых структур (длина, ширина, пиковая интенсивность) в условиях взаимовлияния световых полей соседних микрочастиц. Установлено, что основными факторами, влияющими на исследуемые характеристики фотонных наноструй, являются пространственная ориентация микроконусов, а также степень их заглибленности в силиконовую матрицу. Показано, что ряд пространственных конфигураций конических микросборок позволяет создавать ансамбль фотонных наноструй со специфическими характеристиками, недоступными для изолированных микроконусов.*

**Ключевые слова:** фотонная наноструя, микросборка частиц, коническая микрочастица, ближнепольная фокусировка.

### 1. Введение

Эффект фокусировки оптического излучения вблизи малых материальных объектов – так называемый эффект фотонных наноструй (ФНС) [1, 2], исследуется давно и весьма успешно. Повышенный интерес к данному эффекту обусловлен перспективами его широкого практического применения в различных областях науки и современной технологии, например в трехмерной (3D) нанолитографии поверхностей [3], в лазерной микрохирургии [4], прецизионной диагностике параметров дисперсных сред [5] и т.д. Сам факт образования локализованной в пространстве высокоинтенсивной области оптического поля в форме световой струи является следствием аберрационной фокусировки излучения слабо поглощающими микрообъектами, размер которых близок к длине волны падающего излучения (мезомасштабные частицы). В отличие от случая фокусировки излучения обычной оптической линзой, ФНС формируется в ближней зоне рассеяния. Подчеркнем, что именно мезомасштабный размер частиц предопределяет и размер пространственной области существования ФНС, ограничивая ее ближней зоной дифракции световой волны. Здесь оптическое поле характеризуется наиболее сложной пространственной структурой, образованной суперпозицией уходящих и эванесцентных мод, что позволяет осуществить более существенную его локализацию, чем в дальней зоне дифракции.

Фотонные (нано)струи могут иметь геометрическую форму в виде как квазиоднородных узких световых нитей, так и пространственно неоднородных областей повышенной интенсивности с выраженными боковыми ле-

песткам и вторичными сгустками вдоль направления падающего излучения [6, 7]. Конкретная пространственная структура ФНС зависит от формы и микрофизических параметров объекта, рассеивающего излучение, а также от типа освещающего его излучения (плоская волна, сфокусированный пучок).

Необходимо отметить, что в большинстве исследований, касающихся вопросов управления параметрами ФНС, рассматриваются, как правило, одиночные изолированные частицы, расположенные в свободном пространстве. Распределение оптического поля вблизи такой частицы зависит только от характеристик падающего излучения и параметров самой частицы. Использование же группы близкорасположенных микрообъектов (микросборка) может существенным образом повлиять на параметры отдельных наноструй, что обусловлено интерференцией оптических полей при дифракции излучения на соседних микрочастицах [8–10].

На практике для фиксации микрочастиц в заданных пространственных зонах организованный массив микрочастиц обычно размещают либо на поверхности облучаемого образца [11–14], либо на вспомогательной прозрачной подложке, например на кварцевой пластине [15] или полимерной пленке [16, 17]. Очевидно, что использование не одиночной микрочастицы, а группы таких частиц, внедренных в фиксирующую матрицу, может изменить параметры ФНС от отдельных частиц вследствие возникающих коллективных эффектов, а также взаимодействия рассеянного поля с подложкой.

Влияние поглощающей подложки на параметры оптического поля от ансамбля из семи микросфер ранее было теоретически изучено в работе [18], где установлено, что как подложка, так и соседние частицы могут приводить к изменению интенсивности оптического поля в фокальных зонах в несколько раз по сравнению со случаем изолированной сферы в вакууме. Удлинение ФНС и смещение ее максимума к поверхности родительских сфер, организованных в гексагональный кластер, было обнару-

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина. Институт оптики атмосферной физики им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 24 октября 2018 г., после доработки – 13 декабря 2018 г.

жено авторами работы [19]. В [20] теоретически исследованы основные параметры фотонных наноструй (длина, ширина, фокальное расстояние, интенсивность), формирующихся на упорядоченных однослойных массивах прозрачных стеклянных микросфер. Установлено, что степень проявления коллективных эффектов при формировании массива наноструй зависит от пространственной структуры ансамбля микросфер, их размера и периода следования.

Решение ряда практических задач требует получения максимально протяженных ФНС. Традиционно для подобной модификации фокальной перетяжки светового пучка используются аксиконы, т. е. линзы, у которых одна из поверхностей имеет коническую форму [21]. Характерной особенностью аксиконной фокусировки является существенное нарушение гомотричности падающего на линзу светового пучка. Пространственная структура оптического поля, сформированного такими линзами, содержит протяженную, практически бездифракционную область фокуса, длина которой зависит от вершинного угла (толщины) аксикона.

