

Металинзы для получения изображений с субволновым разрешением

К.В. Барышникова, С.С. Харинцев, П.А. Белов,
Н.А. Устименко, С.А. Третьяков, К.Р. Симовский

Рассматриваются устройства, формирующие оптические изображения с субволновым разрешением в реальном времени, — металинзы. Такие устройства либо оперируют ближними оптическими полями, либо преобразуют ближние поля в волновые. В результате пространственное разрешение этих устройств оказывается не ограниченным обычным дифракционным пределом. В то же время изображение формируется на значительном расстоянии от объекта, что даже выделяет металинзы, оперирующие ближними полями, из инструментов зондовой ближнеполевой микроскопии. Металинзы реализуются на основе метаматериалов или их двумерных аналогов — метаповерхностей. Исторически в основе этого направления лежала так называемая идеальная линза, концепция которой не выдержала экспериментальной проверки, но дала толчок развитию реальных металинз. В зависимости от устройства и принципа функционирования металинзы называют или суперлинзами, или гиперлинзами.

Ключевые слова: дифракционный предел, субволновое разрешение, ближнее поле, материалы с отрицательным показателем преломления, плазмон

PACS number: 42.30. – d

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.03.038952>

Содержание

1. Введение (386).
2. Псевдолинза Веселаго – Пендри и суперлинза Пендри (388).
3. Суперлинзы на средах с предельной оптической анизотропией (394).
 - 3.1. Каналирование ближнеполевых изображений в средах из проводов.
 - 3.2. Каналирование ближнеполевых изображений в одномерном метаматериале и резонансное туннелирование в фотонном кристалле.
 - 3.3. Каналирование ближнеполевых изображений в гиперболическом метаматериале.
 - 3.4. Гиперлинзы.
 - 3.5. Эндоскопы с субволновым разрешением.
4. Металинзы с субволновой фокусировкой и субволновым разрешением на основе метаповерхностей (401).

- 4.1. Сверхразрешение с использованием двойной метаповерхности.
- 4.2. Сверхразрешение с использованием зонной пластинки для эванесцентных волн.
- 4.3. Сверхразрешение на сверхосцилляциях.
5. Металинзы с субволновым разрешением на основе мутных сред (408).
6. Обсуждение (409).
7. Заключение (410).
- Список литературы (410).

1. Введение

В оптической микроскопии визуализация объектов в реальном времени осуществляется с помощью фокусировки света линзой, которая представляет собой среду прозрачного диэлектрика, ограниченную двумя преломляющими поверхностями (рис. 1а). Ввиду конечных размеров линзы и дифракции Аббе (т.е. расплывания светового пучка в любой среде, в том числе в свободном пространстве) поперечный размер фокального пятна Δ , соответствующий точечному источнику и отвечающий критерию Рэлея, определяется следующим образом [1]:

$$\Delta \approx 0,61 \frac{\lambda}{NA}, \quad (1)$$

где λ — длина волны света, NA — числовая апертура линзы, которая (для неиммерсионной линзы) равна $\sin \arctg [D/(2f)]$, f — фокусное расстояние линзы, D — её поперечный размер. Отметим, что формула (1) выводится в рамках параксиального приближения теории дифракции и в случае линз с очень малым диафрагмен-

К.В. Барышникова^(1,a), С.С. Харинцев^(2,b), П.А. Белов^(1,c),
Н.А. Устименко^(1,d), С.А. Третьяков^(3,e), К.Р. Симовский^(1,3,f)

⁽¹⁾ Национальный исследовательский университет ИТМО,
Кронверкский просп. 49 А, 197101 С.-Петербург,
Российская Федерация

⁽²⁾ Казанский федеральный университет, Институт физики,
ул. Кремлёвская 16 А, 420008 Казань, Российская Федерация

⁽³⁾ Aalto University, School of Electrical Engineering,
PO Box 15500, FI-00076, Aalto, Finland

E-mail: ^(a) k.baryshnikova@metalab.ifmo.ru, ^(b) skharint@gmail.com,

^(c) belov@metalab.ifmo.ru,

^(d) nikita.ustimenko@metalab.ifmo.ru,

^(e) sergei.tretyakov@aalto.fi, ^(f) konstantin.simovski@aalto.fi

Статья поступила 26 августа 2020 г.,
после доработки 12 марта 2021 г.

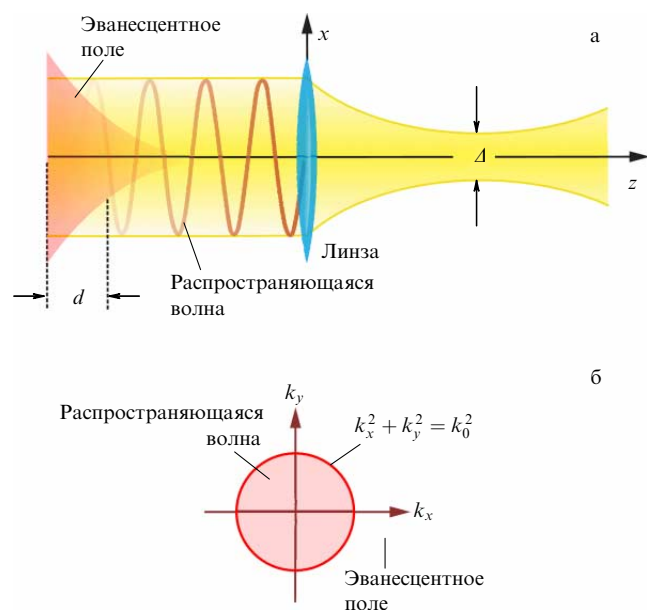


Рис. 1. (В цвете онлайн.) (а) Фокусировка распространяющейся электромагнитной волны с помощью линзы. (б) Представление электромагнитной волны в двумерном k -пространстве.

ным числом или аподизацией эта формула неприменима [2]. Линзы с малым диафрагменным числом имеют ограниченное применение из-за сильных aberrаций, которые нельзя подавить обычными методами, и они маскируют наличие дифракционного предела. Линзы с аподизацией — искусственно введённым градиентом показателя преломления у краёв — позволяют устранить явление кружков Эйри в распределении интенсивности поля в области изображения. При этом точечные объекты, разделённые расстоянием менее $0,61\lambda$, могут быть разрешены. Эффект аподизации иногда трактуется как создание в формуле (1) эффективной числовой апертуры, большей единицы (иногда такая трактовка приводит к недоразумениям и появлению ошибочных работ). Впрочем, эффект от аподизации сравнительно невелик. Считается, что дифракция накладывает нижнее ограничение на размер изображения точечного источника (кружка Эйри), примерно равное (для неиммерсионной оптики) $\lambda/2$ [3]. На самом деле это не совсем так, поскольку в области изображения протяжённого объекта предполагается полное отсутствие той части оптического сигнала, которая соответствует его мелкомасштабным пространственным вариациям и соответственно эванесцентным волнам.

Пространственный спектр излучения (рассеяния) любого объекта представляет собой суперпозицию неоднородно плоских (эванесцентных) и распространяющихся однородно плоских волн. Если принять линию, соединяющую какую-либо точку объекта и точку наблюдения, за ось z , то при неограниченном пространственном спектре созданного объектом поля поперечные волновые векторы k_x и k_y заполняют всё пространство на рис. 1б. Для распространяющейся к точке наблюдения волны ($\text{Im } k_z = 0$) с волновым числом $k_0 = 2\pi/\lambda$ спектр поперечных пространственных частот ограничен заштрихованным на рисунке кругом: $k_z = (k_0^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}$, $k_0^2 \geq k_x^2 + k_y^2$. За пределом этого круга электромагнитная волна экспоненциально затухает, и этот спектр простран-

ственных частот соответствует эванесцентным полям. На расстоянии примерно $\lambda/2$ от поверхности раздела двух сред амплитуда электрического поля эванесцентной волны убывает в e раз. Таким образом, линза действует как низкочастотный фильтр спектра пространственных частот. Кроме того, эванесцентные поля экспоненциально убывают на пути до линзы. Поэтому при выводе формулы (1) эванесцентные волны не учитываются. Иными словами, предполагается, что их поля в области изображения ниже уровня шумов. Однако при снижении в системе всех оптических шумов, в том числе инфракрасных (тепловых), эванесцентные волны могут быть детектированы в специальном микроскопе, что позволяет повысить уровень разрешения $\lambda/\Delta \gg 1$. В этом случае предел разрешения фактически определяется уровнем шумов в микроскопе [4].

Настоящий обзор относится к наиболее распространённому случаю, в котором оптические шумы в микроскопе намного снизить невозможно и тем не менее требуется получить субволновое изображение в реальном времени без использования флуоресцентных маркеров и математической обработки оптических сигналов. Многочисленные приложения, для которых эти ограничения актуальны, упомянуты в обзоре [5]. Для реализации таких изображений в начале XXI в. и создавались металлинзы, а использование этого термина для обозначения фокусирующих метаповерхностей появилось в некоторых работах совсем недавно. В недавнем обзоре [6] детально описаны металлинзы на основе метаповерхностей, предназначенные для обычной фокусировки света, ограниченной дифракционным пределом.

Отметим, что задолго до появления металлинз было осознано, что для улучшения пространственного разрешения в абсолютных величинах необходимо увеличивать радиус круга k_0 за счёт либо уменьшения длины волны λ (поэтому на практике используют коротковолновую область видимого света или даже ультрафиолетовый (УФ) диапазон), либо увеличения показателя преломления среды между линзой и изображением (иммерсионная оптика). Более того, в работе [7] ещё в 1928 г. было предложено локальное расширение спектра пространственных частот с помощью оптической наноантенны (зонда) или субволновой апертуры в металлическом экране, как показано на рис. 2, при этом расширение пространственного спектра следует из принципа неопределённости $\Delta x \Delta k_x \sim \text{const}$.

Следует отметить, что рассеянный свет, регистрируемый удалённым детектором, содержит частоты k_x и k_y только в области круга на рис. 1б. Основным недостатком этого метода является необходимость проведения сканирования наночастицей или субволновой апертурой относительно поверхности образца в области оптического ближнего поля.

Получить прямой доступ к высоким поперечным пространственным частотам, $k_x^2 + k_y^2 > k_0^2$, в дальнем поле можно с помощью техники волнового смещения за счёт так называемого эффекта муарового узора (в разделе 5 мы кратко упомянем металлинзы, в которых используется этот эффект). Такие металлинзы также требуют поточечного сканирования ближнего поля в плоскости образца. С этой точки зрения метод наноантенны [7] и метод муарового узора примыкают к зондовым — ближнепольным — методам изображения. В последних субволновое пространственное разрешение обеспечивается

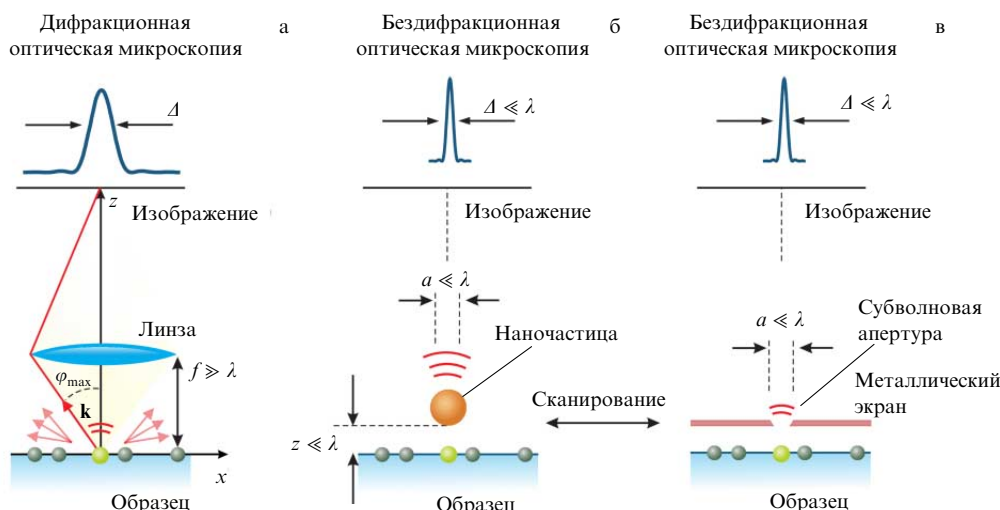


Рис. 2. (В цвете онлайн.) (а) Демонстрация традиционной оптической микроскопии, (б) и (в) реализация физического принципа бездифракционной оптической микроскопии на основе наночастицы и субволновой апертуры соответственно.

априори известным латеральным или осевым положением зонда, управляемого пьезоэлектрическим сканером, относительно образца, которое позиционируется с точностью 0,1 нм. Взаимодействие образца с локализованным светом позволяет преодолеть дифракционный предел только в ближнепольной зоне, тогда как в дальнем поле рассеянный свет неизбежно подвергается дифракции, так что весьма медленный процесс сканирования является неизбежным.

Методология, основанная на уменьшении фокального объема (или сужения функции рассеяния точки) и сканирования его по образцу, включает в себя широкий класс методов получения субволнового изображения, таких как сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (Scanning Near-field Optical Microscopy, SNOM) [8, 9], микроскопия усиленного зондом гигантского комбинационного рассеяния света (Tip-Enhanced Raman Scattering, TERS) [10–13], локализованная инфракрасная (ИК) микроскопия (nanoIR) [14, 15]. В 2019 году впервые было продемонстрировано пространственное разрешение $\lambda/1000$ в оптическом диапазоне с помощью визуализации нормальных мод колебаний одиночной молекулы порфирина методом TERS-микроскопии [16]. Такое беспрецедентно высокое пространственное разрешение стало возможным благодаря резонансному взаимодействию колебательных мод молекулы с локализованными плазмонными осцилляциями щелевого резонатора.

