

## ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 535.015

## МЕТАПОВЕРХНОСТИ В ОПТИКЕ: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ДОСТИГНУТЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ОБЗОР

© Г. И. Грейсух<sup>1</sup>, В. А. Данилов<sup>2</sup>, Е. Г. Ежов<sup>1</sup>, А. И. Антонов<sup>1</sup><sup>1</sup> Пензенский государственный университет архитектуры и строительства,  
440028, Пенза, ул. Германа Титова, 28<sup>2</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,  
117342, Москва, ул. Бутлерова, 15АE-mail: grey@pguas.ru  
subscribing\_2002@mail.ru

Представлен обзор современного состояния в области разработок и перспектив использования метаповерхностей в оптике, в частности в голографии. Особое внимание уделено физике управления задержкой фазы рассеиваемого метаатомами излучения, а также трансформации фронта падающей волны метаповерхностью. На ряде примеров продемонстрирована эффективность фокусировки излучения и формирования голографического изображения метаповерхностями различных типов.

*Ключевые слова:* метаповерхность, наноразмерная плёнка, метаатом, обобщённый закон Снеллиуса, электрический и магнитный резонансы, геометрическая фаза Панчаратна-ма — Берри, металинза, метаголограмма.

DOI: 10.15372/AUT20200201

**Введение.** Метаповерхностями называют наноразмерные диэлектрические или проводящие плёнки, в которые внедрены метаатомы — искусственные структуры относительно простой формы и размером в несколько нанометров [1–3]. Физика управления светом метаповерхностями принципиально не отличается от физики работы традиционных оптических элементов и представляется в рамках обычных уравнений Максвелла. Эти универсальные уравнения электродинамики хорошо описывают такие необычные явления, как отрицательный показатель преломления и преодоление дифракционного предела [2]. Очевидно, если физика преобразования волновых фронтов метаповерхностями вполне описывается уравнениями Максвелла, то, естественно, все лучевые законы и формулы также функционируют. В частности, для описания работы метаповерхности в лучевом приближении часто используется обобщённый закон Снеллиуса [1]. В дифракционной оптике и голографии он также является основным лучевым законом, хотя определение «обобщённый», как правило, не применяется.

Обратимся к рис. 1 и свяжем углы луча относительно нормалей в средах с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , разделённых воздушными промежутками и дифракционной микроструктурой:

$$\begin{aligned} \sin i_{11} = n_1 \sin i_1, \quad \sin i_{22} - \sin i_{11} = m\lambda/\Lambda(x), \quad \sin i_{22} = n_2 \sin i_2, \\ n_2 \sin i_2 = n_1 \sin i_1 + m\lambda/\Lambda(x). \end{aligned} \quad (1)$$

В формуле (1) правое слагаемое  $m\lambda/\Lambda(x)$ , в которое входят порядок дифракции  $m$ , длина волны падающего излучения  $\lambda$  и локальный период дифракционной микроструктуры  $\Lambda(x)$ , можно выразить через градиент фазовой задержки, вносимой дифракционной

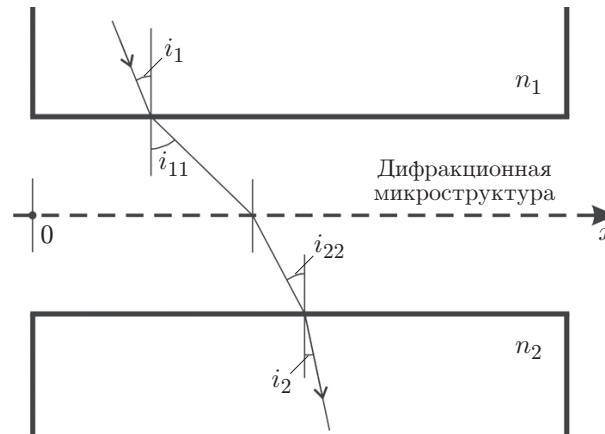


Рис. 1. К выводу обобщённого закона Снеллиуса

микроструктурой в падающий волновой фронт в  $m$ -м порядке дифракции в точке с координатой  $x$ :

$$\frac{m\lambda}{\Lambda(x)} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}.$$

Тогда обобщённый закон Снеллиуса принимает вид

$$n_2 \sin i_2 = n_1 \sin i_1 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (2)$$

Выражение (2) отличается от обычного закона Снеллиуса наличием добавки в правой части, которая возникает из-за скачка фазы. Этот скачок приводит к прогнозируемым последствиям. Например, падающий по нормали луч ( $i_1 = 0$ ) будет преломляться под углом

$$i_2 = \arcsin \left( \frac{\lambda}{2\pi n_2} \frac{d\Phi}{dx} \right)$$

и при некоторых углах падения может наблюдаться эффект отрицательного преломления, т. е. прошедший луч отклоняется в ту же сторону, что и падающий и т. д. Принципиальное же отличие метаповерхности от обычной дифракционной микроструктуры связано с механизмом трансформации фронта падающей волны.

Любая неоднородность в прозрачной среде с размерами больше длины волны падающего излучения (микронеоднородность) приводит к дифракции, обусловленной тем, что в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля все точки волнового фронта являются источниками вторичных сферических волн, которые всегда и независимо ни от чего отстают по фазе от первичной волны на четверть периода [4]. Иная ситуация возникает, когда падающая волна встречает на своём пути метаатом, т. е. искусственную наноразмерную структуру определённой формы и ориентации.

**Механизм трансформации фронта падающей волны метаповерхностью.** Рассеяние электромагнитной волны на метаатоме вызывает скачок фазы, а зависимость этого скачка от координаты носит дискретный характер. Как правило, в метаповерхностях метаатомы располагаются в периодических элементарных ячейках (рис. 2).

Если периодичность таких ячеек равна  $\Delta x$  и каждый метаатом в ячейке осуществляет фазовую задержку электромагнитной волны на величину, большую на  $\Delta\Phi$ , чем предыдущий, то градиент фазовой задержки определяется отношением  $\alpha = \Delta\Phi/\Delta x$ . Фазовая