В настоящее время сообщается о технологиях получения упорядоченных ансамблей микропризм [22], микроконусов [23], а также кубических объектов (кубоидов) [24] для осуществления экстремальной фокусировки оптического излучения. Однако до конца не изучен вопрос о влиянии коллективных эффектов на пространственные и амплитудные характеристики возникающих ФНС, при варьировании расстояния между такого рода частицами, их размера и пространственной конфигурации размещения в подложке. Детальное исследование основных параметров ФНС, а именно длины, ширины и пиковой интенсивности, позволит выявить основные закономерности формирования ансамбля ФНС, что открывает новые перспективы управления ими.

В настоящей работе приведены результаты численного моделирования ближнепольной фокусировки световой волны ансамблем микроконусов, размещенных в узлах прямоугольной пространственной решетки прозрачной силиконовой матрицы. Показано, что варьированием периода размещения и конфигурации сборки микроконусов удастся модифицировать параметры формирующихся световых наноструй с точки зрения повышения их интенсивности и протяженности.

## 2. Методика численного моделирования

Нами рассмотрена задача о пространственной структуре ближнего поля рассеяния монохроматической световой волны на ансамбле диэлектрических конических микрочастиц, находящихся в прозрачной пленке. Данная задача имеет ряд особенностей. Во-первых, микроконусы расположены достаточно близко друг от друга – на расстояниях порядка нескольких длин волн излучения, что приводит к необходимости учета интерференции оптических полей, рассеянных каждой частицей микросборки. Во-вторых, микроконусы погружены в матрицу, которая имеет иные оптические свойства, чем внедренные в нее частицы. Следовательно, оптический контраст погруженной и непогруженной частей частицы будет различен, что даст нетривиальную картину дифракции волны на такой мультиконтрастной структуре.

К настоящему времени каких-либо аналитических решений или количественных оценок для подобных задач

светорассеяния по нашим сведениям не существует, за исключением случаев рассеяния оптической волны на кластере микросфер, находящихся в однородном окружении [25], а также рассеяния на агрегатах наночастиц в приближении эффективной диэлектрической проницаемости среды [26]. В настоящей работе рассматривается проблема дифракции светового излучения в структурно-неоднородной среде с рассеивающими включениями мезаволновых размеров, когда становится важным учет ближнепольных коллективных эффектов. Это обстоятельство предопределило выбор методики численного интегрирования системы дифференциальных уравнений Максвелла [27] для решения поставленной задачи.

Нами был рассмотрен наиболее распространенный тип микросборки, представляющий собой прямоугольную однослойную конфигурацию частиц на плоскости (рис.1,а,б). Все частицы в микросборке являются идентичными, имеющими форму конусов высотой  $h$  с радиусом круглого основания  $a$ . Массив микроконусов размещался внутри прозрачной подложки толщиной  $s \geq h$  с периодом расположения (периодом решетки)  $g$ , что соответствует типичному случаю самосборки и образованию плотной ( $g = a$ ) либо разреженной ( $g > a$ ) упаковки частиц. Глубина погружения  $f$  микросфер в матрицу (рис.1,в) могла варьироваться в пределах  $0 \leq f \leq h$ . Полагалось, что микроконусы изготовлены из непоглощающего в оптическом диапазоне стекла с показателем преломления  $n = 1.6$ , а подложка также представляет собой пленку непоглощающего органического полимера, имеющего (для определенности) показатель преломления  $n_{\text{lay}} = 1.4$ ; вся система находилась в воздухе ( $n_0 = 1$ ).

Численный расчет структуры ближнего поля при дифракции световой волны на сборке микрочастиц проводился при помощи коммерческого программного пакета Lumerical FDTD Solutions. Использовалась 3D геометрия расчетной области, причем вследствие пространственной симметрии микросборки частиц расчет проводился только для отдельной ячейки, содержащей частицу и прилегающую часть слоя матрицы (рис.1,в). На боковых границах этой области ставились условия пространственной симметрии Флоке–Блоха, а вдоль направления падения излучения (ось  $z$ ) задавался набор идеально согласованных слоев (PML). Точность численного решения уравнений контролировалась адаптивной расчетной сеткой, узлы которой сгущались в областях резких градиентов диэлектрической проницаемости среды (границы частиц). Общее число узлов сетки составляло несколько де-

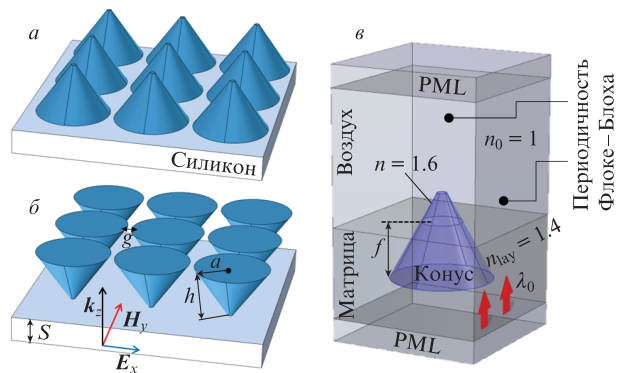


Рис.1. Схематическое изображение микросборки конусов в прямой (а) и обратной (б) ориентациях; в – 3D геометрия расчетной области, используемой при численном моделировании.