В широкопольной оптической микроскопии дифракционный предел можно преодолеть без использования нанозонда — с помощью математической обработки массива изображений. Речь идет, например, о фотоактивируемой локализационной микроскопии (PhotoActivated Localization Microscopy, PALM) [17], микроскопии со стохастическим оптическим восстановлением изображения (STochastic Optical Reconstruction Microscopy, STORM) [18], а также микроскопии структурированного освещения (Structured Illumination Microscopy, SIM) [19]. Наконец, без нанозонда и без вторичной обработки оптических сигналов субволновое изображение получают с использованием флуоресцентной микроскопии, в которой на поверхности объекта происходит простран-

ственно неравномерное подавление спонтанного излучения (STimulated Emission Depletion, STED) флуоресцентных маркеров [20, 21].

Этих направлений в данном обзоре мы касаться далее не будем, поскольку он посвящен металлинзам, обеспечивающим субволновое разрешение, т.е. устройствам, получающим изображение объекта в дальней или ближней волновых зонах без использования зондового сканирования, флуоресценции, нелинейных оптических эффектов и математической обработки массивов данных.

2. Псевдолинза Веселаго – Пендри и суперлинза Пендри

В 1944 году Л.И. Мандельштам (рис. 3) ввел понятие обратных волн — электромагнитных волн, в которых групповая и фазовая скорости направлены навстречу друг другу. Такие волны распространяются в гипотетической среде с отрицательным показателем преломления, $n < 0$ [22]. При наклонном падении луча на границу раздела такой среды со свободным пространством или диэлектриком угол преломления подчиняется закону Снеллиуса и поэтому оказывается отрицательным. В 1957 году Д.В. Сивухин доказал, что режим обратных волн Мандельштама имеет место в среде с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$, где ϵ и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно [23].

В 1967 году В.Г. Веселаго (по нашим данным, не знавший о работах [22, 23]) не только привел своё оригинальное доказательство того, что среда с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ обладает отрицательным показателем преломления, но и систематически изучил ряд оптических явлений в такой среде [24]. В его работе [24] были предсказаны инверсия доплеровского сдвига частоты, инверсия эффекта излучения Вавилова – Черенкова, а также превращение светового давления в световое притяжение. Однако наиболее плодотворным результатом этого исследования оказалась концепция псевдолинзы без аберраций.

Псевдолинза Веселаго представляет собой плоскопараллельную пластину среды с $n = -1$ и достаточной толщиной d . Эта пластина не является собирающей линзой, так как не фокусирует пучок параллельных лучей,



Леонид Исаакович
Мандельштам
Физический институт
им. П.Н. Лебедева
(4.05.1879 – 27.10.1944)



Дмитрий Васильевич
Сивухин
Московский физико-
технический институт
(18.08.1914 – 25.10.1988)



Виктор Георгиевич
Веселаго
Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН
(13.06.1929 – 15.09.2018)



Джон Пендри
Имперский колледж Лондона
(4.07.1942)

Рис. 3. Основатели современной электродинамики материалов с отрицательным показателем преломления.

падающих на неё. На расстоянии $d/2$ от задней поверхности она фокусирует только те лучи, которые исходят от источников, находящихся на том же расстоянии от её передней поверхности. Все остальные источники не формируют изображений в данной плоскости. Кроме того, вследствие дисперсии среды с отрицательным показателем преломления формирование изображения такой пластиной является частотно-избирательным.

Практически указанные свойства означают подавление засветки полезного изображения объектами, находящимися или далеко от пластины, или слишком близко к ней, а также всех паразитных изображений при работе в искусственном свете, направленном на заданную область объектов. Такое изображение в прикладной оптике называется псевдоскопическим, поэтому Веселаго отнёс свою пластину к числу псевдолинз.

Обычные псевдолинзы формируются массивами стеклянных микролинз, частотная избирательность которых достигается или с использованием резонансной подложки (в 1960-е годы), или субмикрометровым профилированием каждой микролинзы (в настоящее время). К сожалению, обычные псевдолинзы при всей своей избирательности не могут создавать изображения объекта без aberrаций, и для подавления aberrаций требуется дальнейшее усложнение оптической системы.

Важнейшим свойством псевдолинзы Веселаго является изначальное отсутствие aberrаций, а также отражения волн. Дело в том, что среда с $n = -1$ имеет тот же волновой импеданс, что и свободное пространство. Поэтому при пересечении границ раздела сред лучи не испытывают отражений и их пучки не теряют гомоцентричности.

В 2000 году Дж. Пендри в работе [25] показал, что псевдолинза Веселаго не только устраняет aberrации, но и преодолевает дифракционный предел разрешения. Это происходит благодаря эффекту резонансного возрастания амплитуды эванесцентных волн, $k_x^2 + k_y^2 > k_0^2$, в среде с $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$ по направлению от источника. Такое возрастание не противоречит законам сохранения, так как эванесцентная волна не переносит энергию. Пендри показал, что в пределе $\varepsilon \rightarrow -1$ и $\mu \rightarrow -1$ френелевские коэффициенты отражения и пропускания поперечной электрической (ТЕ(s)) и поперечной магнитной (ТМ(p)) поляризованной эванесцентной волны, распространяю-

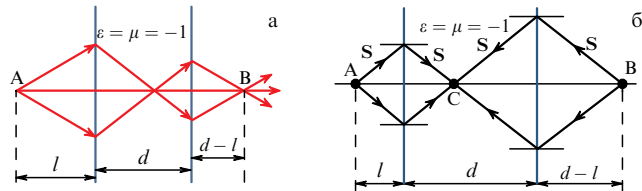


Рис. 4. (а) Формирование идеального изображения точечного объекта А псевдолинзой Веселаго в теории Пендри. Если потери отсутствуют и относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды Веселаго остаются равными $\varepsilon = -1$ и $\mu = -1$ для всех пространственных частот поля, создаваемого объектом, то дифракция отсутствует и точечный объект А изображается точкой В. Поля пространственных гармоник, соответствующих эванесцентной части пространственного спектра в фокальной плоскости, воспроизводятся без искажений, так как затухание каждой эванесцентной волны в свободном пространстве компенсируется её возрастанием в слое среды. (б) Введение дополнительного источника в точке С и стока в точке В [27] позволяет избавиться от сингулярности, присущей решению Дж. Пендри. $\mathbf{S}$ — вектор Пойнтинга.

щейся через плоскопараллельную пластинку толщиной d (рис. 4а), имеют вид [25]

$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow -1 \\ \mu \rightarrow -1}} R^{(s,p)} = 0, \quad \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow -1 \\ \mu \rightarrow -1}} T^{(s,p)} = \exp(-ik_z d). \quad (2)$$

Поскольку для эванесцентной волны k_z является чисто мнимым, внутри слоя среды в направлении от источника имеет место её экспоненциальное возрастание, которое полностью компенсирует её затухание в свободном пространстве для всех пространственных частот (k_x, k_y) , таких, что $k_x^2 + k_y^2 > k_0^2$. Это означает, что металинза Пендри, в отличие от обычной линзы, в области изображения создаёт поле, в котором вклады распространяющихся и затухающих волн имеют одинаковый порядок, точно так же как в ближнем оптическом поле. Согласно теории Пендри, это необходимое и достаточно условие для формирования бездифракционного изображения.

Таким образом, псевдолинза Веселаго оказывается идеальной линзой для объектов, отстоящих от передней поверхности слоя на расстояние $l < d$, причём изображение формируется на расстоянии $d - l$ от задней поверхности, как показано на рис. 4а.

Строгое решение задачи о возбуждении псевдолинзы Веселаго–Пендри точечным источником может быть

получено при предположении, что линза имеет ненулевые потери (см., например, [26, § 4.5.3]). Анализ точного решения показывает, что при стремлении потерь к нулю распределение поля в фокальной плоскости псевдолинзы и на больших расстояниях от неё стремится к идеальному изображению источника. Однако поле в области между поверхностью псевдолинзы и плоскостью изображения (рис. 4а) совершенно другое, чем поле объекта. Это означает, что идеальная линза Пендри не создаёт трёхмерного изображения объекта. Более того, при стремлении потерь к нулю поле внутри линзы и в области изображения становится сингулярным. Эта сингулярность неинтегрируемая, так что реактивная энергия, запасённая в идеальной псевдолинзе, стремится к бесконечности. Можно сделать вывод, что в идеальном случае, рассмотренном Пендри, физически приемлемого решения задачи не существует (см., например, [27, 28]). Интересно, что в работе [27] показано: несингулярное решение можно построить, поместив второй точечный источник в фокальную точку, а точечный сток — в точку промежуточного фокуса внутри линзы, как показано на рис. 4б.

Помимо того, Пендри предложил [25] идею сравнительно легко реализуемой суперлинзы (для одной поляризации волн), которая является тонким идеально ровным слоем материала с $\varepsilon = -1$ (или $\varepsilon = -\varepsilon_m$, если вмещающая среда представляет собой диэлектрик с проницаемостью ε_m) и $\mu = 1$. Таким материалом, если пренебречь оптическими потерями, является серебро в ближнем УФ-диапазоне. В теории серебряной суперлинзы, пренебрегающей потерями, утверждается, что поле на концах ориентированного нормально к слою серебра диполя Герца, находящегося на малом расстоянии $\delta = d/2$, $d \ll \lambda$, от слоя, почти точно воспроизводится строго напротив диполя на таком же расстоянии d от задней поверхности серебряной наноплёнки. Поскольку субволновые детали объекта могут быть отождествлены с диполями Герца, при облучении объекта ТМ-поляризованным светом его детали будут воспроизведены в виде симметрично расположенного субволнового изображения. Согласно [25] форма протяжённого объекта в таком изображении может искажаться, зато имеет место субволновое разрешение мелких деталей.

Точка зрения Пендри, изложенная в [25], нашла поддержку в ряде работ, например, [29–32]. Действительно, распределение интенсивности эванесцентных волн ТМ-поляризации в нормальном направлении от дипольного источника при отсутствии потерь в случае $\delta = d/2$ таково, что для волны любой пространственной частоты интенсивность в точке "ближнепольного изображения" повторяет интенсивность в точке источника, как показано на рис. 5а. Однако это не означает, что поле внутри субволнового объекта идеально повторяется в точке "ближнепольного изображения". Во-первых, условие $\delta = d/2$ ограничивает действие суперлинзы только планарными объектами. Во-вторых, даже тонкий рассеиватель субволнового размера, например нанодиск, даже освещённый ТМ-поляризованной волной, создаёт волны с ТЕ-поляризацией. Наконец, поле в каждой точке такого диска содержит вклад не только эванесцентных, но и распространяющихся волн. Поэтому, для того чтобы судить о ближнепольном изображении, необходимо рассматривать не соотношение между затуханием эванесцентной волны в свободном пространстве и её усилением в серебре, а физику эффекта субволнового изображения.

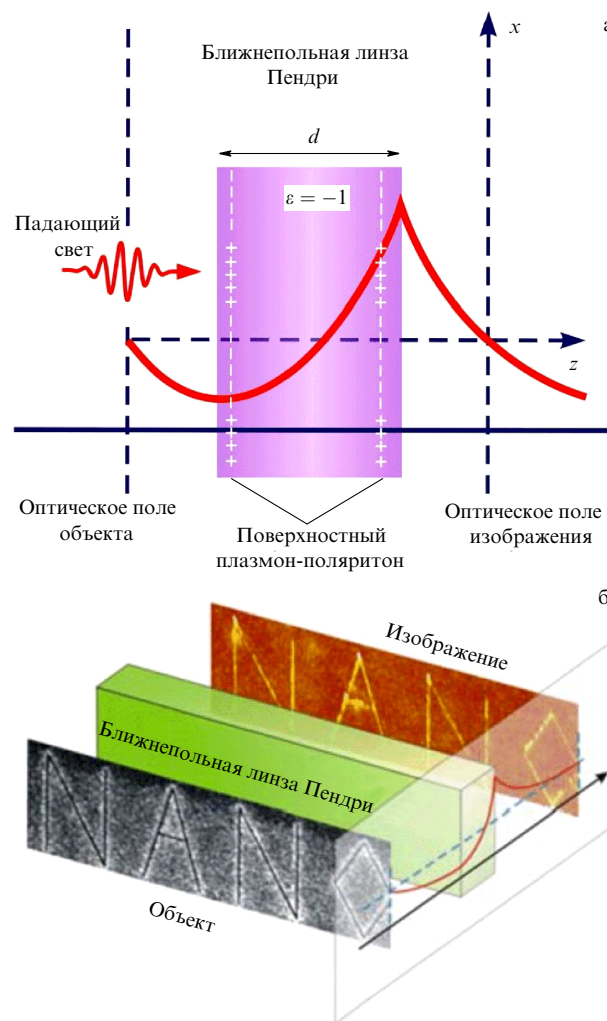


Рис. 5. (В цвете онлайн.) (а) Экспоненциальное возрастание амплитуды эванесцентной волны в слое среды с $\varepsilon = -1$ и $\mu = 1$ в теории серебряной суперлинзы часто трактуется как необходимое и достаточное условие формирования ближнепольного изображения. (б) Экспериментальная демонстрация визуализации объекта с субволновыми деталями порядка $\lambda/5$ с помощью суперлинзы типа Пендри из серебряной плёнки [35]. Области между плёнкой и объектом, а также между плёнкой и изображением заполнены диэлектрической средой, а изображение формируется на поверхности фоторезиста. Суммарная толщина диэлектрических слоёв существенно больше d . (Рисунок 5б из работы [35] воспроизводится с разрешения American Association for the Advancement of Science; разрешение получено через Copyright Clearance Center, Inc.)

Безусловно, данный эффект связан с возрастанием эванесцентных волн поперёк слоя серебра, однако субволновое изображение в области за серебряной плёнкой формируется не так, как в идеальной линзе. Дипольный объект, ориентированный по нормали к слою, возбуждает поверхностные плазмоны-поляритоны на границах слоя серебра, причём амплитуда поляритона на задней поверхности серебра оказывается большей, чем на передней [33, 34].

Волновой пакет поляритона имеет очень широкий пространственный спектр, и соответственно распределение интенсивности электрического поля в плоскости слоя имеет резкий максимум на оси диполя. Для диполя, размеры которого много меньше d , эффективная ширина этого максимума интенсивности оказывается существенно меньше длины волны. Ширина Δ максимума попереч-

ного распределения интенсивности поля, созданного точечным диполем на задней поверхности тонкого слоя серебра, и является изображением диполя. Для слоя серебра в свободном пространстве эта ширина может быть с высокой точностью оценена как $\Delta \approx 2\pi d / |\log(\varepsilon''/2)|$, где ε'' обозначает мнимую часть относительной диэлектрической проницаемости серебра [33].

