

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом

М.А. Ремнев, В.В. Климов

Рассматриваются основные принципы управления светом с помощью метаповерхностей, которые способны управлять фазой, амплитудой, поляризацией и частотой излучения, проходящего через них. Приводится формулировка обобщённого закона Снеллиуса. Рассматриваются способы реализации метаповерхностей с помощью резонансов и методы сдвига фазы в пределах 2π . Приведён обзор экспериментов и последних достижений в управлении светом с помощью метаповерхностей. Обсуждаются возможные применения метаповерхностей и дальнейшее развитие парадигмы метаповерхностей.

Ключевые слова: метаповерхности, метаматериалы, наноплазмоника, диэлектрические метаповерхности, поверхности Гюйгенса, металинзы, метаголограммы, нелинейность, уравнения Максвелла, управление светом, нанотехнологии, обобщённый закон Снеллиуса

PACS numbers: 42.25.Fx, **42.65.-k**, **42.70.-a**, **42.79.-e**,
68.65.-k, **78.67.-n**, 78.67.Pt

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.08.038192>

Содержание

- 1. Введение (169).**
- 2. Теоретические основы физики метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла (171).**
 - 2.1. Обобщённый закон Снеллиуса.
 - 2.2. Управление фазой с помощью резонансов в мetaатомах.
 - 2.3. Другие принципы работы метаповерхностей. Нелинейные эффекты.
- 3. Экспериментальные реализации управления излучением с помощью метаповерхностей (180).**
 - 3.1. Экспериментальное подтверждение обобщённого закона Снеллиуса и управление излучением на основе резонансов мetaатомов.
 - 3.2. Экспериментальная реализация метаповерхности на основе фазы Панчаратнама – Берри.
 - 3.3. Экспериментальные реализации нелинейных метаповерхностей.
- 4. Приложения метаповерхностей (190).**
 - 4.1. Плоские линзы на основе метаповерхностей (металинзы).
 - 4.2. Мультирезонансные метаповерхности и линзы на их основе.

М.А. Ремнев. Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
ул. Сущёвская 22, 119017 Москва, Российская Федерация
E-mail: m.remnov@yandex.ru

В.В. Климов. Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
ул. Сущёвская 22, 119017 Москва, Российская Федерация;
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация;
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,
Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
E-mail: klimov256@gmail.com

Статья поступила 11 апреля 2017 г.,
после доработки 16 августа 2017 г.

4.3. Гологramмы на основе метаповерхностей. 4.4. Другие применения метаповерхностей.

- 5. Методы расчёта метаповерхностей (202).**
- 6. Заключение (203).**

Список литературы (204).

1. Введение

На протяжении всей истории человечества перед ним стояла задача создания и использования новых материалов. Несмотря на то что в природе существует множество материалов с уникальными свойствами (например, золото, алмаз), для поддержания развития цивилизации необходимы всё новые и новые материалы. В последнее время открыты или синтезированы такие новые уникальные материалы, как графен и родственные ему материалы толщиной в 1–2 атома [1–6], топологические изоляторы, полуметаллы и т.д. Все эти материалы состоят из естественных "кирпичиков", т.е. атомов. Существует и другое направление создания новых материалов — на основе мetaатомов, т.е. искусственных структур более или менее простой формы размером в несколько нанометров [7]. Из мetaатомов можно создавать объёмные или планарные структуры со свойствами, которые отсутствуют у природных материалов. В данном обзоре рассмотрены планарные структуры, состоящие из мetaатомов, или метаповерхности.

Применительно к оптике метаматериалы являются рационально сконструированными искусственными материалами, позволяющими проектировать их физические свойства в соответствии с потребностями физических задач, часто далеко выходя за пределы, которые достижимы для "естественных" материалов [8]. Метаповерхности — это класс оптических метаматериалов

субволновой толщины, обладающих такими возможностями управлять светом, которые намного превосходят возможности обычных материалов [9]. Другими словами, метаповерхности можно рассматривать как двумерные версии метаматериалов, имеющие несколько преимуществ: они обладают значительно меньшими размерами, являются более простыми в изготовлении и потери в них меньше [10].

Мы будем рассматривать метаповерхности как оптические приборы. Управление светом в оптических приборах происходит посредством изменения его фазы, амплитуды, поляризации, частоты и пространственной структуры. Обычные приборы основаны на лучепреломлении (рефракционная оптика), отражении и дифракции. Например, в оптических линзах или призмах необходимый волновой фронт формируется благодаря прохождению излучения через вещество с определённым коэффициентом преломления [11]. Прохождение лучей через линзу приводит к сдвигу фазы, и вследствие непрерывного изменения толщины линзы фаза приобретает градиент. Согласно принципу Ферма [12] градиент фазы приводит к изменению направления волнового фронта.

Получение изображения с помощью линзы имеет недостатки. Накопление сдвига фаз требует определённой толщины линзы, существенно превышающей длину волны излучения, что приводит к большим толщинам линз. Кроме того, свет с разной длиной волн приобретает различные сдвиги фазы, проходя одно и то же расстояние. Это обуславливает дисперсию и связанную с ней аберрацию оптической системы. Современные оптические системы состоят из систем линз и зеркал для восстановления смещения фаз и минимизации хроматической аберрации (она же дисперсионная аберрация), что усложняет систему и делает объективы громоздкими.

Оптика другого вида связана с дифракцией. К ней относятся дифракционные решётки, зонные пластины Френеля и голограммы, которые также основаны на принципе изменения фазы вдоль оптического пути. Преимущество таких приборов перед устройствами рефракционной оптики заключается в том, что их толщина существенно меньше толщины рефракционных линз. Но и они не лишены дисперсии, а изображение также искается вследствие различия длин волн излучения [13, 14]. Кроме того, эффективность дифракционной оптики ниже, чем у обычных линз, из-за наличия дифракционных максимумов более высоких порядков. С другой стороны, комбинация максимумов высоких порядков позволяет избавиться от искажений, вызванных дисперсией. Но реализовать такие комбинации с помощью существующих технологий оказывается сложным. Обычные голограммы также основаны на изменении фазы лучей [15]. Фазовый профиль отражённого излучения контролируется с помощью вытравливания бороздок различной глубины на подложке. Голограммы относительно просты в изготовлении. Их дифракционная эффективность ограничена теоретическим пределом 40,5 %, при этом неточности при травлении вносят дополнительный вклад в искажение изображения.

Ещё один способ контролировать параметры света — это использование объёмных метаматериалов, которые обладают огромными возможностями с точки зрения управления излучением [16]. Показатель преломления метаматериалов может варьироваться в широком ди-

апазоне [17, 18] и даже принимать отрицательные значения. Это позволяет компенсировать хроматические искажения. Более того, метаматериалы могут обладать нелинейными свойствами, которые в ещё большей степени расширяют возможности их применения, например, для преобразования частоты, управления прозрачностью материала, спектроскопии на второй гармонике и т.д. [19, 20]. Однако объёмные метаматериалы весьма сложны в изготовлении, помимо того, они обладают большим поглощением в видимой области спектра [21].

Метаповерхности, аналогично метаматериалам, предоставляют огромные возможности для управления свойствами излучения и в то же время имеют намного меньшее поглощение. Первые эксперименты по управлению излучением в инфракрасном спектре с помощью метаповерхности появились несколько лет назад [22, 23]. Метаповерхности, использовавшиеся в этих экспериментах, обладали низкой эффективностью, не более 15 %, и работали в схеме с кроссполяризацией, т.е. выходное излучение пропускалось через дополнительный поляризатор, ортогональный падающему излучению. С тех пор количество публикаций непрерывно росло и продолжает расти (рис. 1). Вместе с тем качество метаповерхностей непрерывно улучшалось, и сегодня их эффективность достигла высокого уровня. Метаповерхности работают в видимом диапазоне частот, и на их основе создаются линзы субмикрометровой толщины, фокусирующие излучение с высокой точностью и эффективностью [25].

Несмотря на огромный интерес мирового сообщества к метаповерхностям и наличие большого количества обзоров [26–33], в русскоязычной литературе этот вопрос практически не освещён. Цель нашего обзора — восполнить этот пробел. В настоящем обзоре описано развитие управления светом с помощью метаповерхностей в инфракрасном и видимом спектрах. Особое внимание уделено физике, лежащей в основе работы метаповерхностей. Приводится формулировка обобщённого закона Снеллиуса и рассматриваются теоретические основы управления фазой. Далее приводится обзор экспериментальных реализаций метаповерхностей. Затем рассматриваются работы, посвящённые различным применением метаповерхностей: плоским линзам, голо-

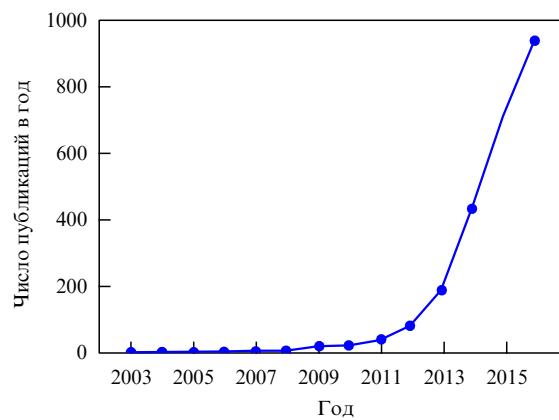


Рис. 1. Количество публикуемых в год работ, у которых в названии, ключевых словах или аннотации встречается термин "метаповерхность" ("metasurface"). Поиск проводился в базе данных Scopus [24] 10 апреля 2017 г.

граммам и др. Уделяется также внимание нелинейным свойствам метаповерхностей, которые расширяют их возможности в управлении светом.

2. Теоретические основы физики метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла

Описание метаповерхности проводится в рамках обычных уравнений Максвелла, и в этом смысле здесь нет ничего фундаментально нового. Однако развитие метаматериалов показывает, что и обычные уравнения Максвелла могут описывать необычные явления, такие, например, как отрицательный коэффициент преломления [34] и преодоление дифракционного предела [35, 36]. Именно с этой точки зрения проводится рассмотрение в данном разделе. Основное внимание уделяется тому, как на основе уравнений Максвелла описать отдельные метаатомы и их резонансы для целей построения метаповерхностей, способных на расстоянии в несколько нанометров изменять фазу произвольным образом.

2.1. Обобщённый закон Снеллиуса

Закон преломления Снеллиуса [11] связывает углы падения θ_i и прохождения θ_t при прохождении светового луча через границу двух прозрачных сред, из среды с показателем преломления n_1 в среду с показателем преломления n_2 :

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Угол отражения θ_r в этом случае совпадает с углом падения. Закон Снеллиуса (1) предполагает, что на границе раздела сред фаза непрерывна. Если на границе раздела двух сред расположен объект, способный изменять фазу света в зависимости от координаты (например, метаповерхность), то обычный закон Снеллиуса может не выполняться. Прохождение луча будет подчиняться обобщённому закону Снеллиуса [22].

Рассмотрим подробно физические принципы и формулировку обобщённого закона Снеллиуса (рис. 2). Луч направляется от источника А, находящегося в среде с показателем преломления n_1 , в точку В, расположенную в среде с показателем преломления n_2 , как показано на рис. 2. На границе раздела двух сред фаза луча претерпевает резкое изменение $\Phi(x)$, где Φ является непрерывной функцией. Согласно принципу Ферма луч пройдёт по такой траектории, вдоль которой оптическая длина пути будет наименьшей. Во время прохождения свет накапливает фазу

$$\Phi(x) + \int_A^B \mathbf{k} dr,$$

где первое слагаемое отвечает за скачок фазы на границе раздела сред, а второе — за накопление фазы в объёме. Вариационная формулировка принципа Ферма гласит, что любое малое изменение траектории не приводит к изменению оптического пути в первом порядке малости [12]. Будем считать траекторию 1 основной, а траекторию 2 — её вариацией. На границе раздела двух сред траектория 2 отстоит от основной траектории на малое расстояние dx . Основной луч претерпевает резкое изменение

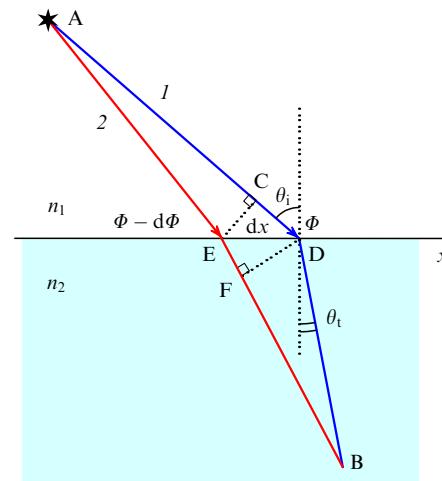


Рис. 2. Вывод обобщённого закона Снеллиуса из вариационной формулировки принципа Ферма. На границе раздела двух сред, n_1 и n_2 , свет претерпевает резкое изменение фазы Φ , являющейся непрерывной функцией координаты x . Луч 1 направляется из источника А в точку В через границу раздела. Согласно вариационному принципу он пойдёт по такому пути, чтобы малое изменение траектории (путь 2) не приводило к изменению накопленной фазы.

нение фазы на границе двух сред $\Phi(x)$ в точке D (см. рис. 2), а луч 2 претерпевает изменение фазы $\Phi(x - dx) = \Phi(x) - d\Phi$ в точке E. Поскольку оптическая длина пути не должна изменяться при малом изменении траектории, накопленные вдоль обеих траекторий фазы также должны совпадать.

Рассмотрим разность фаз, накопленных вдоль траекторий 1 и 2. Поскольку расстояние между траекториями dx достаточно мало, накопленные на отрезках AC и AE фазы в первом приближении одинаковы. Аналогично для отрезков FB и DB. На отрезке CD свет, идущий по траектории 1, накапливает фазу $dx \sin \theta_i (k_0 n_1)$, а на отрезке EF свет, идущий по траектории 2, накапливает фазу $dx \sin \theta_t (k_0 n_2)$. Поскольку при прохождении обеих траекторий фаза должна быть одинакова, учитывая резкое изменение фазы в точках E и D, получаем

$$k_0 n_1 \sin \theta_i dx + \Phi + d\Phi = k_0 n_2 \sin \theta_t dx + \Phi, \quad (2)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, отсюда следует обобщённый закон Снеллиуса:

$$n_2 \sin \theta_t - n_1 \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (3)$$

Выражение (3) отличается от обычного закона Снеллиуса (1) наличием правой части, которая возникает из-за градиента разрыва фазы. Этот градиент приводит к очень важным следствиям. Например, падающий по нормали луч ($\theta_i = 0$) будет преломляться под углом

$$\theta_t = \arcsin \left(\frac{\lambda_0}{2\pi n_2} \frac{d\Phi}{dx} \right). \quad (4)$$

При некоторых углах падения может наблюдаться эффект отрицательного преломления, т.е. прошедший луч отклоняется в ту же сторону, что и падающий. Кроме того, два одинаковых угла падения с разных сторон $\pm \theta_i$ дадут два разных по величине угла прохожде-

ния, что приводит к двум разным углам полного отражения:

$$\theta_{c1,2} = \arcsin \left(\pm \frac{n_2}{n_1} - \frac{\lambda_0}{2\pi n_1} \frac{d\Phi}{dx} \right). \quad (5)$$

Рассуждая аналогично, можно получить обобщённый закон отражения:

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi n_1} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (6)$$

Благодаря наличию градиента фазы на границе раздела для угла отражения тоже может существовать критическое значение, при котором отражённая волна становится затухающей (еванесцентной):

$$\theta'_c = \arcsin \left(1 - \frac{\lambda_0}{2\pi n_1} \frac{d\Phi}{dx} \right). \quad (7)$$

В метаповерхностях резкое изменение фазы возникает вследствие рассеяния на так называемых метаатомах. Способы изменения фазы рассмотрены в разделе 2.2.

Метаатомом может служить, например, наночастица [14]. Поэтому зависимость скачка фазы Φ от координаты x носит дискретный характер. Как правило, на метаповерхностях метаатомы располагаются в периодических элементарных ячейках (рис. 3). Если периодичность таких ячеек равна Δx и каждый метаатом в ячейке смещает фазу излучения на величину, большую на $\Delta\Phi$, чем предыдущий, то тогда градиент смещения фазы будет определяться отношением $\alpha = \Delta\Phi/\Delta x$. Смещение фазы каждым метаатомом линейно зависит от номера элементарной ячейки: $\Phi = \Phi_0 + \Delta\Phi i$, где $i = 1, 2, 3, \dots, n$. Переменная n определяет число элементарных ячеек в суперъячейке так, что $n\Delta\Phi = 2\pi$. В следующей суперъячейке сдвиг фазы Φ начинается заново.

Рассмотрим в качестве примера метаповерхность, суперъячейка которой составлена из шести элементар-

ных ячеек с метаатомами. Такая суперъячейка схематически изображена на рис. 3 между средами с показателями преломления n_1 и n_2 . Метаатомами в данном случае служат наночастицы. Сверху на них падает электромагнитная волна. Каждая из наночастиц в пределах одной суперъячейки сдвигает фазу излучения. Пусть для определённости имеется следующий сдвиг фаз: $30^\circ, 90^\circ, 150^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 330^\circ$. Таким образом, смещение фазы первого элемента любой суперъячейки равно 30° . Например, если $\Delta x = \lambda_0/4$, то правая часть уравнения (3) равна $2/3$. При показателе преломления $n_2 = 1,5$ излучение, падающее по нормали ($\theta_i=0$), будет преломляться на угол $\theta_t=26,4^\circ$.

Согласно геометрической оптике луч преломляется на границе раздела двух сред и идёт в строго определённом направлении. Однако, поскольку размеры метаатомов метаповерхности меньше длины волны или сравнимы с ней, следует использовать волновую оптику. Метаповерхность напоминает дифракционную решётку, которая на выходе даёт несколько максимумов интенсивности излучения в зависимости от угла. Поскольку размеры элементарных ячеек меньше длины волны, в идеале удается добиться того, что остаётся только один дифракционный максимум.

Для лучшего понимания процесса подавления второстепенных максимумов представим метаповерхность в виде фазированной антенной решётки, состоящей из N точечных источников одинаковой мощности, как показано на рис. 4. Расстояние между источниками Δx одинаково, а фаза излучения каждого источника отличается на $\Delta\Phi$ от фазы предыдущего. Рассчитаем вектор Умова – Пойнтинга в зависимости от угла θ между направлением луча и нормалью \mathbf{p} к поверхности, вдоль которой расположены источники. Интерференционную картину будем наблюдать по методу Фраунгофера, т.е. в параллельных лучах, а практически — в фокальной плоскости объектива наблюдателя. Напряжённость реэмульсионирующего поля является суммой напряжённостей полей от каждого источника в отдельности. При этом фаза излучения каждого источника складывается из фазы, приобретённой светом при прохождении расстояния от источника до точки наблюдения, и фазы каждого источника: $\delta_m = (\delta + \Delta\Phi)(m-1)$, где $\delta = (2\pi\Delta x/\lambda_0) \sin \theta$. Учёт всех источников даёт в итоге сумму геометрической прогрессии:

$$E = \sum_{m=1}^N \exp(i\delta_m). \quad (8)$$

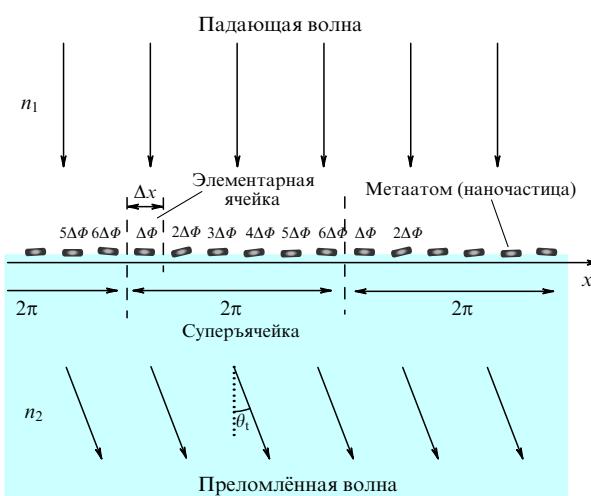


Рис. 3. Преломление излучения метаатомами, расположенными периодически в элементарных ячейках, каждая из которых изменяет фазу падающего излучения на величину, на $\Delta\Phi$ большую, чем предыдущая. Суперъячейка образуется из элементарных ячеек, которые охватывают изменение фазы в пределах 2π . Падающая из среды n_1 электромагнитная волна направлена по нормали к поверхности. За счёт приращения фазового сдвига $\Delta\Phi/\Delta x$ прошедшая волна поворачивается на угол θ_t .

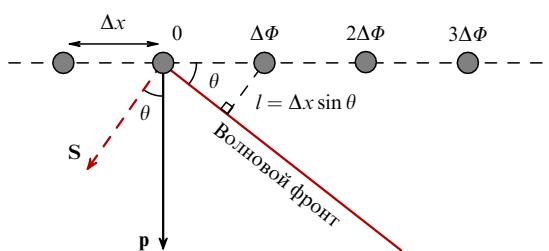


Рис. 4. Фазированная антенная решётка, состоящая из N точечных источников, изображённых тёмными кружками. Фаза каждой антенны смешена на $\Delta\Phi$ относительно предыдущей. В результате вектор Умова – Пойнтинга S суммарного излучения направлен под углом θ к нормали p .

Величина вектора Умова – Пойнтинга S пропорциональна E^2 :

$$S \sim \frac{\sin^2 [(\delta + \Delta\Phi) N/2]}{\sin^2 [(\delta + \Delta\Phi)/2]}. \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что максимум на интерференционной картине будет наблюдаться, когда знаменатель обращается в нуль, т.е. $(2\pi\Delta x/\lambda_0) \sin \theta + \Delta\Phi = 2\pi n$. Откуда следует, что угол волнового фронта

$$\theta_n = \arcsin \left[\frac{\lambda_0}{\Delta x} \left(n - \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \right) \right], \quad (10)$$

где n — порядок максимума. Главный максимум, отвечающий $n = 0$, присутствует всегда, а дополнительные максимумы возникнут, если аргумент арксинуса меньше единицы. Пренебрегая слагаемым $\Delta\Phi/(2\pi)$ в выражении (10), получим, что дополнительные максимумы ($n = \pm 1$) на интерференционной картине появляются при $\Delta x \geq \lambda_0$. Когда расстояние между соседними антennами меньше длины волны, остается только один максимум. На рисунке 5 приведена зависимость интенсивности излучения от угла к нормали для фазированной решётки, состоящей из 20 источников, равноотстоящих друг от друга на $\Delta x = 0,5\lambda_0$. Из рисунка видно, что с возрастанием разности фаз между соседними антеннами увеличивается угол, при котором наблюдается главный максимум.

Представим антennы, изображённые на рис. 4, как источники вторичных волн, вызванных падающей сверху под углом θ_i плоской волной. Тогда источники прибавляют свою фазу к фазе переизлучённой волны, которая изменяется линейно с увеличением номера источника, т.е. $\Phi_i = \Delta\Phi i$, аналогично фазам метаатомов на рис. 3. Разность фаз $\Delta\Phi$, отвечающая за градиент фазы в формуле (10), трансформируется под действием падающей волны: $\Delta\Phi/(2\pi) \rightarrow \Delta\Phi/(2\pi) - \Delta x/\lambda_0 \sin \theta_i$. С учётом разных оптических сред (n_1 и n_2), в которых находятся падающая и прошедшая волны, получаем обобщённый закон Снеллиуса для максимумов прошедшего излучения в формулировке волновой оптики:

$$\sin \theta_{t,n} n_2 - \sin \theta_i n_1 = -\frac{n\lambda_0}{\Delta x} + \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\Delta\Phi}{\Delta x}. \quad (11)$$

Здесь целое число n отвечает за порядок максимума. Поскольку расстояние между антennами Δx меньше

длины волны, то $n = 0$, т.е. остается только главный порядок прошедшего излучения.

Таким образом, если на границе раздела двух сред расположены метаатомы, способные резко изменять фазу излучения контролируемым образом, то появляется возможность управлять направлением излучения, которое проходит через границу раздела. Для того чтобы не возникало дополнительных дифракционных максимумов, расстояние между метаатомами должно быть меньше длины волны излучения. При этом набор метаатомов в суперъячейке метаповерхности должен изменять фазу излучения в пределах от 0 до 2π . Эта задача очень непростая, и только развитие технологий и новых вычислительных методов позволило решить её. Физические основы того, каким образом метаатомы изменяют фазу, рассмотрим в разделе 2.2.

2.2. Управление фазой с помощью резонансов в метаатомах

Как говорилось в разделе 2.1, метаатомы — это частицы разных форм с субволновыми размерами. При этом, несмотря на такие размеры, в метаатомах возможно возникновение резонансных явлений [7], что и лежит в основе создания метаповерхностей с произвольным сдвигом фазы.

2.2.1. Электрический резонанс в метаатомах. Одним из механизмов плавной настройки смещения фазы излучения является резонанс. Как известно, при прохождении частоты вынуждающей силы через резонансную частоту осциллятора происходит изменение фазы осциллятора на π . Рассмотрим металлическую наночастицу в форме цилиндра длиной l и радиусом R , на которую падает свет с длиной волны λ (рис. 6). В работе [37] построена аналитическая модель взаимодействия излучения с цилиндром в приближении свободных электронов при $R \ll \lambda, l$ и $\lambda \sim l$.

Как показано в [37], под действием переменного электрического поля электроны в стержне движутся периодическим образом и возникает стоячая волна. Границные условия запрещают движение электронов на концах стержня. Резонанс возникает, когда вдоль стержня укладывается целое число полуволн. Частоты излучения, при которых происходит резонанс, выражаются следующей формулой:

$$\Omega_j = \frac{j\pi}{2} \omega_p \frac{R}{l} \sqrt{\ln \left(\vartheta \frac{l}{R} \right)}, \quad (12)$$

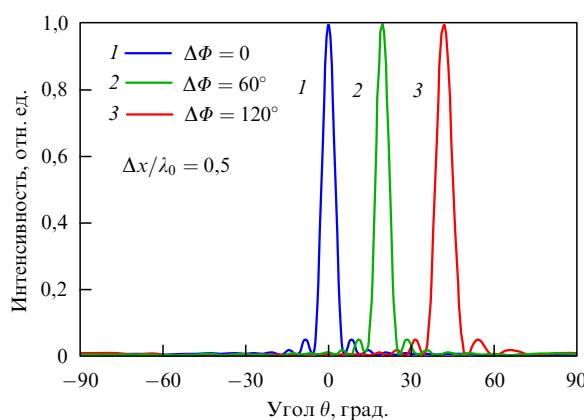


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения 20 равноотстоящих друг от друга антенн при различных разностях $\Delta\Phi$ между их фазами.

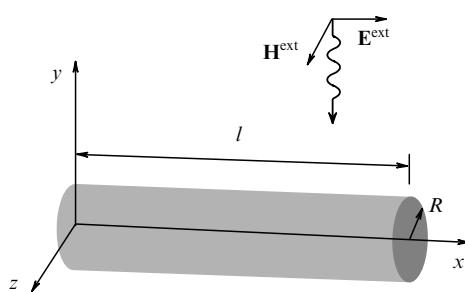


Рис. 6. Схема падения плоской электромагнитной волны на тонкий стержень, рассмотренная в работе [37]. Длина волны λ сравнима с длиной стержня l .

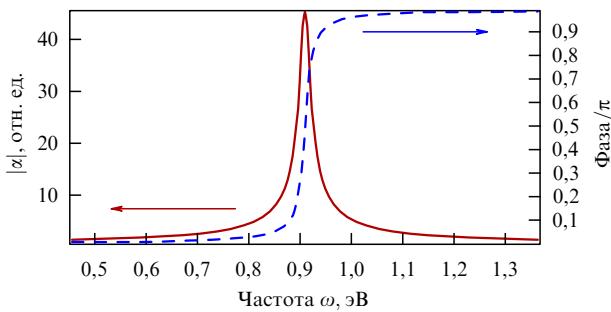


Рис. 7. Амплитуда и фаза поляризуемости тонкого стержня в зависимости от частоты вблизи резонанса. При прохождении частоты через резонанс фаза изменяется в пределах π .

где j — номер моды колебаний, ω_p — плазменная частота, $\vartheta = 2 \exp(-1/2)$. В результате смещения электронов внутри стержня возникает дипольный момент $\mathbf{p}(\omega) = \alpha(\omega) \mathbf{E}^{\text{ext}}(\omega)$, где ω — частота падающего излучения. Также было получено выражение для поляризуемости стержня в зависимости от частоты вынуждающего поля ω :

$$\alpha_j(\omega) = \frac{8V}{j^2\pi^2} \frac{\omega_p^2}{\Omega_j^2 - \omega^2 - i\omega/\tau}, \quad (13)$$

где $V = \pi R^2 l$ — объём стержня, τ — время свободного пробега электрона. Подобный резонанс, связанный с колебательными модами электронов, может возникать на любых металлических частицах.