сятков миллионов при пространственном и временном шагах схемы  $\sim 2$  нм и  $\sim 0.06$  фс.

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 оси  $x$ . Оптическая волна распространялась сквозь сборку частиц в направлении положительных значений оси  $z$  и формировала дифракционную картину в ближнем поле рассеяния, которая затем усреднялась за временной интервал в две пикосекунды, по оценкам достаточный для учета всех переходных процессов, протекающих в частицах и в матрице. 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 (области ФНС) и определения их размерных и амплитудных характеристик. Были рассмотрены случаи прямой и обратной ориентации частиц при варьировании глубины погружения частиц в подложку и расстояния между отдельными микроконусами.

### 3. Обсуждение результатов моделирования

Прежде всего отметим, что степень плотности упаковки частиц определяется отношением параметров  $a$  и  $g$ , т. е. чем ближе конусы друг к другу, тем более существенными являются коллективные эффекты при формировании ФНС. Нас интересовал вопрос о том, как влияет пространственная конфигурация кластера конусов на параметры генерируемых фотонных струй.

Начнем с рассмотрения вопроса о влиянии пространственной ориентации микрочастиц в фиксирующей подложке. Пространственное распределение относительной интенсивности  $B$  светового поля было рассчитано для двух случаев: прямой и обратной ориентации частицы по отношению к направлению ее освещения. Если микрочастица ориентирована к падающему излучению широкой гранью (рис.1,*a*), то такая конфигурация будет называться прямой ориентацией. Случай перевернутого конуса (рис.1,*б*) будем называть обратной ориентацией. На рис.2

показаны примеры формирования ФНС вблизи одиночных (соседние частицы находятся на расстоянии  $g \gg a$ ) стеклянных конусов с радиусом основания  $a = 2\lambda$  при падении на них излучения с  $\lambda = 0.532$  мкм. Глубина погружения конуса в матрицу  $f = h/2$ .

Согласно [28], для исследования и сравнения ФНС от различных частиц в качестве основных параметров выберем эффективную длину  $L$  и поперечный размер  $R$ . Эти характеристики определены на рис.2,*б* при рассмотрении пространственных профилей интенсивности оптического поля в области внешнего фокуса стеклянного микроаксона. Будем определять ширину и пространственную протяженность ФНС на уровне половины максимума интенсивности поля (FWHM). Амплитудной характеристикой ФНС является величина пиковой (относительной) интенсивности  $B_{\max}$  оптического поля в области ближней зоны рассеяния. Направление падения излучения указано стрелкой. Верхняя граница силиконовой матрицы обозначена сплошной линией.

Видно, что в обоих представленных случаях формирование пространственно локализованных оптических структур происходит вблизи теневой поверхности частиц, т. е. в области фотонных наноструй. Вместе с тем для случая прямой ориентации конуса (рис.2,*a*) максимум интенсивности оптического поля находится внутри частицы, а сама ФНС образована «вытекающим» из фокальной протекания полем. Это обуславливает крайне небольшую протяженность струи ( $L \approx 0.1\lambda$ ) и невысокую интенсивность ( $B_{\max} \approx 11$ ). Изменение пространственной ориентации частицы с прямой на обратную (рис.2,*б*) приводит к резкому увеличению длины фотонного потока за ее пределами. Теперь максимум интенсивности располагается вне поверхности частицы в зоне ФНС, которая характеризуется как большей амплитудой ( $B_{\max} \approx 35$ ), так и большей длиной ( $L \approx 2\lambda$ ). Данное обстоятельство является прямым следствием изменения величины оптического контраста среды при пересечении световой волной границ различно ориентированных частиц [29].