Если бы в серебре не было потерь, то величина Δ стремилась бы к нулю, $\Delta \rightarrow 0$, и точечный диполь действительно отображался бы точкой, но не на расстоянии $\delta = d/2$ от слоя серебра, а на его задней поверхности. Расстояние от объекта до слоя серебра в половину толщины слоя $\delta = d/2$ вообще оказывается нерелевантным для субволнового изображения в суперлинзе. Субволновое изображение, трактуемое как пространственное разрешение двух диполей, расстояние между которыми в плоскости суперлинзы много меньше λ , является наилучшим на задней поверхности плёнки, где это разрешение равно Δ [33, 34]. Однако практически это субволновое разрешение не имеет смысла и не означает получения субволнового изображения, так как его невозможно считать. Ближнепольные оптические микроскопы высокого разрешения имеют зонды с боковой поверхностью, покрытой металлом, поэтому взаимодействие зонда с серебряной плёнкой разрушает субволновое пятно, которое, таким образом, нельзя трактовать как изображение точечного объекта.

В реальной серебряной суперлинзе, например той, которая экспериментально исследована в [35] и схематически показана на рис. 5б, серебряный нанослой располагается между слоями диэлектрика (полиметилметакрилата) с $\varepsilon_m = -\text{Re } \varepsilon$. При этом изображение формируется на поверхности подложки — слоя фоторезиста, имеющего в линейном режиме более высокую диэлектрическую проницаемость. Для такой слоистой суперлинзы характерно иное пространственное распределение интенсивности, чем в оригинальной серебряной суперлинзе Пендри [25, 29–31], размещённой в однородной среде.

В основе ближнепольного изображения любой плазмонной суперлинзы (не только типа Пендри) лежит образование точечным объектом плазмонного волнового пакета субволновой ширины, называемого горячим пятном. Если горячее пятно лежит на задней поверхности нанослоя (серебра, и не только), то, как было сказано, для изображения оно бесполезно.

Однако наличие диэлектрических слоёв, в которых происходит вытягивание горячего пятна от серебра вдоль нормали с практическим сохранением ширины этого пятна, позволяет использовать зондовую микроскопию для считывания горячих пятен. Последние, таким образом, можно трактовать как субволновые изображения точечных объектов, причём разрешение двух точечных диполей примерно равно ширине плазмонного пятна.

Толщина слоя диэлектрика, отделяющего серебряную плёнку от фоторезиста, много меньше длины волны, и вытягивание горячего пятна на всю толщину слоя происходит из-за того, что ближнее поле, созданное точечным объектом, в области за серебряной плёнкой имеет в основном нормальную к ней поляризацию. Поэтому на границе фоторезиста и воздуха возникает скачок поля, равный квадрату показателя преломления фоторезиста. Так, на границе фоторезиста и воздуха появляется второй локальный максимум поля, который

и объясняет вытягивание горячего пятна на всю ширину фоторезиста. Причём внутреннее отражение эванесцентных волн в слое фоторезиста способствует сохранению примерно такой же ширины максимума интенсивности, как на задней поверхности серебряной плёнки.

В рассматриваемой слоистой суперлинзе пространственное разрешение (и в расчётах, и в экспериментах) достигает уровня $\Delta \approx \lambda/5$, причём расстояние от плоскости источника до плоскости изображения примерно такое же, а толщина слоя серебра близка к $\lambda/8$ [35]. Разумеется, это всего лишь частный результат, не означающий, что суперлинза формирует такое изображение точечного объекта, ширина которого привязана к длине волны падающего на объект света. На самом деле ширина изображения привязана к длине волны поверхностного плазмона и составляет несколько таких длин волн. Результат $\Delta \approx \lambda/5$ соответствует случаю, когда плазмонный резонанс слоя серебра имеет место на длине волны $\lambda = 360$ нм.

Известны и другие слоистые суперлинзы, в которых субволновое изображение без потери резкости может быть достигнуто на некотором расстоянии от задней поверхности нанослоя серебра (см., например, обзор [36]). Все они могут быть названы суперлинзами типа Пендри. Общим требованием для получения субволнового разрешения в суперлинзе типа Пендри является такая полировка поверхностей слоёв, чтобы шероховатости не превышали 1 нм, а параллельность слоя отклонялась от идеальной не более чем на несколько нанометров в масштабе площади изображаемого объекта. Разумеется, для этого используется дорогая нанотехнология.

Тем не менее суперлинза типа Пендри оказалась конкурентоспособной при производстве рентгеновских дифракционных решёток [36]. При этом дорогая нанотехнология используется один раз — для изготовления материнской решётки. Несколько размытые из-за конечной ширины плазмонного пятна, но практически пригодные копии материнской решётки изготавливают в фоторезисте с использованием так называемой плазмонной литографии — разновидности оптической литографии, в которой реализуется субволновое разрешение. При этом материнская решётка является изображаемым объектом, а слоистая структура из нанослоёв стекла, серебра, воздуха и фоторезиста работает как суперлинза. Плазмонная литография имеет два очевидных преимущества перед обычной контактной литографией сверхвысокого разрешения: она намного дешевле (при достаточно большом объёме производства — в несколько десятков раз) и её быстродействие значительно выше. С помощью контактной литографии можно создать рентгеновскую решётку на площади порядка 1 мм² за несколько часов, тогда как плазмонная литография создаёт реплику материнской решётки той же площади менее чем за 1 мин [36].

Отметим, что реализация псевдолинзы Веселаго для распространяющихся волн, описанной в работе [24], была подтверждена точными расчётами в 1978 году. В работе [37] Р.А. Силин расчётным путём показал, что волны, распространяющиеся в фотонном кристалле из сферических полостей в среде с $\varepsilon \gg 1$, являются обратными. Такая дискретная среда имеет эффективный показатель преломления $n = -1$, и слой этой среды является псевдолинзой без аберраций (мы называем её псевдолинзой Веселаго, но Силин, по нашим данным, в то время не был знаком с работами Веселаго и воспро-

извёл его результат по подавлению aberrаций независимо). Согласно книге Силина [38], экспериментально плоскопараллельная псевдолинза для сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона была реализована его группой в 1980-е годы.

Однако для эванесцентных волн фотонный кристалл из сферических включений с периодом порядка половины длины волны в матрице, конечно, не мог быть интерпретирован как сплошная среда с $n = -1$. Поэтому и эффекта пространственного возрастания или хотя бы неубывания эванесцентных волн, который является ключевым для любой суперлинзы, в такой структуре не наблюдается.

Что касается сплошных сред с отрицательным показателем преломления, то они возможны только в случае, когда вещественная часть их комплексного показателя преломления отрицательна. Но отрицательный показатель преломления во всём бесконечном диапазоне частот невозможен: и в статическом пределе, и при стремлении частоты к бесконечности он, как известно из курса электродинамики сплошных сред, с необходимостью положителен. Для наличия отрицательного n в некотором диапазоне частот необходима сильная частотная дисперсия ε и μ . Дисперсия, как следует из соотношений Крамерса–Кронига, неизбежно приводит к оптическим потерям. В магнитных полупроводниках, как, к своему сожалению, установил В.Г. Веселаго, условие $\text{Re } n = -1$ может быть достигнуто только ценой больших потерь, а именно $|\text{Im } n| > |\text{Re } n|$.

Когда на рубеже XX–XXI вв. появилась концепция идеальной линзы Пендри, научное сообщество поставило цель приблизиться к режиму идеального изображения (принципиальные недостатки самой концепции ещё не были выявлены). Поэтому возникла идея метаматериала — композитной среды с оптически малой дискретностью, такой, чтобы можно было считать материал с отрицательным показателем преломления оптически сплошным в рабочем диапазоне частот не только для распространяющихся волн, но и для достаточно высоких пространственных частот эванесцентного пространственного спектра. В то же время включения в композит должны были быть такими, чтобы не просто вещественная часть показателя преломления была отрицательной, например $\text{Re } n \approx -1$, но и мнимая часть была достаточно малой: $|\text{Im } n| \ll |\text{Re } n|$.

Поскольку неоднородная среда не может быть эффективно сплошной во всём бесконечном пространственном спектре эванесцентных волн и, более того, не может иметь пренебрежимо малые потери в соответствующем диапазоне частот, концепция идеальной линзы Пендри была заменена более реалистичной концепцией волновой суперлинзы, которая должна была формировать как дальнепольное изображение — конформное отображение протяжённого объекта, так и ближнепольное изображение — достаточно тонкое пространственное разрешение его мелких деталей. Именно для этой цели создавались первые метаматериалы — их создатели верили в возможность реализации такой суперлинзы.

Первые метаматериалы представляли собой оптически плотные решётки металлических включений в прозрачную матрицу для экспериментов в диапазоне СВЧ. Примеры таких композитов показаны на рис. 6. Если каждое включение имеет отклик типа колебательного контура, то это, как известно, соответствует лоренцевой

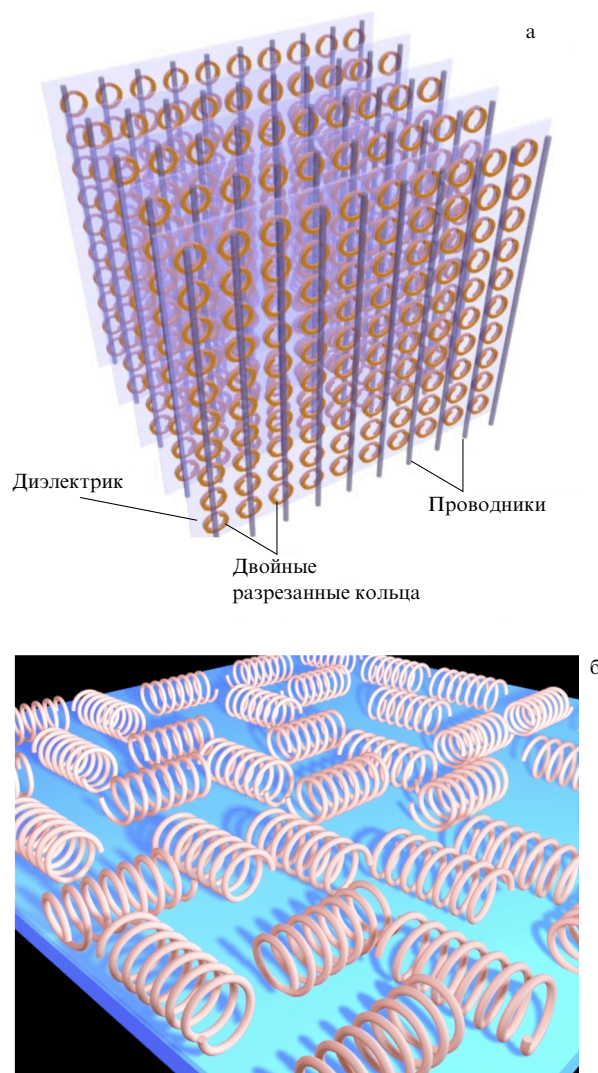


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Принципиальные схемы метаматериалов с отрицательным показателем преломления света: (а) комбинация металлических стержней с двойными разрезанными кольцами, (б) разупорядоченные спирали [43].

линии рассеяния и лоренцевой дисперсии электрической и магнитной поляризуемостей. Такой отклик является резонансным и узкополосным. Если включения имеют коллективный отклик типа плазменного, как, например, металлы в инфракрасной (ИК) и видимой областях спектра электромагнитных волн, то отклик оказывается широкополосным.

Для металлов на оптических частотах диэлектрическую проницаемость, пренебрегая потерями, можно представить как функцию частоты формулой Друде [3]: $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_e^2/\omega^2$, где $\omega_e = \sqrt{n_e e^2/\varepsilon_0 m_{\text{eff}}}$ — плазменная частота, n_e — концентрация электронов, m_{eff} — эффективная масса электрона. Такой отклик в СВЧ-диапазоне даёт оптически плотная периодическая решётка из параллельных металлических проводов (для волн, распространяющихся перпендикулярно проводам и имеющих электрическую компоненту поля, параллельную им) (рис. 8а).

Поэтому исторически первый метаматериал [39], который показал отрицательный показатель преломления на СВЧ для волн, распространяющихся в некоторой плоскости, состоял из перпендикулярных этой плоско-

сти проводов, обеспечивающих $\varepsilon < 0$ для соответствующих волн в широком диапазоне частот, и резонансных магнитных рассеивателей в виде двойных разрезанных проволочных колец, которые обеспечивали $\mu < 0$ в узкой полосе частот. Впрочем, эта структура, несмотря на вызванный публикацией [39] широчайший резонанс, оказалась несостоятельной даже для реализации режима псевдолинзы Веселаго. И тем более этот метаматериал не являлся эффективно сплошной средой для эванесцентных волн. Обзор неудачных попыток и анализ причин неудач приведены в справочнике [40, гл. 1]. Основной причиной неудач является высокий уровень потерь в субволновых магнитных резонаторах, который даже на СВЧ не позволяет реализовать режим $|\text{Im } n| \ll |\text{Re } n|$ в области, где $\text{Re } n \approx -1$.

В оптическом диапазоне ситуация с синтезом среды с отрицательной магнитной проницаемостью ещё сложнее, чем на СВЧ или миллиметровых волнах. Метаматериал, который показал $\text{Re } \mu < 0$ на длине волны 813 нм [41], обладает ещё более высокими относительными потерями, чем первый метаматериал [39]. Попытки создания магнитной плазмы с магнитной проницаемостью типа Друде, т.е. $\mu(\omega) = 1 - \omega_m^2/\omega^2$, где ω_m — аналог плазменной частоты для магнитной плазмы (идея такой плазмы была высказана в работе [42] и делались попытки её синтеза с использованием как резонансов плазмонных кластеров, так и магнитного резонанса Ми полупроводниковых сфер) тоже не имели успеха. Дело в том, что для искусственного магнетизма на высоких частотах наличие резонансного отклика является необходимым условием, а любой резонанс включения в прозрачную вмещающую среду, даже резонанс Ми почти прозрачной сферы из кристаллического кремния, предполагает резонансные потери в среде из таких включений [40].