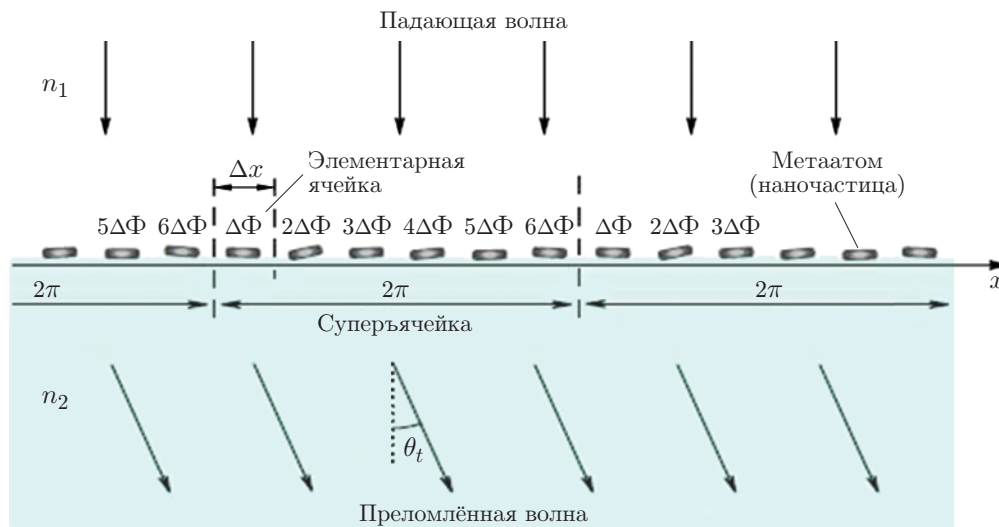


Рис. 2. Модель метаповерхности [2]

задержка каждым метаатомом в этом случае зависит от номера элементарной ячейки:  $\Phi_i = \Phi_0 + i\Delta\Phi$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots, I$  ( $I$  — количество элементарных ячеек в одной суперъячейке, так что  $I\Delta\Phi = 2\pi$ ). В следующей суперъячейке фазовая задержка  $\Phi$  нарастает заново. В результате нормально падающая плоская волна после метаповерхности в среде с показателем преломления  $n_2$  (см. рис. 2) распространяется под углом

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\pi n_2} \frac{\Delta\Phi}{\Delta x}\right).$$

Таким образом, рассмотренная метаповерхность по своему действию эквивалентна дифракционной решётке, причём (как показывает расчёт вектора Умова — Пойнтинга) если размер элементарной ячейки меньше  $\lambda$ , — то решётке «с блеском», т. к. формируется только один нулевой порядок дифракции и дифракционная эффективность соответственно равна единице [2]. Однако реальная эффективность, равная отношению мощности излучения, распространяющегося под углом  $\theta_t$ , к мощности падающего излучения, к сожалению, меньше единицы из-за того, что далеко не всё падающее излучение рассеивается на метаатомах.

**Управление фазовой задержкой.** Один из механизмов управления задержкой фазы рассеиваемого метаатомами излучения связан с резонансными явлениями [1–3, 5]. Речь идёт, в частности, об электрическом и магнитном резонансах, обусловленных воздействием на метаатомы электрической и магнитной составляющих падающей электромагнитной волны. При этом на величину фазовой задержки можно влиять и размером, и формой, и ориентацией метаатомов по отношению к векторам  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Сразу же заметим, что каждый из резонансов в отдельности позволяет получать фазовую задержку в пределах от 0 до  $\pi$ , но использование обоих резонансов одновременно расширяет диапазон изменения фазовой задержки до  $2\pi$ . Резонансные способы управления фазой применимы только в относительно узком диапазоне длин волн.

Принципиально другой способ управления фазой рассеиваемого метаатомами излучения связан с изменением геометрической фазы Панчаратнама — Берри [1, 3, 6–9]. Изображённый на рис. 3 скачок фазы на  $\pi$ , вызванный «переворотом» поперечной волны, — вероятно, наиболее простое и наглядное проявление геометрической фазы [9].

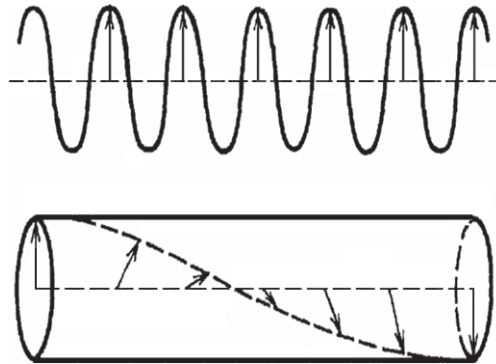


Рис. 3. Задержка фазы на  $\pi$ , вызванная «переворотом» поперечной волны трансформатором поляризации. Вверху показана непреобразующая опорная волна, и интерференция этих двух волн позволяет наблюдать геометрическую фазу [9]

Геометрическая фаза в простейшем случае может рассматриваться как относительная фаза двух плоскополяризованных пучков с разными поляризациями ( $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{e}'$ ), равная фазе их скалярного произведения:

$$\gamma = \arg(\mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e}') = \arg(e_1^* e_1' + e_2^* e_2').$$

Преимущество способа управления фазовой задержкой, базирующегося на геометрической фазе Панчаратнама — Берри, заключается в том, что фазовая задержка не зависит от длины волны излучения. Однако он применим только при излучении с круговой поляризацией. Как показано на простой модели метаатомов в виде наностержней, повернутых под определённым углом  $\varphi$  к оси, перпендикулярной плоскости падения циркулярно поляризованной волны, фаза может изменяться от 0 до  $2\pi$ . Действительно, рассеяние на наностержне приводит к появлению рассеянной волны с противоположной поляризацией. Угол поворота стержня определяет фазу рассеянной волны:  $\Delta\Phi = 2\varphi$ , и поворот наностержня в пределах от 0 до  $\pi$  позволяет охватить смещение фазы в диапазоне от 0 до  $2\pi$ .

**Фокусирующие элементы на основе метаповерхностей.** В случае обычной собирающей рефракционной линзы толщиной  $h$ , описываемой в тонком приближении [10, 11], разность длин оптических путей между плоскостями, касательными к преломляющим поверхностям линзы, которые вычислены вдоль оптической оси и через край апертуры, равна  $h(n - 1)$ . Следовательно, максимальная фазовая задержка, вносимая рефракционной линзой, имеющей практически значимую апертуру, определяется формулой  $2\pi h(n - 1)/\lambda \gg 2\pi$ . Отсюда ясно, что метаповерхность не может быть аналогом такой линзы. В то же время фазовая задержка, равная всего лишь  $\pi$ , уже обеспечивает 40-процентную дифракционную эффективность фазоинверсной зонной пластинки Рэлея — Вуда [12, 13]. Очевидно, что возможный фокусирующий элемент на основе метаповерхности — это дифракционная линза, зоны Френеля которой отличаются не глубиной микрорельефа, а заполнением наноплёнки метаатомами.