Действительно, рассмотрим данную ситуацию с позиций геометрической оптики в предположении больших частиц ( $a \gg \lambda$ ). Если аксикон находится в прямой ориентации, то его боковая поверхность за счет сильного вну-

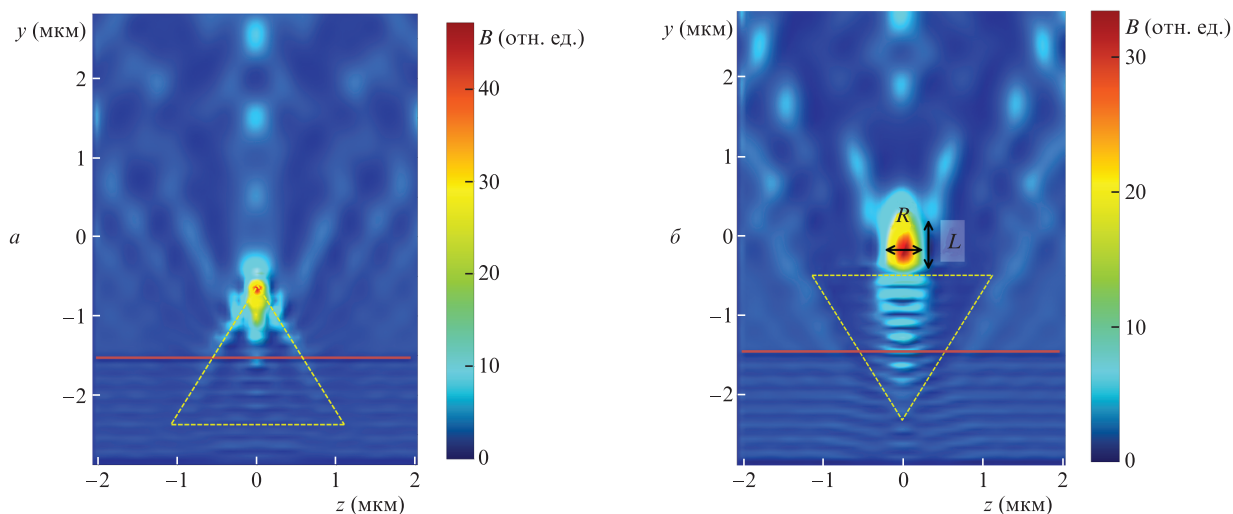


Рис.2. Пространственный профиль относительной интенсивности  $B$  оптического поля в окрестности стеклянных конусов с радиусом основания  $a = 2\lambda$ , погруженных в полимерную матрицу, в случаях прямой (*a*) и обратной (*б*) ориентаций (излучение направлено снизу вверх). Цветные варианты рис.2 и 3 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.



тренного отражения, близкого к полному ( $n > n_0, n_i$ ), будет действовать подобно зеркалу для лучей, зашедших внутрь через плоское основание. В результате световые лучи будут собираться преимущественно у вершины аксикона и выходить наружу под большими углами к оптической оси, что ограничивает область внешнего фокуса и препятствует дальнейшей концентрации световой энергии.

В случае противоположной ориентации частицы лучи попадают на боковую поверхность конуса из среды с меньшим показателем преломления, поэтому их рефракция проходит с малым отражением. После выхода через основание конуса лучи из каждой кольцевой зоны собираются на оси на различных расстояниях и таким образом формируют характерную для аксикона протяженную область фокусировки.

Понятно, что в рамках волновой оптики рассмотренная выше модель фокусировки будет несколько иной, поскольку в игру вступят дифракционные эффекты, которые, в частности, приведут к более выраженному «вытеканию» оптического поля через вершину «прямого» аксикона за счет появления затухающих (эванесцентных) волн. Однако в целом описанные закономерности сохраняются и на мезомасштабах.

Далее на примере обратно ориентированного аксикона покажем, как меняются параметры ФНС при различной степени погружения частицы в полимерную подложку. На рис.3 представлено пространственное распределение интенсивности для случаев, когда частица внедрена в матрицу на различную глубину  $f$ . Здесь, как и на рис.2, верхняя граница полимерной пленки обозначена горизонтальной линией.

Из данных рисунков следует, что, в отличие от случая частично погруженного аксикона (рис.3,а), полное погружение микрочастицы в матрицу (рис.3,б) кардинально меняет пространственную форму формируемой фотонной струи. Прежде всего, многократно увеличивается длина ФНС  $L$ , достигая  $\sim 8\lambda$ . Очевидно, что это связано с удлинением фокальной перетяжки при уменьшении числовой апертуры частицы-линзы, погруженной в среду с большим, чем у воздуха, показателем преломления ( $n = 1.4$ ), подобно тому, как это происходит в градиентно-неоднородных линзах Люнеберга [30, 31]. Численные расчеты также показали, что резкое увеличение длины ФНС сопровождается ростом ее поперечного размера ( $R \approx 2\lambda$ ), а

также падением пиковой интенсивности ( $B_{\max} \approx 10$ ). Для сравнения, соответствующие значения параметров струи для аксикона, минимально погруженного в удерживающую матрицу (рис.3,а), таковы:  $L \approx \lambda$ ,  $R \approx 1.2\lambda$ ,  $B_{\max} \approx 18$ .