Изменение фазы поляризуемости α , рассчитанной из (13), показано на рис. 7. Зависимости рассчитаны для серебряного стержня длиной $l = 400$ нм и радиусом $R = 13$ нм. Плазменная частота серебра $\omega_p = 9,1$ эВ, а величина $1/\tau = 0,02$ эВ [38]. Полученная из (12) резонансная частота стержня на первой гармонике составляет $\Omega = 0,91$ эВ. На этой частоте амплитуда поляризуемости имеет ярко выраженный пик. На частотах, меньших резонансной, фаза поляризуемости близка к нулю, т.е. поляризация стержня синфазна с внешним полем. При прохождении частоты вынуждающего поля ω через резонанс фаза поляризуемости увеличивается до π . Следовательно, изменения частоту излучения, можно подобрать смещение фазы поляризации стержня и переизлучённой стержнем волны. В действительности смещения фазы добиваются изменением не частоты внешнего поля, а резонансной частоты, например, посредством изменения длины стержня. Варьируя длину стержня, можно подобрать нужное смещение фазы переизлучённой волны в пределах π .

Однако для полного управления излучением необходим охват фазы в пределах 2π . Расширить охват фазы от 0 до 2π позволяет добавление второго резонанса. Относительно простой способ был реализован в первых работах, демонстрирующих обобщённый закон Снеллиуса [22], где использовалась схема с кроссполяризацией, или так называемый геометрический резонанс. Суть этого способа заключается в дополнительном смещении фазы на π с помощью поляризаторов. Пусть для определённости падающее вдоль оси z излучение поляризовано так, что электрическое поле \mathbf{E}_{inc} направлено вдоль оси x (рис. 8). Оно поляризует стержень вдоль его оси. В свою очередь поляризация стержня создаёт рассеянное им излучение \mathbf{E}_{scat} , которое проходит через

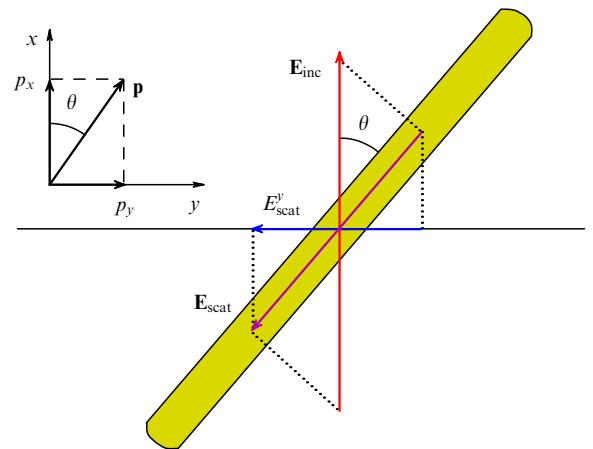


Рис. 8. Смещение фазы на π в схеме с кроссполяризацией. Внешнее поле \mathbf{E}_{inc} поляризовано вдоль оси x . Если стержень повернут под положительным углом θ к оси x , как показано на рисунке, то внешнее электрическое поле поляризует стержень в направлении $\mathbf{p} = (|p_x|, |p_y|, 0)$. Рассеянное поле \mathbf{E}_{scat} направлено в противоположную сторону. Тем самым y -составляющая рассеянного поля E_{scat}^y направлена против оси. Когда $\theta < 0$, \mathbf{E}_{inc} поляризует стержень в направлении $\mathbf{p} = (|p_x|, -|p_y|, 0)$. Поскольку рассеянное поле \mathbf{E}_{scat} направлено в противоположную сторону относительно поляризации стержня \mathbf{p} , составляющая E_{scat}^y направлена вдоль оси y . Так появляется возможность дополнительно смещать фазу на π .

поляризатор так, что остаётся только y -компоненты, E_{scat}^y . Угол θ изменяется в пределах от $-\pi/2$ до $\pi/2$. При прохождении θ через нуль рассеянное поле E_{scat}^y меняет знак, т.е. изменяет фазу на π . Итак, изменение фазы рассеянного излучения регулируется в пределах от 0 до π изменением длины стержня l , а дополнительное смещение фазы на π осуществляется поворотом на угол θ . Следовательно, комбинация этих двух параметров позволяет добиться полного перекрытия области от 0 до 2π .

Амплитуда поляризации резко возрастает на резонансной частоте (см. рис. 7), что негативно сказывается на эффективности метаповерхности. Для корректной реализации обобщённого закона Снеллиуса (3) требуется не только правильно подобрать фазы, но и следить за тем, чтобы амплитуда рассеянного каждым метааттом излучения была одинаковой. С другой стороны, в указанной выше схеме подбора фаз имеются две степени свободы: длина стержня l и угол поворота θ . В работе [22] были рассчитаны амплитуда и фаза рассеянного стержнем поля в зависимости от длины стержня l и угла поворота θ . Падающая на стержень волна была поляризована вдоль оси y , а рассеянная волна проходила через поляризатор, направленный вдоль оси x . Результаты представлены на рис. 9, из которого видно, что на зависимости фазы от параметров есть два ярко выраженных максимума. Один из них лежит в области углов θ от 0 до 90° , а другой — в области углов θ от 90° до 180° . В остальном максимумы практически полностью совпадают. Фазовая диаграмма также разбивается на две области. Фаза каждой области плавно изменяется в зависимости от длины стержня, но не зависит от угла поворота θ . Лишь при переходе из одной области в другую фаза резко увеличивается на 180° . Благодаря двум степеням свободы можно подобрать такие значения параметров l и θ , при которых амплитуда будет постоянной. Одна из таких изолиний изображена штри-

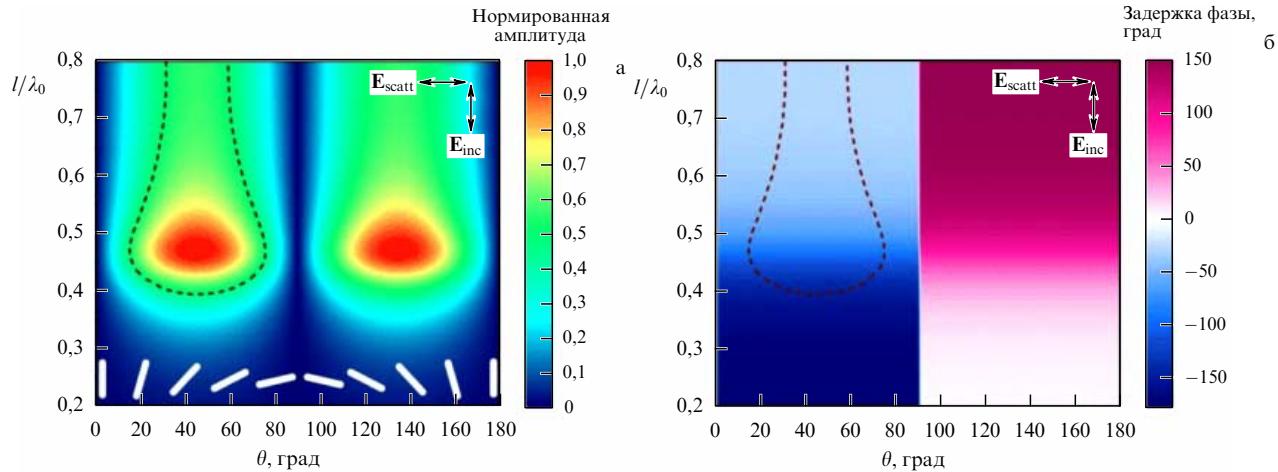


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Результаты расчёта, проведённого в работе [22], амплитуды (а) и фазы (б) рассеянного наностержнем поля в зависимости от длины стержня и угла поворота. Поляризатор рассеянной волны перпендикулярен поляризации падающей волны E_{inc} . Изменение длины стержня l приводит к смещению резонансной частоты и изменению фазы рассеянного поля от 0 до π . Дополнительное смещение фазы на π может быть достигнуто изменением угла поворота θ . Амплитуда рассеянной волны на рис. а имеет ярко выраженные максимумы. Штриховой кривой вокруг одного из максимумов на рис. а изображена изолиния, которая соответствует постоянной амплитуде рассеяния. Наложение этой кривой на график фазы на рис. б позволяет определить такие значения параметров l и θ , при которых амплитуда рассеяния постоянна и фазу можно выбирать произвольным образом.

ховой кривой на рис. 9а. Перенос изолинии на фазовую диаграмму позволяет подбирать фазу, не беспокоясь о постоянстве амплитуды. Подбирая параметры на выбранной изолинии, можно изменять фазу рассеянного излучения в пределах от -30° до -140° . Этот диапазон удваивается при переходе во вторую область, $\theta > 90^\circ$, что расширяет охват фазы до $\sim 325^\circ$.

Расчёт показал, что метаповерхность, основанная на металлических стержнях, будет обладать низкой эффективностью. Поэтому для эксперимента [22] были выбраны метаатомы V-образной формы. Подробности мы опишем в разделе 3, посвящённом экспериментальным реализациям метаповерхностей. Здесь следует отметить, что даже с указанной модернизацией эффективность метаповерхностей, основанных только на электрическом резонансе, остаётся крайне низкой. Помимо того, схема с кроссполяризацией не достигает полного охвата фазы в 2π . Более эффективный способ достичь желаемого диапазона сдвига фаз заключается в наложении электрического и магнитного резонансов. Этот способ, который используется в большинстве публикуемых в настоящее время работ [39–45], описан в разделе 2.2.2.

2.2.2. Магнитный резонанс в метаатомах. Эффективным способом достичь сдвига фазы рассеянного излучения в диапазоне от 0 до 2π является наложение магнитного и электрического резонансов. Магнитный резонанс возникает при взаимодействии метаатома с внешним магнитным полем. Рассмотрим изображённую на рис. 10 модель, состоящую из двух тонких стержней, находящихся в переменном магнитном поле $H(t) = H_0 \exp(-i\omega t)$. Электрическое поле E пока положим равным нулю. В работе [46] построена аналитическая теория магнитного плазмонного резонанса этой системы в предположении $2L \gg d \gg R$. Стержни образуют контур, в котором изменение магнитного потока приводит к электромагнитной индукции в стержнях и колебаниям тока $I(z)$. В силу симметрии задачи ток в стержнях антисимметричен относительно центра О. Поскольку на концах стержней

ток I равен нулю, резонанс возникает, когда в стержне укладывается целое число полуволн. В [46] получены формула для резонансной частоты на первой моде колебаний

$$\Omega^M = \frac{\pi R \omega_p}{4L} \sqrt{2 \ln \frac{d}{R}} \quad (14)$$

и выражение для магнитной поляризуемости системы в зависимости от частоты ω

$$\alpha_M = \frac{4\pi m}{H_0 V} = \frac{16Ld\omega_p}{\lambda^2 \Omega^M \sqrt{2 \ln(d/R)}} \frac{1}{1 - \omega/\Omega^M - i/(2\tau\Omega^M)}, \quad (15)$$

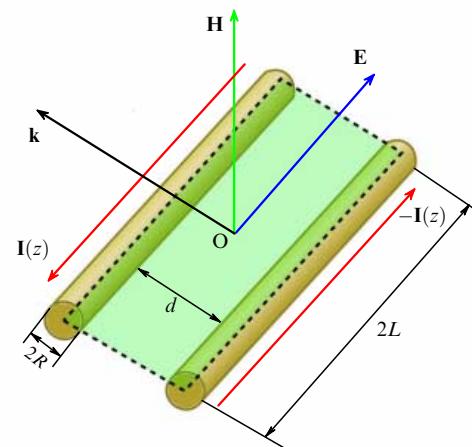


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Два металлических наностержня в переменном электромагнитном поле из модели, рассчитанной в работе [46]. Предполагается, что $R \ll d \ll 2L$. Магнитное поле H направлено перпендикулярно плоскости стержней, а электрическое поле E — вдоль стержней. Изменение магнитного поля возбуждает антисимметричные колебания тока в стержнях $I(z)$ и $-I(z)$. Магнитные резонансы возникают тогда, когда в стержне укладывается целое число полуволн колебаний электронов.

где m — магнитный момент системы, $V = 4LRd$, $\lambda = 2\pi c/\omega$.

Частоты электрического и магнитного резонансов определяются свойствами материалов и геометрией наночастиц (см. формулы (12) и (14)), а не отношением длины волны излучения к размеру частицы. Это свойство плазмонного резонанса позволяет создавать метаатомы, по размеру много меньшие длины волны излучения, на которой работает метаповерхность. Ширина резонансных пиков в обоих случаях (см. формулы (13) и (15)) определяется временем свободного пробега электронов τ или затуханием $1/\tau$. Так же как и в случае электрического резонанса, при прохождении частоты через резонансную частоту магнитного резонанса Ω^M фаза рассеянного излучения изменяется на величину от 0 до π .

Когда на наночастицу, состоящую из двух металлических наностержней, падает электромагнитная волна, она находится под влиянием переменных электрического и магнитного полей. Если волна падает в плоскости стержней, как показано на рис. 10, то в системе одновременно реализуются электрический и магнитный резонансы. Однако резонансные частоты, как правило, сильно различаются, и, следовательно, резонансы не влияют друг на друга. В ряде работ удалось перекрыть электрический и магнитный резонансы металлических наночастиц посредством некоторой модификации метаатомов [40, 45,

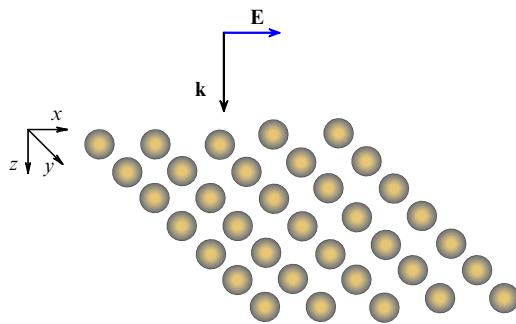


Рис. 11. Массив диэлектрических наночастиц, рассмотренный в работе [50].

47–49]. Такие метаповерхности работают на отражение в инфракрасном и видимом диапазонах длин волн и обладают относительно большой эффективностью. Они более подробно рассмотрены в разделе 3. Здесь для лучшего понимания механизма перекрытия резонансов и охвата фаз от 0 до 2π удобнее рассмотреть резонансы в диэлектрических наночастицах.

Рассмотрим бесконечный массив диэлектрических сферических наночастиц, следуя работе [50]. Эти наночастицы расположены в плоскости, и на них падает электромагнитная волна, как показано на рис. 11. В [50] наночастицы описывались как совокупность взаимодействующих электрических и магнитных диполей. Выражения для коэффициентов прохождения t и отражения r плоской волны в этом случае имеют вид [50]:

$$t = 1 + \frac{ik_d}{4S_L^2} \left(\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_d / \alpha^E - k_d^2 G_{xx}^0} + \frac{1}{1/\alpha^M - k_d^2 G_{yy}^0} \right),$$

$$r = \frac{ik_d}{4S_L^2} \left(\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_d / \alpha^E - k_d^2 G_{xx}^0} - \frac{1}{1/\alpha^M - k_d^2 G_{yy}^0} \right).$$
(16)

Здесь S_L — площадь элементарной ячейки, k_d — волновой вектор падающей волны, ϵ_d — диэлектрическая проницаемость среды, в которой находится массив, α^E и α^M — электрическая и магнитная поляризуемости отдельных частиц, рассчитываемые согласно теории Ми, функции Грина G_{xx}^0 и G_{yy}^0 , являющиеся решением уравнений Максвелла с точечными источниками, отвечают за взаимодействие между частицами.

Первое слагаемое коэффициента прохождения t в формуле (16), равное единице, связано с волной, прошедшей без взаимодействия с массивом частиц. Эта волна возбуждает в частицах массива электрические и магнитные дипольные моменты, которые приводят к появлению второго и третьего слагаемых в (16) соответственно. Коэффициент отражения r состоит только из компонент, обусловленных переизлученными электрическими и магнитными диполями, между которыми происходит деструктивная интерференция. На рисунке 12 приведены рассчитанные спектры рассеяния сферических наночастиц из кремния в зависимости от их радиуса

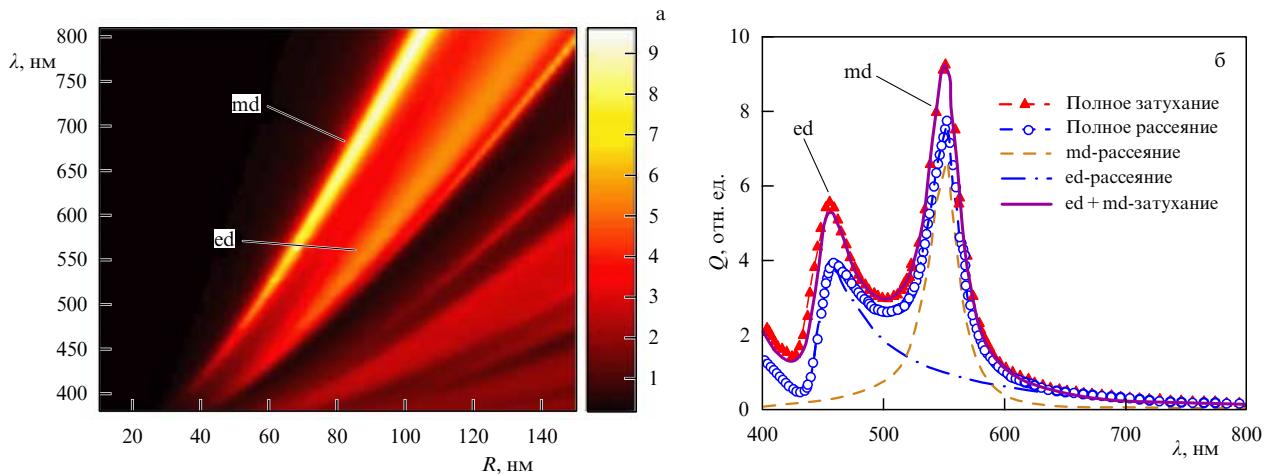


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Спектр рассеяния в случае сферических наночастиц из кремния в зависимости от их радиуса R , рассчитанный в работе [50]. (б) Затухание и спектр рассеяния Q кремниевых наночастиц радиусом $R = 65$ нм. Указаны пики, соответствующие электрическому (ed) и магнитному (md) резонансам.

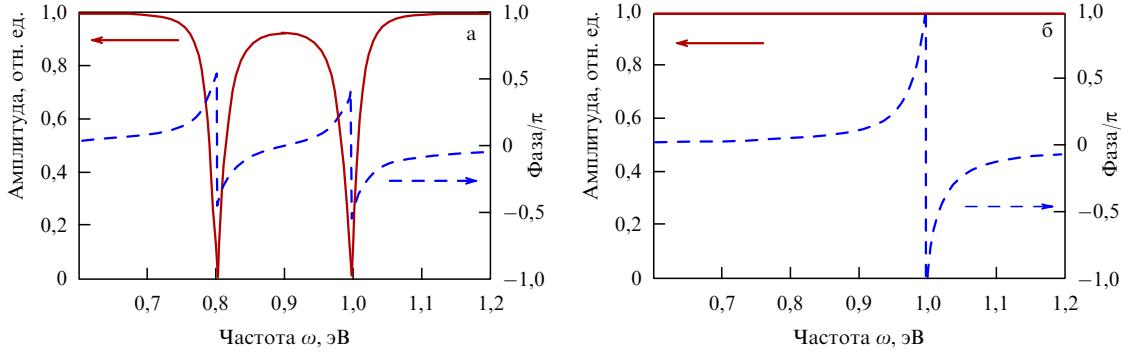


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Амплитуда и фаза волны, прошедшей через бесконечный массив наночастиц в идеальном случае, когда сечение рассеяния совпадает с площадью элементарной ячейки (см. формулу (19)). (а) Электрический и магнитный резонансы не совпадают ($\omega_m = 0,8$ эВ и $\omega_e = 1,0$ эВ). При прохождении частоты через каждый резонанс амплитуда прошедшей волны уменьшается до нуля, а фаза изменяется в пределах π . (б) Частоты обоих резонансов совпадают: $\omega_m = \omega_e = 1,0$ эВ. При прохождении частоты через резонанс амплитуда не меняется, а фаза изменяется в пределах 2π . При расчёте использовались значения параметров $\gamma_m = \gamma_e = 0,02$ эВ.

сов R . Спектры имеют два максимума, связанных с электрическим и магнитным резонансами. Следует отметить, что длины волн резонансов намного больше радиусов частиц. При этом увеличение радиуса частицы приводит к возрастанию резонансной длины волны.

Поляризуемости α^E и α^M , как и функции Грина G_{xx}^0 и G_{yy}^0 , в действительности имеют сложный вид. Для того чтобы объяснить механизм перекрытия резонансов, в работе [51] эффективные электрическая, $\alpha_{\text{eff}}^e = 1/(\epsilon_0 \epsilon_d / \alpha^E - k_d^2 G_{xx}^0)$, и магнитная, $\alpha_{\text{eff}}^m = 1/(1/\alpha^M - k_d^2 G_{yy}^0)$, поляризуемости из формулы (16) аппроксимировались кривыми Лоренца:

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{eff}}^e &= \frac{\alpha_0^e}{\omega_e^2 - \omega^2 - 2i\gamma_e\omega}, \\ \alpha_{\text{eff}}^m &= \frac{\alpha_0^m}{\omega_m^2 - \omega^2 - 2i\gamma_m\omega}.\end{aligned}\quad (17)$$

Здесь частоты $\omega_{e,m}$ соответствуют электрическому и магнитному резонансам, а $\gamma_{e,m}$ — ширинам этих резонансов. Амплитуды резонансов $\alpha_0^{e,m}$ подбираются так, чтобы на резонансных частотах ($\omega = \omega_e$ и $\omega = \omega_m$) падающее излучение полностью отражалось, а прохождение равнялось нулю, т.е.

$$T = |t(\omega_{e,m})|^2 = \left| 1 + \frac{ik_d}{4S_L} \alpha_{\text{eff}}^{e,m}(\omega_{e,m}) \right|^2 = 0. \quad (18)$$

Исходя из этого условия получаем выражения для коэффициентов прохождения и отражения в идеальном случае, когда сечение рассеяния совпадает с площадью элементарной ячейки массива:

$$\begin{aligned}t &= 1 + \frac{2i\gamma_e\omega}{\omega_e^2 - \omega^2 - 2i\gamma_e\omega} + \frac{2i\gamma_m\omega}{\omega_m^2 - \omega^2 - 2i\gamma_m\omega}, \\ r &= \frac{2i\gamma_e\omega}{\omega_e^2 - \omega^2 - 2i\gamma_e\omega} - \frac{2i\gamma_m\omega}{\omega_m^2 - \omega^2 - 2i\gamma_m\omega}.\end{aligned}\quad (19)$$

Выражения для амплитуд прошедшей и отражённой волн в идеальном случае (19) позволяют выяснить, как происходит перекрытие резонансов. На рисунке 13 приведены зависимости амплитуды и фазы волны, прошедшей через бесконечный массив наночастиц, рассчитанные по формулам (19). Ширины резонансов γ_e и γ_m полагались одинаковыми. В случае рис. 13а $\omega_e \neq \omega_m$. При прохождении частоты ω через каждый резонанс в отдельности амплитуда прошедшей волны уменьшается и

на резонансной частоте убывает до нуля. На резонансных частотах падающая на массив наночастиц волна полностью отражается. Кроме того, фаза при прохождении частоты через каждый резонанс изменяется в пределах от $-\pi/2$ до $\pi/2$ (или от 0 до π), аналогично фазе отдельного резонанса (см. рис. 7).

Картина кардинально меняется, когда резонансные частоты совпадают: $\omega_e = \omega_m$. На рисунке 13б показаны зависимости амплитуды и фазы прошедшей волны от частоты в случае совпадающих электрического и магнитного резонансов. Здесь амплитуда прошедшей волны остаётся неизменной при прохождении резонансной частоты, а фаза изменяется в пределах от $-\pi$ до π . Амплитуда отражённой волны при $\omega_e = \omega_m$ тождественно равна нулю.

Заметим, что условие совпадения электрического и магнитного резонансов аналогично условию Керкера [52–54]: когда $\epsilon = \mu$, отражение равно нулю. Однако обычно магнитная проницаемость среды μ связана со спиновым и орбитальным магнитными моментами электронов, тогда как в метаатомах электрическая и магнитная поляризуемости не связаны со спином.

Для выяснения физики того, как именно наложение резонансов приводит к охвату фаз в диапазоне 2π , воспользуемся векторной диаграммой поля, изображённой на рис. 14, следуя [51]. Суммарное поле на выходе состоит

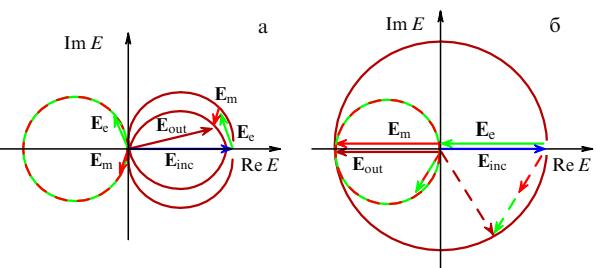


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Векторные диаграммы, описывающие разложение вектора электрического поля прошедшей волны E_{out} . $\text{Re } E$ и $\text{Im } E$ — действительная и мнимая части электрического поля. Прошедшее поле складывается из падающего поля и поля, рассеянного электрическим и магнитным диполями: $E_{\text{out}} = E_{\text{inc}} + E_e + E_m$. (а) Магнитный и электрический резонансы не совпадают (см. рис. 13а). (б) Магнитный и электрический резонансы совпадают (см. рис. 13б).

из поля падающей волны и поля, рассеянного электрическим и магнитным диполями: $\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{E}_{\text{inc}} + \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_m$. На рисунке вектор падающего поля, изображённый синей стрелкой, не изменяется при изменении частоты. Векторы рассеянного электрического и магнитного полей, изображённые зелёной и красной стрелками, при прохождении частоты падающего излучения через резонанс описывают окружность, лежащую в левой полуплоскости. В случае, когда частоты электрического и магнитного резонансов не совпадают (рис. 13а), эти векторы пробегают окружность по очереди. Поскольку их амплитуды не превышают амплитуды падающего поля, суммарное поле \mathbf{E}_{out} описывает изображённую на рис. 14а бордовым цветом фигуру, лежащую почти полностью в правой полуплоскости. При этом фаза выходного поля \mathbf{E}_{out} изменяется в пределах от $-\pi/2$ до $\pi/2$, что даёт охват фазы в пределах π . В случае, когда резонансные частоты совпадают (рис. 13б), векторы \mathbf{E}_e и \mathbf{E}_m описывают окружность в левой полуплоскости одновременно. Это приводит к тому, что их суммарная амплитуда достигает величины, равной двум, при прохождении частоты через резонанс, а суммарный вектор \mathbf{E}_{out} описывает окружность, расположенную во всех четырёх квадрантах, как показано на рис. 14б бордовой линией. Например, когда частота падающего поля совпадает с резонансной частотой ($\omega = 1$ эВ на рис. 13б), оба вектора рассеянных полей, \mathbf{E}_e и \mathbf{E}_m , направлены в противоположную относительно \mathbf{E}_{inc} сторону и имеют ту же длину. В результате фаза \mathbf{E}_{out} составляет π , как показано на рис. 14 бордовой стрелкой. При частоте, несколько превышающей резонансную, $\omega = 1,03$ эВ, оба вектора, \mathbf{E}_e и \mathbf{E}_m , лежат в левой нижней четверти плоскости, что обозначено штриховыми зелёным и красным векторами. Суммарный вектор имеет амплитуду, равную единице, и повёрнут на угол $\approx -\pi/3$. Тем самым фаза прошёлшего поля \mathbf{E}_{out} изменяется в пределах 2π .

В действительности резонансы далеко не идеальны, в отличие от описываемых формулой (19). Их ширины и резонансные частоты не полностью совпадают, и амплитуда рассеянного поля вовсе не достигает по величине амплитуды падающей волны. Тем не менее эта модель позволяет объяснить физику изменения фазы в метаатомах в пределах от 0 до 2π .

Как и в случае с одним резонансом, на практике подбор фазы осуществляется изменением резонансных частот при неизменной частоте падающей волны. Как правило, варьируются геометрические параметры наночастиц (см., например, [47, 51, 55]). Более того, подбор геометрических параметров необходим для совпадения резонансов. Например, в [53] показано, что регулирование отношения осей сфероидальной диэлектрической наночастицы позволяет реализовать условие Керкера. Однако изменение параметров и резонансных частот приводит к изменению не только фазы, но и амплитуды прошёлшой волны, что негативно влияет на эффективность метаповерхностей. Подобрать нужную фазу, сохранив при этом амплитуду постоянной, позволяет наличие нескольких степеней свободы, как и в случае с одним резонансом (см. рис. 9).