В работе [14] в качестве таких метаатомов были использованы отверстия в золотой плёнке. Резонансное управление фазой излучения, прошедшего через зону Френеля, осуществлялось с помощью изменения диаметров отверстий. Толщина плёнки 380 нм. Изменение радиуса позволило охватить фазу в диапазоне почти от 0 до  $\pi$ . Отверстия располагались только в нечётных зонах Френеля, как показано на рис. 4. Излучение с длиной волны 531 нм фокусировалось на расстоянии 10 мкм от линзы, а с длинами волн 488 и

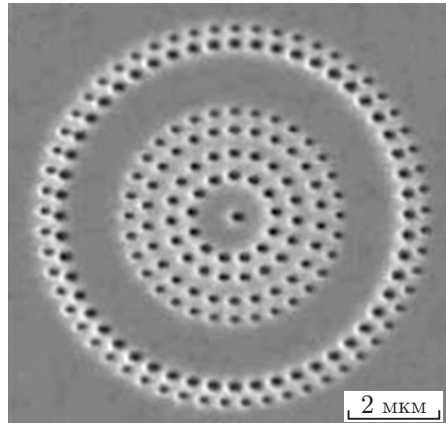


Рис. 4. Металинза из золотой плёнки с нанодоотверстиями [14]



Рис. 5. Суперъячейка из V-образных метаатомов

647 нм — на расстояниях 8 и 12 мкм соответственно. Дифракционная эффективность не превышала 20 %.

Существенно бóльшую дифракционную эффективность линз позволяет достичь использование скачков фазы Панчаратнама — Берри. Эти скачки не зависят от длины волны, а метаатомами могут быть как металлические, так и диэлектрические наночастицы. Единственное принципиальное ограничение, как уже отмечалось, заключается в том, что падающее на линзу излучение должно иметь круговую поляризацию.

В [15] описывается реализация такой дифракционной металинзы, метаповерхность которой состояла из V-образных метаатомов, размером от 85 до 180 нм при толщине 50 нм. Каждая суперъячейка метаповерхности включала в себя восемь метаатомов (рис. 5), что позволяло обеспечивать фазовую задержку рассеянного излучения до  $2\pi$  и, следовательно, дифракционную эффективность, близкую к 100 %. Однако из-за того, что, как уже отмечалось, далеко не всё падающее излучение рассеивается на метаатомах, эффективность фокусировки, оценённая в схеме с кроссполяризацией, не превышала 8 % [15].

Наибольшая эффективность дифракционной металинзы достигнута в работе [16], где использовались метаатомы из  $\text{TiO}_2$ , представляющие собой параллелепипеды, расположенные на стеклянной подложке. Поворот метаатомов на угол  $\theta_{nf}$  обеспечивал сдвиг фазы в диапазоне от 0 до  $2\pi$ . Были изготовлены три линзы для излучения с длинами волн 405, 532 и 660 нм. Эффективность фокусировки достигала 86, 73 и 66 % соответственно. Диаметр линз составлял 2 мм, их фокусное расстояние равнялось 0,725 мм. Фокусировка плоской волны в точку одной из таких линз показана на рис. 6.

Здесь следует обратить внимание на то, что всем вышерассмотренным металинзам, как и обычным дифракционным линзам, присущ значительный хроматизм. Их коэффициент дисперсии (см, например, [17]) прямо пропорционален центральной длине волны рабочего спектрального диапазона  $\lambda_0$  и обратно пропорционален его ширине:

$$\nu = \lambda_0 / (\lambda_{\min} - \lambda_{\max}).$$

В результате такие линзы могут осуществлять высококачественную фокусировку только лазерного излучения.

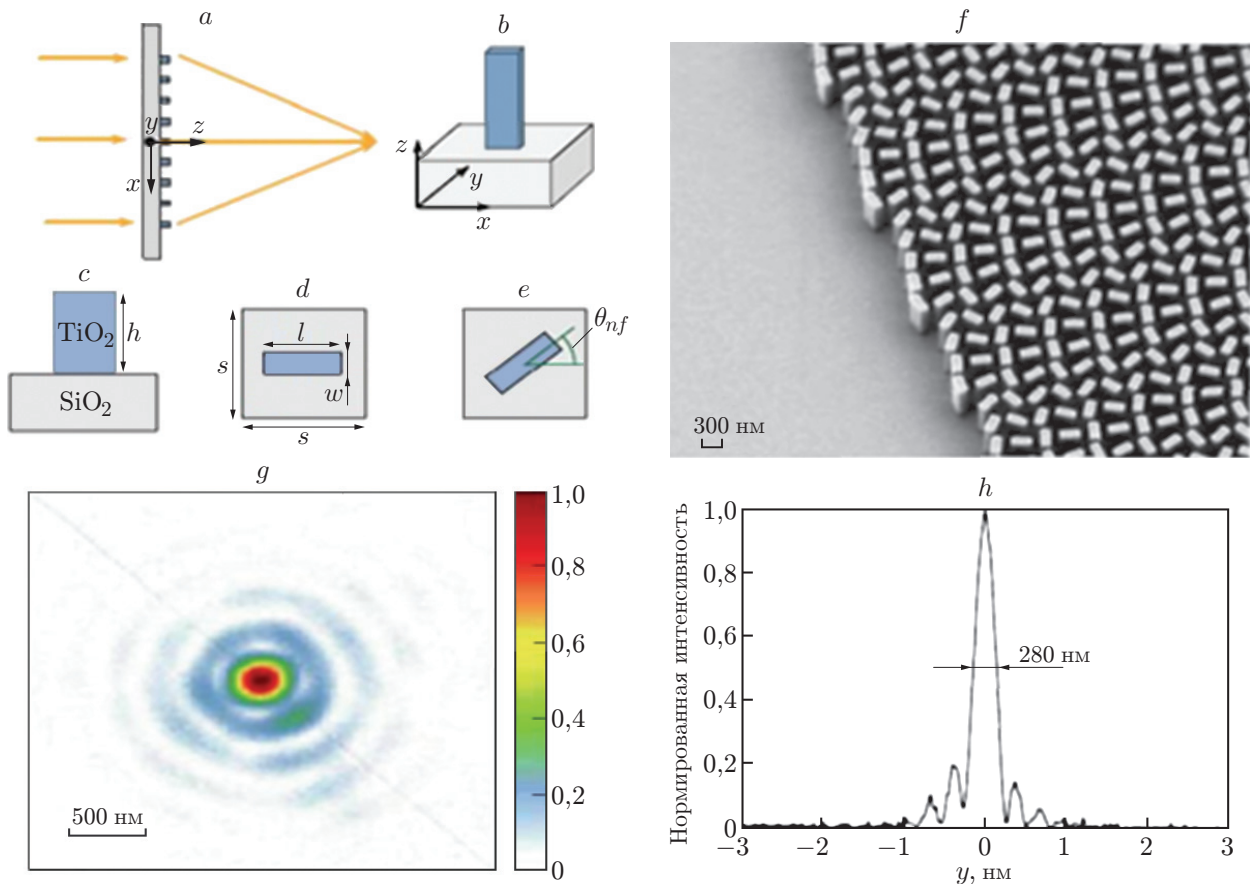


Рис. 6. Фокусировка излучения с помощью металинзы [16]: *a* — плоская волна падает на линзу диаметром 2 мм; *b–e* — метаатомы линзы, представляющие собой параллелепипеды из  $\text{TiO}_2$  на стеклянной подложке; *f* — изображение части металинзы, полученное с помощью электронного микроскопа; *g, h* — распределение интенсивности излучения в фокусе. Линза оптимизирована для длины волны 405 нм, фокусное расстояние 0,725 мм, высота параллелепипедов 600 нм, их длина 150 нм и ширина 40 нм. Расстояние между центрами метаатомов (размер элементарной ячейки) 200 нм