Таким образом, трёхмерная волновая суперлинза Пендри, практическое воплощение идеальной линзы, оказалась нереализуемой, а все известные метаматериалы — неспособными осуществить режим отрицательного показателя преломления для эванесцентных волн. Это относится и к метаматериалу из разупорядоченных проволочных спиралей [43], показанному на рис. 6б.

В то же время для распространяющихся волн режим $|\text{Im } n| \ll |\text{Re } n|$ в области, где $\text{Re } n \approx -1$, т.е. режим, позволяющий создать псевдолинзу Веселаго на оптических частотах, был не так давно реализован (см., например [44, 45]). Впрочем, для реализации указанного режима в ближнем ИК-диапазоне не обязательно использовать метаматериал. Фотонный кристалл из воздушных сфер в полупроводниковой матрице успешно справляется с этой задачей (см. [46, гл. 1], а также [47]).

В заключение этого раздела обсудим экспериментально реализованную ближнепольную суперлинзу Пендри. Примерно 10 лет назад она нашла практическое применение в технологии изготовления рентгеновских решёток из фоточувствительного материала, где она используется как субволновой УФ-концентратор электрического поля, созданного первичной рентгеновской решёткой, освещённой лучом УФ-лазера. По сути, серебряная суперлинза создаёт изображение первичной решётки в фоторезисте в масштабе 1:1. Таким образом, можно изготовить множество репликаций первичной решётки в фоторезисте. В то же время все попытки внедрить эту суперлинзу для изображения других структур, кроме простейшей амплитудной решётки с оптически малым

периодом, до сих пор были тщетными. Попробуем понять и обсудить причины этих неудач.

Физический механизм субволнового разрешения суперлинзы связан с возбуждением поверхностного плазмон-поляритона на обеих сторонах серебряной плёнки. На границе серебра или, вообще говоря, плазмонного металла и диэлектрика (рис. 5а) может распространяться поверхностная волна с волновым вектором

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)\varepsilon_d}{\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d}}, \quad (3)$$

где ε_d — проницаемость диэлектрика. Из уравнения (3) следует, что при выполнении условия $\text{Re } \varepsilon(\omega) = -\varepsilon_d$ имеет место резонанс, т.е. при отсутствии потерь поверхностная волна имеет бесконечно большую амплитуду. Так как диэлектрическая проницаемость металла имеет дисперсию и приближённо описывается формулой Друде, а также обладает ненулевой мнимой частью, амплитуда поверхностных волн конечна. Соотношение амплитуд поверхностных волн на сторонах слоя плазмонного металла зависит от его толщины. При некоторой достаточной, но не слишком большой толщине слоя оказывается, что амплитуда поверхностной волны на задней поверхности слоя больше, чем на передней. Так как поверхностная волна экспоненциально убывает при удалении от поверхности, она является эванесцентной. Превышение амплитуды поверхностной волны на задней поверхности плёнки над амплитудой волны на передней поверхности есть не что иное, как возрастание эванесцентной волны поперёк слоя, аналогичное такому же возрастанию в идеальной линзе Пендри. Этот эффект даёт ближнепольное изображение объекта вблизи задней поверхности слоя. Физика такого возрастания имеет аналогию в теории вынужденных колебаний системы двух упруго связанных осцилляторов. Она подробно рассмотрена в справочном пособии [46, гл. 1].

Ближнепольная суперлинза Пендри как изображающая структура имеет три основных недостатка. Во-первых, она не формирует волнового изображения протяжённого объекта. Во-вторых, она формирует изображение на очень малом расстоянии от объекта — порядка четверти длины волны (половину этого расстояния составляет толщина серебряной плёнки, половину — два одинаковых диэлектрических промежутка между объектом и плёнкой и между плёнкой и зондом). Расстояние от зонда до объекта порядка $\lambda/4$, если $\lambda = 360$ нм, не соответствует требованиям неинвазивных методов получения наноизображений. Наконец, эта суперлинза работает в очень узкой полосе частот. В аналитической модели, пренебрегающей потерями, поверхностные плазмоны возбуждаются на частоте пересечения кривых частотной дисперсии диэлектрической проницаемости металла и диэлектрика (рис. 7а). В точной модели речь идёт о частотной полосе, ширина которой хотя и ненулевая, но меньшая, чем полоса сигнала существующих УФ-лазеров.

Избыточная частотная избирательность суперлинзы приводит к сильному отражению энергии от неё. Хотя эванесцентные волны не переносят энергию, их отражение приводит к потере энергии, потому что пара взаимно когерентных эванесцентных волн, образующаяся при отражении, энергию переносит. При отражениях той части частотного спектра, которая не попадает в полосу частот

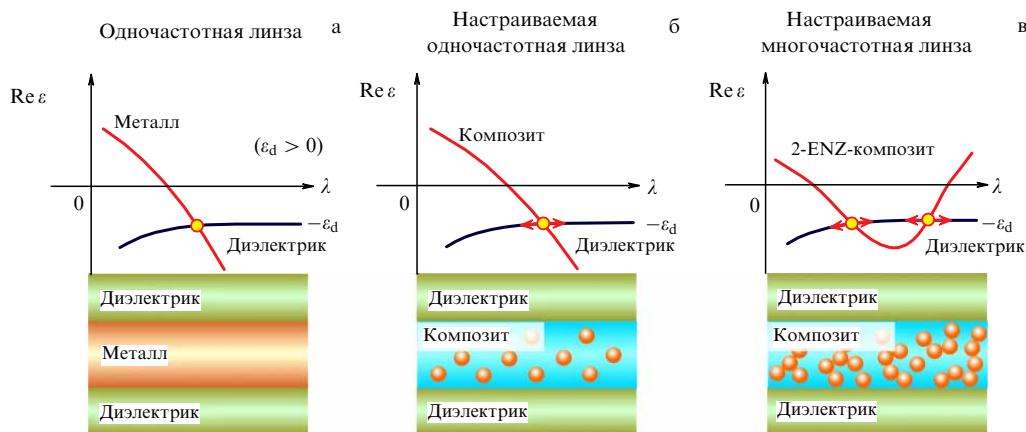


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Схемы ближнепольных металинз: (а) одночастотной, (б) настраиваемой одночастотной и (в) настраиваемой многочастотной [51]. (Рисунок из работы [51] воспроизводится с разрешения RSC Pu; разрешение получено через Copyright Clearance Center, Inc.)

суперлинзы, существенно снижается уровень сигнала в области изображения. Таким образом, получение изображения с помощью серебряной суперлинзы оказывается энергетически крайне неэффективным.

Вместо серебра для такой суперлинзы может быть использован металл-диэлектрический композит, описываемый эффективной диэлектрической проницаемостью ε_{eff} [48]. Добавляя в диэлектрическую матрицу серебряные наночастицы с объёмным фактором заполнения f ($0 \leq f \leq 1$), можно найти эффективную диэлектрическую проницаемость по формуле Лоренца – Лоренца [49]:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_d \frac{1 + 2f[(\varepsilon - \varepsilon_d)/\varepsilon + 2\varepsilon_d]}{1 - f[(\varepsilon - \varepsilon_d)/\varepsilon + 2\varepsilon_d]}. \quad (4)$$

Численная оценка по формуле (4) справедлива при условии $f < 1/d_E$ (здесь d_E — размерность среды). При превышении порога перколяции, $f \geq 1/d_E$, для моделирования эффективной диэлектрической проницаемости можно использовать более точный метод извлечения материальных параметров слоя из его S -параметров (комплексных коэффициентов отражения и прохождения) (см., например, [50]). В работе [49] целью использования нанокompозита вместо серебра была возможность изменять рабочую частоту, варьируя параметры частиц, т.е. настроить суперлинзу для работы на длине волны имеющегося мощного лазера. Однако в недавней работе [51] показано, что использование композита позволяет также расширить полосу частот, в которой диэлектрическая проницаемость композита (точнее, её вещественная часть) отрицательна.

В режиме перколяции некоторые композитные плёнки металл – диэлектрик обнаруживают спектрально вырожденное поведение функции диэлектрической проницаемости (англ. double-epsilon-near-zero — 2-ENZ), как показано на рис. 7в. Последнее означает, что условие плазмонного резонанса (4) выполняется для включений на двух частотах. Практически, если эти частоты близки, то можно добиться удвоения полосы частот суперлинзы, что решает проблему избыточной частотной избирательности.

Однако это далеко не всё, что даёт режим 2-ENZ-среды. В случае формирования долины для функции $\varepsilon_{\text{eff}}(\omega)$ может возникнуть широкополосная зона (частотный континуум) плазмонных возбуждений. В отличие от плаз-

мон-поляритонов в обычных плазмонных материалах, где для их возбуждения требуются специальные схемы связывания лазерного света с электронной плазмой, в 2-ENZ-метаматериалах поверхностные плазмон-поляритоны могут возбуждаться прямым действием света. Кроме того, в широкополосной долине материал может вести себя как среда с квазинулевым показателем преломления, $n \approx 0$, если оптические потери невелики. Хотя слой среды с $n \approx 0$ — это не то же самое, что суперлинза Пендри, при условии $n < 0$ данный слой также обладает способностью формировать ближнепольное изображение, если включаются нелинейные эффекты, такие как вынужденное комбинационное (рамановское) излучение и нелинейное рассеяние в случайной среде (см., например, [51–53]).

3. Суперлинзы на средах с предельной оптической анизотропией

3.1. Каналирование ближнепольных изображений в средах из проводов

Одним из возможных способов, который позволяет преодолевать дифракционный предел и передавать изображения субволнового размера с разрешением не хуже $\lambda/10$ в видимом и ближнем ИК-диапазонах на расстояния, большие длины волны, является метод каналирования ближнепольных изображений, предложенный в 2005 г. для диапазона СВЧ [54], распространённый позднее на более высокие частоты, включая оптические, и много раз проверенный экспериментально в разных диапазонах частот — от СВЧ до ближнего ИК [54–66]. Авторы предложенного метода отказались от использования эффекта усиления эванесцентных волн и предложили в качестве альтернативы конверсию эванесцентных волн в распространяющиеся волны. Эта конверсия происходит с высокой эффективностью на границе такого метаматериала, внутри которого все собственные волны, возбуждённые внешними источниками, являются распространяющимися.

На самом деле, внешние источники могут возбуждать на границе раздела и затухающие моды, но последние не будут переносить энергию, так как толщина слоя метаматериала в такой суперлинзе много больше длины волны. При отсутствии потерь в метаматериале и пра-

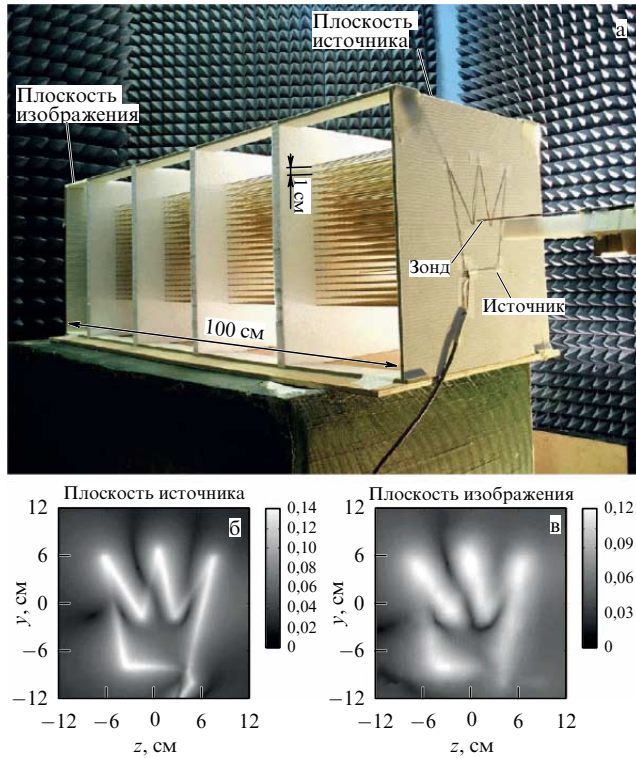


Рис. 8. (В цвете онлайн.) (а) Фотография суперлинзы на основе 21×21 проводов длиной 1 м. Радиус каждого провода 1 мм. Результаты сканирования ближнепольным зондом плоскости источника (б) и изображения (в) [66]. (Рисунок из работы [66] воспроизводится с разрешения © American Physical Society 2008.)

вильно выбранной толщине слоя такие волны будут переносить изображение с одной поверхности линзы на другую без ухудшения его качества, как если бы эти поверхности были соединены решёткой субволновых волноводов (рис. 8). (Радиофизику легко представить себе плотный массив параллельных друг другу коаксиальных кабелей.) На задней поверхности суперлинзы собственные моды метаматериала конвертируются обратно в эванесцентные волны, и изображение восстанавливается вблизи задней границы раздела.

Очень важным свойством рассматриваемого метаматериала является отсутствие резонансных потерь. Канализование ближнепольных изображений требует, чтобы потери были очень малы, так что в данном случае свойства метаматериала не связаны с резонансами включений, а обусловлены сильной пространственной дисперсией.

Рассмотрим физику процесса канализования на языке изочастот. Предположим, что метаматериал обладает плоской изочастотной поверхностью, т.е. для распространяющейся вдоль оси x волны область распространения ограничена бесконечной полосой $k_x \leq k_0$, а не кругом $k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2$, как для волны в вакууме (рис. 9). Тогда волна с любой компонентой вектора k_y будет распространяющейся.