Ниже представлены результаты моделирования (рис.4–6) базовых характеристик ансамбля ФНС при варьировании расстояния  $g$  между отдельными частицами и различной степени погружения  $f$  конуса в матрицу. Для удобства анализа размерные параметры кластеров конусов и производимых ими ФНС даются в единицах длины волны освещающего частицы излучения. Это позволяет обобщить установленные закономерности, поскольку, согласно теории Ми [32], сама структура распределения оптического поля дифрагированной на частице волны зависит от безразмерного отношения  $R/\lambda$ . Были рассмотрены ситуации, когда расстояние  $g/a$  между отдельными частицами в кластере изменялось от 0 до 1, что соответствует различным типам упаковки конусов – от плотной до разреженной соответственно. Как и выше, степень погружения частиц в подложку регулировалась параметром  $f$  ( $f/h = 0$  – частица на поверхности,  $f/h = 1$  – полное погружение в матрицу).

Как следует из рис.4, при обратной конфигурации частиц в матрице (рис.4,б) зависимости  $L(f)$  при варьировании расстояния  $g$  между отдельными частицами подобны. Видно, что при  $f/h < 0.75$  длина фотонного потока не зависит от степени погружения микроконусов в матрицу. Другими словами, ансамбль микроконусов, частично погруженных в прозрачную силиконовую матрицу, формирует совокупность ФНС определенной фиксированной длины вне зависимости от взаимного расположения частиц в кластере. Влияние ближайшего окружения каждого конуса, обратно ориентированного относительно падающего излучения, сказывается на длине формируемых в зоне ближнего поля рассеяния ФНС только в случае полностью погруженных в подложку частиц. Так, значение  $L$  для плотно упакованных частиц ( $g/a = 0$ ) практически в два раза меньше соответствующего значения для разреженной ( $g/a = 1$ ) упаковки конусов, что объясняется вкладом коллективных эффектов при формировании ансамбля ФНС микросборкой конических частиц.

Подобная тенденция наблюдается для прямой ориентации конических частиц на подложке (рис.4,а). Здесь, как и для обратно ориентированных конусов, основным

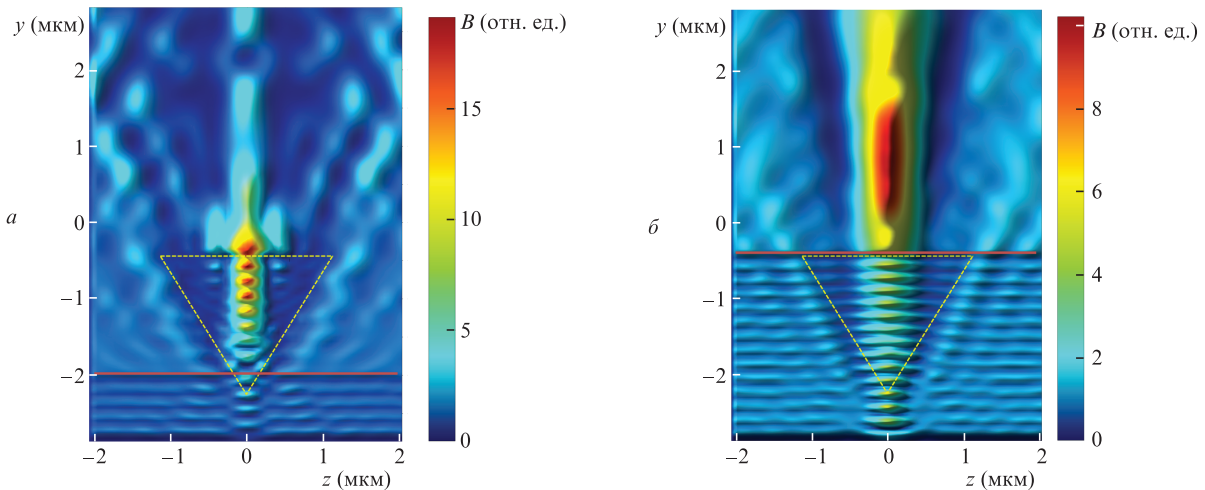


Рис.3. Пространственный профиль интенсивности  $B$  оптического поля в окрестности стеклянных конусов с различной степенью погружения  $f$  в полимерную матрицу:  $f/h = 0.125$  (а) и 1 (б). Излучение падает снизу.