2.2.3. Использование фазы Панчаратнама – Берри. Описанные выше способы управления фазой связаны с резонансами в метаатомах, следовательно, они применимы только в относительно узком диапазоне длин волн.

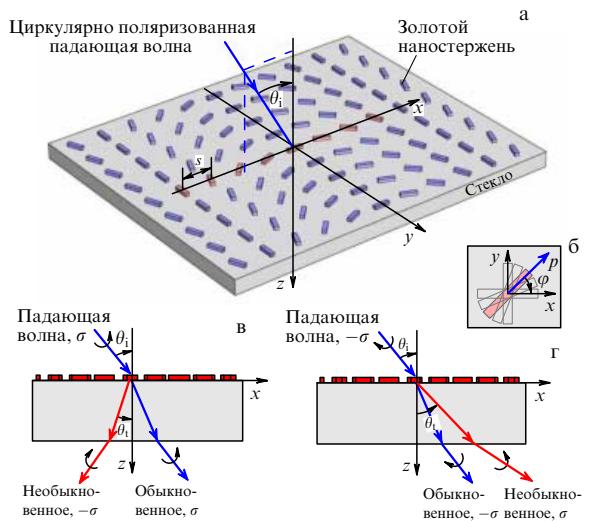


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Управление циркулярно поляризованным излучением [57]. (а) Общий вид метаповерхности из золотых наностержней, расположенных на стеклянной подложке. (б) Вид отдельного стержня: стержень повернут на свой угол φ , что позволяет контролировать фазу в пределах 2π . (в, г) Схемы эксперимента. Свет с левой и правой поляризацией отклоняется в разные стороны.

Принципиально другой способ управления фазой излучения метаатомами связан с изменением фазы Панчаратнама – Берри [56–59]. Его преимущество заключается в независимости смещения фазы от длины волны излучения. Однако данная схема предназначена для излучения с круговой поляризацией.

Рассмотрим основные принципы таких метаповерхностей на примере, приведённом в работе [57], где продемонстрирована возможность изменения фазы произвольным образом в пределах 2π в рамках простой модели, позволяющей понять принцип управления фазой. Метаатомы метаповерхности представляют собой наностержни, повернутые под определённым углом к оси, как показано на рис. 15а. На метаповерхность падает циркулярно поляризованный электромагнитная волна. Рассеяние на метаатоме приводит к появлению рассеянной волны с противоположной поляризацией. Угол поворота стержня определяет фазу рассеянной волны: $\Delta\Phi = 2\varphi$, и поворот наностержня в пределах угла π позволяет охватить смещение фазы в диапазоне от 0 до 2π .

Для объяснения механизма управления фазой с помощью поворота наностержня рассмотрим следующую модель [57]. Пусть единичный наностержень лежит в плоскости xy и повернут на угол φ относительно оси x , как показано на рис. 15б. Электромагнитная волна с круговой поляризацией, распространяющаяся в плоскости xz , падает на стержень под углом θ_i . Тогда направлённость электрического поля этой волны имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^\sigma &= E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y + E_z \mathbf{e}_z = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \theta_i \mathbf{e}_x + \sigma i \mathbf{e}_y - \sin \theta_i \mathbf{e}_z), \end{aligned} \quad (20)$$

где $\sigma = \pm 1$ отвечает за правую или левую поляризацию волны, E_x, E_y, E_z — компоненты напряжённости электрического поля, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — единичные векторы вдоль осей x, y и z соответственно. Наностержень в данной модели представляет собой дипольную антенну. Её электриче-

ский дипольный момент \mathbf{p} можно выразить через поляризуемость стержня α_e и угол поворота φ :

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \alpha_e \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Дальнее поле электрического диполя записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{rad}} &= \frac{ck^2}{4\pi} (\mathbf{u} \times \mathbf{p}) \frac{\exp(ikr)}{r}; \\ \mathbf{E}_{\text{rad}} &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 n_i^2}} (\mathbf{H}_{\text{rad}} \times \mathbf{u}), \end{aligned} \quad (22)$$

где r — расстояние от диполя, \mathbf{u} — единичный вектор направления наблюдения поля, $k = 2\pi n_i / \lambda_0$ — амплитуда волнового вектора. Будем рассматривать направление распространения переизлучённой волны в плоскости xz . Тогда единичный вектор можно выразить через угол наблюдения θ_t : $\mathbf{u} = \sin \theta_t \mathbf{e}_x + \cos \theta_t \mathbf{e}_z$. Подстановка (20) и (21) в выражение (22) даёт формулу для напряжённости рассеянного метаатомом поля [57]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{rad}} \approx & \frac{c \alpha_e k^2 \exp(ikr)}{4\sqrt{2}\pi r} \left[\frac{\cos \theta_i \cos \theta_t + 1}{4} \mathbf{E}_{\mathbf{u}}^\sigma + \right. \\ & \left. + \frac{(\cos \theta_i + 1)(\cos \theta_t + 1)}{8} \mathbf{E}_{\mathbf{u}}^{-\sigma} \exp(2i\sigma\varphi) \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где $\mathbf{E}_{\mathbf{u}}^{\pm\sigma} = \cos \theta_t \mathbf{e}_x \pm \sigma i \mathbf{e}_y - \sin \theta_t \mathbf{e}_z$.

Первое слагаемое в (23) соответствует волне с той же круговой поляризацией, что и у волны, падающей на наночастицу. Второе слагаемое определяет волну с противоположной круговой поляризацией. В него входит множитель $\exp(2i\sigma\varphi)$, который зависит от поляризации σ и угла поворота стержня φ . Именно этим множителем определяется смещение фазы — оно не зависит от длины волны излучения, а зависит только от угла поворота наностержня.

Поляризация излучения σ влияет на знак градиента фазы метаповерхности. Поэтому, согласно формуле (3), волна с разной поляризацией будет отклоняться в разные стороны относительно направления обыкновенного преломления. Как показано на рис. 15в, г, падающее на метаповерхность излучение разделяется на волну с той же поляризацией, проходящую по обычному закону Снеллиуса, и волну с противоположной поляризацией, которая подчиняется обобщённому закону Снеллиуса. На рисунке 15в падающая на метаповерхность волна с левой поляризацией обозначена синим цветом. Необычно прошедшая волна с правой поляризацией, обозначенная красным цветом, отклоняется влево от обычной прошедшей волны с левой поляризацией. На рисунке 15г, наоборот, на метаповерхность падает волна с правой поляризацией, обозначенная красным цветом. Необычно прошедшая волна имеет левую поляризацию и отклоняется вправо от обычной прошедшей волны.

Смещение фазы с помощью поворота наностержня может быть интерпретировано на языке фазы Панчаратнама–Берри [60, 61], поэтому метаповерхности такого рода часто называют метаповерхностями Панчаратнама–Берри.

Метаатомы, изменяющие фазу Панчаратнама–Берри, могут состоять не только из наностержней. Например, в

работе [59] предложены метаатомы П-образной формы. Угол поворота такой наночастицы также определяет смещение фазы. Управлять фазой Панчаратнама–Берри можно с помощью отверстий эллиптической формы в тонкой металлической пленке [58].

2.3. Другие принципы работы метаповерхностей.

Нелинейные эффекты

В разделах 2.1 и 2.2 были описаны принципы управления фазой света, проходящего через метаповерхность, на основе оптических свойств метаатомов. При этом речь шла в основном о дальнем поле. Однако ближнее поле метаатомов открывает не менее важные перспективы управления светом. Дело заключается в том, что в области резонанса ближнее поле наночастиц (особенно металлических) многократно увеличивается по сравнению с падающими полями. Увеличение ближнего поля наночастиц приводит к возникновению сильных нелинейных эффектов, таких как генерация второй и третьей гармоник. Благодаря этому метаповерхности обладают нелинейными оптическими свойствами [19, 20, 33, 62]. Параметрами нелинейного отклика метаповерхности, такими как интенсивность, фаза и поляризация, можно управлять, изменения геометрию метаатомов. Кроме того, поскольку размеры метаатомов много меньше длины волны, электромагнитное поле может быть сфокусировано в области размером, намного меньшим длины волны. Данные свойства могут быть использованы для создания управляемых оптических устройств, преобразования длины волны излучения, разработки сенсоров сверхвысокой чувствительности и устройств оптической микроскопии, преодолевающих дифракционный предел.

Нелинейная оптика была открыта несколько десятилетий назад. В 1961 г. впервые наблюдали генерацию второй гармоники на кристалле кварца, облучённого импульсным рубиновым лазером [63]. Длина волны лазера составляла 694,3 нм, и в спектре прошедшего через кристалл излучения наблюдался, помимо интенсивного основного пика, слабый пик на половинной длине волны 347,2 нм. С тех пор было опубликовано множество работ по теоретическому и экспериментальному исследованию нелинейных оптических эффектов. Нелинейные эффекты актуальны в самых разных оптических приборах — от волноводов до фотонных кристаллов.

Учёт нелинейных свойств вещества приводит к появлению высших степеней в зависимости поляризации \mathbf{P}^{NL} от напряжённости электромагнитного поля [33, 64]:

$$P_i^{\text{NL}} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j^\omega E_k^\omega + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j^\omega E_k^\omega E_l^\omega + \dots, \quad (24)$$

где \mathbf{E}^ω — напряжённость электрического поля основной гармоники, $\chi^{(2)}$ и $\chi^{(3)}$ — восприимчивости второго и третьего порядка нелинейности соответственно. При наличии центральной симметрии восприимчивость второго порядка обращается в нуль. Генерация второй гармоники оказывается высокочувствительной к нарушениям симметрии, таким как наличие поверхностей и границ раздела сред. Кроме того, в генерацию второй гармоники существенный вклад дают квадрупольный и магнитный дипольный моменты [64–66].

Большинство работ, исследующих нелинейные свойства метаповерхностей, посвящены генерации излучения на второй гармонике (см., например, [62, 67–70]). В этих

работах генерация на второй гармонике осуществляется с помощью плазмонных метаповерхностей, метаатомы которых состоят либо из металлических наночастиц, либо из отверстий в металлических пленках. Вклад во вторую гармонику наночастицы вносят как поверхностная, \mathbf{P}^{surf} , так и объёмная, \mathbf{P}^{bulk} , поляризации [71, 72]. В случае поверхностной поляризации для изотропных и центросимметричных материалов тензор восприимчивости второго порядка $\chi^{(2)}$ из уравнения (24) может быть сведён к трём независимым компонентам: $\chi_{\perp\perp\perp}$, $\chi_{\perp\parallel\parallel}$ и $\chi_{\parallel\parallel\perp}$, где знаки \perp и \parallel обозначают перпендикулярное и параллельное направления к поверхности соответственно. Кроме того, с теоретической и экспериментальной точек зрения компонента $\chi_{\perp\parallel\parallel}$ вносит относительно малый вклад в генерацию второй гармоники благородных металлов, что актуально для плазмонных метаповерхностей [72]. Следовательно, основной вклад дают два вида поляризации:

$$\begin{aligned} P_{\perp}^{\text{surf}}(\mathbf{r}, 2\omega) &= \chi_{\perp\perp\perp} E_{\perp}(\mathbf{r}, \omega) E_{\perp}(\mathbf{r}, \omega), \\ P_{\parallel}^{\text{surf}}(\mathbf{r}, 2\omega) &= \chi_{\parallel\parallel\perp} E_{\parallel}(\mathbf{r}, \omega) E_{\perp}(\mathbf{r}, \omega). \end{aligned} \quad (25)$$

где электрическое поле учитывается внутри металла. Поляризация поверхности приводит к текущим уже по внешней стороне поверхности металла поверхностным токам, которые рассчитываются по формуле $\mathbf{j}^{\text{surf}} = -\partial\mathbf{P}^{\text{surf}}/\partial t$.

Согласно общим соображениям в объёмную поляризацию \mathbf{P}^{bulk} могут давать вклад различные компоненты. В случае частиц из благородных металлов объёмная поляризация может быть выражена следующим образом [72]:

$$\mathbf{P}^{\text{bulk}}(\mathbf{r}, 2\omega) = \gamma \nabla (\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)), \quad (26)$$

где γ — объёмная восприимчивость. С поляризацией также связаны объёмные токи $\mathbf{j}^{\text{bulk}} = \partial\mathbf{P}^{\text{bulk}}/\partial t$. Если известны компоненты тензора поверхностной восприимчивости $\chi_{\perp\perp\perp}$, $\chi_{\parallel\parallel\perp}$ и объёмная восприимчивость γ , то можно полностью описать генерацию излучения на второй гармонике метаатома. Характерные значения восприимчивости достаточно малы, например для золота $|\chi_{\perp\perp\perp}| = 4,4 \times 10^{-13} \text{ см}^2 \text{ статВ}^{-1}$, $|\chi_{\parallel\parallel\perp}| = 1,3 \times 10^{-14} \text{ см}^2 \text{ статВ}^{-1}$ и $\gamma = 2,1 \times 10^{-15} \text{ см}^2 \text{ статВ}^{-1}$ [73]¹.

Как видно из значений тензора восприимчивости, наибольшую важность представляет $\chi_{\perp\perp\perp}$ и для описания нелинейных свойств метаповерхностей в первом приближении можно ограничиться учётом только $\chi_{\perp\perp\perp}$. Однако при этом необходимо иметь в виду, что для высокосимметричных метаатомов полный дипольный момент может оказаться равным нулю, так как из (25) следует, что на противоположных сторонах симметричной частицы будут находиться одинаковые по знаку заряды. Поэтому при проектировании нелинейных метаповерхностей используют несимметричные метаатомы, имеющие резонансы как на частоте падающей волны, так

и на частоте второй гармоники. Примеры таких метаповерхностей приведены в разделе 3.3.

Эффективность генерации второй гармоники можно рассчитать как отношение мощности рассеянной волны на удвоенной частоте к мощности падающего излучения (основной гармоники): $\eta = P_{\text{SHG}}/P_{\text{FW}}$. Из (25) следует, что P_{SHG} возрастает как квадрат P_{FW} . Поэтому η тоже будет увеличиваться с возрастанием мощности падающего излучения. Однако неограниченное возрастание мощности излучения приведёт к разрушению метаповерхности [74, 75] при значении мощности $P_{\text{FW}}^{\max} \sim \sim 1 \text{ ГВт см}^{-2}$ (в импульсе). Таким образом, обычно в работах приводится максимальная достижимая эффективность η_{\max} , т.е. эффективность, при которой всё ещё происходит генерация второй гармоники без разрушения метаповерхности.

Для того чтобы избежать зависимости эффективности генерации второй гармоники от мощности падающего излучения, вводят эффективный нелинейный коэффициент $\gamma_{\text{eff}} = P_{\text{SHG}}/P_{\text{FW}}^2 = \eta/P_{\text{FW}}$ [75]. В работе [75] экспериментально показано, что эта величина практически не зависит от мощности накачки и позволяет сравнивать метаповерхности между собой, не доводя мощность основной гармоники до критических значений.

3. Экспериментальные реализации управления излучением с помощью метаповерхностей

В разделе 2 были представлены принципы, лежащие в основе физики метаповерхностей и управления излучением с их помощью. Эти принципы основаны на уравнениях Максвелла и как таковые могли бы использоваться ещё 100 лет назад. Однако только с развитием нанотехнологий появилась возможность создавать и упорядочивать на поверхностях наночастицы с произвольными формами и размерами и образовывать таким образом метаповерхности.

Как правило, метаповерхности формируют с помощью планарных технологий [25, 48, 55], основанных на технологии КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник) (complementary metal–oxide–semiconductor, CMOS) [76], и они значительно проще объёмных метаматериалов в изготовлении. Одним из основных параметров метаповерхности, по которому их можно сравнивать между собой и с другими оптическими устройствами, является эффективность. Электромагнитная волна, попадая на метаповерхность, частично поглощается и рассеивается в разных направлениях, причём только часть этой волны распространяется в нужном направлении. Отношение интенсивности электромагнитной волны, распространяющейся в нужном направлении после прохождения через метаповерхность, к интенсивности падающей волны называется эффективностью метаповерхности. Например, в работе [22], где проводилась проверка обобщённого закона Снеллиуса, нужное направление волны соответствовало углу, описываемому формулой (3). Следовательно, эффективность метаповерхности в работе [22] рассчитывалась как отношение интенсивности электромагнитной волны, прошедшей по обобщённому закону Снеллиуса, к интенсивности падающей волны. Другой важной характеристикой метаповерхности является рабочая длина волны. По мере развития технологий рабочая длина волны метаповерхности уменьшалась, и в последнее

¹ Ставольт на сантиметр (статВ см^{-1}) — единица напряжённости электрического поля в системе СГСЭ (абсолютная электростатическая система см–г–с). Если между двумя бесконечными параллельными плоскостями, разделёнными расстоянием 1 см, приложено напряжение в 1 ставл = 299,79 В, то между ними образуется электрическое поле напряжённостью в 1 ставл $\text{см}^{-1} = 29979,2 \text{ В м}^{-1} = 1 \text{ Гс}$.

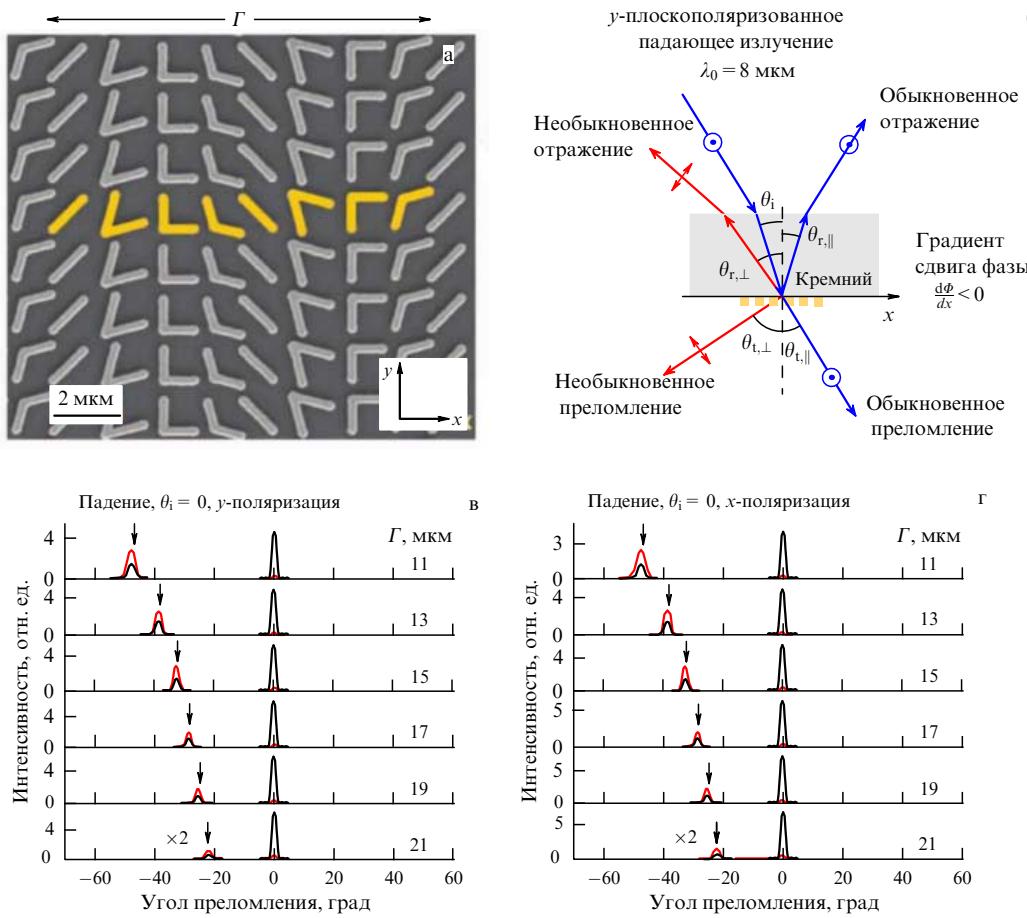


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Схема реализации обобщённого закона Снеллиуса [22]. (а) Изображение метаповерхности, полученное электронным микроскопом. В центре жёлтым цветом выделена суперячейка, состоящая из восьми метатомов. (б) Схема эксперимента. На метаповерхность падает у-поляризованное излучение. При прохождении через метаповерхность оно разделяется на обычное и необыкновенное прошедшее излучения, а также на обычное и необыкновенное отражённые излучения. (в, г) Зависимости интенсивности прошедшего излучения от угла измерения для у- и х-поляризованной падающей волны соответственно. Чёрной линией показана интенсивность без поляризатора на выходе, красной — с поляризатором.

время она достигла значений длин волн видимого диапазона (см., например, [77]). Поскольку резонансы являются достаточно узкими, метаповерхности работают в небольшом интервале частот. Ширина этого интервала также является важным параметром метаповерхности, и исследователи стараются его увеличить [78].

3.1. Экспериментальное подтверждение обобщённого закона Снеллиуса и управление излучением на основе резонансов метатомов

Демонстрация обобщённого закона Снеллиуса на метаповерхности в инфракрасном диапазоне частот была проведена несколько лет назад в [22]. Созданная метаповерхность работала на прохождение. Метатомами служили наночастицы из золота, представляющие собой пары стержней, соединённые между собой под определёнными углами, т.е. V-образной формы (рис. 16а). Использовалась схема с кроссполяризацией, показанная на рис. 8. Падающее на метаповерхность излучение поляризовано. Прошедшее и отражённое излучение состоит из двух компонент (рис. 16б): обычное излучение, поляризованное в той же плоскости, что падающее, и необыкновенное, поляризованное в перпендикулярной плоскости. Выбор наночастиц V-образной

формы связан с тем, что их эффективность намного выше, чем у обычных наностержней. Кроме того, такие наночастицы обладают двумя резонансными модами: симметричной и антисимметричной, что позволяет поляризовать падающую волну в х- и у-направлениях. Две степени свободы наночастицы: длина стержней и угол между ними — позволяют подобрать нужные смещения фазы и сохранить постоянную амплитуду рассеяния.

Размер элементарной ячейки в эксперименте составлял 1,5 мкм, длина стержней варьировалась от 0,8 до 1,6 мкм, ширина стержней ≈ 220 мкм, а их толщина ≈ 50 нм. Измерения проводились в инфракрасном спектре с длинами волн от 8 до 21 мкм.

Зависимости интенсивности излучения, прошедшего через метаповерхность, от угла измерения приведены на рис. 16в, г. Электромагнитная волна падала на метаповерхность под прямым углом. Интенсивность в отсутствие поляризатора, показанная чёрной линией, имеет два пика, соответствующих обычному и необыкновенному прохождению. Красная линия соответствует интенсивности излучения, прошедшего через поляризатор, т.е. только необыкновенному излучению. Видно, что для разных размеров суперячейки Γ необыкновенное излучение преломляется под разными углами: чем мень-

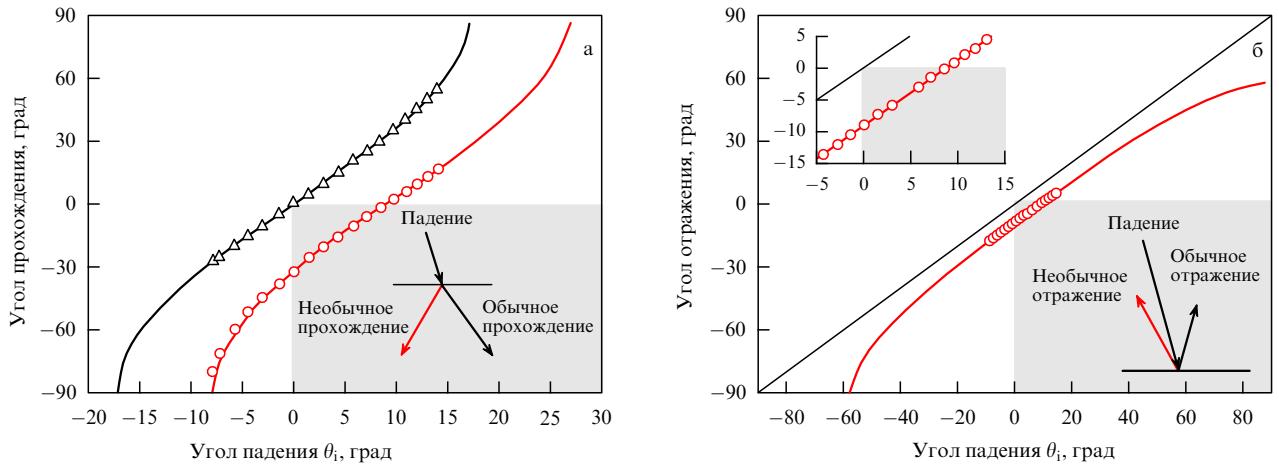


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Экспериментальное подтверждение обобщённого закона Снеллиуса [22]. (а) Зависимость угла пика прошедшего излучения от угла падающего. (б) Зависимость угла отражённого излучения от угла падающего. Символами показаны экспериментальные данные, кривыми — теоретические результаты. Чёрные линии и символы отвечают обычным законам прохождения и отражения, а красные — обобщённому закону Снеллиуса.

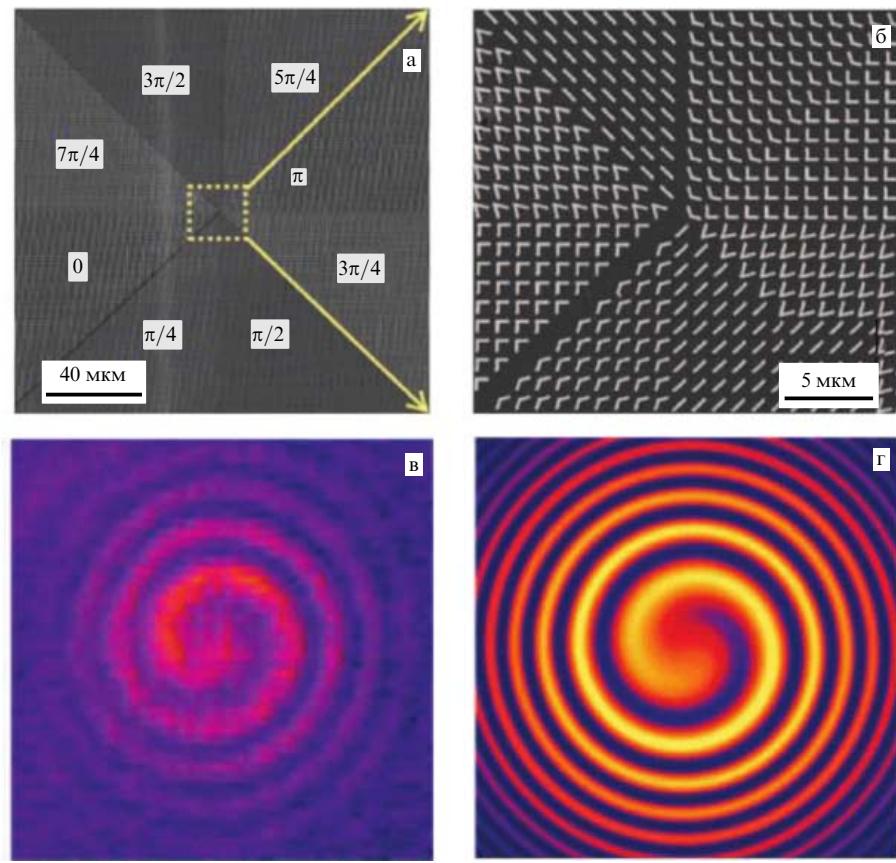


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Получение оптического вихря с помощью интерференции излучения, прошедшего через метаповерхность, и гауссова пучка в [22]. (а) Изображение метаповерхности, полученное электронным микроскопом. Метаповерхность разделена на восемь частей, каждая из которых смещает фазу на определённую величину. Каждая следующая область изменяет фазу на величину, большую на $\pi/4$, чем предыдущая. (б) Увеличенное изображение центра метаповерхности. Метаатомы состоят из V-образных наночастиц. (в) Экспериментальное изображение вихря. (г) Рассчитанное изображение вихря.

ше длина волны, тем больше угол отклонения. Из рисунков 16 $\text{в}, \text{г}$ видно, что эффективность метаповерхности не превышает 40 %.