Принципиальным преимуществом дифракционных металинз перед обычными линзами является возможность управления их дисперсионными свойствами, вплоть до смены знака коэффициента дисперсии [18]. Далее остановимся на подходе, позволяющем получить широкополосные ахроматические дифракционные металинзы и предложенном в работе [19]. Для того чтобы дифракционная линза не имела хроматизма положения, т. е. её фокусное расстояние  $f$  было одинаковым на всех длинах волн в пределах заданного спектрального диапазона  $\lambda \in \{\lambda_{\min}, \lambda_{\max}\}$ , фазовая задержка, вносимая в волновой фронт падающей волны, должна иметь вид

$$\varphi(r, \lambda) = - \left[ 2\pi(\sqrt{r^2 + f^2} - f) \right] \frac{1}{\lambda},$$

где  $r$  — расстояние в плоскости кольцевой дифракционной структуры от её центра. Выделим в фазовой задержке слагаемое, содержащее фиксированную длину волны, и в результате получим

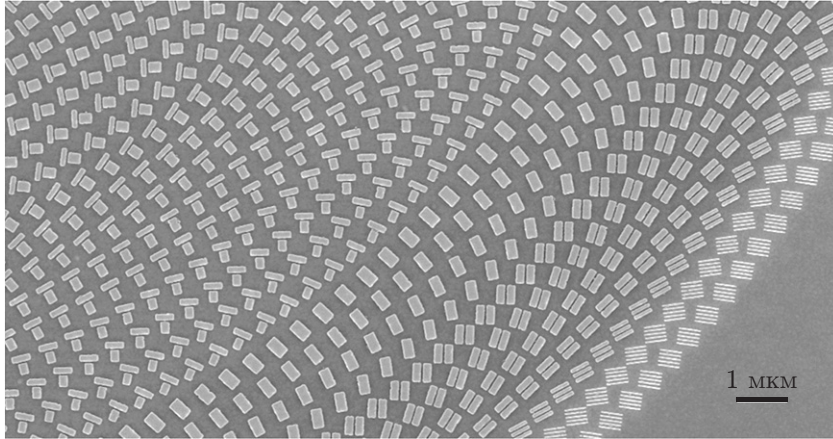


Рис. 7. Увеличенное сканирующим электронным микроскопом изображение наноструктуры широкополосной дифракционной металинзы [19]

$$\varphi_{Lens}(r, \lambda) = \varphi(r, \lambda_{\max}) + \Delta\varphi(r, \lambda), \quad (3)$$

где

$$\Delta\varphi(r, \lambda) = -\left[2\pi(\sqrt{r^2 + f^2} - f)\right] \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{\max}}\right).$$

Первое слагаемое в формуле (3) — фазовая задержка, не зависящая от рабочей длины волны, которая может быть реализована путём использования фазы Панчаратнама — Берри при рассеянии на каждом метаатоме излучения с круговой поляризацией. Напротив, второе слагаемое в формуле (3) является функцией рабочей длины волны и такая фазовая задержка может быть получена в результате резонансного фазового отклика каждого метаатома. Поскольку механизм резонансного фазового отклика полностью отличается от геометрической фазы, эти две части фазы не будут мешать друг другу и могут быть просто объединены. Для практической реализации вышеописанного подхода задействуются практически все параметры метаатомов (материал, форма, размеры, ориентация), как это показано на рис. 7. На нём представлено увеличенное изображение наноструктуры широкополосной дифракционной металинзы, изготовленной авторами работы [19] и предназначенной для фокусировки излучения ближнего ИК-диапазона ( $1,2 \leq \lambda \leq 1,68$  мкм). Заявленная эффективность фокусировки составляет порядка 12 %.

Особо следует обратить внимание на то, что уже достигнуты определённые успехи и в области использования метаповерхностей в роли оптических элементов, выполняющих нетривиальные преобразования электромагнитной волны. Так, в [20] путём численного моделирования и экспериментально показано, что метаповерхность, представляющая собой субволновый аксикон (кольцевую решётку с периодом меньше длины волны), позволяет выполнить преобразование линейно поляризованного излучения терагерцового диапазона в цилиндрически поляризованное. В работах [21, 22] предложен новый подход к построению метаповерхностей для генерации обратного потока энергии вблизи оптической оси. Получены уравнения, описывающие непрерывный субволновый рельеф для преобразования линейно поляризованного входного поля в радиально поляризованный пучок произвольного порядка. Предлагаемые метаповерхности совмещают функции поляризационного преобразователя и фокусирующего элемента. Это повышает эффективность преобразования поляризации и упрощает оптическую схему.

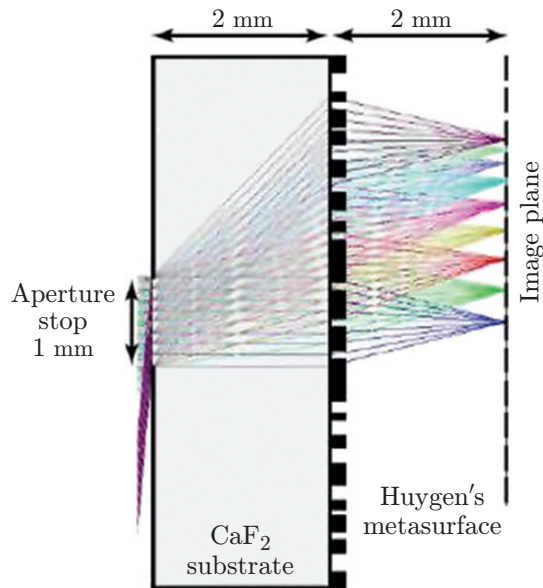


Рис. 8. Примерная конструкция ИК-метаобъектива [23]

**Оптические системы на основе метаповерхностей.** Обзор оптических систем на основе метаповерхностей начнём с работы [23], в которой представлен экспериментальный образец панорамного объектива среднего ИК-диапазона, выполненного в виде металлинзы с вынесенным входным зрачком и формирующего дифракционно-ограниченное изображение в пределах углового поля  $2\omega \approx 170^\circ$ . Объектив представляет собой плоскопараллельную пластину, на противоположных поверхностях которой размещены апертурная диафрагма и дифракционная металлинза, как это показано на рис. 8. Плоскопараллельная пластина, т. е. общая подложка апертурной диафрагмы и металлинзы толщиной 2 мм выполнена из фторида кальция ( $\text{CaF}_2$ ,  $n = 1,4$  при длине волны  $\lambda = 5,2$  мкм). Апертурная диафрагма, расположенная на передней стороне подложки, имеет диаметр 1 мм, а метаповерхность с зонной дифракционной микроструктурой, нанесённая на обратную сторону подложки, имеет размер  $5,2 \times 5,2$  мм.