Так как для реализации плоской изочастотной поверхности направления x и y должны быть предельно неравноценными, метаматериал должен быть предельно анизотропным. Примером метаматериала, обеспечивающего изочастотную поверхность, близкую к плоской в диапазонах от СВЧ до ближнего ИК, является среда из оптически тонких (но толстых по сравнению с толщиной

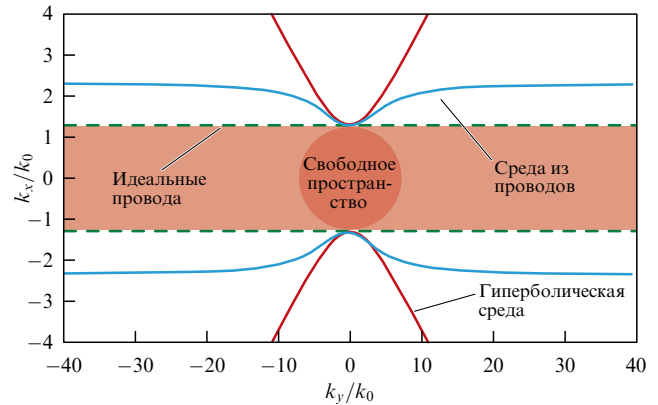


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Изочастотные контуры в плоскости (k_x, k_y) для среды из серебряных нанопроводов в среднем ИК-диапазоне. Кривые рассчитаны с использованием трёх аналитических моделей. Сплошные синие линии получены с помощью точной модели, учитывающей пространственную дисперсию в метаматериале (эта модель многократно проверена численно и экспериментально). Сплошные красные линии получены в модели, которая игнорирует пространственную дисперсию, причём среда из проводов ошибочно трактуется как гиперболический метаматериал. Зелёные штриховые линии соответствуют приближению идеально проводящего металла для проводов. Закрашенные области соответствуют распространяющимся волнам (тёмно-красный цвет для свободного пространства и светло-красный — для среды из идеально проводящих проводов). (Адаптированный рисунок из работы [65].)

скин-слоя) металлических проводов в диэлектрической матрице или вакууме. В аналитической модели среды проводов в вакууме её тензор диэлектрической проницаемости записывается в виде

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где диэлектрическая проницаемость в направлении, перпендикулярном оси x , вдоль которой вытянуты провода, равна относительной диэлектрической проницаемости вакуума, $\varepsilon_{\perp} = 1$, а вдоль направления x [67, 68]

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega, k_z) = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - \delta^2 - c^2 k_z^2}, \quad (6)$$

где Ω_p — эффективная плазменная частота среды из проводов, δ соответствует поглощению в металле, c — скорость света в вакууме, ω — циклическая частота электромагнитной волны. Метаматериал с такой диэлектрической проницаемостью поддерживает гиперболический режим на частотах ниже Ω_p (см. красную сплошную линию на рис. 9). Для идеально проводящих металлов поглощение стремится к нулю, тогда диэлектрическая проницаемость вдоль направления проводов описывается простой функцией: $\varepsilon_{\parallel}(\omega, k_z) = 1 - \Omega_p^2/(\omega^2 - c^2 k_z^2)$, которая соответствует плоской изочастотной поверхности и существованию специальных "волноводных" мод для $|k_x| \leq \omega/c$ (см. зелёную штриховую линию на рис. 9). Для реальных металлов с учётом пространственной дисперсии, возникающей в среде из проводов, изочастотная кривая выглядит сложнее (см. синюю сплошную линию на рис. 9) [42, 61, 67, 69]. Красным цветом на рис. 9 выделена область распространяющихся волн (ср. с областью для свободного пространства в виде круга в центре рисунка).

На границе раздела суперлинзы (слоя среды из проводов) и свободного пространства ТМ-поляризованные распространяющиеся волны преломляются в среду и преобразуются в распространяющиеся вдоль оси x (вдоль проводов) ТЕМ-моды. ТМ-поляризованные эванесцентные волны точно так же конвертируются в ТЕМ-волны и бегут с точно такими же фазовой и групповой скоростями, как и у распространяющихся.

Если на границах слоя отсутствует внутреннее отражение, то информация о распределении ближнего поля содержится в амплитудном и фазовом распределении волнового пакета. Пространственными частотами волнового пакета являются волновые числа, поперечные к оси x . Эти пространственные частоты не задают фазовых или групповых скоростей — они задают только период пространственных гармоник в плоскости yz .

Таким образом, необходимым условием каналирования ближнепольного изображения является отсутствие отражения на границе раздела метаматериала с внешней средой. Это достигается подбором толщины слоя, которая должна быть кратна половине длины волны во вмещающей среде. При таком условии среда из проводов работает как массив невзаимодействующих волноводов, вдоль которых распространяются ТЕМ-моды (точнее, квази-ТЕМ-моды из-за наличия оптических потерь).

Достоинства каналирующей суперлинзы заключаются в следующем:

1. Малые потери в метаматериале, т.е. довольно высокая энергетическая эффективность. При большой толщине проводов по сравнению с толщиной скин-слоя электромагнитная волна почти не проникает в провода и слабо затухает при распространении вдоль них. Так что при реализации суперлинзы в ИК-диапазоне на алюминиевых или серебряных проводах потери энергии в суперлинзе обусловлены в большей степени поглощением матрицы, в которой провода находятся.

2. Малая чувствительность качества изображений к потерям. Для предельно анизотропных материалов величина затухания собственной моды одинакова для всего пространственного спектра волнового пакета. Последнее означает, что потери приводят к снижению интенсивности изображения, но не к его искажению.

3. Малая чувствительность изображений к точности изготовления материала: при небольших отклонениях толщины проводов от средней величины, а также при малых вариациях их относительного расположения формируемое на задней поверхности суперлинзы изображение, как показали экспериментальные исследования, практически не меняется.

4. Большие расстояния, на которые можно каналировать изображения. Так, в работе [62] показано, что изображение может передаваться на расстояние до 42 длин волн в матрице с разрешением до $\lambda/10$. Правда, если требуется получить разрешение $\lambda/25$, то толщина суперлинзы сокращается до пяти длин волн.

Главный недостаток рассматриваемого метода изображения заложен в его сути: изображение объекта можно получить только для его поверхности, и только "при-слонив" её к суперлинзе. Трёхмерных изображений каналирующая суперлинза не даёт, а изображения поверхности практически получаются только для расстояний порядка $\lambda/10$ (и меньше) от передней поверхности суперлинзы, т.е. в зоне ближнего поля.

Несколько слов о "подводных камнях" — неочевидных недостатках каналирующей суперлинзы. Как показано в работах [56, 70], отражение от линзы на предельно анизотропных метаматериалах связано с резонансами, возникающими на "волноводных" модах внутри структуры. Поэтому передача изображений с минимальными искажениями происходит только на длинах волн, лежащих внутри зоны волноводных мод. Искажения изображения также возможны вследствие неидеального прохождения ближнепольного изображения через границу раздела даже при отсутствии отражений.

Сильная пространственная дисперсия среды из проводов позволяет сформироваться плоской изочастотной поверхности. В средах без пространственной дисперсии изочастотные поверхности имеют вид сфер, эллипсоидов или в экзотическом случае гиперболического метаматериала — гиперблоидов. Однако та же самая сильная пространственная дисперсия ограничивает (в области эванесцентных волн) пространственные частоты, для которых коэффициент прохождения пространственной гармоники равен единице. Для гармоник с очень большими значениями $k_y \gg k_0$ коэффициент прохождения существенно отличен от единицы. Из этих соображений можно вывести ограничение на разрешение линзы.

Воспользуемся критерием половинной интенсивности: пусть изображение двух точечных источников, располагающихся на расстоянии δ , разрешимо, когда коэффициент прохождения лежит в диапазоне $[1/\sqrt{2}, \sqrt{2}]$. Критическая величина $k_y^{\max}$, для которой ещё выполняется это условие, будет равняться π/δ . Такой критерий разрешающей способности сильнее, чем критерий Рэлея, поскольку не только обеспечивает заданное разрешение, но и гарантирует, что изображение будет восстановлено с минимальными искажениями. При этом критерий половинной интенсивности конкурирует с другим, выведенным в работе [70], фундаментальным пределом разрешения суперлинз на средах из проводов, обусловленным периодичностью структуры.

Здесь важно отметить, что малое изменение частоты может существенно изменить разрешение устройства. Например, для фиксированных параметров среды из проводов [58] $kd/\pi = 0,996$ соответствует разрешению $\lambda/34$, а при $kd/\pi = 0,96$ разрешение падает уже до $\lambda/10$ (здесь d — толщина линзы). Фактически это означает, что частотная полоса, в которой можно получить разрешение не хуже $\lambda/10$, составляет всего 4%. В работе [56] субволновое разрешение достигалось для 18% частотной полосы.

Несколько слов о материале для среды из нанопроводов для работы на оптических частотах. При частотах выше 30 ТГц серебро имеет недостаточно высокую для реализации режима каналирования абсолютную величину диэлектрической проницаемости [71], и серебро следует заменить золотом или алюминием.

Первый эксперимент, в котором было получено сверхразрешение с использованием среды из проводов в ближнем ИК-диапазоне, продемонстрирован в работе [64]. Золотые стержни диаметром 12 нм и длиной 10 мкм были вплавлены в матрицу алюминия. Расстояние между стержнями составляло около 50 нм (рис. 10). Авторам работы удалось изготовить структуру из стержней такой толщины в матрице более 10 нм в диаметре, при этом добившись, чтобы стержни не пересекались между собой. Суперлинза обеспечивает разрешение на уровне $\lambda/4$ в диапазоне длин волн 1510–1580 нм.

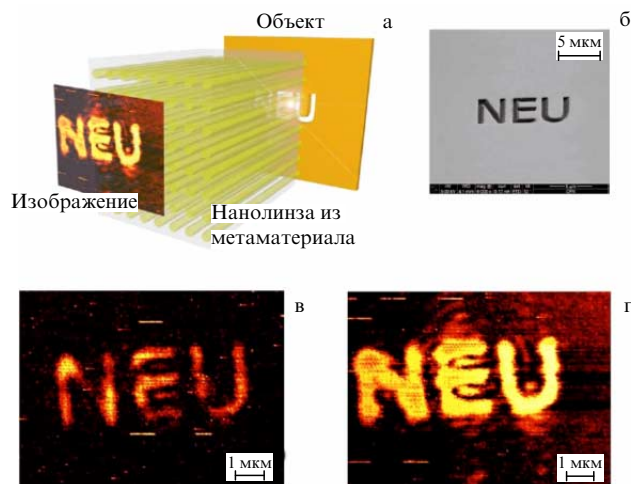


Рис. 10. (В цвете онлайн.) (а) Получение изображения с субволновым разрешением с помощью суперлинзы на основе среды из проводов на длине волны 1550 нм. Суперлинза состоит из металлических проводов, помещённых в диэлектрик. Такой метаматериал позволяет передавать субволновые детали источника изображения на значительные расстояния, более чем в шесть раз превосходящие длину волны (λ). (б) Изображение, полученное сканирующим электронным микроскопом (Scanning Electron Microscope, SEM), букв NEU, фрезерованных в золотой металлической плёнке толщиной 100 нм. Ширина букв 600 нм (0,4 λ). (в) Сканирование в ближнем поле источника изображения на длине волны 1550 нм с помощью сканирующего ближнепольного микроскопа (SNOM). (г) SNOM-сканирование полученного с помощью суперлинзы из метаматериала изображения, находящегося над поверхностью суперлинзы [64]. (Рисунок из работы [64] воспроизводится с разрешения American Institute of Physics; разрешение получено через Copyright Clearance Center, Inc.)

В последние годы вышел ряд статей, в которых развивается идея суперлинз на средах из проводов. Так, в работе [72] предлагается оригинальное решение по созданию материала из проводов и листов графена для получения изображений в терагерцевом диапазоне. Ближнепольная передача изображений на ТГц-частотах может быть важной для таких приложений, как детектирование и измерение массы и объёма мелких биологических субстанций (например, клеток крови), многих органических молекул, радиоактивных атомов, микробов, вирусов и частиц взрывчатых веществ. В конструкции [72] плазмонные моды, возбуждающиеся в графене, взаимодействуют с распространяющимися модами внутри проводов. За счёт такого взаимодействия удалось добиться разрешения около $\lambda/10$ в широком диапазоне частот, 5–65 ТГц; кроме того, была показана возможность управления свойствами металинзы посредством изменения химического потенциала графена. Несмотря на то что в [72] приводится подробная инструкция по возможному эксперименту, самого эксперимента с такой структурой не было поставлено.

В качестве курьёза укажем, что трёхмерную структуру из металлических наностержней, которую для получения субволновых изображений в коротковолновой области видимого света предложила использовать группа С. Каваты [73], в литературе довольно часто не отличают от среды из нанопроводов. На самом деле такая структура отлична от среды, состоящей из проводов. Это резонансная суперлинза, использующая для передачи ближнепольных изображений возникающие в наностержнях локализованные поверхностные плазмоны, которые

электродинамически сильно связаны между собой локально усиленными ближними полями.

Физика таких суперлинз рассмотрена в работе [65], где обсуждаются и их недостатки — примерно такие же, как и недостатки суперлинзы Пендри. По сравнению со сплошным слоем серебра суперлинза на наностержнях имеет лишь одно, но важное достоинство — возможность работы на нескольких частотах. Впрочем, относительный частотный диапазон каналирующей суперлинзы в ближней ИК-области оказывается шире, и поэтому практическим достоинством суперлинзы Каваты является только коротковолновый диапазон оптических частот, на которых она, в отличие от каналирующей суперлинзы, может работать.

Авторы работы [73] предлагали использовать структуру из металлических наностержней для передачи изображений некогерентных источников, также было показано [74, 75], что она может применяться и для работы с когерентными источниками.

Каскадирование структур из металлических наностержней с малыми зазорами между массивами [76] может приводить к передаче изображений с субволновым разрешением в широком частотном диапазоне (вплоть до передачи цветных изображений), однако лишь для некогерентных источников. В случае когерентных источников функционирование таких линз ограничено узким частотным диапазоном [77], характерным для режима каналирования.