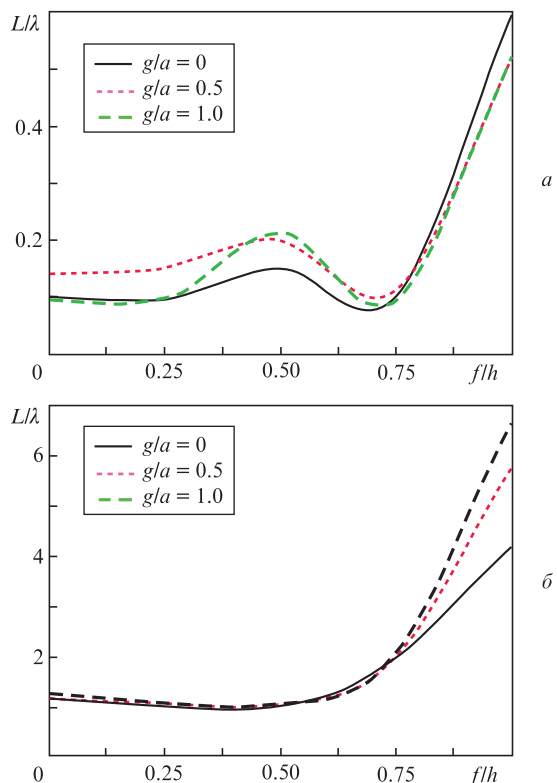


Рис.4. Длина ФНС для прямой (а) и обратной (б) ориентаций кластера конусов при изменении глубины погружения в матрицу  $f/lh$  и варьировании расстояния между частицами  $g/a$ .

фактором, влияющим на параметр  $L$ , является степень погружения частиц в непоглощающую матрицу. Особенность фокусировки оптического поля подобного рода частицами (см. рис.2,а) обуславливает крайне малую протяженность струи, поскольку максимум интенсивности оптического поля находится главным образом внутри рассеивающей частицы. Важно также отметить, что влияние наличия соседних микроконусов на длину формируемых ФНС незначительно.

Важный параметр ФНС – ее поперечный размер  $R$ , который в научной литературе часто называют пространственным разрешением фотонной струи, имея в виду практику ее использования в микроскопии сверхвысокого разрешения [33] и для прецизионного детектирования различных нанообъектов [34]. Покажем, как путем варьирования конфигурации сборки микроконусов модифицируется ширина формирующихся световых наноструй.

Обратимся к рис.5. Прежде всего отметим, что подобие зависимостей в случае прямой пространственной ориентации микроконусов (рис.5,а) свидетельствует об инвариантности ширины ФНС к параметрам сборки конечных частиц. Из рис.2,а видно, что локализация оптического поля в прямо ориентированных частицах происходит в ограниченной области, расположенной в вершине конуса. Образующиеся при этом ФНС фактически являются вытекающим оптическим полем, что обуславливает их низкую протяженность и субдифракционный поперечный размер. Интересно, что при погружении микроконусов с прямой ориентацией в подложку заметного изменения ширины световой наноструи ( $R \approx 0.38\lambda$ ) не наблюдается. В то же время для обратно ориентированных частиц (рис.5,б) ширина фотонного потока с ростом степени погружения микроконусов в матрицу увеличивает-

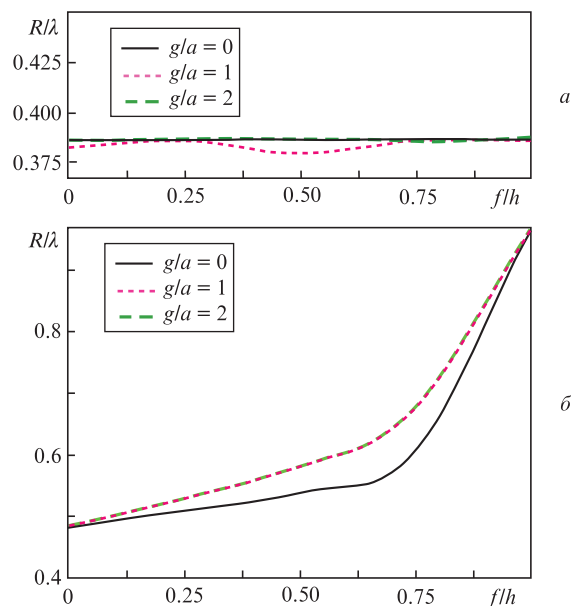


Рис.5. Ширина ФНС для прямой (а) и обратной (б) ориентаций кластера конусов при изменении глубины погружения в матрицу  $f/lh$  и варьировании расстояния между частицами  $g/a$ .

ся. Можно отметить, что в целом наиболее узкие ФНС возникают для частично погруженных частиц ( $f/lh < 0.5$ ).