Метаповерхность содержит 2000 метаатомов Гюйгенса. Они выполнены в виде прямоугольных и H-образных блоков из РbТе с фиксированной толщиной 650 нм. При работе на пропускание в метаатомах возбуждаются электрические и магнитные дипольные резонансы, формирующие фазовую задержку. Восемь метаатомов образуют суперъячейку, обеспечивающую для линейно ТМ-поляризованного света с  $\lambda = 5,2$  мкм фазовую задержку от 0 до  $320^\circ$  (рис. 9).

Все суперъячейки размещены в узлах квадратной решётки с шагом 2,5 мкм. Зонная структура метаповерхности на длине волны  $\lambda = 5,2$  мкм имеет фокусное расстояние 2 мм, что соответствует эффективной числовой апертуре 0,24. При угле падения около  $90^\circ$  максимальный угол распространения света внутри подложки составляет  $45,7^\circ$ .

В эксперименте метаобъектив освещался коллимированным линейно поляризованным лазерным лучом ( $\lambda = 5,2$  мкм). Крепление лазера позволяло изменять угол падения луча на апертурную диафрагму от 0 до  $85^\circ$ . Изображение фокального пятна увеличивалось парой рефракционных линз среднего ИК-диапазона и проецировалось на камеру с матричным фотоприёмником, охлаждаемым жидким азотом. Измерения показали, что для всех углов падения интенсивность Штреля остаётся выше 0,8, что указывает на дифракционно-ограниченную фокусировку излучения данным объективом.

Следует заметить, что низкий уровень монохроматических aberrаций достигается в



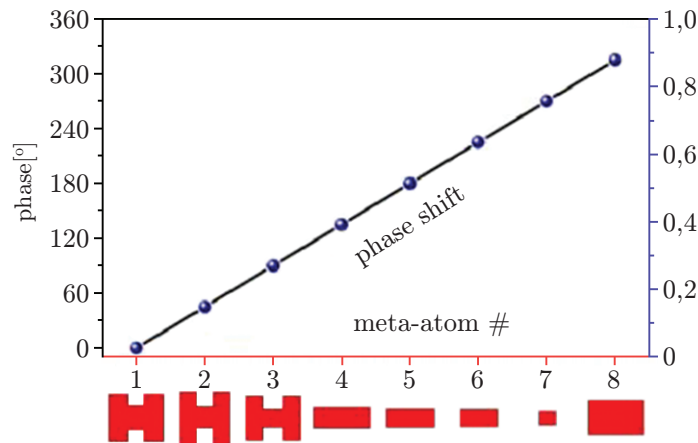


Рис. 9. Суперъячейка и осуществляемый ею фазовый сдвиг [23]

таким случае исключительно благодаря абберационным свойствам плоской дифракционной линзы, независящим от того, какова её работающая на пропускание зонная структура: амплитудная, рельефно-фазовая или метафазовая. В частности, как показано в [12, 13], абберационное разложение плоской дифракционной линзы сходится быстрее, чем разложение рефракционной линзы, имеющей ту же оптическую силу, а условие Петцваля, выполнение которого обеспечивает в приближении третьего порядка малости равенство меридиональной и сагиттальной кривизн поля изображения, у дифракционной линзы выполняется автоматически независимо от кривизны поверхности, удерживающей кольцевую зонную структуру.

Принципиально иная ситуация с эффективностью фокусировки. Самая эффективная в настоящее время (из практически реализуемых дифракционных микроструктур) рельефно-фазовая пилообразная микроструктура имеет ярко выраженную зависимость дифракционной эффективности от угла падения излучения. Таким образом, если при нормальном падении излучения дифракционная эффективность оптически сильной дифракционной линзы близка к 100 %, то уже при углах падения порядка  $25^\circ$  она уменьшается вдвое.

Фазовый же отклик использованных в ИК-объективе метаатомов слабо зависит от углов падения излучения, и, как показал эксперимент, эффективность фокусировки линейно поляризованного света варьируется от 45 до 32 % при изменении угла падения от 0 до  $85^\circ$ . В результате есть все основания рассчитывать на равномерное освещение в плоскости изображения широкоугольных оптических систем на основе металинз.

К метаповерхностям обратились и разработчики оптики для товаров широкого потребления. В первую очередь были поставлены такие вопросы: насколько миниатюрным может стать объектив мобильного телефона или смартфона? Сможет ли метаповерхность улучшить качество изображения и уменьшить количество линз? Могут ли метаповерхности добавить оптике гаджетов новые функции? Первые попытки ответа на эти вопросы предприняты в работе [24], в которой отмечается, что металинзы весьма чувствительны к состоянию поляризации и имеют низкую эффективность при работе с полихроматическим излучением. Значительное светорассеяние также является серьёзной проблемой. Таким образом, рассматривать сегодня вопрос об использовании металинз и метаповерхностей в оптике товаров широкого потребления преждевременно. Однако это может измениться в течение ближайших нескольких лет благодаря новым разработкам, которые смогут ввести метаповерхности в элементную базу объективостроения. Более того, автор [24] выражает надежду, что в настоящий момент могут быть предложены инновации, которые будут

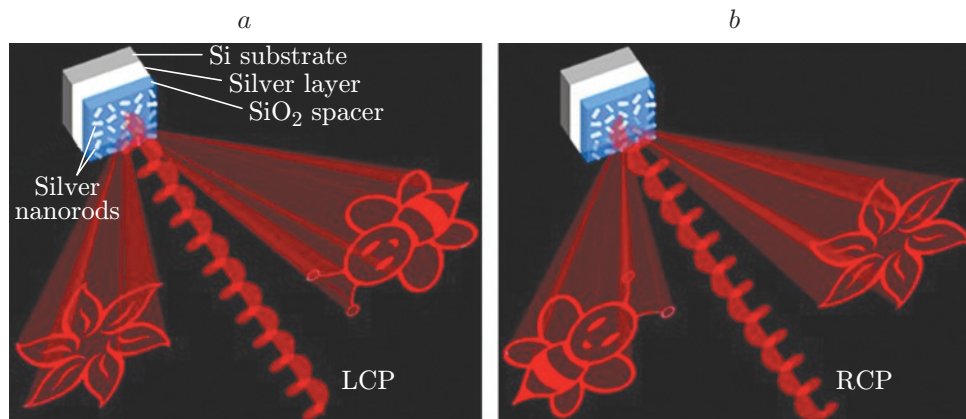


Рис. 10. Широкополосная метаповерхностная отражательная голограмма: восстановленные изображения при освещении голограммы излучением с круговыми левовинтовой (a) и правовинтовой (b) поляризациями [29]

эффективно использовать некоторые особенности метаповерхностей и поднимут оптику гаджетов на следующий уровень.