В работе [22] был также подтверждён обобщённый закон Снеллиуса (3) и (6) непосредственным измерением интенсивности излучения. На рисунке 17 а показаны по-

ложения пиков интенсивности обычного (чёрным цветом) и необыкновенного (красным цветом) прошедшего через метаповерхность излучения. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 8$ мкм. Необыкновенное излучение соответствует обобщённому закону Снеллиуса. Важно отметить, что на графике присутствует

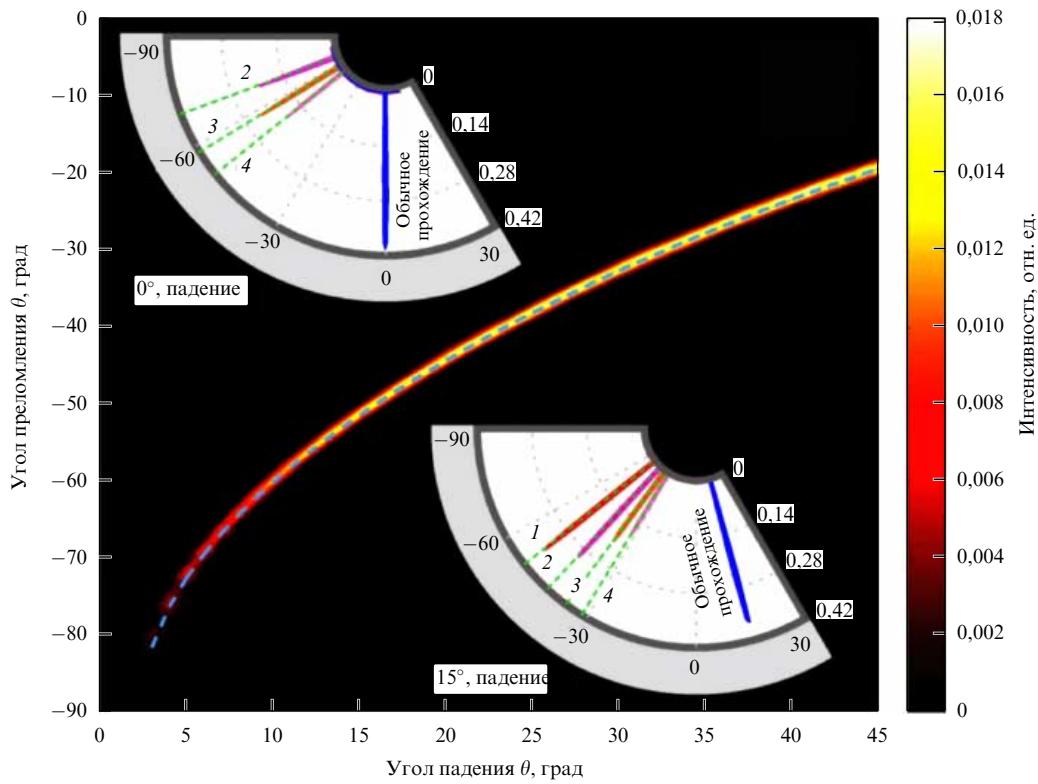


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Демонстрация обобщённого закона Снеллиуса в схеме с кроссполяризацией (из работы [23]). Градацией цвета показана величина интенсивности излучения. Длина волны 1,5 мкм. Курсивными цифрами обозначены номера образцов с различными размерами суперъячейки: 1 — 1440 нм, 2 — 1600 нм, 3 — 1760 нм, 4 — 1920 нм.

область отрицательного прохождения, в которой излучение преломляется в ту же сторону, откуда приходит падающая волна. Зависимость положения пиков отражённого излучения представлена на рис. 17б. Отражённое излучение тоже имеет обычновенный и необыкновенный пики, изображённые чёрным и красным цветом соответственно. На графике присутствует область отрицательного отражения. На обоих графиках экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими результатами.

Кроме проверки обобщённого закона Снеллиуса в [22] была продемонстрирована способность метаповерхности формировать излучение произвольным образом, в частности создавать оптические вихри (рис. 18в). В этом случае метаповерхность была разделена на восемь секторов, каждый из которых смешал фазу излучения, прошедшего через него, на свою величину. Метаатомы состояли из наночастиц V-образной формы, как показано на рис. 18а, б. Электромагнитная волна проходила через метаповерхность и интерферировала с гауссовым пучком, что приводило к формированию вихря, показанного на рис. 18в. Это изображение приблизительно совпадает с рассчитанным изображением вихря (рис. 18г).

Позднее в [23] был проведён аналогичный эксперимент также в схеме с кроссполяризацией. Метаатомы тоже состояли из золотых наночастиц V-образной формы, но намного меньших размеров. Длины стержней варьировались от 93 до 158 нм, ширина составляла 40 нм, а толщина — 30 нм. Длина волны излучения изменялась в пределах от 1 мкм до 1,9 мкм. На рисунке 19

приведены результаты эксперимента, в котором было продемонстрировано хорошее согласие экспериментальных данных с теоретической формулой (3). При этом эффективность метаповерхности была существенно меньше из-за омических потерь в золоте — она составила $\approx 1\%$.

Существенного повышения эффективности метаповерхностей удалось достичь посредством совмещения электрического и магнитного резонансов (см. рис. 10, 13 и 14) [45, 47–49]. В указанных работах исследовались метаповерхности, работающие на отражение. Метаповерхности такого рода состоят из металлических (золотых) наночастиц, расположенных на некотором расстоянии от сплошной отражающей металлической плёнки. Например, в работе [47] использовались наночастицы прямоугольной формы, как показано на рис. 20а. Толщина диэлектрического слоя, отделяющего их от отражающей плёнки, $t_s = 50$ нм, размер элементарной ячейки $l = 240$ нм. Толщина наночастиц также составляла $t = 50$ нм, их длина и ширина (L_x и L_y) варьировались от 30 до 220 нм. Рабочая длина волны $\lambda = 800$ нм.

Фаза отражённой волны задаётся посредством подбора размеров наночастиц L_x и L_y . На рисунке 20б приведены результаты расчёта коэффициента отражения от метаатома в зависимости от размеров наночастицы. Границные условия — периодические. Ещё одна особенность выбранной схемы отражения заключается в том, что интенсивность отражённой волны довольно слабо зависит от L_x и L_y . Кривыми на рис. 20б показаны фазы отражённой волны. Синяя линия соответствует ТМ-поляризации, а зелёная — ТЕ-поляризации. В мес-

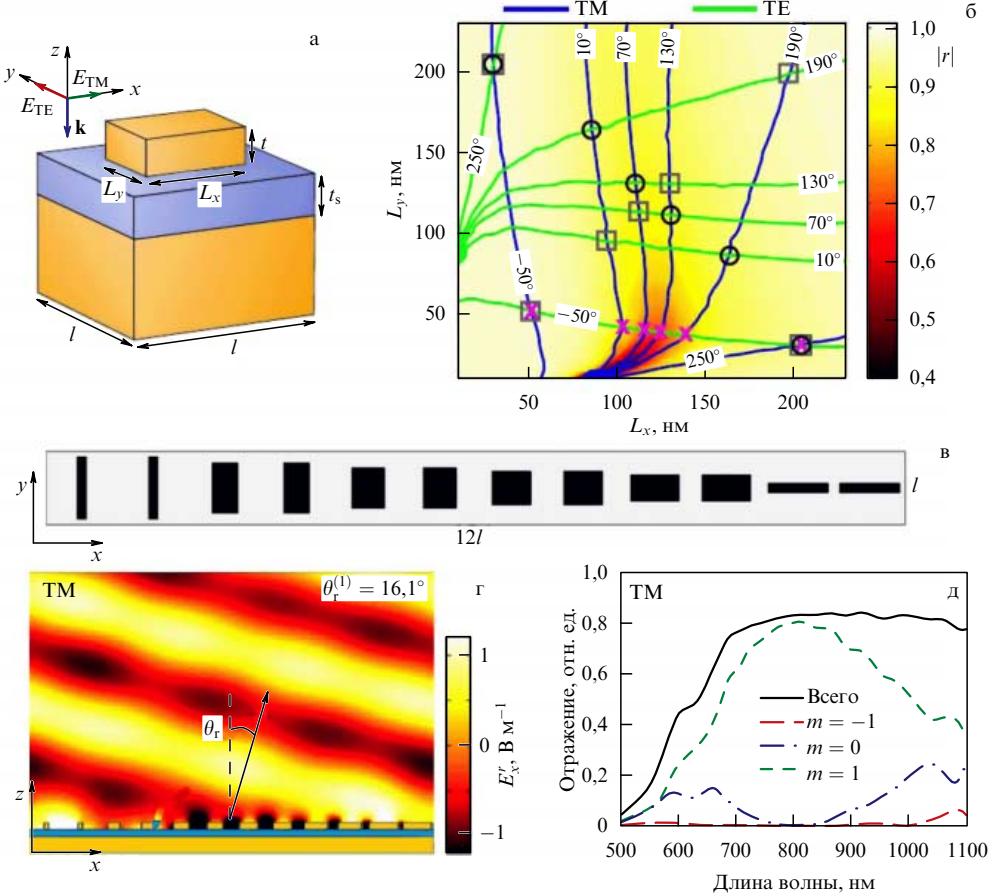


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Реализация необыкновенного отражения в схеме с отражением (из работы [47]). (а) Метаатом, состоящий из золотой наночастицы прямоугольной формы, расположенной над сплошной золотой пленкой. Подложку и наночастицу разделяет тонкий диэлектрический слой. (б) Зависимость интенсивности отражённой волны от размеров прямоугольной наночастицы L_x и L_y . Зелёная и синяя изолинии обозначают фазы отражённого излучения для поляризаций TE (Transverse Electric) и TM (Transverse Magnetic) соответственно. (в) Суперъячейка, состоящая из шести элементарных ячеек, включающих в себя два одинаковых метаатома. (г) Напряжённость поля отражённой от метаповерхности волны. На метаповерхность волна падала нормально, а отражалась под углом $\theta_r = 16,1^\circ$. (д) Зависимость коэффициента отражения от длины волн. Чёрная линия — полный коэффициент отражения, красная, синяя и зелёная линии — для дифракционных лепестков $m = -1, 0, 1$ соответственно.

таких пересечениях этих кривых отмечены точки симметрии, в которых ТМ- и ТЕ-поляризованные волны отражаются симметрично (квадраты) или антисимметрично (кружки). На рисунке 20в показана антисимметричная метаповерхность, которая отражает поляризации ТМ и ТЕ в разные стороны на один и тот же угол. Элементарная ячейка этой метаповерхности состоит из двух одинаковых метаатомов. Разница в изменении фазы отражённой волны у соседних элементарных ячеек составляет $\pi/3$.

Результаты эксперимента и расчёта показывают, что при нормальном падении на метаповерхность отражённая волна будет распространяться под углом $16,1^\circ$. Расчитанная напряжённость поля отражённой волны при падении на метаповерхность по нормали ТМ-поляризованной волны с $\lambda = 800$ нм приведена на рис. 20г. На этой длине волны интенсивность данного дифракционного лепестка максимальна. Отражённая волна немножко искажена из-за присутствия других дифракционных лепестков. Интенсивность дифракционных лепестков в зависимости от длины волны приведена на рис. 20д. Как видно из рисунка, на длине волны $\lambda = 800$ нм интенсивность дифракционного лепестка с $m = 1$ максимальна, а другие лепестки подавляются, т.е. на этой длине волны

эффективность метаповерхности достигает максимума. Теоретические расчёты показывают, что данная схема реализации метаповерхности позволяет достичнуть эффективности до 80 %. В эксперименте удалось получить эффективность 50 %. Кроме того, метаповерхность, реализованная таким образом, работает в достаточно широком интервале длин волн.

В работах [45, 49] были созданы отражающие метаповерхности с метаатомами различных форм. Однако это не привело к повышению эффективности по сравнению с эффективностью метаповерхностей прямоугольных метаатомов. Таким образом, форма прямоугольников (см. рис. 20) оказалась наиболее выгодной с точки зрения простоты и эффективности. Кроме того, прямоугольные наночастицы позволяют создавать такие метаповерхности, которые могут осуществлять раздельное независимое управление излучением с ТМ- и ТЕ-поляризацией, как продемонстрировано в работе [47].

Ещё большей эффективности отражающей метаповерхности удалось достичь в работе [43]. На длине волны $\lambda = 850$ нм максимальная эффективность составила почти 80 %. Схема эксперимента, схожая с таковыми в предыдущих работах, приведена на рис. 21а. Элементарная ячейка в данном случае состояла из двух прямо-

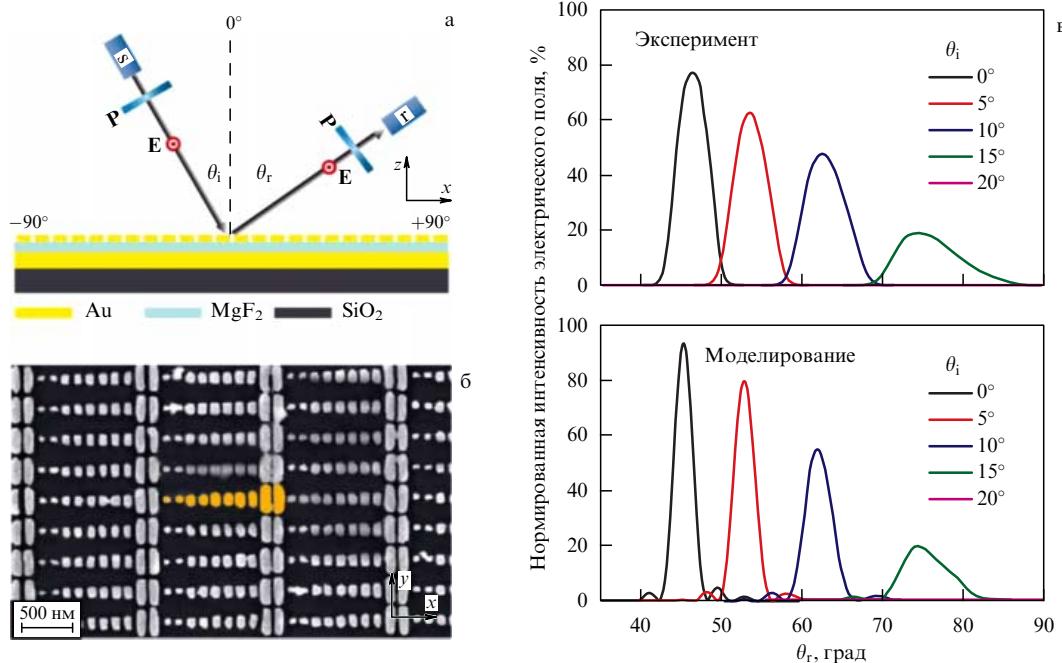


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Метаповерхность, реализованная в [43]. (а) Схема эксперимента по реализации обобщённого закона Снеллиуса. (б) Изображение метаповерхности, полученное на электронном микроскопе. (в) Зависимости интенсивности отражённого излучения от угла θ_r , при различных углах падения θ_i . В верхней части рис. в приведены экспериментальные данные, а в нижней части — результаты расчёта.

угольных наночастиц. Изображение метаповерхности представлено на рис. 21б. Были получены зависимости интенсивности отражённого излучения от угла измерения при различных углах падения и реализован обобщённый закон Снеллиуса (см. формулу (3)). Результаты измерения приведены в верхней части рис. 21в, а в его нижней части показаны результаты расчёта.

Дальнейшим развитием метаповерхностей стало использование диэлектрических наночастиц [10, 51, 55, 79]. Изменение фазы на диэлектрических наночастицах происходит за счёт электрического и магнитного резонансов и их перекрытия (см. рис. 13 и 14). Принципиальная возможность перекрытия резонансов и возможность добиться охвата фаз в пределах 2π с помощью диэлектрических цилиндров продемонстрированы в работе [51]. Изображение метаповерхности из таких цилиндров приведено на рис. 22а и б. Размер кремниевыхnanoцилиндров подбирался так, чтобы длины волн электрического и магнитного резонансов совпадали. В результате измене-

ние длины волны приводит к смещению фазы прошедшего излучения, как показано на рис. 22в. Благодаря совпадению резонансных частот удается обеспечить изменение фазы в пределах почти от 0 до 2π .

В работе [10] была реализована метаповерхность на основе кремниевых цилиндров, отклоняющая прошедшее через неё излучение. Суперъячейка такой метаповерхности состояла из восьми цилиндров, радиусы которых линейно изменялись (рис. 23а). В эксперименте лазерное излучение направлялось на метаповерхность по нормали и прошедшее через неё излучение попадало в объектив камеры. На резонансной длине волны интенсивность дифракционного лепестка -1 (рис. 23б) достигала максимума, а остальные дифракционные лепестки, в том числе нулевой, подавлялись. Таким образом происходило преломление луча на угол $\approx 10^\circ$. На других длинах волн, несколько отличных от резонансной, преломления не наблюдалось, луч проходил прямым. Зависимости коэффициентов прохождения дифракционных

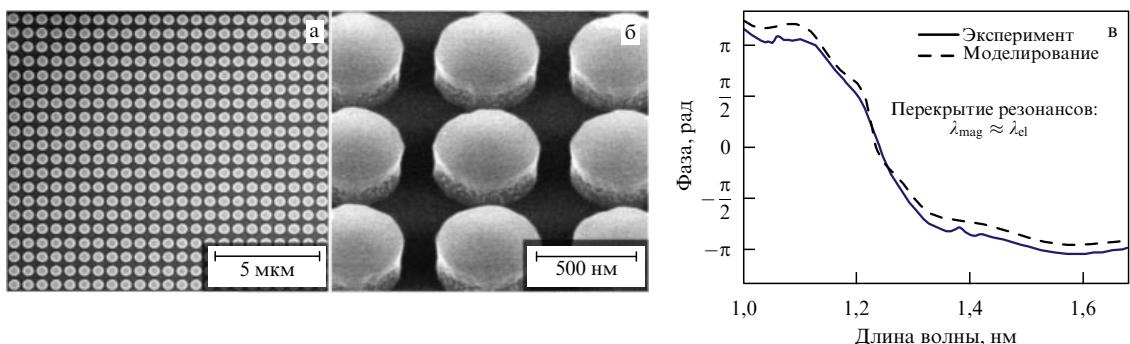


Рис. 22. Изменение фазы с помощью метаповерхности, состоящей из массива одинаковых кремниевых цилиндров, реализованное в [51]. (а, б) Изображения метаповерхности, полученные на электронном микроскопе. (в) Зависимость фазы прошедшего через метаповерхность излучения от длины волны. Радиус цилиндров $r_d = 242$ нм, высота $h = 220$ нм, постоянная решётки $a = 666$ нм.

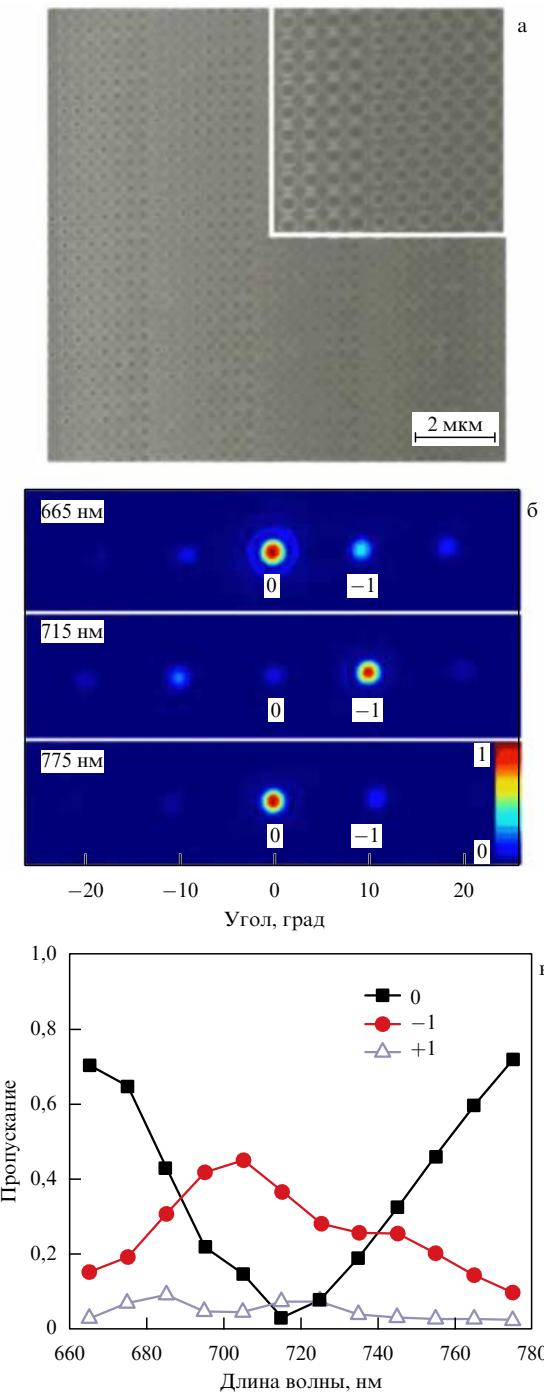


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Управление излучением с помощью метаповерхности, состоящей из кремниевых цилиндров, выполненное в [10]. (а) Изображение метаповерхности, полученное на электронном микроскопе. Суперъячейка состоит из восьми цилиндров. Радиусы цилиндров изменяются от 120 до 155 нм, а их высота 130 нм. (б) Изображение пучка, прошедшего через метаповерхность. На длинах волн 665 и 775 нм излучение, падающее по нормали, проходит почти без искажений. На резонансной длине волны 715 нм интенсивность дифракционного лепестка -1 — наибольшая, а остальные лепестки подавляются. (в) Зависимость коэффициентов прохождения трёх дифракционных лепестков.

лестков от длины волны падающего на метаповерхность излучения приведены на рис. 23в. Интенсивность нулевого дифракционного максимума постепенно убывает при приближении к резонансной длине волны и

практически полностью подавляется. В свою очередь дифракционный максимум -1 увеличивается и достигает своего наибольшего значения на длине волны, близкой к резонансной. Эффективность разработанной метаповерхности $\approx 45\%$.

Дизэлектрическая метаповерхность была также реализована на прямоугольных кремниевых наночастицах [55], расположенных на подложке из SiO_2 , как показано на рис. 24а. Рассеяние излучения прямоугольными наночастицами в большей степени зависит от линейных размеров, чем рассеяние цилиндрическими наночастицами. С другой стороны, две степени свободы, длина и ширина, позволяют подбирать такие параметры, при которых амплитуда рассеяния была бы постоянной, а фаза задавалась произвольным образом. В работе [55] были рассчитаны параметры восьми наночастиц, при которых фаза рассеянного излучения каждой следующей частицы была больше на $\pi/4$, чем у предыдущей. В эксперименте луч лазера проходил через поляризатор и попадал на светофильтр, как показано на рис. 24в. Затем два разделённых луча проходили по разным траекториям: через образец и через область без него. После этого разделённые лучи снова сходились и попадали в объектив камеры. Изображения, полученные камерой, приведены на рис. 24б. Верхнее изображение показывает луч, прошедший по пути без метаповерхности. Он попадает в центр. Нижнее изображение показывает, как преломляется прошедшее через метаповерхность излучение. Угол преломления составил $13,1^\circ$ на длине волны $\lambda = 1,6 \text{ мкм}$. Эффективность такой метаповерхности 36 %.

Кроме того, в работе [55] была продемонстрирована возможность создания световых вихрей с помощью дизэлектрической метаповерхности из кремниевых прямоугольников. Такая метаповерхность состояла из восьми секторов, меняющих фазу падающего излучения с шагом $\pi/4$. Были получены изображения, аналогичные тем, что приведены на рис. 18. Интенсивность излучения, прошедшего через метаповерхность, составила 45 % от интенсивности падающего излучения.

Дальнейшим развитием дизэлектрических метаповерхностей стало использование кремниевых наночастиц квадратного сечения на кварцевой подложке [79]. Высота кремниевых частиц была больше их длины и ширины. Кроме того, вследствие одинаковой длины и ширины наночастиц такая метаповерхность работает независимо от поляризации падающего на неё света. В эксперименте лазерное излучение поступало снизу на кварцевую подложку и выходило с обратной стороны, на которой располагались наночастицы (рис. 25а). Рассеяние на частицах приводило к преломлению светового пучка. Далее излучение попадало на экран, изображение на котором приведено на рис. 25б. Эксперимент проводился на разных длинах волн, и было показано, что метаповерхность вызывает дисперсию света. При изменении длины волны от 550 нм до 710 нм пучок света первого дифракционного лепестка отклонялся на угол от $17,8^\circ$ до $26,4^\circ$. Дифракционная эффективность, т.е. отношение интенсивности первого дифракционного лепестка к интенсивности всех лепестков, достигала максимума 93 % на длине волны $\lambda = 670 \text{ нм}$. Однако коэффициент прохождения на этой длине волны составил всего 30 %. В итоге эффективность метаповерхности на длине волны $\lambda = 670 \text{ нм}$ не превысила 28 %.

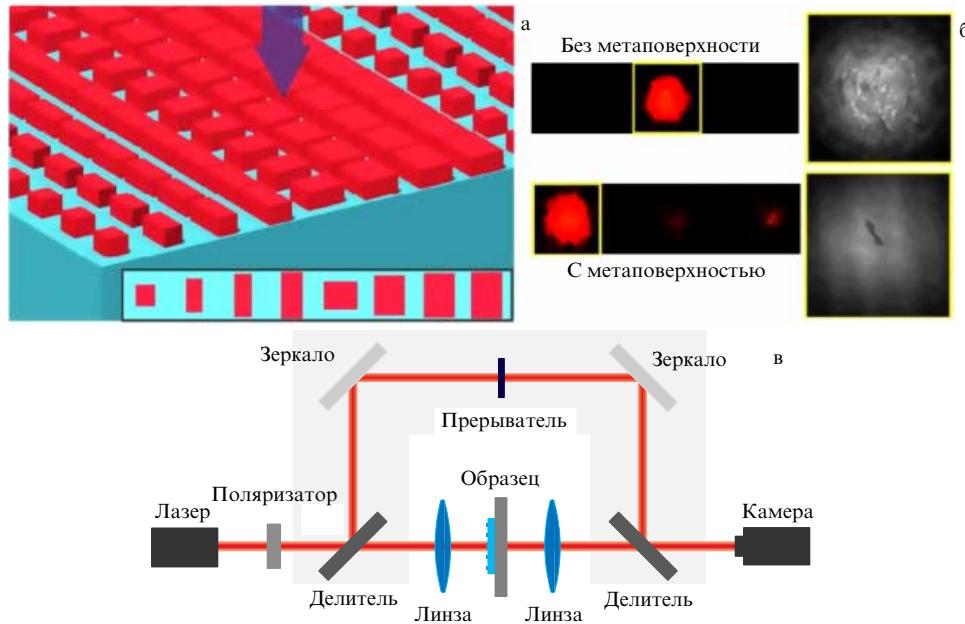


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Реализация диэлектрической метаповерхности на прямоугольных наночастицах из кремния, расположенных на подложке из SiO_2 [55]. (а) Суперъячейка метаповерхности, состоящая из наночастиц в виде параллелепипеда. Полный размер метаповерхности $96 \times 96 \text{ мкм}$. Длина и ширина частиц варьировались от 250 до 750 нм, высота 270 нм. Постоянная решётки $a = 800 \text{ нм}$. Рабочая длина волны $\lambda = 1,6 \text{ мкм}$. (б) Изображение в ПЗС-камере (ПЗС — прибор с зарядовой связью). В верхней части рисунка — изображение, полученное без метаповерхности, в его нижней части — изображение излучения, прошедшего через метаповерхность. (в) Схема эксперимента, основанная на интерферометре Маха—Цендера. Излучение лазера через поляризатор попадает на разделитель. Далее свет идёт по двум путям: через метаповерхность и вне её. Затем лучи снова соединяются и попадают в объектив камеры.

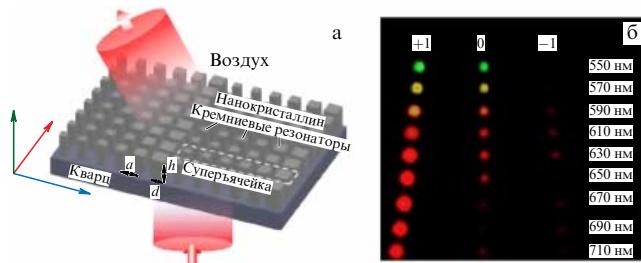


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Реализация метаповерхности из кремневых наночастиц на кварцевой подложке [79]. (а) Суперъячейка метаповерхности, состоящая из шести наночастиц. Постоянная решётки $a = 300 \text{ нм}$, высота частиц $h = 370 \text{ нм}$, сторона их квадратного сечения d изменялась от 110 до 210 нм. (б) Изображение с камеры. При изменении длины волны от 550 нм до 710 нм излучение отклонялось на угол от $17,8^\circ$ до $26,4^\circ$.

3.2. Экспериментальная реализация метаповерхностей на основе фазы Панчаратнама – Берри

Помимо предложенной теории управления фазой Панчаратнама – Берри, в работе [57] была продемонстрирована возможность управления излучением. Были построены зависимости углов прохождения и отражения света от угла падения и реализован обобщённый закон Снеллиуса (11).