На рис.6 показаны результаты численных расчетов пиковых значений третьего важного параметра ФНС, а именно максимального увеличения относительной ин-

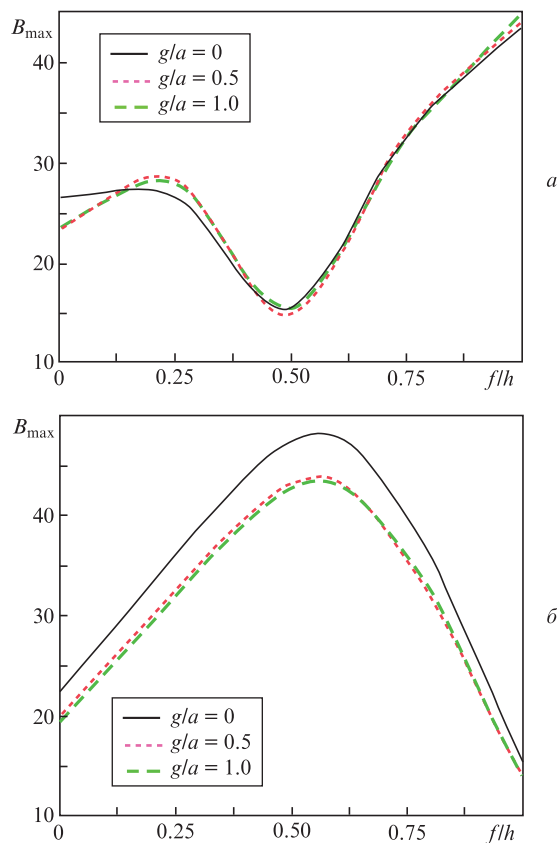


Рис.6. Пиковая интенсивность  $B_{max}$  оптического поля в области ФНС для прямой (а) и обратной (б) конфигураций кластера конусов при изменении глубины погружения в матрицу  $f/lh$  и варьировании расстояния между частицами  $g/a$ .

тенсивности оптического поля  $V_{\max}$  для рассматриваемых случаев кластера частиц.

Видно, что данный параметр характеризуется схожим типом зависимостей для всех вариантов упаковки частиц (плотная или разреженная). В случае обратной ориентации при частичном погружении микроконусов в подложку ( $f/h \sim 0.5$ ) интенсивность струи заметно увеличивается (более чем в два раза). В случае прямой ориентации микрочастиц эффект противоположный – пиковые интенсивности  $V_{\max}$  резко уменьшаются. Это связано с различной деформацией волнового фронта излучения, падающего на частицы, что влечет за собой изменение фокусирующих свойств микроконусов.

#### 4. Заключение

На основе теоретического моделирования пространственной структуры ближнего поля рассеяния световой волны на упорядоченном кластере диэлектрических микроконусов, внедренных в прозрачную матрицу, были изучены характеристики областей с высокой концентрацией оптического поля – фотонных наноструй. Исследовались длина, ширина и интенсивность образующихся ФНС при различных ориентации и пространственной конфигурации размещения частиц в подложке.

Показано, что каждый из изученных типов кластеров способен формировать в ближней зоне дифракции массив ФНС с субволновым пространственным разрешением. Влияние соседних частиц в этом случае связано со взаимной интерференцией оптических полей и проявляется, главным образом, в пульсациях интенсивности и длины фотонной струи при изменении периода кластерной решетки. При этом наиболее сильно варьируются параметры ФНС от ансамбля частиц, ориентированных вершиной конуса против направления падения излучения (обратная ориентация). Прямая ориентация конусов характеризуется наибольшей устойчивостью пространственных параметров ФНС (длина и ширина), но мощностные характеристики формируемых струй весьма чувствительны к пространственному размещению частиц в подложке, определяемому параметром заглубления частиц.

Установлено, что вследствие интерференции полей соседних струй более плотная упаковка обратно ориентированных конусов неизбежно приведет к пульсациям их интенсивности и может вызвать пространственный «разрыв» изначально сплошной ФНС на отдельные сегменты вдоль вектора распространения оптической волны, что выражается в колебаниях ширины струи. С увеличением расстояния между частицами влияние коллективных интерференционных эффектов ослабевает. Установлено также, что погружение ансамбля микроконусов обратной ориентации в полимерную подложку на глубину, равную половине диаметра их основания, позволяет увеличить интенсивность ФНС более чем в два раза независимо от варианта упаковки частиц (плотная или разреженная).

Для прямо ориентированных микрочастиц интерес представляет случай полного погружения микроконусов в матрицу с иным показателем преломления. Формируемые ФНС имеют очень ограниченный размер, но высокую интенсивность и стабильно малый поперечный размер струи.