**Метаголограммы.** В последние годы появился ряд работ, посвящённых голограммам, основанным на метаповерхностях (см., например, [25–27]). Во всех этих работах метаатомы управляют фазой излучения таким образом, чтобы сформировать необходимый волновой фронт. При этом используются практически все известные механизмы управления задержкой фазы рассеиваемого метаатомами излучения.

Наиболее высокая эффективность голограмм (80 %) получена на отражающих метаповерхностях, облучаемых светом с круговой поляризацией и использующих фазу Панчаратнама — Берри [28, 29]. Метаповерхность, описанная в [29], состоит из трёх слоёв: двумерного массива удлинённых серебряных наностержней, нанесённых на кварцевую (SiO<sub>2</sub>) прокладку толщиной 80 нм, и серебряного фоновой слоя толщиной 150 нм, опирающегося на кремниевую подложку. Требуемый фазовый сдвиг обеспечивается ориентацией наностержней (рис. 10).

Изучению метаголограмм, работающим на пропускание, также посвящено значительное количество опубликованных работ. Высокая эффективность (более 78 %) была достигнута на диэлектрических метаповерхностях из TiO<sub>2</sub>, изменяющих фазу Панчаратнама — Берри [30]. Меньшая эффективность получена на метаповерхности из кремния [31]. Также большое количество диэлектрических голограмм, работающих на пропускание, формирует волновой фронт с помощью резонансов [32–34]. Металлические наночастицы тоже могут быть основой голографических метаповерхностей, работающих на пропускание. Они могут управлять фазой с помощью резонансов для линейно поляризованного излучения [35], или с помощью фазы Панчаратнама — Берри [36] для излучения с круговой поляризацией. Кроме того, существуют голограммы, метаатомы которых представляют собой отверстия в металлической плёнке. Они также могут управлять фазой с помощью резонансов [37, 38] или с помощью фазы Панчаратнама — Берри [39].

Одна из первых работ [40], показавших принципиальную возможность создавать пропускающие голограммы на основе метаповерхностей, основана на использовании фазы Панчаратнама — Берри. Компьютерная голограмма виртуальной 3D-модели самолёта представляла собой распределение фазовой задержки, вносимой бесконечно тонким транспарантом, установленным в определённой плоскости пространства, и реализовывалась метаповерхностью, метаатомы которой представляли собой наностержни, повернутые каждый на свой угол, как показано на рис. 11. Свет с круговой поляризацией, проходя через

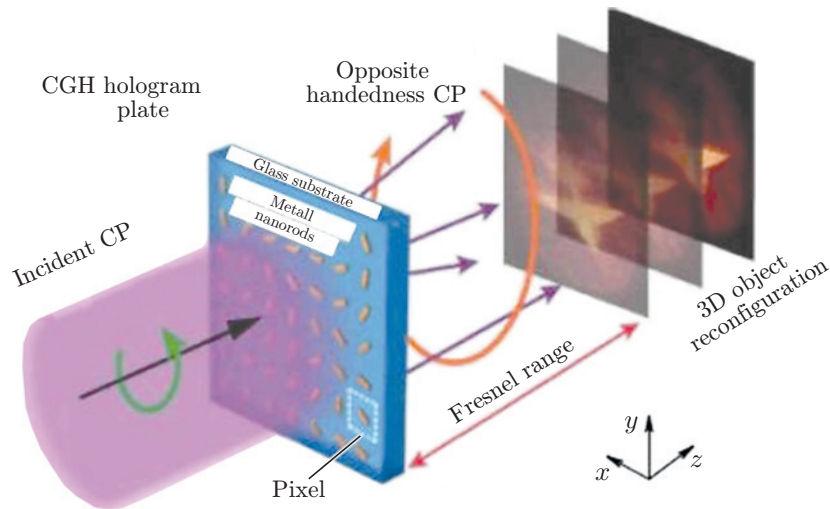


Рис. 11. Схема получения трёхмерного изображения [40]

такой метаатом, приобретает смещение фазы  $\Delta\Phi = 2\theta$ . Поворот стержня даёт возможность охватить смещение фаз в пределах от 0 до  $2\pi$ . Таким образом, задание угла  $\theta$  для каждого метаатома позволяет воспроизвести всю рассчитанную фазовую картину и наблюдатель за метаповерхностью увидит трёхмерное изображение ранее созданной виртуальной модели самолёта. Размер метаповерхности (голограммы)  $0,4 \times 0,4$  мм (т. е.  $800 \times 800$  метаатомов с постоянной решётки 500 нм).

Излучение с круговой поляризацией падает на метаповерхность. Каждый метаатом придаёт волне свою заранее рассчитанную фазу. В результате на определённом расстоянии от метаповерхности наблюдается трёхмерный объект. Относительно малое количество метаатомов голограммы не позволяет увидеть изображение под разными углами. Поэтому для доказательства того, что получена действительно голограмма, создающая трёхмерное изображение, в [40] использовали ограниченную глубину резкости микроскопа. Объёмное изображение создаётся на некотором расстоянии от голограммы. Объектив микроскопа фокусируется в этой области и может перемещать точку фокусировки ближе или дальше, как показано на рис. 11. Таким образом, объектив может фокусироваться на разных (ближних или дальних) частях объекта. Например, при ближней фокусировке нос самолёта виден чётко, а хвост — расплывчато, при дальней фокусировке, наоборот. Авторы работы [40] не без основания посчитали это доказательством того, что метаповерхность воспроизводит трёхмерное изображение.

Несомненный интерес представляет опубликованная в последние годы серия исследований, посвящённых метаголограммам, восстанавливающим полноцветное объёмное изображение реальных и компьютерно-синтезированных объектов (см., например, [33, 39, 41–43]). Цветовая гамма может формироваться из трёх основных цветов (RGB), как это показано на рис. 12, или даже из семи цветов [43], что существенно повышает соотношение сигнал/шум и соответственно качество изображения. В данных работах отмечается, что достигнутые результаты демонстрируют бесспорную перспективность применения метаголограмм для создания высококачественных дисплеев, а также в области хранения и защиты информации.

Обратим внимание на перезаписываемый метаматериал. В работе [44] анонсированы результаты использования давления света для создания динамического голографического материала. Полученный материал допускает многократную перезапись и сохраняет записанную картину неопределённо долгое время без потребления энергии.