3.2. Каналирование ближнепольных изображений в одномерном метаматериале и резонансное туннелирование в фотонном кристалле

Хотя для каналирования ближнепольных изображений чаще используют именно провода (в ИК-диапазоне — нанопровода, в ТГц-диапазоне — микропровода), это не обязательно. Как показано в работе [57], каналирование возможно и в периодической структуре чередующихся серебряных и диэлектрических нанослоёв, где при соответствующем выборе толщин слоёв (причём толщина серебряных нанослоёв должна быть много меньше толщины скин-слоя) почти плоские изочастоты оказываются в длинноволновой части диапазона видимого света. Одновременно и независимо тот же результат был получен в работе [78].

Авторы работы [79] на основании расчётов сравнивают свойства аналогичной наноструктуры для различных диэлектриков: SiO, SiO₂, SiC, Si₃N₄, Si. Демонстрируются результаты моделирования построения изображения флуоресцентных меток с использованием металинзы из N слоёв металла и $N + 1$ слоёв диэлектрика ($N \leq 5$). В используемой модели также учитывается изменение скорости эмиссии флуоресцентной метки из-за неоднородности окружающей среды. Настраивая параметры металинзы и расстояние от объекта до линзы, авторы [79] показывают, что существует режим, в котором плазмонное усиление на поверхностях металл–диэлектрик вместе с эффектами каналирования приводят к весьма впечатляющему субволновому разрешению. В случае $N = 5$ расстояние между двумя метками, которые теоретически удаётся разрешить в видимом свете, $\Delta = 5$ нм (порядка 0,01 λ) для точечных объектов, удалённых от линзы на расстояние до 30 нм.

Внутренний период каналирующей структуры много меньше длины волны не только в свободном пространстве, но и в диэлектрической среде, из которой состоят

нанослои, разделяющие слои серебра. Таким образом, эта структура представляет собой одномерный метаматериал, т.е. эффективно сплошную резонансную среду. К сожалению, субволновое разрешение в такой структуре оказалось слишком чувствительным к геометрическим параметрам слоёв, и при практической реализации технологически неизбежны отклонения в толщинах слоёв; искажения поля от разных слоёв в такой суперлинзе суммируются и уничтожают её субволновое разрешение уже при $N > 2$ [80, 81].

Однако не только в предельно анизотропных сплошных средах, метаматериалах, но и в некоторых фотонных кристаллах наблюдается режим передачи ближнепольных изображений, близкий к режиму каналирования. В работе [81] такой режим был назван резонансным туннелированием изображения. Вначале этот режим был получен как численный результат без объяснений в работах [70, 82–85]. Затем в работе [54] была указана аналогия передачи ближнепольных изображений через слой фотонного кристалла с режимом каналирования. Действительно, несмотря на наличие включений, соизмеримых по размерам с длиной волны, ряд фотонных кристаллов обладает предельно высокой анизотропией, что роднит их со сплошными предельно анизотропными материалами. У таких фотонных кристаллов изочастотные поверхности могут быть приближённо плоскими, что и объясняет резонансное туннелирование.

Первым экспериментальным результатом по получению субволнового разрешения на фотонных кристаллах можно считать опубликованное в 2003 г. короткое сообщение [86]. Изображение формировалось на расстоянии 2,75 см от задней поверхности линзы в узком частотном диапазоне, от 9 до 9,4 ГГц, с наилучшим фокусом на частоте 9,3 ГГц (рис. 11).

Однако фотонные кристаллы, в отличие от среды из проводов, не поддаются гомогенизации, поэтому их труднее использовать для получения субволнового изображения. Эванесцентная (как и распространяющаяся) волна при падении на слой фотонного кристалла с плоской изочастотной поверхностью создаёт помимо волны, распространяющейся поперёк слоя, несколько эванесцентных волн, и это влияет на амплитуду и фазу коэффициента прохождения. В итоге коэффициенты прохождения для разных пространственных частот оказываются существенно разными, и это различие не уменьшается при вариациях толщины слоя. Таким образом, теоретически сформулировать достаточные условия для оптимизации такой суперлинзы не удаётся. Необходимы интенсивные численные исследования.

В 2003 г. группой К. Сукулиса (который, по нашим данным, до 2015 г. не знал о работе Силина [37]) были численно и экспериментально получены как режим всеугловой отрицательной рефракции, так и псевдоскопическое изображение в слое фотонного кристалла с круговой изочастотой [47, 48]. Тогда же той же группой было получено и субволновое разрешение двух СВЧ-источников в слое фотонного кристалла из диэлектрических цилиндров в воздухе [88] (позднее было показано, что в данном случае изочастота фотонного кристалла приблизительно плоская). Эффективная ширина изображения практически точечного источника в измерениях работы [88] составила $0,21\lambda$. Спустя два года была опубликована работа [89], в которой получено двумерное изображение с помощью трёхмерного фотонного кристалла. Полуши-

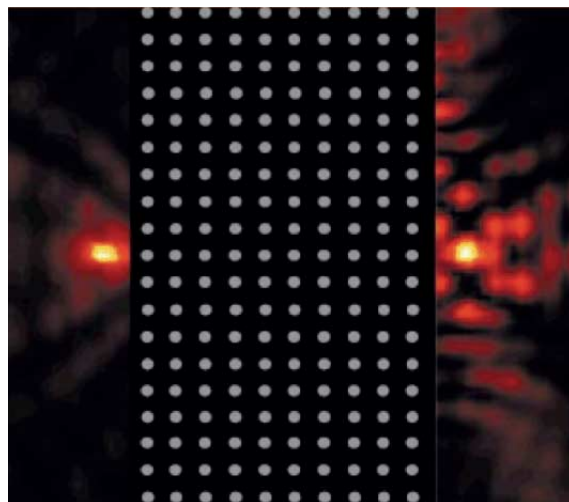


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Двумерная карта интенсивности электромагнитного поля в системе источник (слева)–плоская линза–изображение (справа) [86]. Геометрические размеры карты 37,5 × 30,0 см. Интенсивность источника варьируется от –20 дБ (жёлтый цвет) до –48 дБ (чёрный цвет); интенсивность изображения от –30 дБ до –75 дБ. (Рисунок из работы [86] воспроизводится с разрешения © Springer Nature 2003.)

рина максимума изображения повторяла полуширину максимума источника и составляла $0,35\lambda$. В 2009 году эксперимент на одномерном фотонном кристалле, состоящем из слоёв оксида алюминия, разделённых слоями менее оптически плотного диэлектрика [90], показал пространственное разрешение $0,27\lambda$ в СВЧ-диапазоне.

Первая попытка получить субволновое разрешение на фотонных кристаллах, работающих в оптическом диапазоне, а именно в ближнем ИК-диапазоне, относится к 2006 г. В работе [91] слой двумерного фотонного кристалла представлял собой решётку круглых отверстий с микрометровым периодом в плёнке кремния толщиной 260 нм на стеклянной подложке. Попытка оказалась неудачной: из-за наложения aberrаций на субволновое изображение эффективная ширина изображения точечного источника оказалась больше длины волны. Спустя два года авторам работы [92] удалось уменьшить размер изображения, используя фотонный кристалл из треугольных отверстий в гетероструктуре InP/GaInAsP/InP на подложке из InP. Но до настоящего субволнового разрешения по-прежнему было далеко. В работе [93] указано, что поверхностные (таммовские) состояния фотонного кристалла могут играть ключевую роль для размера изображения и даже приводить к возникновению aberrаций.

Все эти мешающие факторы учтены в работе [94], где получено субволновое разрешение в режиме резонансного туннелирования, совмещённого с режимом псевдоскопического изображения (при этом таммовских состояний на границах кристалла не возникает). Пространственное разрешение, экспериментально достигнутое в [94], в области ближнего ИК-диапазона — на длине волны 1,5 мкм — составило $\Delta = 0,40\lambda$. Такая суперлинза на фотонном кристалле является аналогом волновой суперлинзы Пендри, т.е. практическим воплощением идеи этой линзы, но без обратных распространяющихся волн и нарастания эванесцентных волн.

В работе [95] показано, что ширину изображения точечного источника можно несколько снизить за счёт

градиентного изменения показателя преломления слоя фотонного кристалла [94] у границ раздела. Эффективная ширина изображения точки, показанная в этой работе в результате численного моделирования, составила $0,37\lambda$.

Таким образом, слои фотонных кристаллов хотя и позволяют за счёт использования режима резонансного туннелирования получить субволновое изображение и даже совместить его с волновым изображением, но на оптических частотах улучшение пространственного разрешения по сравнению с таковым обычной иммерсионной линзы оказывается настолько скромным, что едва ли может оправдать значительное повышение стоимости устройства. Поэтому авторы работ последних лет предлагают использовать суперлинзы на фотонных кристаллах не только и не столько для получения изображений, сколько для диагностики объекта [96, 97] или для демультимплексинга — пространственного разделения волн с разной длиной волны [98, 99].

3.3. Каналирование ближнепольных изображений в гиперболическом метаматериале

Согласно рис. 9, метаматериалы с гиперболическими изочастотами, реализуемые в оптическом диапазоне частот как периодические структуры из нанослоёв плазмонного металла (серебра или золота), чередующихся с нанослоями диэлектрика, кажутся не слишком перспективными с точки зрения создания суперлинзы по сравнению со средами из проводов. Тем не менее оказывается, что, варьируя параметры такого метаматериала, можно менять кривизну его изочастотной гиперболической поверхности, так что некоторые изочастоты становятся почти плоскими. Именно этот эффект был использован в уже обсуждённых выше работах [57, 78, 79]. Различные варианты суперлинзы на гиперболических метаматериалах для различных диапазонов частот предложены, например, в работах [57, 66, 100, 101]. Эксперимент, поставленный в 2010 г. на радиочастотах, показал, что суперлинзы на гиперболических материалах могут достигать разрешения $\Delta = \lambda/200$ [100].

Авторы статьи [101] о гиперболических суперлинзах, работающих на частотах вблизи границы ИК-диапазона с видимым светом, рассматривают настолько малые толщины слоёв (порядка 5 нм), что в них начинают проявляться квантовые эффекты. Такая суперлинза обеспечивает разрешение $\Delta \approx \lambda/14$ на длине волны, соответствующей всеугловой отрицательной рефракции в слое метаматериала. Важным достоинством такой волновой суперлинзы (типа Пендри) по сравнению с волновой суперлинзой на фотонном кристалле является возможность управлять полосой отрицательной рефракции приложением внешней разности потенциалов и изменением свойств квантовых ям, из которых набрана линза.

Улучшить свойства суперлинзы может дополнительная схема плазмон-инжекционной компенсации потерь. Введение вспомогательного источника позволяет восстанавливать ослабленные компоненты спектра изображения с небольшим усилением шума. Авторы работы [102] подтверждают свою идею на примере линзы на гиперболических метаматериалах.

3.4. Гиперлинзы

Гиперболические метаматериалы, работающие на изочастотах, достаточно близких к плоским, оказались пер-

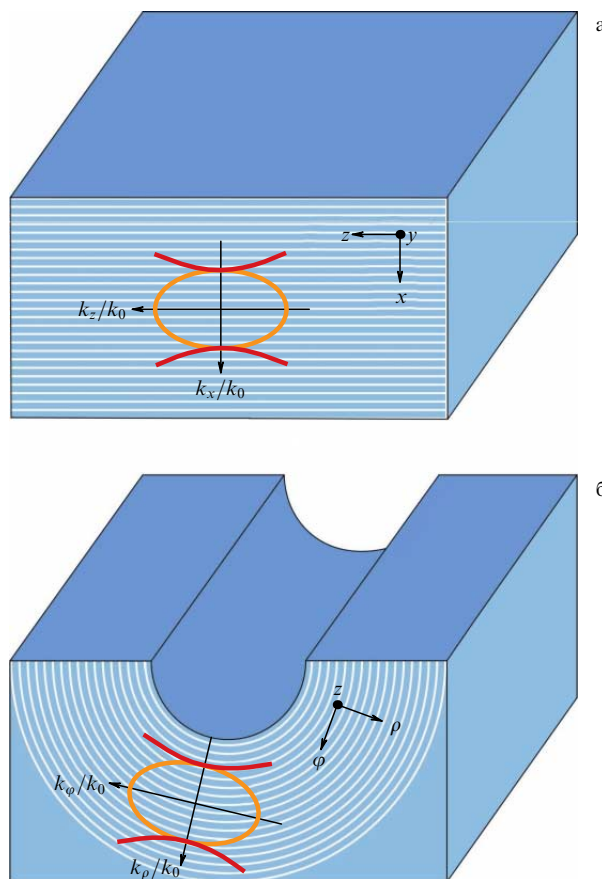


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Анизотропный многослойный метаматериал в (а) прямоугольной и (б) цилиндрической геометриях. В случае искривлённого метаматериала (б) тангенциальная компонента волнового вектора уменьшается при распространении волны вдоль радиального направления, в результате чего на внешней стороне такого метаматериала формируется увеличенное изображение.

спективными для создания увеличивающих суперлинз — гиперлинз.

В гиперлинзе происходит сжатие пространственного спектра таким образом, что падающие на неё эванесцентные волны, которые становятся внутри метаматериала распространяющимися, по мере распространения уменьшают пространственную частоту (т.е. поперечную компоненту волнового вектора). В итоге, достигая задней границы гиперлинзы, эти волны не конвертируются в эванесцентные, а остаются распространяющимися. В то же время субволновая информация, заложенная в них, сохраняется, потому что уменьшение пространственных частот происходит равномерно по пространственному спектру.