Излучение с круговой поляризацией падало на метаповерхность, построенную из наностержней (рис. 26а). Суперъячейка этой метаповерхности состояла из восьми наностержней. Каждый стержень был повернут под своим углом φ , что обеспечивало смещение фазы переизлучённой волны с обратной поляризацией $\Delta\Phi = 2\varphi$ (см. формулу (23)).

Интенсивность прошедшего через метаповерхность излучения фиксировалась детектором под разными угла-

ми. Излучение, рассеянное метаповерхностью, состоит из волн с той же поляризацией, что и у падающей волны, и волны с противоположной поляризацией. Результаты компьютерного моделирования для волны с левой поляризацией приведены на рис. 26б, где представлена зависимость интенсивности излучения от углов падения и прохождения. Максимумы интенсивности образуют линии, из которых можно выявить связь между углами падения и прохождения. Одна из линий проходит через центр и соответствует волне с левой поляризацией, преломляющейся по обычному закону Снеллиуса. Над ней располагается линия с большей интенсивностью, соответствующая волне с правой поляризацией, которая преломляется по обобщённому закону Снеллиуса.

Треугольниками на рис. 26б показаны экспериментальные данные зависимости угла прохождения от угла падения для излучения с левой поляризацией. Для обычного и обобщённого законов Снеллиуса экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими. Кроме того, в левом верхнем и правом нижнем углах рис. 26б имеются линии, которые соответствуют дополнительным дифракционным лепесткам, т.е. $n = \pm 1$ в выражении (11). Также были рассчитаны и измерены зависимости угла прохождения от угла падения для излучения с правой поляризацией. Получены аналогичные результаты, но линия, отвечающая необычно преломлённому излучению, лежала ниже линии, соответствующей обычному преломлению.

В работе [57] была также продемонстрирована возможность реализации метаповерхности, основанной на свойствах фазы Панчаратнама – Берри, в широком спектре. На рисунке 26в приведена рассчитанная зависимость интенсивности прошедшего через метаповерх-

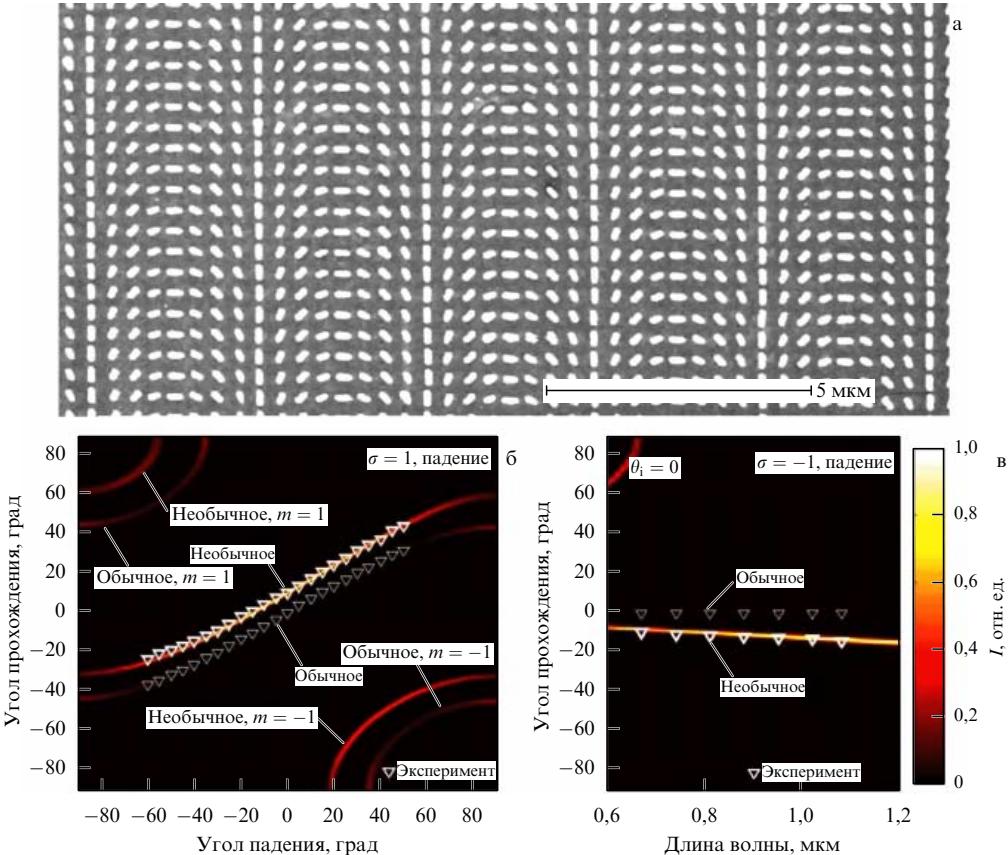


Рис. 26. (В цвете онлайн.) Демонстрация обобщённого закона Снеллиуса на основе фазы Панчаратнама–Берри [57]. (а) Изображение метаповерхности, полученное электронным микроскопом. Её суперъячейка состоит из восьми метаатомов, каждый из которых представляет собой наностержень, повёрнутый под определённым углом. (б) Рассчитанная зависимость интенсивности прошедшего излучения от углов падения и прохождения. Треугольниками показаны экспериментальные данные. (в) Рассчитанная зависимость интенсивности I прошедшего излучения от длины волны и угла прохождения. Излучение на метаповерхность падало нормально. Треугольниками изображены экспериментальные данные.

ность излучения от угла наблюдения и длины волны. Излучение падало на метаповерхность под прямым углом. Треугольники на рисунке соответствуют экспериментальным значениям углов прохождения. Видно, что метаповерхность работает в широком спектре и наблюдается дисперсионная зависимость угла преломления от длины волны излучения.

3.3. Экспериментальные реализации нелинейных метаповерхностей

Генерация второй гармоники на метаповерхности может быть полезной во многих приложениях (см. раздел 4.4), но пока эффективность такой генерации мала. В связи с этим множество работ посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию генерации на второй гармонике и повышению её эффективности. Генерация излучения на второй гармонике происходит на разных наночастицах с нарушенной симметрией.

В работах [80–83] исследована генерация излучения на второй гармонике при использовании наночастиц различной формы: L-образных, T-образных, V-образных и U-образных. Изображения метаатомов, использовавшихся в этих работах, приведены на рис. 27а–в. На нелинейную генерацию большое влияние оказывают не только размер и форма метаатомов, но и взаимное расположение метаатомов и расстояние между ними. Так, в работах [66, 67, 84, 85] было исследовано влияние рас-

стояния между наночастицами на эффективность генерации (рис. 27г–е). Кроме того, генерация излучения на второй гармонике может быть также достигнута с помощью отверстий в металлической плёнке, что продемонстрировано в работах [86, 87].

Эффективность генерации излучения на второй гармонике, т.е. отношение мощности излучения на удвоенной частоте к мощности исходного излучения, достаточно низка. Для увеличения эффективности в некоторых работах использовались двойные метаатомы, состоящие из вертикально расположенных металлических частиц [68, 88], как показано на рис. 27ж. В данном случае в генерацию дают вклад не только дипольный, но и квадрупольный и магнитный дипольный моменты частицы. В работе [68] это позволило добиться эффективности генерации $\eta_{\max} = 1,32 \times 10^{-10}$ при мощности падающего излучения $P_{\text{FW}} = 5 \text{ мВт}$, что соответствует нелинейному коэффициенту $\gamma_{\text{eff}} = 2,6 \times 10^{-8} \text{ Вт}^{-1}$. Ещё один способ увеличения эффективности генерации на второй гармонике заключается в размещении между наночастицами активного элемента, подобного диоду, как предложено в работе [70]. Максимальная эффективность преобразования излучения составила $\eta = 4,36 \times 10^{-6}$ при интенсивности падающего излучения $I_0 = 1 \text{ ГВт см}^{-2}$ (в импульсе). Из-за отсутствия данных о площади сфокусированного пучка нелинейный коэффициент рассчитать не удалось.

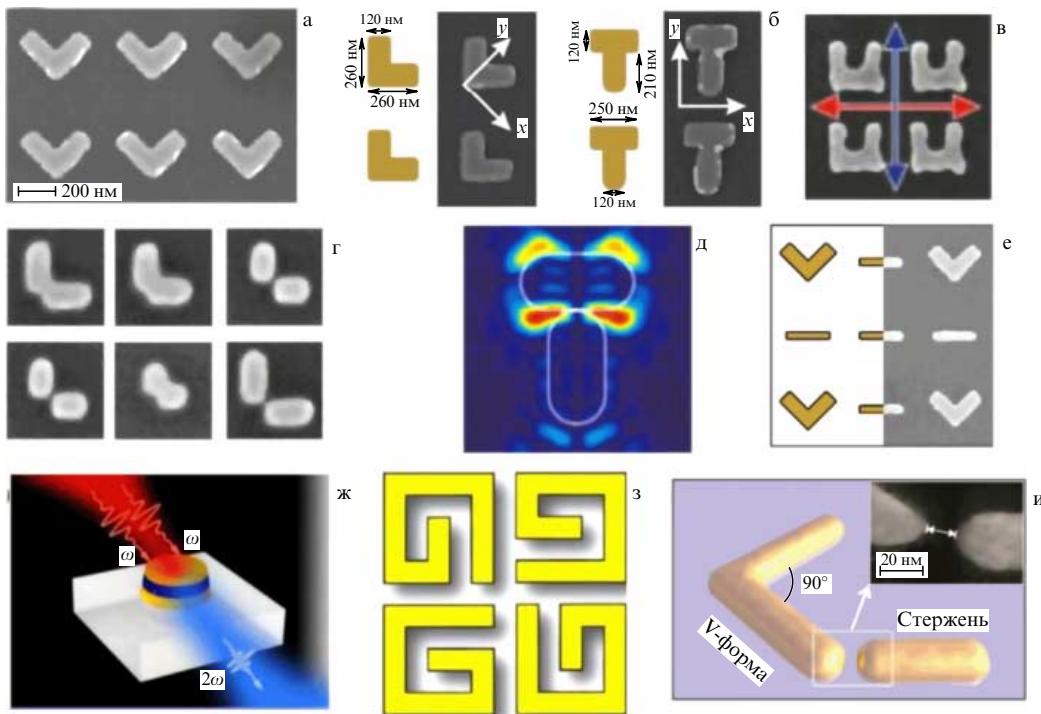


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Метаатомы различных видов в нелинейных метаповерхностях с нарушением центральной симметрии, используемые для генерации второй гармоники: (а) V-образные наночастицы [81], (б) L- и T-образные наночастицы [69], (в) U-образные наночастицы [83], (г) метаатомы, состоящие из двух перпендикулярных наностержней [67]. (д) Результаты численного моделирования распределения поля в [66], где в качестве метаатомов использовались перпендикулярные наностержни. (е) Составной метаатом из работы [85], в которой исследовалось влияние пассивного элемента (горизонтального наностержня) между двумя нелинейными V-образными наночастицами на генерацию второй гармоники. (ж) Метаатом из работы [88] по получению второй гармоники на сдвоенных наночастицах. (з) Киральные (закрученные) метаатомы [89]. (и) Составной метаатом для нарушения симметрии и генерации второй гармоники [75].

Нелинейные свойства проявляют также метаповерхности, работающие с циркулярно поляризованным излучением. Так, в работах [89, 90] исследовались свойства нелинейных киральных (закрученных) метаповерхностей (рис. 27з).

В последнее время появились нелинейные диэлектрические метаповерхности, которые могут увеличить эффективность излучения на второй гармонике [74, 91, 92]. Так, в работе [91] получена эффективность $\eta = 8 \times 10^{-5}$ при мощности основной гармоники $P_{FW} = 1 \text{ мВт}$ (интенсивность излучения $I_0 = 7 \text{ ГВт см}^{-2}$), что соответствует нелинейному коэффициенту $\gamma_{\text{eff}} = 8 \times 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}$. В [74] получена максимальная эффективность $\eta = 2 \times 10^{-5}$ ($P_{FW} = 5 \text{ мВт}$ и $\gamma_{\text{eff}} = 4 \times 10^{-4} \text{ Вт}^{-1}$).

Следует отметить работы по преобразованию частоты электромагнитного излучения с помощью активных метаповерхностей [93–95]. В этих работах генерация излучения на второй гармонике происходит благодаря поглощению фотонов гетероструктурами, расположенным под плазмонными наночастицами, и последующему переизлучению фотонов с двойной частотой (рис. 28а). Квантовые ямы гетероструктур подобраны таким образом, чтобы энергии резонансных уровней электронов соответствовали этим фотонам. Зонная диаграмма гетероструктуры приведена на рис. 28б.

Зоны подобраны таким образом, чтобы два фотона на основной частоте поглощались электронами, которые сначала попадают на промежуточный уровень, а потом — на верхний. Затем электроны переходят на нижний уровень, излучая при этом фотон с удвоенной энергией. В

данном случае средний уровень квантовой гетероструктуры смещён на 25 мэВ, для того чтобы уменьшить оптические потери в резонаторе и избежать насыщения нелинейного оптического отклика. Резонатор, в роли которого выступает плазмонная наночастица, обладает двумя модами. Основная мода настроена на горизонтально поляризованное излучение, которое падает на метаповерхность, а мода второй гармоники настроена на вертикально поляризованное излучение. Результаты расчёта напряжённости электрического поля этих мод приведены на рис. 28в. Горизонтально поляризованная волна падает на резонатор и поглощается гетероструктурой. Затем возбуждённые электроны излучают фотоны с удвоенной частотой, которые взаимодействуют с вертикальным резонатором. При этом происходит излучение вертикально поляризованной волны на второй гармонике. Спектр поглощения метаповерхности приведён на рис. 28г.

Толщина метаповерхности в работе [94] в 25 раз меньше длины волн излучения, а максимальная эффективность преобразования частоты составила $\eta = 7,5 \times 10^{-4}$ при интенсивности падающей волны $I_0 = 15 \text{ кВт см}^{-2}$. Интенсивность падающей волны здесь намного ниже, чем в предыдущих работах с пассивными метаповерхностями. Дело состоит в том, что в активных метаповерхностях мощность второй гармоники не подчиняется закону (25) и её интенсивность не увеличивается как квадрат интенсивности падающей волны. Эффективность генерации второй гармоники достигает максимума при мощности накачки, много меньшей мощности, кото-

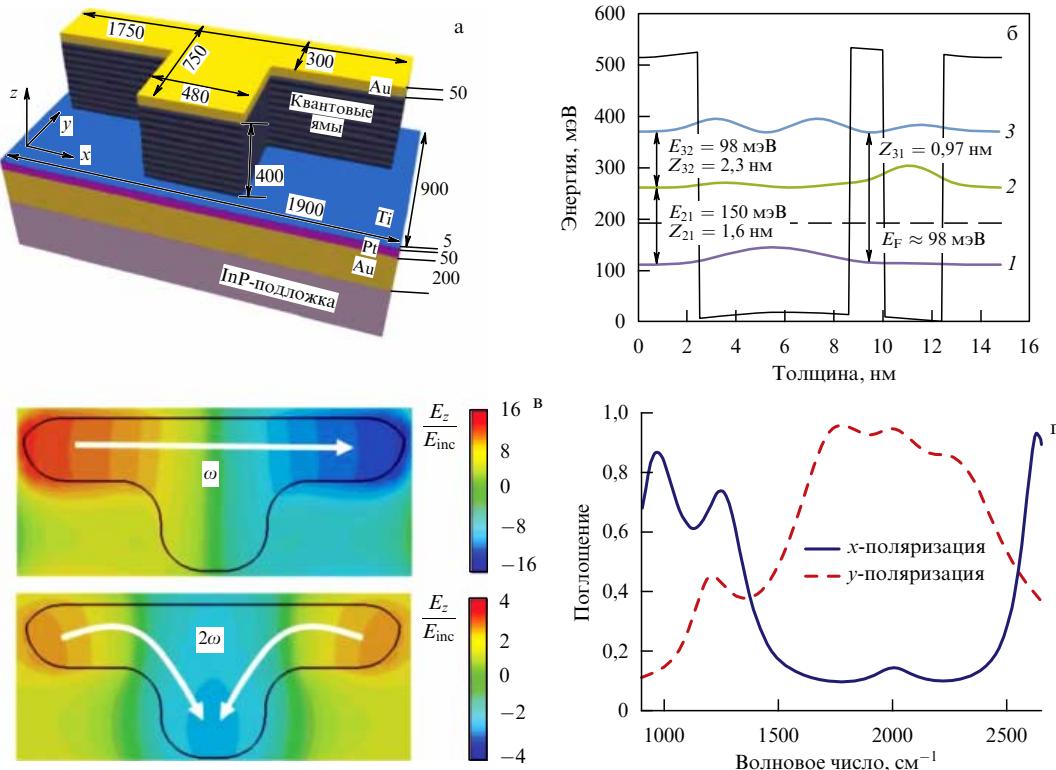


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Активная нелинейная метаповерхность [94]. (а) Активный метаатом такой поверхности, который состоит из обладающей двумя модами плазмонной наночастицы, расположенной на гетероструктуре. Размеры указаны в нанометрах. (б) Зонная диаграмма гетероструктуры с тремя зонами в дискретном спектре. (в) Основная мода наночастицы и мода второй гармоники. (г) Спектр поглощения метаповерхности в двух поляризациях.

ую способна выдержать структуру, а затем увеличение мощности накачки резко снижает эффективность генерации.

Генерация второй гармоники с помощью активных метаповерхностей реализуется также для излучения, имеющего круговую поляризацию. При этом поворот метаатома может контролировать фазу Панчаратнама – Берри, описанную в разделе 2.2.3. Это свойство позволило в работах [96, 97] управлять направлением излучения второй гармоники в дальнем поле в соответствии с обобщенным законом Снеллиуса (см. формулу (4) в разделе 2.1). Кроме того, мощностью генерации второй гармоники активной метаповерхности можно управлять, изменяя напряжение, приложенное к гетероструктуре. Так, в работе [98] подведенное к гетероструктуре напряжение контролировало концентрацию электронов в квантовых ямах. Это позволило модулировать импульсы генерации второй гармоники, изменяя напряжение. Время отклика оптического импульса составило менее 10 нс.

4. Приложения метаповерхностей

Метаповерхности представляют собой компактные приборы, позволяющие управлять светом практически произвольным образом. Это открывает огромные возможности применения метаповерхностей в оптических приборах. В этом разделе мы обсудим несколько таких приложений. Некоторые из них, такие как металинзы, достигли уже высокого уровня развития, другие находятся в начальной стадии развития.

4.1. Плоские линзы

на основе метаповерхностей (металинзы)

Способность метаповерхности управлять амплитудой и фазой открывает огромные возможности для управления излучением. В частности, появляется возможность создавать линзы субволновой толщины. Одной из первых работ по реализации плоской линзы, основанной на метаповерхности, была работа [99]. Часто такие линзы называют металинзами. Метаповерхность в работе [99] состояла из V-образных наночастиц и использовалась схема с кроссполяризацией. С помощью компьютерного моделирования сначала рассчитывалась зависимость фазы рассеянного наночастицей поля от её параметров (рис. 29а). Были подобраны восемь наночастиц, фаза рассеянного излучения которых охватывает диапазон 2π . Из этих наночастиц состоит плоская линза (рис. 29). Метаатомы подбирались так, чтобы фазовый профиль рассеянного излучения вдоль плоскости линзы был гиперболическим. Фаза рассеяния определяется как

$$\varphi_L(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} - f \right), \quad (27)$$

где x и y — координаты наночастицы на линзе, λ — длина волны излучения, f — фокусное расстояние линзы. Такой фазовый профиль позволяет волнам, исходящим из всех точек линзы, прийти в фокус с одной и той же фазой. В каждой точке линзы находится наночастица в соответствии с рассчитанной фазой. Радиус линзы в работе [99] составлял 0,45 мм (рис. 29б). В эксперименте лазерный луч проходил через плоскую линзу и поляризатор, расположенный за ней, и фокусировался в определённой

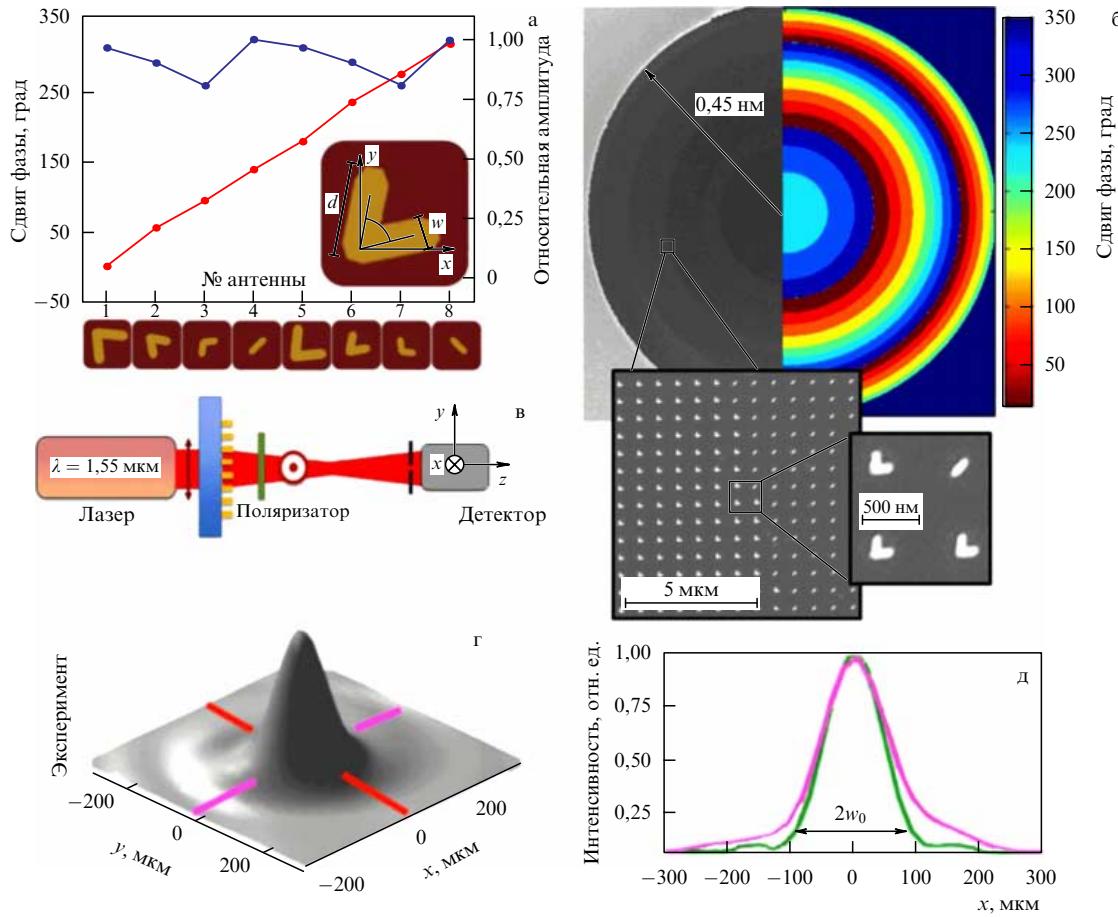


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Фокусировка излучения плоской линзой, основанной на метаповерхности, в схеме с кроссполяризацией [99]. (а) Зависимость фазы и амплитуды рассеяния от геометрии частиц. Несколько степеней свободы позволяют охватить фазу в диапазоне 2π , сохраняя при этом амплитуду рассеяния приблизительно постоянной. Размеры частиц d варьируются от 85 до 180 нм, их толщина $w = 50$ нм. (б) Изображение плоской линзы, полученное электронным микроскопом. Каждая наночастица рассеивает излучение с заранее заданной фазой. Радиус линзы 0,45 мм, постоянная решётки 500 нм, фокусное расстояние 6 см. (в) Схема эксперимента. Поляризованное излучение падает на плоскую линзу. Выйдя из линзы, луч проходит поляризатор и фокусируется. Детектор измеряет интенсивность поля в произвольной точке пространства. (г, д) Координатная зависимость интенсивности излучения на фокусном расстоянии от линзы. Пучок излучения диаметром 0,9 мм сфокусирован в пятно диаметром $2w_0 = 200$ мкм. Длина волны излучения $\lambda = 1,55$ мкм.

точке пространства. Подвижный датчик излучения сканировал напряжённость поля, как показано на рис. 29в. Были изготовлены две линзы: с фокусным расстоянием 6 и 3 см. Зависимость интенсивности излучения от координат на фокусном расстоянии линзы приведена на рис. 29г, д. Излучение лазера с помощью линзы с фокусным расстоянием 6 см удалось сфокусировать в пятно диаметром $2w_0 = 200$ мкм (рис. 29д). Линза с фокусным расстоянием 3 см сфокусировала излучение в пятно диаметром 100 мкм. Эффективность линзы составила 1 %.

Подобная схема с V-образными наночастицами и кроссполяризацией реализована в работе [100]. На длине волны $\lambda = 676$ нм излучение фокусировалось в пятно, диаметр (630 нм) которого сравним с длиной волны. Эффективность фокусировки составила приблизительно 10%, что несколько больше эффективности фокусировки в предыдущей работе.

Ещё до появления метаповерхностей в дифракционной оптике были достигнуты большие успехи. Зонные пластины Френеля широко используются для фокусировки рентгеновских лучей [101] и излучения других диапазонов [102, 103]. Также достигнуты успехи в созда-

нии линз, основанных на "фотонном сите" [104–106]. В дифракционной оптике управление фазой происходит за счёт расположения отверстий или зонной пластины в пространстве. С появлением метаповерхностей появились работы, в которых совместно используются зонные пластины и резонансы. Так, в работе [107] управление фазой излучения, прошедшего через линзу, осуществлялось с помощью изменения диаметров отверстий. На рисунке 30а приведена зависимость фазы излучения, прошедшего через отверстие в золотой плёнке, от радиуса этого отверстия. Толщина плёнки 380 нм. Изменение радиуса позволило охватить фазу почти в диапазоне π . Ввиду неполного покрытия фазы в диапазоне 2π пришлось располагать отверстия только в нечётных зонах Френеля, как показано на рис. 30б. Излучение с длиной волны $\lambda = 531$ нм фокусировалось на расстоянии 10 мкм от линзы (рис. 30в). Излучение с длинами волн 488 и 647 нм фокусировалось на расстояниях 8 и 12 мкм соответственно.

Развитием идеи по применению наноотверстий стала работа [108], в которой полный охват фазы был несколько расширен благодаря использованию отверстий прямоугольной формы и нелинейных свойств метаповерхно-

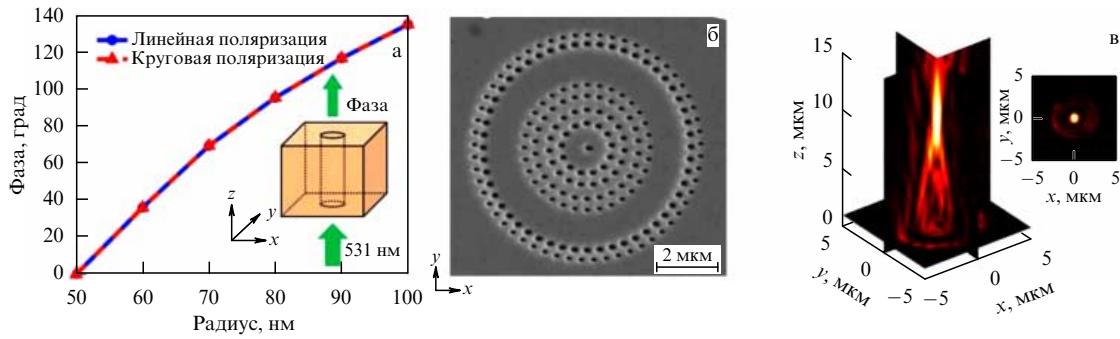


Рис. 30. (В цвете онлайн.) Фокусировка плоской волны линзой, состоящей из тонкой золотой пленки с отверстиями различного диаметра, в работе [107]. (а) Зависимость фазы излучения, прошедшего через наноотверстие, от радиуса этого отверстия. Изменение радиуса отверстий позволяет охватывать фазу в пределах π . Рабочая длина волны $\lambda = 531$ нм. (б) Изображение линзы, полученное электронным микроскопом. Толщина золотой пленки 380 нм. (в) Распределение интенсивности сфокусированного излучения. Фокусное расстояние линзы $z = 10$ мкм.