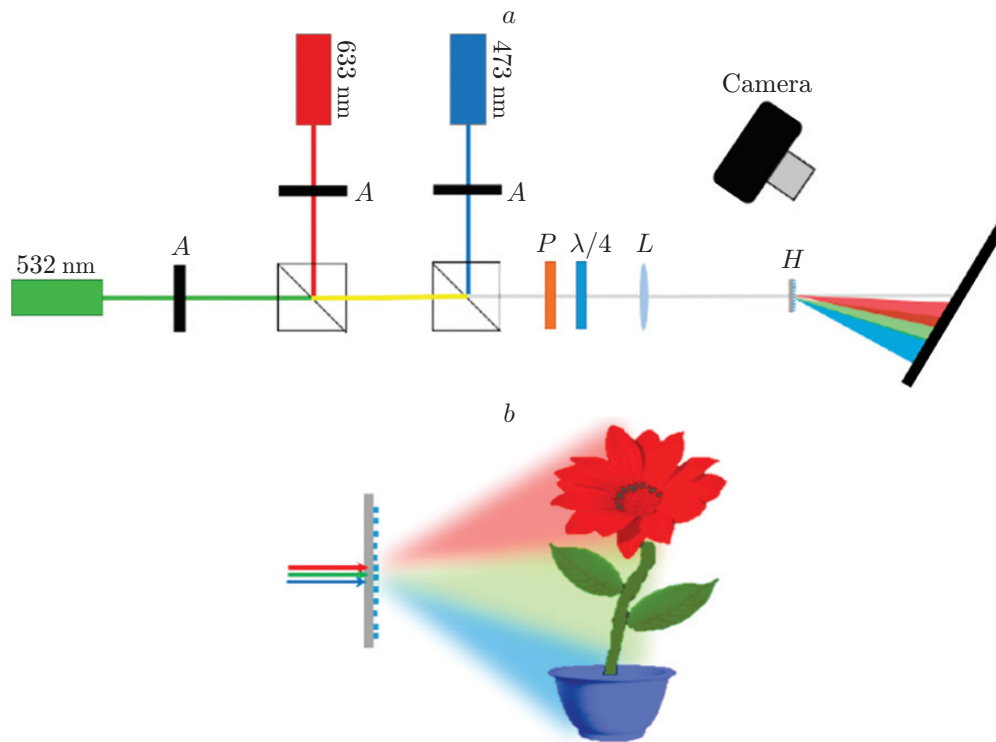


Рис. 12. Формирование цветного изображения метаголограммой [33]: схема установки (а), сформированное цветное объёмное изображение (б)

Давление света, воздействующее на структуру нового материала, создаётся путём фокусировки нескольких лазерных лучей на определённом участке метаповерхности. Этого давления достаточно для перемещения метаатомов, находящихся внутри несущей плёнки. Авторы использовали серебряные наночастицы, которые помещались в заданную точку плёнки импровизированным «оптическим пинцетом». Ключевым моментом новой технологии перезаписи голограмм является то, что процесс перемещения наночастиц производится в условиях высокой температуры, создаваемой лазерными лучами. При этом материал плёнки размягчается, а после охлаждения снова застывает, надёжно фиксируя наночастицу в положении, куда её переместили с помощью лазерных лучей.

Авторы данной работы считают, что метаповерхности, обладающие такими свойствами, могут найти применение в трёхмерных голографических дисплеях, в устройствах оптического хранения информации, в биодатчиках, в перестраиваемых лазерах и т. п.

**Заключение.** Представленный обзор позволяет констатировать:

1. Метаповерхностями называют наноразмерные диэлектрические или проводящие плёнки, в которые внедрены периодически расположенные инородные наночастицы — метаатомы.

2. Физика управления светом метаповерхностями принципиально не отличается от физики работы традиционных оптических элементов и описывается в рамках обычных уравнений Максвелла.

3. Трансформация фронта падающей волны метаповерхностью обусловлена фазовыми задержками, возникающими при рассеянии электромагнитной волны метаатомами.

4. Один из механизмов управления задержкой фазы рассеиваемого метаатомами излучения связан с электрическим и магнитным резонансами, обусловленными воздействием на метаатомы электрической и магнитной составляющих падающей электромагнитной

волны. При этом на величину фазовой задержки можно влиять и размером, и формой, и ориентацией метаатомов по отношению к векторам **E** и **B**.

5. Одновременное использование обоих резонансов расширяет диапазон изменения фазовой задержки до  $2\pi$ , но резонансные способы управления фазой применимы только в относительно узком диапазоне длин волн.

6. Принципиально другой способ управления фазой рассеиваемого метаатомами излучения связан с изменением геометрической фазы Панчаратнама — Берри. Этот способ также позволяет изменять фазовую задержку в диапазоне от 0 до  $2\pi$ , а его преимущество заключается в независимости фазовой задержки от длины волны излучения. Однако данный способ применим только при излучении с круговой поляризацией.

7. Возможный фокусирующий элемент на основе метаповерхности — это дифракционная линза, зоны Френеля которой отличаются не глубиной микрорельефа, а заполнением наноплёнки метаатомами.

8. Преимуществами дифракционных металинз перед обычными дифракционными линзами являются: возможность управления дисперсионными свойствами, позволяющая получать широкополосные ахроматические дифракционные металинзы, и слабая зависимость фазового отклика метаатомов от угла падения излучения, что обеспечивает равномерное освещение в плоскости изображения широкоугольной металинзы.

9. Разработка оптических систем на основе метаповерхностей находится в самой начальной стадии. При этом в среднем ИК-диапазоне положительный эффект на примере панорамного объектива на основе металинзы уже продемонстрирован, но поиск путей эффективного использования уникальных свойств метаповерхностей в оптике товаров широкого потребления и, в частности в оптике гаджетов, пока результатов не дал.

10. Сегодня наибольшие успехи в использовании уникальных оптических свойств метаповерхностей демонстрирует голография. Метаатомы отражательных и пропускающих метаголограмм управляют фазой излучения таким образом, чтобы сформировать необходимый волновой фронт. Для этого используются практически все известные механизмы управления задержкой фазы рассеиваемого метаатомами излучения.

11. Наибольший интерес вызывают метаголограммы, восстанавливающие полноцветное объёмное изображение реальных и компьютерно-синтезированных объектов. Есть все основания предполагать перспективную разработку на основе таких метаголограмм 3D-дисплеев, а также эффективность их применения в области хранения и защиты информации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chen H.-T., Taylor A. J., Yu N.** A review of metasurfaces: physics and applications // *Rep. Prog. Phys.* 2016. **79**, Iss. 7. 076401.
2. **Ремнев М. А., Климов В. В.** Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом // *УФН.* 2018. **188**, № 2. С. 169–205.
3. **Sun S., He Q., Hao J. et al.** Electromagnetic metasurfaces: physics and applications // *Adv. Opt. Photon.* 2019. **11**, N 2. P. 380–479.
4. **Борн М.** Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
5. **Климов В. В.** Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009. 480 с.
6. **Chen X.** Dual-polarity plasmonic metalens for visible light // *Nature Commun.* 2012. **3**. 1198.
7. **Huang L., Chen X., Mühlenbernd H. et al.** Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation // *Nano Lett.* 2012. **12**, N 11. P. 5750–5755.
8. **Kang M., Chen J., Wang X.-L., Wang H.-T.** Twisted vector field from an inhomogeneous and anisotropic metamaterial // *JOSA. B.* 2012. **29**, N 4. P. 572–576.