Фактически речь идёт о контролируемом — недифракционном — расплывании волнового пучка, переносащего при канализации ближнепольное изображение. Этот эффект достигается однородным изгибанием слоя гиперболического материала таким образом, что его изначально плоские границы превращаются в сферические (трёхмерный вариант) или цилиндрические (двумерный вариант). Соответственно искривляются и все нанослои, из которых состоит метаматериал, как показано на рис. 12. Благодаря сохранению углового момента $m = k_\phi r$ тангенциальные компоненты волнового вектора k_ϕ уменьшаются при распространении волны вдоль

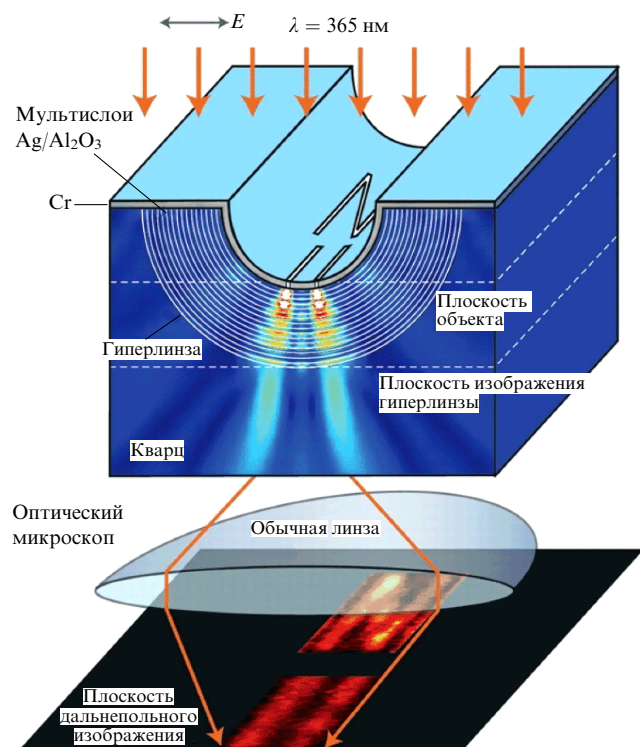


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение гиперлинзы и численное моделирование изображений субдифракционных объектов [106]. (Рисунок из работы [106] воспроизводится с разрешения American Association for the Advancement of Science; разрешение получено через Copyright Clearance Center, Inc.)

радиального направления. Степень увеличения изображения при этом равна отношению радиусов на двух границах линзы.

Такие увеличивающие суперлинзы дают возможность получать распределения полей с субволновой детализацией в масштабах, больших длины волны, что позволяет проводить их дальнейшую обработку средствами обычной дифракционной оптики (рис. 13) [35, 103]. Практические реализации гиперлинз на слоистых средах представлены различными научными группами [104–107].

Чтобы обойти проблему поглощения в реальных материалах и, таким образом, избежать искажений изображения в дальнем поле, конструкция гиперлинзы должна гарантировать, что все лучи, исходящие из плоскости объекта, проходят одинаковый путь через метаматериал. Рассеяние на поверхностях гиперлинзы может играть решающую роль для приложений визуализации. Поэтому дизайн гиперлинзы также должен обеспечивать согласование импеданса материала линзы с её окружением [108, 109].

Другие группы представили альтернативные решения для увеличения изображения с субволновым разрешением, также связанные с переходом в криволинейные координаты [110–113]. Показано, что преобразование волновых векторов, аналогичное происходящему в искривлённых слоистых материалах, может быть достигнуто за счёт уникальных дисперсионных кривых материалов гиперлинзы, при этом её внешняя геометрия может оставаться плоской [111, 112, 114]. Последнее особенно важно для биомедицинских исследований.

Первая цилиндрическая гиперлинза была реализована на практике посредством нанесения слоёв серебра

и оксида алюминия на поверхность полуцилиндрической полости в кварце [115]. Гиперлинза работала в УФ-диапазоне длин волн и обеспечивала разрешение $\Delta \approx \lambda/3$ и увеличение изображения в два раза.

В работе [116] экспериментально исследована сферическая гиперлинза, обеспечивающая разрешение 160 нм на длине волны 410 нм и увеличение изображения примерно в 2,1 раза. Гиперлинза была сформирована нанослоями серебра и оксида титана в полусферической полости. В статье [109] показано, что субволновое разрешение гиперлинзы может быть улучшено оптимизацией отношения толщин плазмонного и диэлектрического материалов, а также предложена технология изготовления так называемых свёрнутых (rolled-up) гиперлинз, в дальнейшем развитая в работах [117, 118]. В работе [119] оптимизировались гиперлинзы на основе текстурированных слоёв, что позволило снизить потери и добиться более высокой энергетической эффективности при сохранении субволнового изображения.

В работе [80] обсуждаются технические ограничения гиперлинз, составленных из нанослоёв металл/диэлектрик. Показано, что из-за сильной компенсации вкладов симметричных и антисимметричных собственных мод, возбуждающихся в материале линзы, её разрешение уменьшается с увеличением количества слоёв металла. Авторы указывают, что оптимальное число слоёв металла не может превышать 20. Кроме того, они исследовали и объяснили влияние потерь металла, зернистости и процентного соотношения металла на качество изображения. Их основной вывод состоит в том, что многослойные металл-диэлектрические гиперлинзы не обеспечивают такие разрешение и увеличение, которые могли бы оправдать затраты на их изготовление, а поэтому не имеют перспектив массового применения. Они могут найти применение, возможно, лишь в отдельных приложениях ближнепольной микроскопии, когда надо увеличить расстояние от объекта до изображения.

В работе [120] предлагается использовать возбуждение гиперболических фонон-поляритонов на границах раздела плоскопараллельной пластины из нитрида бора для получения сверхразрешения без увеличения изображения. Такая структура является полным аналогом серебряной суперлинзы Пендри, потому что в ней вследствие наличия связанных поверхностных состояний происходит нарастание эванесцентных волн в направлении от источника. С другой стороны, её можно отнести и к гиперлинзам, поскольку её материал является оптически прозрачным и имеет гиперболическую дисперсию в рабочем диапазоне частот — в дальнем ИК-диапазоне.

Такая гиперболическая суперлинза Пендри имеет значительно лучшее разрешение, чем серебряная. Её теоретическое пространственное разрешение при оптимальной толщине $\Delta = \lambda/40$, а в эксперименте оно оказывается равным $\lambda/32$. Несмотря на такое рекордно высокое разрешение, применение этой суперлинзы для изображения субволновых деталей *in vivo* не актуально, поскольку речь идёт о длине волны 12 мкм. Подобные суперлинзы, согласно [120], могут найти применение в фотонных вычислениях или стать основой ультракомпактного субволнового спектрометра.

3.5. Эндоскопы с субволновым разрешением

Заменяя гиперболический метаматериал средой из проводов, можно получить суперлинзу, в которой длина

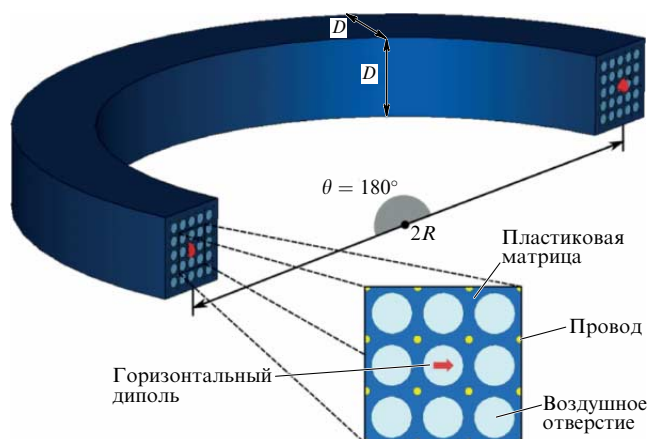


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Гнущийся терагерцевый эндоскоп с массивом 6×6 проводов в матрице полимера [127]. (Рисунок из работы [127] воспроизводится с разрешения © The Optical Society.)

проводов гораздо больше её поперечного размера. Если этим проводам, кроме того, придать однородную поперёк образца расходимость, то помимо каналирования ближнепольных изображений мы получим их увеличение. Симуляции показывают, что если угол наклона крайних проводов к оси такой структуры — эндоскопа — не слишком велик, то это не разрушает режима каналирования, а увеличение будет зависеть от угла наклона проводов и длины эндоскопа. Интересно, что один и тот же эндоскоп может использоваться и для увеличения, и для уменьшения изображения, в зависимости от ориентации по отношению к объекту.

Численное моделирование СВЧ-суперлинзы длиной 1 м с увеличением изображения в три раза проведено в работе [121], в то же время в работе [62] речь идёт о пятикратном увеличении. В экспериментальных образцах, работающих на СВЧ [100, 122], удалось добиться разрешения $\lambda/30$ при увеличении изображения в три раза. Однако применений на СВЧ такие структуры не находят. Эндоскопы с субволновым разрешением и увеличением изображения нужны в ТГц-диапазоне [62, 123, 124], а также на мегагерцевых частотах, используемых в магнитно-резонансной томографии (МРТ) [125, 126].

В работе [127] проанализированы свойства терагерцевого эндоскопа на основе металлических микропроводов для различных углов изгиба (рис. 14). Оказалось, что изгибание волновода влияет на его частотные полосы пропускания. Эксперимент в микроволновом диапазоне подтвердил этот вредный эффект, предсказанный в моделировании. Даже лёгкий изгиб волновода приводит для данной частоты к смене состояния "максимум прохождения мощности, минимум потерь" состоянием "минимум прохождения, максимум потерь". В этой ситуации субволновое разрешение теряет смысл, поскольку первичный оптический сигнал не доходит по эндоскопу даже в прямом направлении — от источника до объекта. Полученные данные показывают, что использование терагерцевых эндоскопов, в которых субволновое разрешение обеспечивается средой из проводов, сопряжено со значительными сложностями.

На мегагерцевых частотах в МРТ этот эффект не имеет значения, так как в данном случае изгиба эндоскопа, как правило, не происходит. Кроме того, длина эндоскопа, используемого в МРТ, составляет не более ста

длин волн, как в терагерцевом эндоскопе, а ровно половину длины волны. Поэтому даже при изгибе коэффициент прохождения мощности через эндоскоп на его рабочей частоте убывает незначительно.

4. Металинзы с субволновой фокусировкой и субволновым разрешением на основе метаповерхностей

Одновременно с развитием суперлинз на трёхмерных материалах шло развитие концепции метаматериалов в сторону их упрощения. Возможно, наиболее практически важным упрощением является замена объёмного метаматериала поверхностным. При этом термин "метаматериал" сохраняется за объёмной средой из искусственных включений (или резонансных, или обеспечивающих необычную частотную или пространственную дисперсию), а оптически тонкий планарный массив включений такого рода называется метаповерхностью [6, 128].

Частота упоминания термина "метаматериал" в англоязычной литературе в начале 2000-х годов претерпела бурный рост, замедлившийся к началу 2010-х, и, наконец, пошла на спад в последние годы. Одновременно упоминание "метаповерхности" как двумерного аналога объёмного метаматериала стало всё более частым. Начиная с 2015 г. и до сегодняшнего дня частота употребления этого термина находится в зоне нелинейного роста. Последнее не удивительно, так как свойства метаповерхностей зависят от взаимного расположения включений только в двух направлениях, тогда как свойства метаматериалов — в трёх.

Создание наноструктурированного метаматериала для работы в видимом диапазоне частот — задача на пределе современных технологических возможностей, в то время как метаповерхности можно получать стандартными методами, из которых наиболее дорогим и медленным является электронная литография, причём имеется целый ряд доступных и недорогих планарных нанотехнологий, основанных на явлении самоорганизации.

Ключевой вопрос для нашего обзора звучит так: если мы убираем одно измерение из метаматериала, может ли такая металинза обеспечивать субволновую фокусировку и субволновое разрешение? Ответ на этот вопрос утвердительный.

Метаповерхности могут локально изменять фазу прошедшей или отражённой волны, что подробно рассмотрено в обзоре [6]. Это свойство открывает возможности для фокусировки света азимутально симметричной метаповерхностью с радиально неоднородными плотностью и ориентацией метаатомов (включений).

Напомним кратко, о каких металинзах говорилось в работе [6]. Управляя размером и/или ориентацией включений (метаатомов), можно добиться гиперболического профиля сдвига фазы в радиальном направлении. Это фазовое распределение при условии освещения линзы плоской волной обеспечивает преобразование плоского фронта в сферический фронт, сходящийся в точку [129]. Металинзы, сконструированные таким образом, обладают рядом достоинств по сравнению с преломляющими линзами, такими как планарность технологии, субволновая толщина, отсутствие сферических aberrаций и многими другими [130]. Однако сфокусированный таким образом свет концентрируется на расстоянии от мета-

линзы, сравнимом с длиной волны, а сходящийся волновой пучок подвержен тем же законам дифракции Аббе, что и в случае применения обычных линз. Поэтому пространственное разрешение таких металинз ограничено критерием Рэлея.

Указанное ограничение может быть преодолено для метаповерхностей с использованием иных физических механизмов. Известны следующие методы получения субволновой фокусировки и субволнового разрешения: использование двух параллельных друг другу метаповерхностей, создание зонных пластинок для эванесцентных волн, использование фазового сопряжения волнового фронта и так называемых сверхосцилляций в пространственной области. Кроме того, применяя частотное сканирование и цифровую обработку измеренных данных, можно реализовать субволновое разрешение, используя только одну резонансную метаповерхность.

4.1. Сверхразрешение с использованием двойной метаповерхности

В упрощённой аналитической модели принцип работы суперлинзы из двух метаповерхностей, сильно связанных ближними полями, полностью аналогичен принципу работы суперлинзы Пендри. В разделе 2 мы упоминали, что этот физический механизм имеет аналогию в теории упруго связанных осцилляторов. Обсудим его подробнее, следуя работе [131].

Пусть два одинаковых маятника связаны друг с другом пружиной (рис. 15а). В отсутствие пружины каждый маятник представляет собой осциллятор с единственной резонансной частотой ω_0 . Пружина обеспечивает связь осцилляторов, и в системе происходит расщепление резонанса на нормальные моды с частотами осцилляций $\omega_1 < \omega_0$ и $\omega_2 > \omega_0$. Если воздействовать на первый маятник с внешней силой F , осциллирующей с частотой индивидуального резонанса ω_0 , то амплитуда колебаний второго маятника оказывается значительно больше, чем амплитуда колебаний первого. Более того, для любой частоты в диапазоне $\omega_1 < \omega < \omega_2$ происходит увеличение амплитуды колебаний второго маятника по сравнению с амплитудой первого, т.е. $\theta_2/\theta_1 > 1$, и это отношение достигает максимума на частоте ω_0 (на частотах нормальных мод ω_1 и ω_2 вся система колеблется как один осциллятор, причём $\theta_1 = \pm\theta_2$).