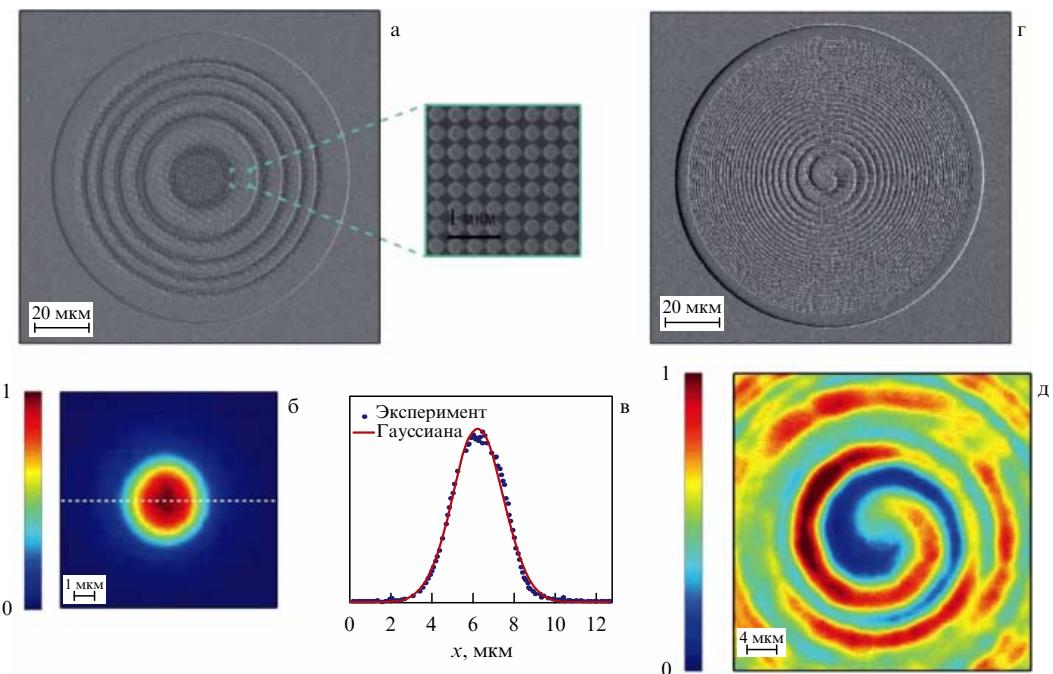


Рис. 31. (В цвете онлайн.) Плоские линзы, созданные в работе [25]. (а) Изображение фокусирующей линзы, полученное на электронном микроскопе. Метаатомы линзы представляют собой цилиндры высотой 633 нм и радиусами от 96 до 221 нм. Расстояние между центрами цилиндров 443 нм. (б, в) Распределение интенсивности поля на фокусном расстоянии. Синие точки — экспериментальные данные. Красная линия — гауссова кривая. Измерения проведены при длине волны $\lambda = 633$ нм, фокусное расстояние $f = 250$ мкм. (г) Изображение линзы, формирующей оптический вихрь. (д) Распределение интенсивности поля оптического вихря.

сти. Излучение с длиной волны $\lambda = 633$ нм фокусировалось на расстоянии 30 мкм. Толщина золотой пленки составляла 250 нм.

В последнее время появился ряд работ по исследованию плоских линз, основанных на метаповерхностях из метаатомов, состоящих из диэлектрических наночастиц [25, 109–113]. Принцип работы во всех указанных работах одинаков. Например, в работе [25] плоская линза представляет собой кремниевые цилиндры, расположенные на кварцевой подложке (рис. 31а). Эти кремниевые цилиндры обладают электрическим и магнитным резонансами. Изменение диаметра цилиндра позволяет регулировать фазу излучения за счёт взаимного расположения резонансов в диапазоне от 0 до 2π . Фаза метаатомов в зависимости от координат рассчитывалась по формуле, аналогичной формуле (27). Было изготовлено несколько плоских линз и выбраны следующие оптимальные па-

метры. Для длины волны $\lambda = 633$ нм высота цилиндров также равнялась 633 нм. Расстояние между центрами цилиндров составляло 443 нм. Для охвата фазы в пределах 2π радиусы цилиндров варьировались от 96 до 221 нм. Это позволило сфокусировать излучение в малое пятно на расстоянии $f = 250$ мкм с эффективностью 40 % (рис. 31б), т.е. интенсивность полученного пятна составила 40 % от интенсивности падающего на линзу излучения. При этом прозрачность линзы составила 90 %. Распределение интенсивности излучения в зависимости от одной из координат в фокальной плоскости приведено на рис. 31в. Измеренная кривая интенсивности на 95 % совпадает с кривой Гаусса.

Кроме собирающих линз в работе [25] были продемонстрированы линзы, формирующие оптические вихри. Изображение такой линзы, полученное с помощью электронного микроскопа, приведено на рис. 31г. Изоб-

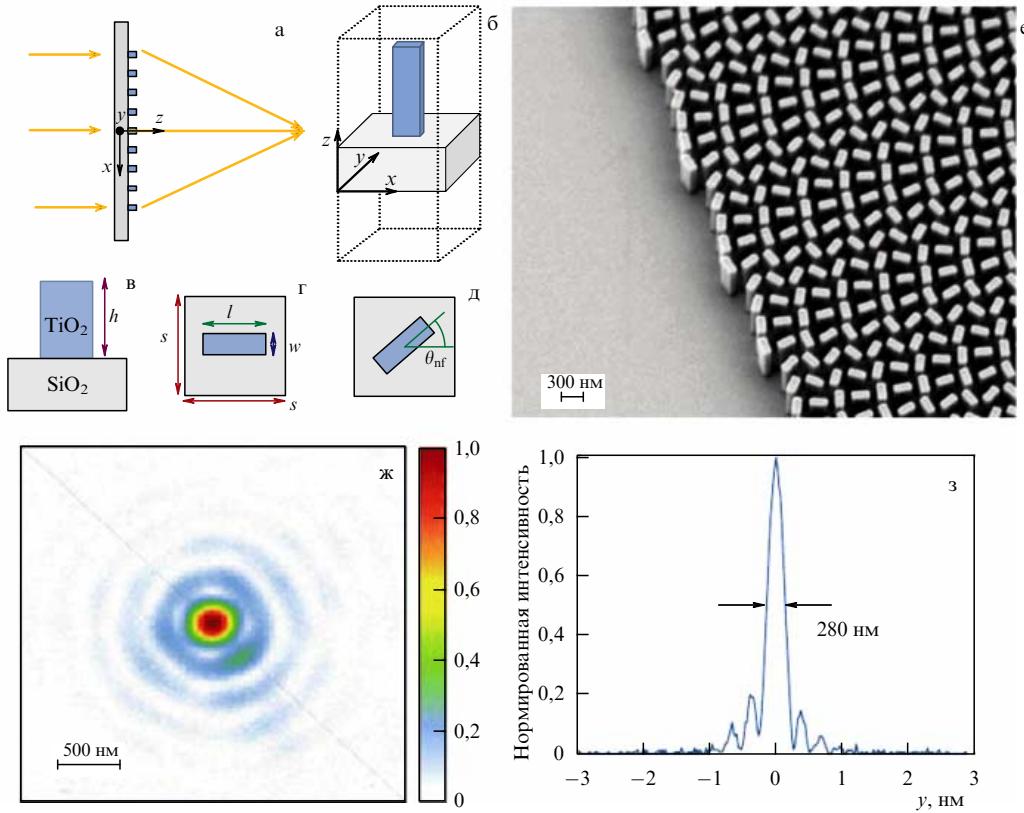


Рис. 32. (В цвете онлайн.) Фокусировка излучения с помощью металинзы [77]. (а) Плоская волна падает на линзу диаметром 2 мм, состоящую из прямоугольных диэлектриков. Прошедшее излучение собирается на фокусном расстоянии линзы $f = 0,725$ мм. (б–д) Метаатомы линзы, представляющие собой параллелепипеды из TiO₂ на стеклянной подложке. Линза оптимизирована для длины волны $\lambda = 405$ нм, высота наночастиц $h = 600$ нм, их длина $l = 150$ нм и ширина $w = 40$ нм. Размер элементарной ячейки $s = 200$ нм. Поворот частицы на угол θ_{nf} в пределах от 0 до π позволяет охватить смещение фаз в пределах 2π . (е) Изображение части металинзы, полученное электронным микроскопом. (ж, з) Распределение интенсивности излучения на фокусном расстоянии.

ражение светового вихря (рис. 31д) получено на расстоянии 100 мкм. Следует отметить, что использование цилиндрических наночастиц в работе [25] позволило изготовить линзы, независимые от поляризации света.

Линзы, основанные на диэлектрических наночастицах, обладают большей эффективностью, чем линзы, основанные на металлических V-образных частицах. Кроме того, первые не чувствительны к поляризации света и не требуют применения дополнительных приборов, тогда как вторые работают с плоскополяризованными волнами и для них необходимы дополнительные поляризаторы. Следует отметить, что линзы рассмотренных типов обладают хроматической аберрацией. Так, в работах [25, 100] измерена зависимость фокусного расстояния от длины волны излучения, падающего на линзу.

Металинзы на основе диэлектрических наночастиц могут также работать в более широком диапазоне. Например, в [114] была создана на основе наностолбиков TiO₂ металинза, которая может работать в широком диапазоне частот видимого спектра. Ширина спектра составила 60 нм. Металинзы, способные работать в широком диапазоне спектра, подробнее обсуждаются в разделе 4.2.

Ещё один тип линз основан на скачке фазы Панчаратнама – Берри. Падающее на линзу излучение в этом случае должно иметь круговую поляризацию. Изменение фазы таких линз не зависит от длины волны, и их метаатомы могут состоять из металлических [115, 116] и диэлектрических [77, 117] наночастиц. Наибольшая эф-

фективность линзы достигнута в работе [77], где использовались метаатомы из TiO₂, расположенные на стеклянной подложке. Были изготовлены три линзы для излучения с длинами волн 405, 532 и 660 нм. Диаметр линз составлял 2 мм, и их фокусное расстояние равнялось 0,725 мм. На рисунке 32а приведена схема фокусировки плоской волны в точку. Метаатомы линзы состоят из параллелепипедов, изображённых на рис. 32б–д. Размеры наночастиц (длина l , ширина w , высота h) и расстояние между их центрами s подбирались для каждой длины волны. Поворот наночастицы на угол θ_{nf} (рис. 32д) обеспечивает сдвиг фазы в диапазоне от 0 до 2π . Металинза представляет собой набор параллелепипедов (рис. 32е), каждый из которых производит определённый сдвиг фазы, рассчитываемый по формуле (27). В результате удалось сфокусировать излучение в пятно с радиусом, меньшим длины волны (рис. 32ж, з). Эффективность линз для длины волны $\lambda = 405$ нм составила 86 %, для $\lambda = 532$ нм — 73 %, а для $\lambda = 660$ нм — 66 %. Кроме того, с помощью изготовленных линз получены оптические изображения щелей и отверстий в тонкой пленке, размеры которых меньше длины волны излучения.

В последнее время наблюдается значительный прогресс в развитии металинз. Для удобства приведём основные характеристики линз из разных работ в таблице. Как видно из таблицы, эффективность линз с момента создания первой металинзы до сегодняшнего дня сильно возросла. Наибольшей эффективности достигли

Таблица. Характеристики металинз, представленных в различных работах

Полуширина/ λ ¹⁾	Эффективность ²⁾	Поляризация	Материал мetaатомов	λ , нм	Толщина/ λ	Год	Литература
~ 33	1 %	Линейная	Au	1550	0,038	2012	[99]
0,93	10 %	Линейная	Au	676	0,044	2013	[100]
~ 2	Не сообщается	Нечувствительна к поляризации	Au (отверстия)	531	0,72	2013	[107]
9,7	5 %	Круговая	Au	740	0,05	2013	[116]
1,2	Не сообщается ³⁾	Круговая	Si	550	0,18	2014	[117]
~ 10	70 %	Нечувствительна к поляризации	Si	850	0,56	2014	[113]
~ 65	~ 35	Нечувствительна к поляризации	Si	1550	0,33	2014	[118]
2,15	~ 0,8 %	Круговая	Au (отверстия)	632,8 ⁴⁾	0,19	2015	[119]
2,8	Не сообщается	Линейная	Au (отверстия)	633	0,39	2015	[108]
100	70,8 %	Нечувствительна к поляризации	Si	4800	0,61	2015	[109]
2,4	82 %	Нечувствительна к поляризации	Si	1550	0,65	2015	[110]
0,69	86 %	Круговая	TiO ₂	405	0,67	2016	[77]
~ 10	5 %	Круговая	Au	880	0,045	2016	[115]
1,93	65 %	Нечувствительна к поляризации	Si	1550 ⁵⁾	0,46	2016	[111]
~ 6,3	40 %	Нечувствительна к поляризации	Si	633	1	2016	[25]

¹⁾ Под полушириной подразумевается полуширина пика (в единицах длины волны) на зависимости интенсивности излучения в фокальной плоскости от координаты (рис. 32з).

²⁾ Поскольку в некоторых работах продемонстрировано несколько линз на разных длинах волн, приводятся экспериментальные данные с наибольшей эффективностью.

³⁾ Дифракционная эффективность 45 % на длине волны 550 нм. Под дифракционной эффективностью понимается отношение интенсивности основного дифракционного максимума к суммарной интенсивности всех дифракционных максимумов.

⁴⁾ Эксперимент проводился на четырёх длинах волн: 405, 532, 632,8 и 785 нм.

⁵⁾ Двухдиапазонная линза для длин волн 1550 и 915 нм с эффективностью 65 % и 22 % соответственно.

линзы на основе TiO₂, но они работают с циркулярно поляризованным светом. Значительные успехи достигнуты также в усовершенствовании линз на основе кремния.

4.2. Мультирезонансные метаповерхности и линзы на их основе

Металинзам и другим оптическим приборам свойственна сильная дисперсионная аберрация, поскольку угол преломления излучения зависит от длины волны (см. формулы (3) и (11)). Кроме того, управление светом с помощью резонансов реализуется в достаточно узком спектре из-за малой ширины резонансов. Почти во всех рассмотренных выше работах эксперименты проводились только на одной длине волны. Эти недостатки могут быть устранены.

В работе [119] созданы металинзы, основанные на изменении фазы Панчаратнама – Берри. Плоская волна с круговой поляризацией падала на металинзу, мetaатомы которой представляли собой отверстия прямоугольной формы в золотой плёнке. Поворот отверстий вокруг своей оси приводит к изменению фазы и даёт возможность охватить диапазон в пределах 2π . Подбор фазы всех мetaатомов позволяет собрать излучение в

точку на фокусном расстоянии от линзы. Было показано, что изменение фазы мetaатомами таких линз слабо зависит от длины волны излучения. При этом дисперсионная зависимость направления излучения остаётся. Она приводит к зависимости фокусного расстояния от длины волны, что показано на рис. 33а, где приведено распределение интенсивности излучения, прошедшего через металинзу, в плоскости главной оптической оси при различных длинах волн λ . Штриховой прямой показана фокальная плоскость. Расстояние от линзы до фокальной плоскости f уменьшается с увеличением длины волны. При этом в фокальной плоскости распределение излучения остаётся практически одинаковым для различных λ (рис. 33б). На рисунке 33б зависимости нормированы на единицу. В абсолютных единицах их величины сильно разнятся, поскольку коэффициент прохождения через отверстия в плёнке зависит от длины волны. Аналогичные результаты получены в работе [120].

Метаповерхности на основе фазы Панчаратнама – Берри работают в широком диапазоне длин волн. Им требуется излучение с круговой поляризацией, и они обладают хроматической аберрацией, т.е. их фокусное расстояние зависит от длины волны. В работе [13] предложен и реализован способ избавиться от хромати-

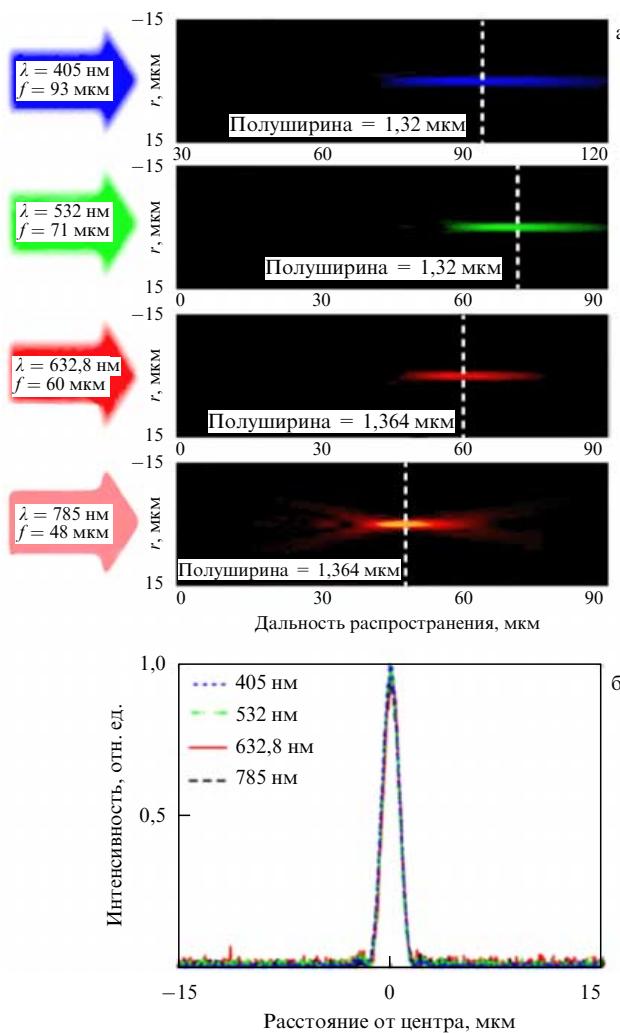


Рис. 33. (В цвете онлайн.) Распределение интенсивности излучения в плоскости оптической оси (а) и фокальной плоскости (б) на разных длинах волн. Увеличение длины волны λ приводит к уменьшению фокусного расстояния f . (Из работы [119].)

ческой aberrации. Было осуществлено преломление излучения с несколькими длинами волн на один и тот же угол. Из формулы (4) следует, что для компенсации дисперсии фаза метаповерхности должна быть обратно пропорциональна длине волны:

$$\varphi(x, \lambda_i) = -\frac{2\pi}{\lambda_i} x \sin \theta_0, \quad (28)$$

где λ_i — определённый набор длин волн, на которых будет работать метаповерхность, θ_0 — требуемый угол отклонения направления излучения от нормали, x — координата вдоль метаповерхности.

Элементарная ячейка метаповерхности состояла из двух прямоугольных диэлектрических наночастиц, как показано на рис. 34а. Следует отметить, что здесь нет суперячейки, т.е. отсутствует периодически повторяющийся набор элементарных ячеек. Структура является апериодичной. Одномерная метаповерхность состоит из 240 кремниевых метаатомов длиной 1 мкм, расположенных в ряд на стеклянной подложке (см. вставку на рис. 34г). Предложенный метаатом обладает тремя резонансами на различных длинах волн.

На рисунке 34б приведена зависимость сечения рассеяния от длины волны излучения. На зависимости видны резонансы, отвечающие частотам, на которых работает метаповерхность. Изменение длины волны вблизи любого из резонансов приводит к изменению сдвига фазы, так же как и изменение параметров метаатома w_1 , w_2 и d при фиксированной длине волны. Прямоугольные наночастицы расположены достаточно близко друг к другу, что повышает роль взаимодействия между ними. Поэтому сложно создать модель, описывающую влияние параметров метаатома на сдвиг фазы излучения всех трёх длин волн.

В работе [13] для подбора необходимой фазы рассматривались различные варианты выбора значений w_1 , w_2 и d , так чтобы их сумма была меньше размера элементарной ячейки. В результате удалось подобрать метаповерхность, которая удовлетворяет условию (28) для трёх длин волн: $\lambda_1 = 1300 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 1550 \text{ нм}$ и $\lambda_3 = 1800 \text{ нм}$. Каждый резонанс в отдельности обладает дисперсией: угол отклонения излучения зависит от длины волны, как показано на рис. 34в. Каждый из резонансов на указанных частотах отклоняет излучение на один и тот же угол, в данном случае $\theta = -17^\circ$. Соседние резонансы также отклоняют излучение на свой угол, но их вклад значительно меньше вклада ближайшего резонанса. Зависимости интенсивности излучения от угла наблюдения для трёх длин волн приведены на рис. 34г. На всех этих зависимостях основные пики находятся при одном и том же значении угла, но помимо основных пиков на них имеются пики с меньшей интенсивностью, что связано с вкладом соседних резонансов. Эффективность метаповерхности составила 9,8, 10,3 и 12,6 % для длин волн λ_1 , λ_2 и λ_3 соответственно.

Помимо преломления излучения, падающего по нормали, в [13] представлена концепция плоской линзы, фокусные расстояния которой для трёх длин волн одинаковы. Принцип построения такой линзы остаётся тем же самым: смещения фаз на разных длинах волн должны компенсировать дисперсию, а метаатомы представляют собой сдвоенные прямоугольники. Эта идея реализована в работе [121]. Одномерная линза (или цилиндрическая линза) была оптимизирована для трёх длин волн. Излучения с длинами волн 1300, 1550 и 1800 нм фокусировались на одном и том же расстоянии $f = 7,5 \text{ мм}$ с эффективностями 15, 10 и 21 % соответственно. Диаметр линзы 600 мкм, размер сфокусированного пятна около 30 мкм.

Двумерные линзы, способные фокусировать излучение с двумя различными длинами волн, созданы в работах [111, 122]. Принцип остаётся прежним: метаатомы (или уже метамолекулы) линзы формируются из нескольких диэлектрических наночастиц. В работе [111] метамолекула состоит из кремниевых цилиндров двух типов с сильно различающимися диаметрами. Цилиндры с большим диаметром обладают резонансом на длине волны $\lambda_1 = 1550 \text{ нм}$, а цилиндры с малым диаметром — на длине волны $\lambda_2 = 915 \text{ нм}$. Поскольку цилиндры большего размера обладают большим сечением рассеяния, на один большой цилиндр в метамолекуле приходится три малых. Метамолекулы уложены в гексагональную решётку, как показано на рис. 35. Постоянная решётки $a = 720 \text{ нм}$, а высота цилиндров 718 нм. Линза диаметром 300 мкм фокусировала излучение лазера с длиной волны 1550 нм в фокальной плоскости с эффектив-

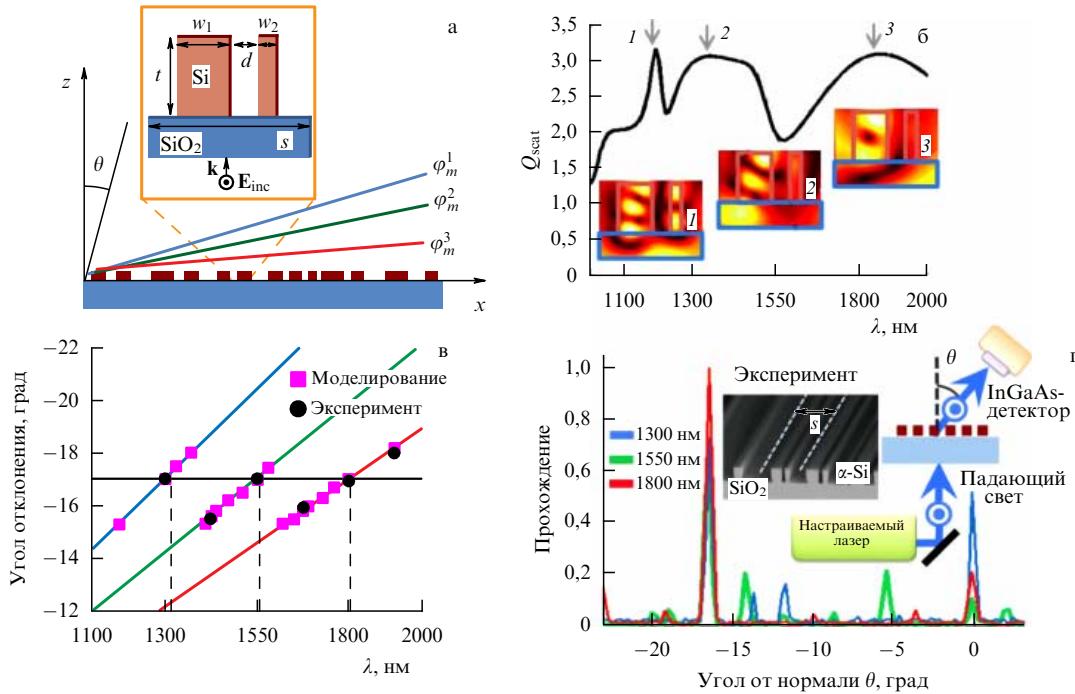


Рис. 34. (В цвете онлайн.) Реализованная в [13] метаповерхность, преломляющая излучение с разными длинами волн на один и тот же угол. (а) Элементарная ячейка, состоящая из двух прямоугольных диэлектрических частиц. Три степени свободы (w_1 , d и w_2) позволяют подбирать нужную фазу для трёх длин волн. (б) Зависимость эффективности рассеяния Q_{scat} от длины волны. Безразмерная величина Q_{scat} определяется как отношение сечения рассеяния (имеющего в двумерном случае размерность длины) к суммарной длине блоков $w_1 + w_2$. Метаатом обладает тремя резонансами при различных длинах волн, распределения интенсивности электрического поля $|\mathbf{E}|^2$ при которых изображены на вставках. (в) Зависимости угла преломления от длины волны для различных резонансов. (г) Зависимости интенсивности прошедшего через метаповерхность излучения от угла наблюдения. Данная метаповерхность отклоняет излучение с длинами волн 1300, 1550 и 1800 нм на один и тот же угол $\theta = -17^\circ$. На вставках приведены изображение метаповерхности, полученное с помощью электронного микроскопа, и схема эксперимента.

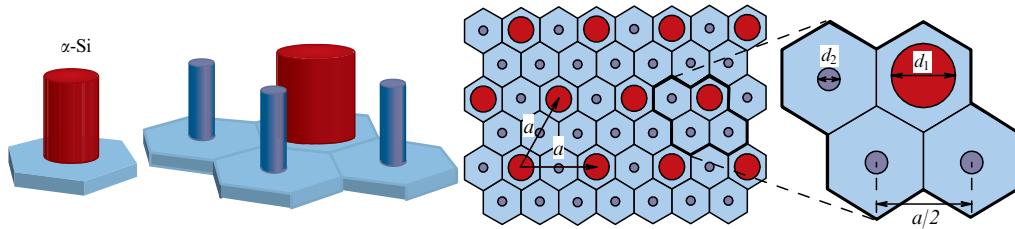


Рис. 35. Метаповерхность линзы в работе [111]. Её метаатом (или метамолекула) состоит из четырёх наноцилиндров. На один большой цилиндр в метамолекуле приходится три малых.

тивностью 65 % и излучение с длиной волны 915 нм — с эффективностью 22 %. При этом полуширина сфокусированного пятна составляла 2,9 мкм и 1,9 мкм соответственно. В работе тех же авторов [122] рассматривалась металинза с метаатомами двух типов: большие и малые цилиндры с резонансами на разных длинах волн. Метаатомы группировались по секторам: в промежутке от 0 до 45° метаатомы одного типа для $\lambda_1 = 1550$ нм, в промежутке от 45° до 90° — другого типа для $\lambda_2 = 915$ нм, в промежутке от 90° до 135° — снова метаатомы первого типа и т.д. Эффективность такой металинзы была приблизительно равна эффективности предыдущей.

Метаатомы позволяют по-разному управлять излучением с разной поляризацией. Это свойство может быть использовано для создания металинз, фокусирующих излучение с разными длинами волн в одну точку. Так, в работе [123] создана линза на основе метаповерхности, метаатомы которой состоят из вытянутых алюминиевых стержней. Часть стержней, которые направлены гори-

зонтально, управляет фазой только горизонтально поляризованного излучения. Другая часть стержней, направленных вертикально, управляет фазой только вертикального излучения. Данная концепция позволила создать линзу, которая фокусировала излучение с разными длинами волн, $\lambda_1 = 650$ нм и $\lambda_2 = 460$ нм, и разной поляризацией на одном и том же фокусном расстоянии.

4.3. Гологramмы на основе метаповерхностей

В середине XX века возникла голография. На обычных фотографиях сохраняется амплитуда световой волны, сфокусированной линзой на пленку. При этом получается двумерное изображение. Голограмма содержит информацию об амплитуде и фазе излучения, что позволяет получать трёхмерное (3D) изображение. Обычно голограммы реальных объектов получают методом Денисюка или методом Лейта – Упатниекса. Оба метода основаны на интерференции объектной и опорной волн. Объектная волна облучает объект, изображение кото-

рого необходимо получить, и, отражаясь от него, интерферирует с опорной волной на фотопластинке. В результате на фотопластинке возникает сложный трёхмерный рельеф, который соответствует распределению электромагнитной энергии в данной области пространства. Если эту область облучить волной, близкой к опорной, то вследствие различной глубины рельефа пластины отражённая волна приобретёт соответствующую фазу и станет близка к объектной волне. Таким образом, мы будем видеть с определённой степенью точности такой же свет, который отражался бы от объекта записи.