9. **Клышко Д. Н.** Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах // УФН. 1993. **163**, № 11. С. 1–18.
10. **Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
11. **Юу Ф. Т. С.** Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. М.: Сов. радио, 1979. 304 с.
12. **Бобров С. Т., Грейсукх Г. И., Туркевич Ю. Г.** Оптика дифракционных элементов и систем. Л.: Машиностроение, 1986. 223 с.
13. **Greisukh G. I., Bobrov S. T., Stepanov S. A.** Optics of diffractive and gradient-index elements and systems. Bellingham: SPIE Press, 1997. 414 p.
14. **Ishii S., Shalaev V. M., Kildishev A. V.** Holey-metal lenses: sieving single modes with proper phases // Nano Lett. 2013. **13**, N 1. P. 159–163.
15. **Aieta F., Genevet P., Kats M. A. et al.** Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces // Nano Lett. 2012. **12**, N 9. P. 4932–4936.
16. **Khorasaninejad M., Chen W. T., Devlin R. C. et al.** Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging // Science. 2016. **352**, Iss. 6290. P. 1190–1194.
17. **Грейсукх Г. И., Ежов Е. Г., Степанов С. А.** Сравнительный анализ хроматизма дифракционных и рефракционных линз // Компьютерная оптика. 2005. **28**. С. 60–65.
18. **Arbabi E., Arbabi A., Kamali S. M. et al.** Controlling the sign of chromatic dispersion in diffractive optics with dielectric metasurfaces // Optica. 2017. **4**, N 6. P. 625–632.
19. **Wang S., Wu P. C., Su V.-C. et al.** Broadband achromatic optical metasurface devices // Nature Commun. 2017. **8**, Iss. 1. 187.
20. **Хонина С. Н., Тукмаков К. Н., Дегтярев С. А. и др.** Расчёт, изготовление и исследование субволнового аксикона для поляризационного преобразования излучения терагерцового диапазона // Компьютерная оптика. 2019. **43**, № 5. С. 756–764.
21. **Котляр В. В., Налимов А. Г.** Формирование и фокусировка векторного оптического вихря с помощью металинзы // Компьютерная оптика. 2017. **41**, № 5. С. 645–654.
22. **Degtyarev S., Savelyev D., Khonina S., Kazanskiy N.** Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation // Opt. Express 2019. **27**. P. 15129–15135.
23. **Shalaginov M. Y., An S., Yang F. et al.** A single-layer panoramic metalens with  $> 170^\circ$  diffraction-limited field of view // Optics. Cornell Univers., 2019. URL: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1908/1908.03626.pdf> (дата обращения: 27.09.2019).
24. **Thibault S.** Consumer electronic optics: how small a lens can be using metasurfaces // Proc. SPIE. 2019. **11104**. 1110406.
25. **Genevet P., Capasso F.** Holographic optical metasurfaces: a review of current progress // Rep. Prog. Phys. 2015. **78**, Iss. 2. 024401.
26. **Huang L., Zhang S., Zentgraf T.** Metasurface holography: from fundamentals to applications // Nanophotonics. 2018. **7**, Iss. 6. P. 1169–1190.
27. **Jiang Q., Jin G., Cao L.** When metasurface meets hologram: principle and advances // Adv. Opt. Photon. 2019. **11**, N 3. P. 518–576.
28. **Zheng G., Mühlenbernd H., Kenney M. et al.** Metasurface holograms reaching 80 % efficiency // Nature Nanotech. 2015. **10**, Iss. 4. P. 308–312.
29. **Wen D., Yue F., Li G. et al.** Helicity multiplexed broadband metasurface holograms // Nature Commun. 2015. **6**. 8241.
30. **Devlin R. C., Khorasaninejad M., Chen W. T. et al.** Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum // Proc. Natl. Acad. Sci. 2016. **113**, N 38. P. 10473–10478.

31. **Huang K., Dong Z., Mei S. et al.** Silicon multi-meta-holograms for the broadband visible light // *Laser Photon. Rev.* 2016. **10**, N 3. P. 500–509.
32. **Chong K., Wang L., Staude I. et al.** Efficient polarization-insensitive complex wavefront control using Huygens' metasurfaces based on dielectric resonant meta-atoms // *ACS Photonics.* 2016. **3**, N 4. P. 514–519.
33. **Wang B., Dong F., Li Q.-T. et al.** Visible-frequency dielectric metasurfaces for multiwavelength achromatic and highly dispersive holograms // *Nano Lett.* 2016. **16**, N 8. P. 5235–5240.
34. **Li Q.-T., Dong F., Wang B. et al.** Polarization-independent and high-efficiency dielectric metasurfaces for visible light // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 15. P. 16309–16319.
35. **Zhou F., Liu Y., Cai W.** Plasmonic holographic imaging with V-shaped nanoantenna array // *Opt. Express.* 2013. **21**, N 4. P. 4348–4354.
36. **Wang Q., Zhang X., Xu Y. et al.** Broadband metasurface holograms: toward complete phase and amplitude engineering // *Sci. Rep.* 2016. **6**. 32867.
37. **Walther B., Helgert C., Rockstuhl C. et al.** Spatial and spectral light shaping with metamaterials // *Adv. Mater.* 2012. **24**, N 47. P. 6300–6304.
38. **Ni X., Kildishev A. V., Shalaev V. M.** Metasurface holograms for visible light // *Nature Commun.* 2013. **4**. 2807.
39. **Wan W., Gao J., Yang X.** Full-color plasmonic metasurface holograms // *ACS Nano.* 2016. **10**, N 12. P. 10671–10680.
40. **Huang L., Chen X., Mühlenbernd H. et al.** Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface // *Nature Commun.* 2013. **4**. 2808.
41. **Huang Y.-W., Chen W. T., Tsai W.-Y. et al.** Aluminum plasmonic multicolor meta-hologram // *Nano Lett.* 2015. **15**, Iss. 5. P. 3122–3127.
42. **Zhao W., Liu B., Jiang H. et al.** Full-color hologram using spatial multiplexing of dielectric metasurface // *Opt. Lett.* 2016. **41**, N 1. P. 148–150.
43. **Li X., Chen L., Li Y. et al.** Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation // *Sci. Adv.* 2016. **2**, Iss. 11. 1601102.
44. **Использование «силы» света позволило создать перезаписываемый голографический материал** // *DailyTechInfo* — Новости науки и технологий, новинки техники. 10 октября 2016. URL: <https://www.dailytechinfo.org/news/8549-ispolzovanie-sily-sveta-pozvolilo-sozdat-perezapisyvaemyy-golograficheskiy-material.html> (дата обращения: 27.09.2019).

*Поступила в редакцию 01.11.2019*

*После доработки 30.11.2019*

*Принята к публикации 17.12.2019*