Кроме того, при определенном расположении частиц в кластере становится возможной реализация ФНС с параметрами, существенно лучшими, чем в случае изолиро-

ванного конуса. Это является принципиальным моментом при реализации ряда практических задач. Так, дифракционное взаимодействие полей от отдельных микроконусов может продлить хвостовую часть струи, как при полном погружении в полимерную матрицу массива плотно упакованных частиц (прямая ориентация), либо значительно уменьшить поперечный размер струи при соответствующем повышении ее интенсивности, как в случае частично погруженных в подложку микроконусов (обратная ориентация).

1. Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **12** (7), 1214 (2004).
2. Ferrand P., Wenger J., Devilez A., Pianta M., Stout B., Bonod N., Popov E., Rigneault H. *Opt. Express*, **16**, 6930 (2008).
3. Chang C.-H. *Nano Lett.*, **11** (6), 2533 (2011).
4. Astratov V.N. DOI: 10.1117/2.1201002.002578.
5. Kato S., Chonan S., Aoki T. *Opt. Lett.*, **39**, 773 (2014).
6. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. *Atmosph. Ocean. Opt.*, **25** (5), 338 (2012).
7. Yue L., Yan B., Monks J.N., Wang Z., Tung N.T., Lam V.D., Minin O.V., Minin I.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 175102 (2017).
8. Pikulin A., Afanasiev A., Agareva N., Alexandrov A.P., Bredikhin V., Bityurin N. *Opt. Express*, **20**, 9052 (2012).
9. Arnold N. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, **92** (4), 1005 (2008).
10. Wang Z.B., Guo W., Luk'yanchuk B., Whitehead D.J., Li L., Liu Z. *J. Laser Micro/Nanoeng.*, **3** (1), 14 (2008).
11. Wu W., Dey D., Memis O.G., Katsnelson A., Mohseni H. *Nanoscale Res. Lett.*, **3**, 351 (2008).
12. Tanaka Y., Obara G., Zenidaka A., Nedyalkov N.N., Terakawa M., Obara M. *Opt. Express*, **18**, 27226 (2010).
13. Bityurin N., Afanasiev A., Bredikhin V., Alexandrov A., Agareva N., Pikulin A., Ilyakov I., Shishkin B., Akhmedzhanov R. *Opt. Express*, **21**, 21485 (2013).
14. Ghenuche P., De Torres J., Ferrand P., Wenger J. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (13), 131102 (2014).
15. Kotlyar V.V., Stafeev S.S., Feldman A. *Appl. Opt.*, **53**, 5322 (2014).
16. Yi K.J., Wang H., Lu Y.F., Yang Z.Y. *J. Appl. Phys.*, **101**, 063528 (2007).
17. Allen K.W., Farahi N., Li Y., Limberopoulos N.I., Walker D.E., Urbas A.M., Liberman V., Astratov V.N. *Ann. Phys. (Berlin)*, **527**, 513 (2015).
18. Arnold N. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, **92** (4), 1005 (2008).
19. Pikulin A., Afanasiev A., Agareva N., Alexandrov A.P., Bredikhin V., Bityurin N. *Opt. Express*, **20**, 9052 (2012).
20. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **46** (3), 236 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (3), 236 (2016)].
21. Liberale C., Mohanty S.K., Mohanty K.S., Degiorgio V., Cabrini S., Carpentierod A., Ferrarid E., Cojoc D., Fabrizio E.D. *Proc. SPIE*, **6095**, 1605 (2006); doi: 10.1117/12.647277.
22. Ting D.Z.-Y. *Proc. SPIE*, **4992**, 43 (2003); doi: 10.1117/12.475711.
23. Zeng D., Latham W.P., Kar A. *Opt. Eng.*, **45** (9), 094302 (2006); doi: 10.1117/1.2353119.
24. Pacheco-Pena V., Beruete M., Minin I.V., Minin O.V. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 084102 (2014); doi: 10.1063/1.4894243.
25. Xu Y.L. *Appl. Opt.*, **34**, 4573 (1995).
26. Tazaki R., Tanaka H., Okuzumi S., Kataoka A., Nomura H. *Astrophys. J.*, **823**, 70 (2016).
27. Taflove A., Hagness S.C. *Computational Electrodynamics: the Finite-difference Time-domain Method* (London: Artech House, 2000).
28. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. *Opt. Commun.*, **283**, 4775 (2010).
29. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **45** (8), 743 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (8), 743 (2015)].
30. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Квантовая электроника*, **41** (6), 520 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (6), 520 (2011)].
31. Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **7**, 3722 (2009).
32. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
33. Abdurrochman A., Lecler S., Mermet F., Tumbelaka B.Y., Serio B., Fontaine J. *Appl. Opt.*, **53**, 7202 (2014).
34. Kato S., Chonan S., Aoki T. *Opt. Lett.*, **39**, 773 (2014).