Современные компьютерные технологии позволяют получать распределение амплитуды и фазы от виртуальных моделей. Затем 3D-принтер печатает трёхмерный рельеф рассчитанной голограммы. В отражённом от голограммы свете мы будем видеть виртуальный трёхмерный объект.

Размеры ячеек голограммы больше длины волны излучения. Это приводит к появлению второстепенных дифракционных максимумов и снижению дифракционной эффективности голограммы. Метаповерхности являются перспективными кандидатами на роль голограмм, поскольку их метаатомы меньше длины волны излучения. Кроме того, метаатомы способны хорошо контролировать фазу и амплитуду излучения.

Одна из первых работ [124], показавших принципиальную возможность создавать голограммы на основе метаповерхностей, основана на использовании фазы Панчаратнама – Берри. Сначала была создана 3D-виртуальная модель аэроплана размером несколько микрометров. Распределение фаз в определённой плоской области пространства рассчитывалось в работе [125]. Для простоты на поверхности голограммы задавалась только фаза, а амплитуда была постоянной. Метаатомы голограммы представляют собой наностержни, каждый из которых повёрнут на свой угол, как показано на рис. 36. Свет с круговой поляризацией, проходя через такой метаатом, приобретает смещение фазы $\Delta\Phi = 2\theta$. Поворот стержня позволяет охватить смещение фаз в пределах 2π . Таким образом, задание угла θ для каждого метаатома позволяет воспроизвести всю рассчитанную фазовую картину. В результате наблюдатель за метаповерхностью увидит трёхмерное изображение ранее созданной виртуальной модели аэроплана. Размер метаповерхности 800×800 метаатомов с постоянной решёткой 500 нм. Относительно малое количество метаатомов голограммы не позволяет увидеть изображение под разными углами. Поэтому для доказательства того, что получена действительно голограмма, создающая трёхмерное изображение, авторы [124] воспользовались другим способом, описанным ниже.

Объёмное изображение аэроплана создаётся на некотором расстоянии от голограммы. Объектив микроскопа фокусируется в этой области и может перемещать точку фокусировки ближе или дальше, как показано на рис. 36. Таким образом объектив может фокусироваться на разных, ближних или дальних, частях объекта. Например, при ближней фокусировке нос аэроплана виден чётко, а хвост — расплывчато. При дальней фокусировке, наоборот, чётко виден хвост аэроплана, а нос оказывается расплывчатым. По мнению авторов работы [124], это служит доказательством того, что метаповерхность показывает трёхмерный объект.

Ещё более убедительным доказательством трёхмерности изображения объекта является получение его изображения под разными углами. В той же работе [124] были получены такие изображения виртуальной спирали (рис. 37a). Модель спирали состояла из точечных объектов. Созданная на основе метаповерхности голограмма продемонстрировала трёхмерное изображение. На этот

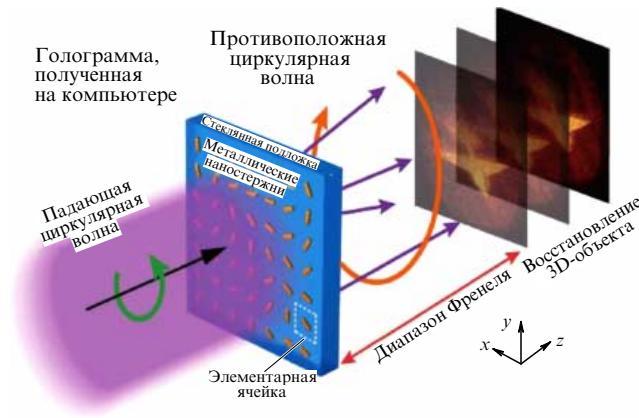


Рис. 36. (В цвете онлайн.) Схема получения трёхмерного изображения в работе [124]. Излучение с круговой поляризацией падает на метаповерхность. Каждый метаатом придаёт волне свою заранее рассчитанную фазу. В результате на определённом расстоянии от метаповерхности наблюдается трёхмерный объект.

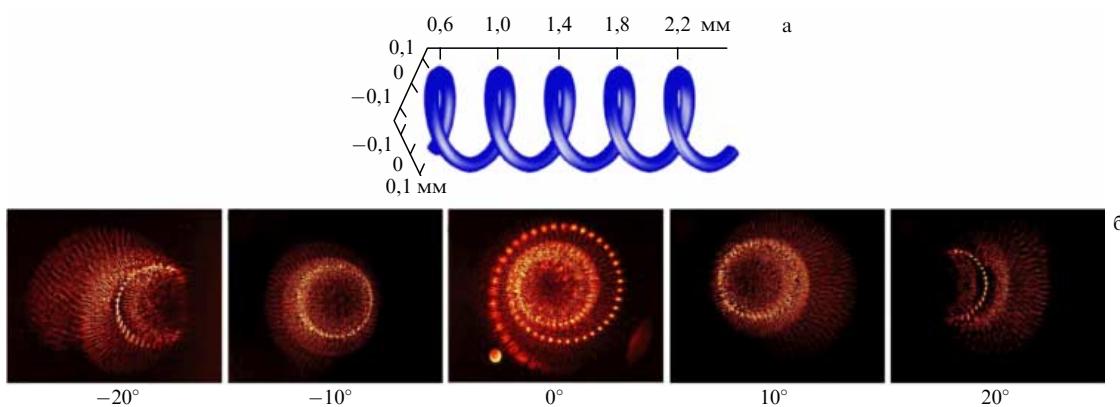


Рис. 37. (В цвете онлайн.) (а) Трёхмерная модель спирали в работе [124]. (б) Голографическое изображение спирали, полученное под разными углами.

раз объектив микроскопа поворачивался под разными углами. Изображения при пяти углах наклона объектива приведены на рис. 37б. Эти изображения далеки от идеала, но по ним видно, что метаповерхность демонстрирует трёхмерное изображение.

В последнее время появилось множество работ, посвящённых голограммам, основанным на метаповерхностях. Во всех работах метаатомы управляют фазой излучения таким образом, чтобы сформировать необходимый волновой фронт. Метаатомы голограмм используют всевозможные механизмы для управления фазой. Высокие эффективности голограмм (59 и 80 %) получены на отражающих метаповерхностях, облучаемых светом с круговой поляризацией, в работах [15, 126] соответственно. Эти голограммы основаны на фазе Панчаратнама – Берри. Другие отражающие голограммы, основанные на резонансе, трансформируют линейно поляризованное излучение в голографическое изображение [127, 128]. Большое количество работ посвящено голограммам, которые формируют изображение с помощью прошёдшего излучения. Хорошая эффективность (более 78 %) была достигнута на диэлектрических метаповерхностях из TiO_2 , изменяющих фазу Панчаратнама – Берри [129]. Меньшая эффективность получена на метаповерхности из кремния [130]. Также большое количество диэлектрических голограмм, работающих на прохождение, формирует волновой фронт с помощью резонансов [131–133]. Металлические наночастицы тоже могут быть основой голографических метаповерхностей, работающих на прохождение. Они могут управлять фазой с помощью как резонансов для линейно поляризованного излучения [128, 134], так и фазы Панчаратнама – Берри [124, 135, 136] 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 [137, 138] или фазы Панчаратнама – Берри [139].

В большинстве работ, посвящённых голографическим метаповерхностям, метаатомы для простоты управляют только фазой. Амплитуда излучения остаётся постоянной. Однако метаатомы обладают большой степенью свободы и предоставляют огромные возможности для управления излучением. В частности, метаатомы способны управлять не только фазой, но и амплитудой. Для повышения качества изображения в некоторых упомянутых выше работах [136, 137, 139] метаповерхности управляли и амплитудой, и фазой. Кроме того,

большая степень свободы метаатомов позволяет получать различные изображения при различных поляризациях падающего на голограмму излучения [126, 128, 140]. Размер наночастиц влияет на резонансные частоты. В результате метаатомы с частицами разного размера формируют разные изображения для различных длин волн, что позволяет получать цветные голографические изображения [127, 132, 139]. Дополнительную степень свободы также можно получить с помощью нелинейных эффектов на метаатомах. Так, в работе [135] получены различные голографические изображения от одной метаповерхности на второй гармонике, а в [141] — голографические изображения на третьей гармонике. Подробнее нелинейных свойств метаповерхностей мы коснёмся в разделе 4.4.

Наилучшей на данный момент эффективности голограммы удалось достичь в работе [142]. Этот результат был достигнут при длине волны излучения 1600 нм. Метаповерхность состояла из кремниевых столбиков высотой 865 нм, радиус которых изменялся от 79 до 212 нм. Постоянная решётка 750 нм, размер голограммы 0,75 мм. Дифракционная эффективность голограммы составила 99 %, а прозрачность метаповерхности — 90 %. Монохромное изображение высокого качества размером 5 мм было получено на расстоянии 10 мм от метаповерхности.

4.4. Другие применения метаповерхностей

Метаповерхности предоставляют уникальные возможности для управления свойствами излучения на субвольновом масштабе, и это позволяет применять их в самых разных приборах. В разделах 4.4.1–4.4.6 мы опишем разнообразные приложения метаповерхностей, пока не достигших такого совершенства, как линзы и голограммы.

4.4.1. Поляризаторы. Излучение с различной поляризацией рассеивается на метаатомах по-разному. Это позволяет создавать приборы, определяющие поляризацию излучения [143–145]. Так, в работе [143] для определения поляризации использовалась состоящая из суперъячеек трёх типов метаповерхность, которая работала в режиме отражения. Суперъячейка каждого из трёх типов отражает излучение с определённой поляризацией под своим углом, как показано на рис. 38а. Сначала были изготовлены три состоящие из суперъячеек одного типа метаповерхности: MS1, MS2 и MS3. Эти метаповерхности

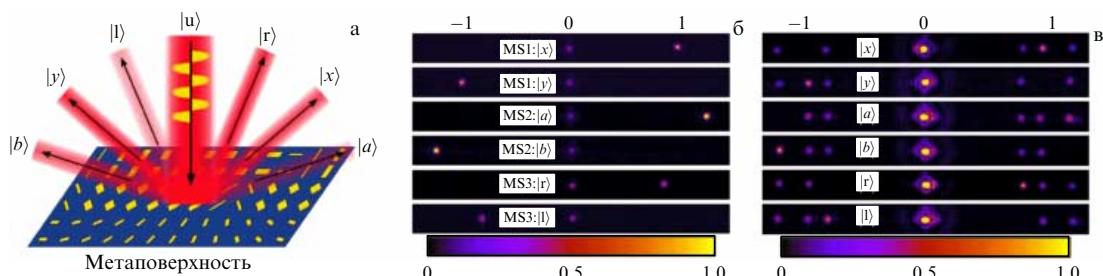


Рис. 38. (В цвете онлайн.) Определение поляризации излучения [143]. (а) Концепция детектора поляризации. Метаповерхность состоит из суперъячеек трёх типов, каждая из которых отражает свет с определённой поляризацией под определённым углом. (б) Изображение с камеры отражённого излучения. Приведены результаты для трёх метаповерхностей (MS1, MS2 и MS3), каждая из которых состоит из суперъячеек одинакового типа. (в) Изображение отражённого излучения от составной метаповерхности, состоящей из суперъячеек трёх типов. Указаны поляризации света: $|x\rangle$ и $|y\rangle$ — горизонтальная и вертикальная поляризации, $|a\rangle$ и $|b\rangle$ — диагональные поляризации, $|r\rangle$ и $|l\rangle$ — правая и левая поляризации; на метаповерхность падает волна, имеющая произвольную (неизвестную) поляризацию $|u\rangle$.



Рис. 39. (В цвете онлайн.) Изображение жука, полученное с помощью металинзы [146]. Металинза служит также фильтром круговой поляризации света. В левой части рисунка приведено изображение в левой поляризации света, а в правой части — в правой.

отражают излучение под определёнными углами, причём каждая из них отражает излучение определённого типа, как показано на рис. 38б. Метаповерхность MS1 отражает под углом излучение, поляризованное горизонтально и вертикально ($|x\rangle$ и $|y\rangle$), а метаповерхность MS2 отражает под другим углом излучение, поляризованное по диагонали ($|a\rangle$ и $|b\rangle$). MS3 изменяет фазу Панчаратнама–Берри и отражает под углом свет с круговой поляризацией ($|r\rangle$ и $|l\rangle$). Метаповерхность-детектор состоит из чередующихся суперъячеек трёх типов, которые отражают определённое излучение под определённым углом. Такая метаповерхность отражает поляризованный свет под разными углами, и по максимумам отражения можно определить поляризацию исходного света (рис. 38в). Данная метаповерхность обладает максимальной эффективностью для излучения с длиной волны 800 нм и может определять параметры поляризации в интервале длин волн от 700 до 1000 нм. Следует отметить, что 50 % излучения отражается в нулевой дифракционный максимум и не несёт информации о поляризации.

Линзы на основе метаповерхностей могут также служить поляризаторами. Так, в работе [146] получены изображения жука с применением металинзы-фильтра круговой поляризации (рис. 39). Поверхность жука отражает свет с левой поляризацией и поглощает с правой. Жук освещался монохроматическим излучением. Изображение в камере фокусировалось с помощью металинзы, основанной на фазе Панчаратнама–Берри (см. рис. 32). Такие линзы работают с циркулярно поляризованным излучением и служат одновременно фильтром поляризации, фокусируя излучение только с левой или только с правой поляризацией. В левой части рис. 39 приведено изображение в излучении с левой поляризацией, а в его правой части — изображение в излучении с правой поляризацией.

Метаповерхности могут также использоваться в качестве преобразователей поляризации излучения [39, 147–150]. Например, в работе [39] продемонстрирована возможность создания метаповерхности из V-образных наночастиц, которая формирует волну с круговой поляризацией из волны с линейной поляризацией. Свет приобретал круговую поляризацию при необыкновенном прохождении через метаповерхность (рис. 40а). Метаповерхность состояла из двух смешённых относительно друг друга суперъячеек, транслированных периодическим образом.

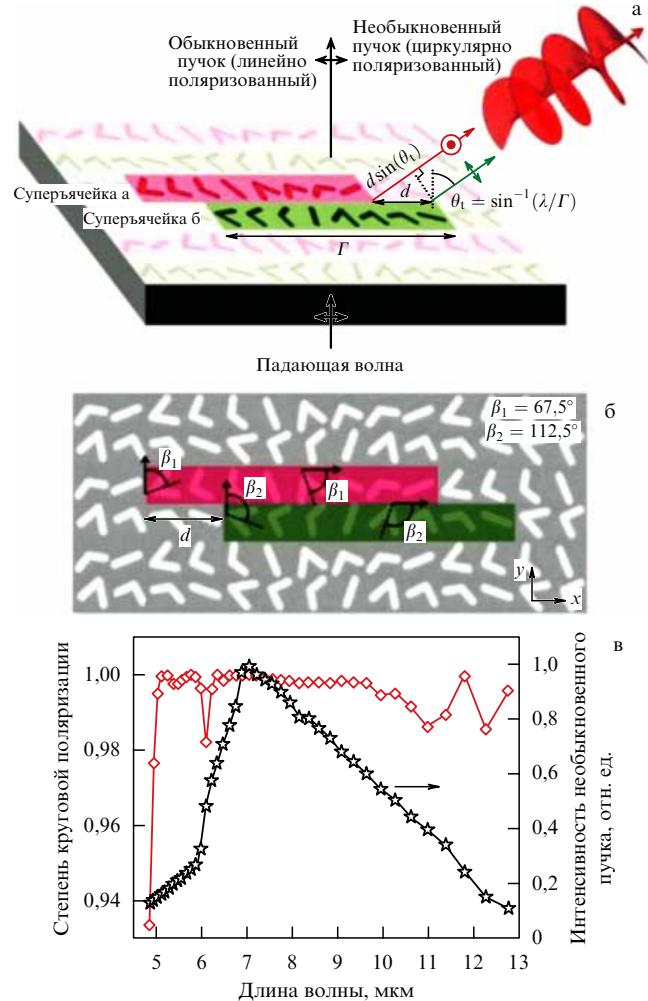


Рис. 40. (В цвете онлайн.) Преобразование линейно поляризованного излучения в излучение с круговой поляризацией [39]. (а) Схема преобразования. Линейно поляризованный свет падает на метаповерхность и проходит в необычном направлении. Пропущенная волна приобретает круговую поляризацию. (б) Метаповерхность, состоящая из двух смешённых относительно друг друга суперъячеек, транслированных периодическим образом. (в) Зависимости степени поляризации (красная кривая) и интенсивности необыкновенного излучения (чёрная кривая) от длины волны.

ским образом, как показано на рис. 40б. Степень поляризации прошедшего света была близка к единице (рис. 40в). На длине волны 7,7 мкм интенсивность необыкновенного прошедшего пучка достигает максимума, составляя 30–40 % от интенсивности обыкновенного отражённого излучения. Поскольку падающее на метаповерхность излучение частично проходит через неё, а частично поглощается, общая интенсивность волны с круговой поляризацией составила 10 % от интенсивности падающей волны. В работе [148] продемонстрирована отражающая метаповерхность, способная поворачивать плоскость поляризации на 90°, с эффективностью 97 %.

Эффективный поляризатор на основе отражающей метаповерхности удалось создать в работе [151]. Метатомы поляризатора представляли собой алюминиевые наностержни, расположенные над металлической плёнкой. На эту метаповерхность падало линейно поляризованное излучение. Отражённые лучи распространялись в

шести направлениях. При этом каждый луч имел свою поляризацию: четыре луча — линейную и два — круговую.

Ещё больше степеней свободы для управления поляризацией дают метаповерхности с наноотверстиями сложной формы. Так, в работе [152] была создана метаповерхность на основе металлической пленки с наноотверстиями киральной формы, которая позволяет не только управлять поляризацией в каждом из дифракционных лучей, но и осуществлять её конверсию (из круговой в линейную и наоборот).

4.4.2. Оптические диоды. Важным элементом многих оптических систем являются оптические диоды, т.е. устройства, которые пропускают свет, падающий с одной стороны, не пропускают свет, падающий с другой. Обычно устройства такого рода делают на основе магнитных элементов, нарушающих принцип взаимности (эффект Фарадея), поэтому они являются довольно громоздкими. Метаповерхности позволяют создавать очень компактные оптические диоды. Так, в работах [153, 154] на основе комбинации перфорированных золотых нанопленок с планарными фотонными кристаллами удалось продемонстрировать гигантскую асимметрию прохождения света, падающего на метаповерхность с разных сторон.

4.4.3. Цветная печать и красители. Метаповерхности, основанные на электрическом и магнитном резонансах, работают в узком спектре. Одна из целей развития метаповерхностей заключается в том, чтобы как можно больше расширить диапазон рабочих частот. С одной стороны, узкий диапазон частот является недостатком, а с другой — он может оказаться полезным. Так, в ряде работ резонансы метаатомов используются как цветные фильтры для так называемых плазмонных красителей [155]. Например, в работе [156] белый свет падал на метаповерхность, состоящую из алюминиевых крестов, которые служили фильтром. Было показано, что прошедшее излучение меняет свой цвет в зависимости от угла поляризации света.

Параметры наночастиц определяют цвет рассеянного ими света. Это свойство открывает новое направление применения метаповерхностей — цветную печать. В работах [157–160] управление цветом рассеянного излуче-

ния осуществлялось с помощью плазмонных резонансов на наночастицах. Например, в [157] получено изображение размером 50×50 мкм (рис. 41б). Каждый "пиксел" этого изображения представляет собой наностолбик, состоящий из трёх компонентов: золотого, серебряного дисков и диска из диэлектрика (рис. 41а). Диски в свою очередь расположены на золотой пленке, которая аналогично метаповерхности, описанной в работе [47], является отражающей. Диаметр дисков и расстояние между ними определяют цвет. На рисунке 41в приведено полученное электронным микроскопом изображение метаповерхности, из которого видно, что диаметры наночастиц связаны с цветом изображения. Изображения на основе "плазмонных красителей" могут быть также получены с помощью металлической пленки с наноотверстиями [161, 162]. В этих работах цвет определяется диаметром наноотверстий.

4.4.4. Вычисления на основе метаповерхностей. Способность метаповерхности управлять амплитудой и фазой излучения в широком диапазоне с высокой точностью открывает возможность проводить аналоговые вычисления. Концепция аналоговых вычислений с помощью метаматериалов была предложена в работе [163]. В работе [40] предложена и реализована концепция аналоговых вычислений с помощью отражающих метаповерхностей, разработанных в [47]. В основе предложенной концепции лежит то, что зависимость выходной функции $W(x, y)$ от входной функции $f(x, y)$ можно представить через свёртку:

$$W(x, y) = \int g(x - x', y - y') f(x', y') dx' dy'.$$

Этот же закон выражается через двойное преобразование Фурье (Fourier transform, FT):

$$W(x, y) = \text{IFT}\left\{ G(k_x, k_y) \text{FT}\{f(x, y)\} \right\}, \quad (29)$$

где IFT (inverse FT) обозначает обратное фурье-преобразование по координатам, а $G(k_x, k_y) = \text{FT}\{g(x, y)\}$. Здесь роль исходной функции играет распределение амплитуды напряжённости электрического поля электромагнитной волны в пространстве $E(x, y)$. Это излучение подаётся на линзу, осуществляющую преобразование Фурье $\text{FT}\{E(x, y)\}$. Затем излучение падает на метапо-



Рис. 41. (В цвете онлайн.) Цветная печать изображения с помощью плазмонных наночастиц, реализованная в работе [157]. (а) Каждый "пиксел" изображения состоит из составного нанодиска. Диаметр такого диска и расстояние между ближайшими соседними метаатомами определяют цвет рассеянного излучения. (б) Изображение в дальнем поле. (в) Часть изображения, увеличенная электронным микроскопом. Видно, что диаметр наночастиц определяет цвет изображения.

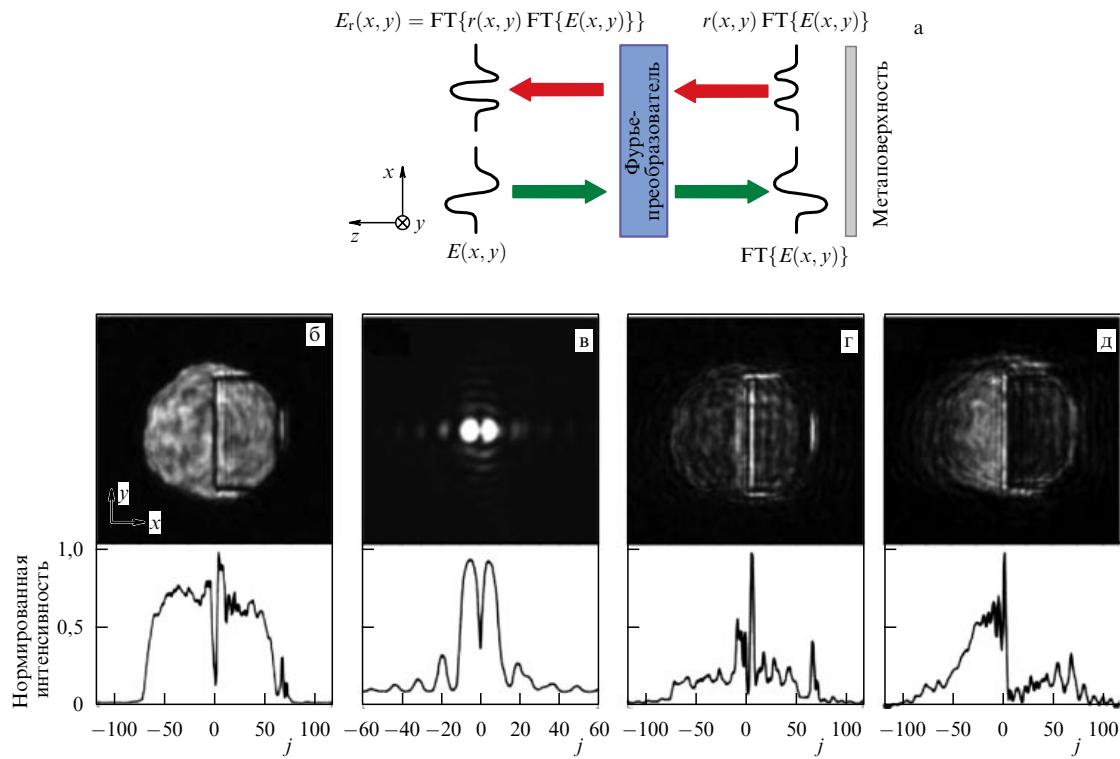


Рис. 42. (В цвете онлайн.) Аналоговые вычисления на основе метаповерхности [40]. (а) Схема вычисления. Исходная функция $E(x, y)$ подаётся сначала на преобразователь Фурье, а затем — на метаповерхность и преобразовывается согласно функции $r(x, y)$, которая является коэффициентом отражения. Полученная функция также претерпевает преобразование Фурье. (б) Исходная функция $E(x, y)$. (в) Фурье-образ исходной функции. (г) Преобразование, соответствующее дифференцированию. (д) Преобразование, соответствующее интегрированию. В нижних частях рис. б–д показаны зависимости интенсивности полученного камеры сигнала от номера пикселя j камеры по оси x при $y = 0$.

верхность, коэффициент отражения $r(x, y)$ которой зависит от координат и играет роль функции свёртки $G(k_x, k_y)$. Распределение коэффициента отражения по метаповерхности будет зависеть от действия, которое надо совершить над функцией $f(x, y)$. Например, для дифференцирования $f(x, y)$ по x коэффициент отражения будет пропорционален x : $r_{\text{diff}}(x, y) \sim x$. Для интегрирования надо, чтобы он был обратно пропорционален x : $r_{\text{int}}(x, y) \sim 1/x$. Далее отражённое от метаповерхности излучение снова подаётся на линзу и получается выходная функция $W(-x, -y)$. Отрицательные знаки перед аргументами возникают потому, что линза осуществляет прямое преобразование Фурье, а не обратное.

На рисунках 42б–д приведены экспериментальные распределения полей, играющие роль функций. Исходная функция, изображённая на рис. 42б, получена с помощью круглого отверстия. Затем посредством линзы был получен фурье-образ, приведённый на рис. 42в. На рисунках 42г и д показаны изображения отражённого излучения от дифференцирующей и интегрирующей метаповерхностей соответственно. Площадь метаповерхностей составляла $50 \times 50 \text{ мкм}^2$, каждая метаповерхность состояла из 40000 метаатомов. Из рисунков видно, что данный способ аналоговых вычислений пока ещё несовершен и функции искажены большим количеством шумов. Отчасти это связано с тем, что метаатомы рассеивают излучение вблизи резонансов, а данный процесс весьма чувствителен к точности их изготовления. В работе [164] предложена концепция аналоговых вычислений на метаповерхности в схеме с кроссполяризацией.

Такая схема должна повысить эффективность вычислений, поскольку управление коэффициентом отражения осуществляется поворотом наностержней, а этот способ менее чувствителен к неточности исполнения.

4.4.5. Сверхчувствительные сенсоры. Метаповерхности являются одним из основных элементов сверхчувствительных биосенсоров [165–168]. Метаатомы таких поверхностей, как правило, состоят из металлических наночастиц или отверстий в тонких плёнках. В области резонанса вблизи метаатома поле достигает огромных значений. Поэтому резонанс весьма чувствителен к малым изменениям показателя преломления среды, в которой они находятся. Изменение резонанса фиксируется, например, с помощью спектра отражения.

Нелинейные свойства метаповерхностей могут способствовать существенному увеличению чувствительности сенсоров. Мощность генерации второй гармоники с помощью метаповерхностей достаточно мала. Однако ширина резонанса второй и третьей гармоник меньше, чем ширина резонанса основной гармоники. В ряде работ предлагается использовать нелинейные свойства метаповерхностей совместно с высокой интенсивностью локального поля вблизи наночастиц и высокой чувствительностью генерации высших гармоник к геометрии и другим свойствам наночастиц для создания сенсоров сверхвысокой чувствительности [169–171].

Так, в работе [171] реализован сенсор, который с помощью генерации третьей гармоники может определить изменение коэффициента преломления воды с разреше-

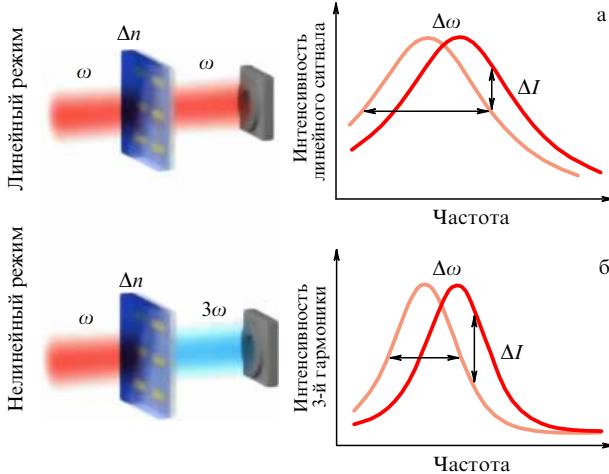


Рис. 43. (В цвете онлайн.) Принципиальная схема сенсора на третьей гармонике (из работы [171]). (а) Схема сенсора в линейном режиме. (б) Схема сенсора в нелинейном режиме. Резонансный пик зависимости интенсивности прохождения от частоты излучения третьей гармоники уже, чем пик первой гармоники, что увеличивает чувствительность нелинейного сенсора.

нием $\Delta n = 10^{-3}$. Схема определения коэффициента преломления среды представлена на рис. 43. На метаповерхность падает свет, и в линейном режиме (рис. 43а) имеется пик в спектре интенсивности прохождения света. Метаповерхность находится в жидкости. Примеси, добавленные в жидкость, изменяют её коэффициент преломления и резонанс наночастиц. Это приводит к смещению пика на зависимости прохождения от частоты. В линейной схеме (рис. 43а) детектор, настроенный на определённую частоту, фиксирует изменение интенсивности излучения. На рисунке 43б представлена нелинейная схема детектирования изменения коэффициента преломления, которая принципиально не отличается от линейной, но детектор здесь настроен на третью гармонику рассеянного излучения. Пик интенсивности третьей гармоники значительно уже пика первой гармоники. Тем самым детектор оказывается более чувствительным к изменению окружающей среды. В [171] экспериментально показано, что нелинейная схема детектирования является в несколько раз более чувствительной, чем линейная.

4.4.6. Миниатюрные лазеры на метаповерхностях. Одним из основных элементов лазера является резонатор. Резонаторы в лазерах обеспечивают положительную обратную связь и поддерживают генерацию определённых мод. Обычно резонаторы основаны на многократном отражении света, как, например, резонатор Фабри – Перо. Между отражающими поверхностями образуется стоячая волна, или резонансная мода. Для этого там должно укладываться целое число полуволн. Поэтому размер резонатора не может быть меньше половины длины волны излучения, что ограничивает уменьшение размера лазеров.

Метаатомыметаповерхности, как описано в разделе 2.2, обладают резонансами и могут служить резонаторами. При этом размер метаатома много меньше длины волны. Это позволяет создавать миниатюрные нанолазеры. В экспериментальных работах в качестве резонатора используют массивы как из наночастиц [172–175], так и из наноотверстий в тонких пленках [176–179]. Поскольку

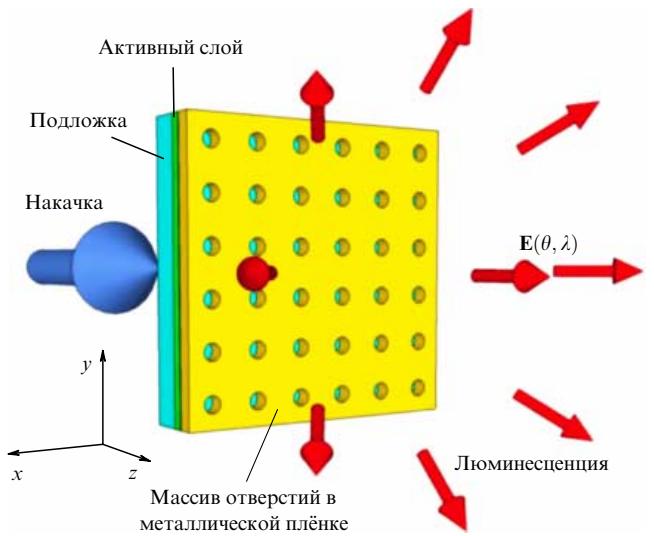


Рис. 44. (В цвете онлайн.) Схема спазера с использованием метаповерхности в качестве резонатора [177].

на металлических наночастицах и наноотверстиях возникают плазменные резонансы, такие лазеры называют спазерами.

На рисунке 44 приведена схема спазера, реализованного в работе [177]. На расстоянии 20 нм над активным слоем из InGaAs, расположенным на подложке, находится метаповерхность, которая состоит из наноотверстий в тонкой золотой пленке. Накачка активного слоя осуществляется со стороны подложки лазерным излучением с меньшей длиной волны. Люминесценция происходит со стороны метаповерхности.

5. Методы расчёта метаповерхностей

Метаповерхности представляют собой сложные трёхмерные структуры, состоящие из метаатомов различных форм и размеров. Редкие задачи удается решить аналитически [22, 180]. Практически во всех работах используется численное моделирование, которое требует значительных вычислительных ресурсов. Для расчёта электромагнитного поля чаще всего используют метод конечных элементов или метод конечных разностей во временной области. Оба эти метода имеют как достоинства, так и ограничения. Во многих работах (см., например, [47, 68, 100, 133, 161]) используется коммерческое программное обеспечение Comsol Multiphysics [181], модуль Wave Optics которого реализует метод конечных элементов для стационарных и нестационарных задач электродинамики. Как правило, с помощью Comsol моделируют элементарную ячейку или суперъячейку метаповерхности. Другой популярный коммерческий пакет, Lumerical FDTD (Finite Difference Time Domain) Solutions [182], реализует метод конечных разностей во временной области. Этот пакет используют многие авторы (см., например, [10, 22, 77, 108, 132]). С его помощью чаще моделируют линзы и голограммы, которые нельзя разбить на периодические ячейки. Третий популярный коммерческий пакет, CST (Computer Simulation Technology) Studio [183], используемый для моделирования метаповерхностей, реализует оба эти

метода (см., например, [15, 51, 55, 136, 163]). Существуют также менее известные пакеты для моделирования, такие как FDTD Concerto, использовавшийся в [42], и программа MAGMAS (Model for the Analysis of General Multilayered Antenna Structures), применявшаяся в работах [89, 90]. В настоящее время MAGMAS продаётся компанией Synopsys [184]. Следует отметить также свободный программный пакет Meer [185], реализующий метод конечных разностей во временной области, с помощью которого были рассчитаны металинзы [110, 111].

Задача расчёта дальнего и ближнего полей метаповерхности требует огромных вычислительных мощностей. Например, для моделирования линзы в [112] на сетке с числом узлов до 10^{10} необходим суперкомпьютер. Впрочем, комбинация численных и аналитических методов позволяет не только существенно сократить объём вычислений, но и выяснить физику происходящих в метаповерхностях явлений. Очень эффективный метод такого рода разработан в работе [186], где предложено численно находить только мультипольные моменты метаатомов, а дальние поля вычислять аналитически.

6. Заключение

В последние несколько лет исследования метаповерхностей бурно развиваются. В некоторых областях метаповерхности достигли уже достаточно большой эффективности, тогда как эффективность управления излучением первых метаповерхностей не превышала 15 % в инфракрасном спектре. Вначале метаповерхности использовались совместно с поляризаторами излучения и смещение рабочей частоты в видимую область спектра приводило к снижению эффективности до 1 %. Спустя некоторое время исследователи научились создавать метаповерхности с эффективностью выше 50 % в видимом диапазоне частот, для которых не требуются поляризаторы, и линзы на их основе с эффективностью выше 80 %.

В настоящем обзоре мы старались охватить наиболее интересные и перспективные, на наш взгляд, направления развития, в частности подробно рассмотреть градиентные метаповерхности, которые способны управлять излучением, осуществляя контроль над фазой и амплитудой в видимом и ближнем инфракрасном спектре.

Контроль над фазой излучения позволяет задавать направление прошедшего через метаповерхность излучения в соответствии с обобщённым законом Снеллиуса. Первые метаповерхности состояли из метаатомов, контролирующих фазу только за счёт электрического резонанса в пределах от 0 до π . Метаатомы представляли собой металлические наночастицы различной формы. Это требовало дополнительных поляризаторов излучения или расположения метаатомов только в чётных или нечётных зонах Френеля, что дополнительно снижало эффективность. Комбинирование электрического и магнитного резонансов метаатомов позволило контролировать фазу в полной мере, от 0 до 2π , что сразу повысило эффективность метаповерхностей. Такая комбинация стала возможной благодаря применению диэлектрических метаатомов, эффективность метаповерхностей сразу достигла 40 %. Также было реализовано комбинирование резонансов на отражающих метаповерхностях, представляющих собой металлические частицы, расположенные над металлической подложкой. Эффективность таких метаповерхностей достигла 50 %. Однако

основанные на резонансах метаповерхности работают в относительно узком спектре, что ограничивает их применение. Другой принцип построения метаповерхностей заключается в использовании фазы Панчаратнама – Берри. Такие метаповерхности работают в широком спектре, но лишь с излучением, имеющим круговую поляризацию. Эффективность этих метаповерхностей также достигла больших значений.

На основе метаповерхностей создаются металинзы с толщиной, много меньшей длины волны излучения. Метаатомы такой линзы осуществляют контроль над фазой излучения, собирая плоскую волну в точку на фокусном расстоянии. Первые металинзы также имели низкую эффективность, менее 10 %. Спустя некоторое время благодаря использованию диэлектрических метаатомов эффективность линз достигла 40 % и точность фокусировки составила 95 %. Эффективность линз, основанных на фазе Панчаратнама – Берри, достигла 86 %.

Металинзы могут работать в широком спектре. Однако они не лишены хроматической аберрации. Поскольку свет с разной длиной волны преломляется по-разному, линза фокусирует свет на разном расстоянии. Большое число степеней свободы метаатомов позволяет корректировать аберрации. Резонансные метаповерхности из составных метаатомов могут преломлять свет с разными длинами волн под одним и тем же углом. Таким образом, на основе резонансных метаповерхностей можно создавать линзы без хроматической аберрации.

Полный контроль над фазой и амплитудой каждым метаатомом позволяет создавать голограммические метаповерхности. Благодаря тому что размеры метаатомов много меньше длины волны, на этих голограммах отсутствуют искажения, связанные с дополнительными дифракционными максимумами, и они могут быть эффективнее обычных голограмм. Однако пока технология не позволяет создавать голограммические метаповерхности большого размера, что сильно ограничивает качество получаемых изображений.

Метаповерхности могут служить основой большого количества приборов, таких как преобразователи поляризации, детекторы поляризации, фильтры поляризации. Метаповерхности могут также играть роль красителей, работая как спектральные фильтры. Кроме того, появляется возможность проводить с помощью метаповерхностей аналоговые вычисления и т.д.

В данном обзоре мы коснулись и нелинейных эффектов в метаповерхностях. Нелинейные эффекты обогащают свойства метаповерхностей и дополнительно расширяют область их применений. Нелинейные эффекты ещё более чувствительны к изменениям геометрии и свойств метаатомов, а также к свойствам окружающей среды. Это открывает перспективы для большого количества разнообразных приложений метаповерхностей, таких как биосенсоры, генераторы второй и третьей гармоник, оптически управляемые устройства, оптическая микроскопия с превышением дифракционного предела и т.д. Усилить нелинейный отклик метаповерхностей позволяет интеграция метаатомов с активными элементами, такими как квантовые гетероструктуры. Такая интеграция даёт возможность на порядок увеличить мощность генерации второй гармоники.

Интеграция метаповерхностей с активными средами, содержащими молекулы красителей или полупроводни-

ковые квантовые ямы и точки, позволяет создавать миниатюрные лазеры и устройства на их основе.

В целом, метаповерхности — это очень широкая область исследований и её развитие только начинается. Характерным примером быстрого развития этой области науки и техники является возникновение уже во время написания настоящего обзора нового важного направления — создания и исследования таких метаповерхностей с управляемыми концентрацией заряда и проводимостью, которые в дальнейшем могут заменить полупроводниковые элементы [187].

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (гранты 15-52-52006 и 18-02-00315) за финансовую поддержку данной работы. В.В.К. также благодарит Программу повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета МИФИ (договор № 02.а03.21.0005) за финансовую поддержку данной работы.

Список литературы

1. Novoselov K S et al. *Science* **306** 666 (2004)
2. Basov D N, Fogler M M, García de Abajo F J *Science* **354** 195 (2016)
3. Low T et al. *Nature Mater.* **16** 182 (2017)
4. Dai S et al. *Nature Commun.* **6** 6963 (2015)
5. Song J C W, Rudner M S *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **113** 4658 (2016)
6. Kumar A et al. *Phys. Rev. B* **93** 041413(R) (2016)
7. Klimov V *Nanoplasmonics* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2014)
8. Кильдишев А В, Шалаев В М УФН **181** 59 (2011); Kildishev A V, Shalaev V M *Phys. Usp.* **54** 53 (2011)
9. Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M *Science* **339** 1232009 (2013)
10. Yu Y F et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 412 (2015)
11. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1964); Пер. на русск. яз.: Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Hayka, 1979)
12. Feynman R P, Leighton R B, Sands M L *The Feynman Lectures on Physics* Vol. 1 (New York: Basic Books, 2010); Пер. на русск. яз.: Фейнман Р, Лайтон Р, Сэндс М *Фейнмановские лекции по физике. 3. Излучение. Волны. Кванты* (М.: URSS, 2016)
13. Aieta F et al. *Science* **347** 1342 (2015)
14. Yu N, Capasso F *Nature Mater.* **13** 139 (2014)
15. Zheng G et al. *Nature Nanotechnol.* **10** 308 (2015)
16. Soukoulis C M, Wegener M *Nature Photon.* **5** 523 (2011)
17. Padilla W J, Basov D N, Smith D R *Mater. Today* **9** (7, 8) 28 (2006)
18. Shalaev V M et al. *Opt. Lett.* **30** 3356 (2005)
19. Xiang Y J et al., in *The 23rd PIERS 2008, Progress in Electromagnetics Research Symp., Hangzhou, China, 24–28 March, 2008* (Cambridge, MA: The Electromagnetics Academy, 2008) p. 952
20. Lapine M, Shadrivov I V, Kivshar Yu S *Rev. Mod. Phys.* **86** 1093 (2014)
21. Boltasseva A, Atwater H A *Science* **331** 290 (2011)
22. Yu N et al. *Science* **334** 333 (2011)
23. Ni X et al. *Science* **335** 427 (2012)
24. Scopus, <https://www.scopus.com/>
25. Zhan A et al. *ACS Photon.* **3** 209 (2016)
26. Jahani S, Jacob Z *Nature Nanotechnol.* **11** 23 (2016)
27. Zhang L et al. *Adv. Opt. Mater.* **4** 4818 (2016)
28. Genet P, Capasso F *Rep. Prog. Phys.* **78** 024401 (2015)
29. Chen H-T, Taylor A J, Yu N *Rep. Prog. Phys.* **79** 076401 (2016)
30. Shaltout A M, Kildishev A V, Shalaev V M *J. Opt. Soc. Am. B* **33** 501 (2016)
31. Wang J, Du J *Appl. Sci.* **6** 239 (2016)
32. Glybovski S B et al. *Phys. Rep.* **634** 1 (2016)
33. Minovich A E et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 195 (2015)
34. Беселаго В Г УФН **92** 517 (1967); Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)
35. Pendry J B *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966 (2000)
36. Klimov V V *Письма в ЖЭТФ* **89** 270 (2009); *JETP Lett.* **89** 229 (2009)
37. Kalousek R et al. *Opt. Express* **20** 17916 (2012)
38. Johnson P B, Christy R W *Phys. Rev. B* **6** 4370 (1972)
39. Yu N et al. *Nano Lett.* **12** 6328 (2012)
40. Pors A, Nielsen M G, Bozhevolnyi S I *Nano Lett.* **15** 791 (2015)
41. Farmahini-Farahani M, Mosallaei H *Opt. Lett.* **38** 462 (2013)
42. Sun S et al. *Nature Mater.* **11** 426 (2012)
43. Sun S et al. *Nano Lett.* **12** 6223 (2012)
44. Pfeiffer C, Grbic A *Phys. Rev. Lett.* **110** 197401 (2013)
45. Zenin V A et al. *Opt. Express* **22** 10341 (2014)
46. Sarychev A K, Shvets G, Shalaev V M *Phys. Rev. E* **73** 036609 (2006)
47. Pors A et al. *Sci. Rep.* **3** 2155 (2013)
48. Pors A, Bozhevolnyi S I *Opt. Mater. Express* **5** 2448 (2015)
49. Pors A, Bozhevolnyi S I *Opt. Express* **21** 27438 (2013)
50. Evlyukhin A B et al. *Phys. Rev. B* **82** 045404 (2010)
51. Decker M et al. *Adv. Opt. Mater.* **3** 813 (2015)
52. Kerker M, Wang D-S, Giles C L *J. Opt. Soc. Am. B* **73** 765 (1983)
53. Luk'yanchuk B S et al. *ACS Photon.* **2** 993 (2015)
54. Alaei R et al. *Phys. Rev. B* **91** 115119 (2015)
55. Shalaev M I et al. *Nano Lett.* **15** 6261 (2015)
56. Chen X et al. *Nature Commun.* **3** 1198 (2012)
57. Huang L et al. *Nano Lett.* **12** 5750 (2012)
58. Kang M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 572 (2012)
59. Kang M et al. *Opt. Express* **20** 15882 (2012)
60. Клышико Д Н УФН **163** (11) 1 (1993); Klyshko D N *Phys. Usp.* **36** 1005 (1993)
61. Berry M V *J. Mod. Opt.* **34** 1401 (1987)
62. Butet J, Brevet P-F, Martin O J F *ACS Nano* **9** 10545 (2015)
63. Franken P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **7** 118 (1961)
64. Kauranen M, Zayats A V *Nature Photon.* **6** 737 (2012)
65. Bachelier G et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 955 (2008)
66. Canfield B et al. *Nano Lett.* **7** 1253 (2007)
67. Black L-J et al. *ACS Photon.* **2** 1592 (2015)
68. Chandrasekar R et al. *Opt. Mater. Express* **5** 2682 (2015)
69. Czaplicki R et al. *Nano Lett.* **15** 530 (2015)
70. Chen P-Y et al. *ACS Photon.* **2** 1000 (2015)
71. Bachelier G et al. *Phys. Rev. B* **82** 235403 (2010)
72. Wang F X et al. *Phys. Rev. B* **80** 233402 (2009)
73. Krause D, Teplin C W, Rogers C T J. *Appl. Phys.* **96** 3626 (2004)
74. Liu S et al. *Nano Lett.* **16** 5426 (2016)
75. Celebrano M et al. *Nature Nanotechnol.* **10** 412 (2015)
76. Baker R J *CMOS. Circuit Design, Layout, and Simulation* 3rd ed. (New York: Wiley. IEEE Press, 2010)
77. Khorasaninejad M et al. *Science* **352** 1190 (2016)
78. Zhang Y et al. *Sci. Rep.* **5** 10119 (2015)
79. Li Q-T et al. *Opt. Express* **24** 16309 (2016)
80. Czaplicki R et al. *Nano Lett.* **15** 530 (2015)
81. Czaplicki R et al. *Opt. Lett.* **41** 2684 (2016)
82. Husu H et al. *Nano Lett.* **12** 673 (2012)
83. Klein M W et al. *Science* **313** 502 (2006)
84. Berthelot J et al. *Opt. Express* **20** 10498 (2012)
85. Czaplicki R et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 093902 (2013)
86. van Nieuwstadt J A H et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 146102 (2006)
87. Yang X et al. *Opt. Lett.* **41** 2938 (2016)
88. Kruck S et al. *ACS Photon.* **2** 1007 (2015)
89. Valev V K *Langmuir* **28** 15454 (2012)
90. Valev V K et al. *Adv. Mater.* **26** 4074 (2014)
91. Camacho-Morales R et al. *Nano Lett.* **16** 7191 (2016)
92. Carletti L et al. *Nanotechnology* **28** 114005 (2017)
93. Lee J et al. *Nature* **511** 65 (2014)
94. Lee J et al. *Adv. Opt. Mater.* **4** 664 (2016)
95. Wolf O et al. *Nature Commun.* **6** 7667 (2015)
96. Nookala N et al. *Optica* **3** 283 (2016)
97. Tymchenko M et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 207403 (2015)
98. Lee J et al. *Adv. Opt. Mater.* **2** 1057 (2014)
99. Aieta F et al. *Nano Lett.* **12** 4932 (2012)
100. Ni X et al. *Light Sci. Appl.* **2** e72 (2013)
101. Chao W et al. *Opt. Express* **17** 17669 (2009)
102. Fu Y, Zhou W, Lim L E N *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 238 (2008)
103. Etayo D, Ederra I, Gonzalo R J. *Infrared Millim. Terahertz Waves* **35** 525 (2014)
104. Andersen G *Opt. Lett.* **30** 2976 (2005)
105. Gao H et al. *Nano Lett.* **10** 4111 (2010)
106. Shi Z et al. *Plasmonics* **5** 175 (2010)

107. Ishii S, Shalaev V M, Kildishev A V *Nano Lett.* **13** 159 (2013)
108. Almeida E, Shalem G, Prior Y *Nature Commun.* **7** 10367 (2016)
109. Arbabi A et al. *Opt. Express* **23** 33310 (2015)
110. Arbabi A et al. *Nature Commun.* **6** 7069 (2015)
111. Arbabi E et al. *Optica* **3** 628 (2016)
112. Byrnes S J et al. *Opt. Express* **24** 5110 (2016)
113. Vo S et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26** 1375 (2014)
114. Khorasaninejad M et al. *Nano Lett.* **17** 1819 (2017)
115. Wen D et al. *Adv. Opt. Mater.* **4** 321 (2016)
116. Chen X et al. *Adv. Opt. Mater.* **1** 517 (2013)
117. Lin D et al. *Science* **345** 298 (2014)
118. West P R et al. *Opt. Express* **22** 26212 (2014)
119. Tang D et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 713 (2015)
120. Zhao Z et al. *Sci. Rep.* **5** 15781 (2015)
121. Khorasaninejad M et al. *Nano Lett.* **15** 5358 (2015)
122. Arbabi E et al. *Sci. Rep.* **6** 32803 (2016)
123. Eisenbach O et al. *Opt. Express* **23** 3928 (2015)
124. Huang L et al. *Nature Commun.* **4** 2808 (2013)
125. Zhang H, Tan Q, Jin G *Opt. Eng.* **51** 075801 (2012)
126. Wen D et al. *Nature Commun.* **6** 8241 (2015)
127. Huang Y-W et al. *Nano Lett.* **15** 3122 (2015)
128. Chen W T et al. *Nano Lett.* **14** 225 (2014)
129. Devlin R C et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **113** 10473 (2016)
130. Huang K et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 500 (2016)
131. Chong K E et al. *ACS Photon.* **3** 514 (2016)
132. Wang B et al. *Nano Lett.* **16** 5235 (2016)
133. Li Q-T et al. *Opt. Express* **24** 16309 (2016)
134. Zhou F et al. *Opt. Express* **21** 4348 (2013)
135. Ye W et al. *Nature Commun.* **7** 11930 (2016)
136. Wang Q et al. *Sci. Rep.* **6** 32867 (2016)
137. Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M *Nature Commun.* **4** 2807 (2013)
138. Walther B et al. *Adv. Mater.* **24** 6300 (2012)
139. Wan W, Gao J, Yang X *ACS Nano* **10** 10671 (2016)
140. Montelongo Y et al. *Nano Lett.* **14** 294 (2014)
141. Almeida E, Bitton O, Prior Y *Nature Commun.* **7** 12533 (2016)
142. Wang L et al. *Optica* **3** 1504 (2016)
143. Pors A, Nielsen M G, Bozhevolnyi S I *Optica* **2** 716 (2015)
144. Panchenko E et al. *ACS Photon.* **3** 1833 (2016)
145. Wen D et al. *Opt. Express* **23** 10272 (2015)
146. Khorasaninejad M et al. *Nano Lett.* **16** 4595 (2016)
147. Zhao Y, Alù A *Nano Lett.* **13** 1086 (2013)
148. Ding F et al. *ACS Nano* **9** 4111 (2015)
149. Gorodetski Y, Karabchevsky A *Proc. SPIE* **9883** 98830H (2016)
150. Mo W et al. *Opt. Express* **24** 13621 (2016)
151. Wu P C et al. *Nano Lett.* **17** 445 (2017)
152. Klimov V V et al. *Opt. Express* **24** 6172 (2016)
153. Klimov V V et al. *Phys. Rev. A* **92** 063842 (2015)
154. Treshin I V et al. *Phys. Rev. A* **88** 023832 (2013)
155. Hedayati M K, Elbahai M *Plasmonics* **12** 1463 (2017)
156. Ellenbogen T, Seo K, Crozier K B *Nano Lett.* **12** 1026 (2012)
157. Kumar K et al. *Nature Nanotechnol.* **7** 557 (2012)
158. Yue W et al. *Sci. Rep.* **6** 29756 (2016)
159. Zapata-Rodríguez C J et al., in *16th Intern. Conf. on Transparent Optical Networks, ICTON*, 6–10 July 2014 (Piscataway, NJ: IEEE, 2014)
160. Zhu X et al. *Nature Nanotechnol.* **11** 325 (2016)
161. Cheng F et al. *Sci. Rep.* **5** 11045 (2015)
162. Genet C, Ebbesen T W *Nature* **445** 39 (2007)
163. Silva A et al. *Science* **343** 160 (2014)
164. Chizari A et al. *Opt. Lett.* **41** 3451 (2016)
165. Lee K-L et al. *Sci. Rep.* **5** 8547 (2015)
166. Sreekanth K V et al. *Nature Mater.* **15** 621 (2016)
167. Bahramiapanah M et al. *ACS Nano* **9** 7621 (2015)
168. Klimov V V et al. *J. Phys. D* **50** 285101 (2017)
169. Butet J, Martin O J F *Nanoscale* **6** 15262 (2014)
170. Kim E et al. *Phys. Rev. B* **78** 113102 (2008)
171. Mesch M et al. *Nano Lett.* **16** 3155 (2016)
172. Yang A et al. *Nature Commun.* **6** 6939 (2015)
173. Hakala T K et al. *Nature Commun.* **8** 13687 (2017)
174. Schokker A H, Koenderink A F *Phys. Rev. B* **90** 155452 (2014)
175. Zhou W et al. *Nature Nanotechnol.* **8** 506 (2013)
176. van Exter M P et al. *Opt. Express* **21** 27422 (2013)
177. van Beijnum F et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 206802 (2013)
178. Tenner V T, de Dood M J A, van Exter M P *ACS Photon.* **3** 942 (2016)
179. Meng X et al. *Laser Photon. Rev.* **8** 896 (2014)
180. Зябловский А А и др. *ЖЭТФ* **152** 211 (2017); Zyablovskii A A et al. *JETP* **125** 175 (2017)
181. COMSOL, <https://www.comsol.ru/>
182. Lumerical Inc., <https://www.lumerical.com/>
183. CST — Computer Simulation Technology, <https://www.cst.com/>
184. Synopsys. Optical Solutions. RSoft, <https://www.synopsys.com/optical-solutions/rsoft.html>
185. Oskooi A F et al. *Comput. Phys. Commun.* **181** 687 (2010)
186. Павлов А А и др. *Квантовая электроника* **43** 496 (2013); Pavlov A A et al. *Quantum Electron.* **43** 496 (2013)
187. Forati E et al. *Nature Commun.* **7** 13399 (2016)

Metasurfaces: a new look at Maxwell's equations and new ways to control light

M.A. Remnev⁽¹⁾, V.V. Klimov^(1,2,3)

⁽¹⁾ N.L. Dukhov All-Russia Research Institute of Automatics,
ul. Sushchevskaya 22, 119017 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ National Research Nuclear University 'MEPhI',
Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation
E-mail: ⁽¹⁾m.remnev@yandex.ru, ^(1,2,3)klimov256@gmail.com

The basic principles of light steering by means of metasurfaces are reviewed. The metasurfaces are able to control the phase, amplitude, polarization and frequency of the light passed through them. The formulation of generalized Snell's law is presented. The ways to realize the metasurfaces and the methods of phase shift within 2π using resonances are considered. The overview of experiments and recent achievements in the field of the light steering by means of the metasurfaces is also presented. Possible applications of metasurfaces and further development of this paradigm are considered too.

Keywords: metasurfaces, metamaterials, nanoplasmatics, all-dielectric metasurfaces, Huygens' surfaces, metalens, meta-holograms, nonlinearity, Maxwell's equations, beam steering, nanotechnologies, generalized Snell's law

PACS numbers: 42.25.Fx, **42.65.-k**, **42.70.-a**, **42.79.-e**, **68.65.-k**, **78.67.-n**, 78.67.Pt

Bibliography — 187 references

Received 11 April 2017, revised 16 August 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (2) 169–205 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (2) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.08.038192>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.08.038192>