В суперлинзе Пендри роль маятников (рис. 15б) играют поверхностные плазмон-поляритоны на границах слоя материала с отрицательной действительной частью комплексной диэлектрической проницаемости. Дисперсионная кривая одного плазмона-поляритона в области эванесцентных волн $k_t > k_0$ является практически горизонтальной прямой, так что для любого k_t граница раздела представляет собой осциллятор с одной и той же собственной частотой. В случае слоя конечной толщины эти осцилляторы связаны эванесцентными волнами, что эквивалентно упругой связи. Дисперсионная кривая расщепляется на две, причём обе кривые при $k_t > k_0$ по-прежнему близки к горизонтальным прямым. Таким образом, амплитуды всех пространственных гармоник волнового пакета плазмонов-поляритонов на задней поверхности будут больше, чем на передней. Так как все эти поверхностные волны наводятся падающими эванесцентными волнами, данный эффект означает не что иное, как экспоненциальное возрастание эванесцентных волн поперёк суперлинзы.

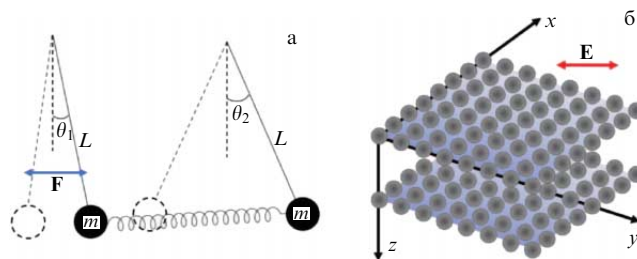


Рис. 15. Иллюстрация концепции связанных метаповерхностей: (а) система двух упруго связанных маятников, возбуждаемых колеблющейся внешней силой F , (б) система двух плазмонных метаповерхностей, возбуждаемых горячим пятном света с электрическим полем E . (Рисунок из работы [131] воспроизводится с разрешения © American Physical Society 2019.)

В работе [132] высказано предположение о том, что поверхностные волны (поляритоны) в резонансных метаповерхностях, представляющих собой плотные решётки резонансных элементов, ведут себя аналогично. В таком случае пара параллельных метаповерхностей, разделённых малым промежутком, будет обладать свойствами суперлинзы Пендри. Более того, эффект суперлинзы Пендри будет выражен гораздо сильнее, потому что в слое метаматериала эванесцентные волны являются на самом деле гибридными из-за оптических потерь. Вместе с тем в диэлектрическом промежутке между метаповерхностями имеют место чисто эванесцентные волны. С использованием криволинейных метаповерхностей возможно создание увеличивающих суперлинз [132].

Эти предположения применительно к суперлинзам, работающим на СВЧ, были подтверждены рядом расчётных и экспериментальных исследований, в ходе которых продемонстрировано равномерное по пространственному спектру возрастание эванесцентных волн, получены субволновое изображение и разрешение, а также проведена оптимизация суперлинзы с учётом отклонения дисперсионных кривых от горизонтали в области поверхностных волн [132–135].

Реализация этой идеи для видимого диапазона частот, где резонансные рассеиватели могли бы представлять собой наносферы из плазмонного металла, предложена в работе [136]. Далее расчёты для двух квадратных решёток из серебряных наносфер в работе [137] показали разрешение двух точечных диполей, равное $\Delta = 0,34\lambda$, причём изображение было теоретически сформировано на расстоянии $0,55\lambda = 240$ нм от объекта, а промежуток между метаповерхностями равнялся $0,3\lambda$. При замене наносфер наносфероидами, как это сделано в [138], разрешение можно улучшить лишь незначительно (до $0,31\lambda$) (рис. 16), зато полоса частот, в которой достигается разрешение в пределах $\Delta < \lambda/2$, расширяется до 13 %.

В [131] показано, что для плазмонной суперлинзы упрощённая модель двойной метаповерхности является неадекватной. Ближнепольное взаимодействие между решётками плазмонных сфер кардинально меняет форму расщеплённых дисперсионных кривых по сравнению с формой дисперсионной кривой одиночной метаповерхности. Поэтому оптимизация, которая проводилась в работах [137, 138] ради простоты именно для одной метаповерхности, не является оптимизацией для их пары.

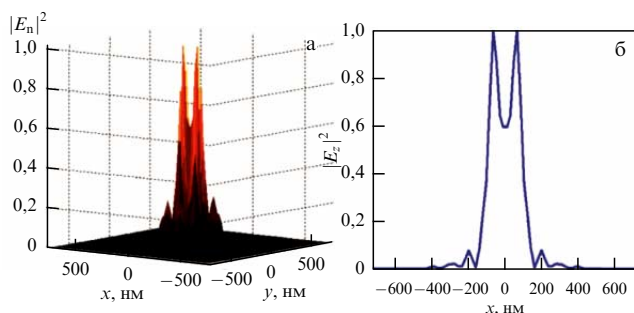


Рис. 16. (В цвете онлайн.) (а) Расчётное распределение электрического поля в плоскости изображения в случае двух вертикально поляризованных источников. (б) Проекция распределения в плоскости $y = 0$ [138]. (Рисунок из работы [138] воспроизводится с разрешения © The Optical Society.)

Настоящая оптимизация требует расчёта дисперсии для двух связанных метаповерхностей, для чего в [131] была построена аналитическая модель, основанная на недавно развитых методах ускорения сходимости решёточных дипольных сумм. После оптимизации оказалось, что для частот видимого диапазона квадратная решётка серебряных наносфер диаметром $\lambda/8$ с периодом $\lambda/6$ позволяет получить разрешение двух диэлектрических наносфер на уровне $\Delta = \lambda/6$. При этом толщина суперлинзы примерно равна $\lambda/2$, а расстояние между объектами, находящимися по одну сторону от суперлинзы, и их изображениями по другую сторону суперлинзы составляет примерно $0,6\lambda$. Однако это пока всего лишь теоретический результат.

Недостатком таких суперлинз на решётках резонансных частиц является то, что их действие распространяется только на эванесцентные волны. Для фокусировки распространяющейся части пространственного спектра необходимо отрицательное преломление, которое не реализуется регулярными линейными метаповерхностями. Этот недостаток можно преодолеть, используя нелинейные метаповерхности. В работе [139] показано, что пара параллельных метаповерхностей, характеризующихся граничными условиями фазового сопряжения

$$E_{t+} = E_{t-}^*, \quad H_{t+} = H_{t-}^*, \quad (7)$$

действует как идеальная суперлинза. Во временной области комплексное сопряжение касательных компонент полей на обеих сторонах поверхности соответствует обращению времени.

Возможная реализация на основе решёток нелинейных и невзаимных бианизотропных частиц предложена и проанализирована в работе [140]. Важнейшей особенностью предложенной структуры является то, что она по-разному реагирует на распространяющиеся и эванесцентные волны. В СВЧ-диапазоне необходимые свойства можно реализовать, используя балансные модуляторы. В принципе и в этих нелинейных и невзаимных решётках усиление эванесцентных мод происходит за счёт резонансных поверхностных мод. Использование фазового сопряжения предложено также в работе [141], однако описанные там метаповерхности должны обладать как параметрические усилители нереалистичной эффективности.

Возвращаясь к концепции двух связанных метаповерхностей, заметим, что для идеального субволнового

разрешения в таких структурах желательно, чтобы взаимодействие между резонансными элементами в решётке было минимальным. Тогда каждая частица возбуждалась бы только падающим полем в месте её расположения, что и обеспечило бы поточечное построение изображения. Конечно, устранить взаимодействие элементов в решётке невозможно, но этот недостаток можно превратить в достоинство, используя принцип частотного сканирования [142].

Рассмотрим плоскую регулярную решётку малых резонансных частиц с периодом, существенно меньшим длины волны. В СВЧ-диапазоне это может быть, например, решётка малых металлических спиралей, в оптике — решётка серебряных наносфер. Такая решётка связанных резонаторов имеет много резонансных мод — столько, сколько элементов в решётке. Если связи между элементами слабые, то резонансные частоты мод близки к резонансной частоте отдельного включения.

Предположим, что нам известен (из измерений или вычислений) спектр собственных мод решётки. Если возбудить решётку плоской волной (распространяющейся или эванесцентной) на частоте одной из мод решётки, то амплитуда и фаза колебаний наведённых токов в решётке будут определяться амплитудой и фазой падающей волны. В суперлинзе, предложенной в [142], изучаемый объект облучается волной с частотой, меняющейся в пределах резонансной полосы такой решётки, использующейся как сенсор. Поле, рассеянное объектом, разлагается в пространственный ряд Фурье, и амплитуды и фазы гармоник определяются посредством измерения амплитуды и фазы поля около двух или трёх произвольно выбранных элементов решётки. Пространственное распределение поля объекта находится посредством численного суммирования ряда Фурье. Интересно, что численного суммирования можно избежать, используя две параллельные решётки.

4.2. Сверхразрешение с использованием зонной пластинки для эванесцентных волн

Идея преодоления предела Аббе для разрешения на уровне $\Delta = 0,5\lambda$ с помощью перфорированного нанослоя серебра, представляющего собой зонную пластинку для эванесцентной волны, впервые была высказана в работе [143], но не была там реализована хотя бы на уровне расчётов. Субволновая фокусировка в такой структуре была теоретически получена в работе Р. Мерлина [144] 2007 г.

Зонные пластинки френелевского типа для эванесцентной волны реализуют принцип неизлучательной интерференции. Это интерференционное перераспределение эванесцентных волн в пространстве приводит в данном случае к существенному увеличению амплитуды электрического поля на оси пластинки. Обычно эванесцентные поля не ассоциированы с фазами, подобно распространяющимся волнам, однако в плоскости, перпендикулярной оси, вдоль которой эванесцентная волна затухает, она является распространяющейся и имеет фазовый фронт, что и делает возможной неизлучательную интерференцию.

Для простоты рассмотрим субволновую зонную пластинку в случае цилиндрической симметрии. Тогда идеальный фокус вместо точки представляет собой прямую, параллельную оси y , а любая компонента F электромагнитного поля, подчиняющаяся уравнению Гельм-

гольца, может быть выражена следующим образом:

$$F(y, z_\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(y', z_\beta) \exp[iq(y - y') + ik(z_\alpha - z_\beta)] dy' dq, \quad (8)$$

где

$$\kappa = \begin{cases} i \left| \left(q^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \right)^{1/2} \right|, & q > k_0, \\ \left| \left(\frac{4\pi^2}{\lambda^2} - q^2 \right)^{1/2} \right|, & q < k_0. \end{cases} \quad (9)$$

Уравнение (8) связывает значения поля F в двух плоскостях: $z = z_\alpha > 0$ и $z = z_\beta > 0$. Положим $F(y, 0) = M(y) \exp(iq_0 y)$, причём по условию $|q_0| \gg k$, т.е. падающая волна является эванесцентной с большой пространственной частотой. Функция $M(y)$ определяется локальным коэффициентом пропускания пластинки, находящейся в плоскости $z = 0$. Найдём $F(y, z)$, используя (8) и аппроксимируя $\kappa(q) \approx |q_0|$:

$$F(y, z) \approx \frac{1}{2\pi} \int \int \exp(iqy) \exp(-|q|z) M(y') \times \times \exp[i(q_0 - q)y'] dy' dq. \quad (10)$$

Достаточным условием для фокусировки эванесцентной волны является существование полюса в комплексной плоскости y . Например, вполне реализуемая функция пропускания $M(y) = (1 + y^2/L^2)^{-1}$ имеет полюсы $y = \pm iL$, причём поле $F(y, L)$ на расстоянии $z = L$ от пластинки, как легко показать, используя (10), пропорционально $L \exp(-q_0 L) \sin[(q_0 y/2)/y]$. Это соответствует субволновым размерам фокального пятна, потому что $q_0 \gg k$.

Данный принцип, подтверждённый количественными расчётами (в том числе трёхмерными) в статье [144], получил дальнейшее развитие в работах [145–148]. В работе [146] проведено численное моделирование методом конечных разностей во временной области для демонстрации того, что зонная пластинка с металлическим покрытием может обеспечить для эванесцентной волны субволновую фокусировку в видимом диапазоне длин волн, причём размер фокального пятна не зависит от выбора металла (рассматривались серебро, золото, алюминий и вольфрам, причём толщина металлической плёнки была одинаковой, равной 300 нм). Этот результат свидетельствует о том, что плазмонные эффекты не оказывают влияния на эффект субволновой фокусировки, который, как и в обычной зонной пластинке Френеля, становится возможным именно вследствие низкой прозрачности нанослоя металла. Кроме того, показано, что фокус в ближнем поле эванесцентной зонной пластинки подавляет фокусы старшего порядка, что приводит к возрастанию эффективности фокусировки.

Металинзы с рифлёной поверхностью теоретически исследовались в работах [149, 150]. Был описан дизайн металинзы, состоящей из щели с волноводом, окружённым линейными неперіодическими бороздками. Показано, что неперіодические бороздки могут формировать профиль магнитного поля в фокусе с эффективной шириной центрального максимума $\lambda/15$.

Так как субволновая фокусировка позволяет получать субволновое разрешение, а синтез амплитудного профиля может быть дополнен синтезом профиля фазового, металинза на эванесцентной зонной пластинке может быть использована для субволнового пространственного разрешения с увеличением, наподобие обсуждаемой в разделе 3.4 плоскопараллельной гиперлинзы. Эта идея была реализована в СВЧ-диапазоне. В работе [151] металинза содержала массив гребенчатых конденсаторов, напечатанных на тонкой подложке. Структура зонной пластинки оптимизировалась таким образом, чтобы обеспечить увеличение изображения на два порядка при наилучшем разрешении, равном примерно $\lambda/20$.

Отметим, что эванесцентная зонная пластинка — принципиально неперіодическая метаповерхность. Это создаёт большие трудности при её экспериментальной реализации для оптического диапазона частот, где она является наноструктурой. Поэтому экспериментальных данных по оптическим металинзам такого типа нет.

Результаты для рифлёных металинз из работ [149, 150] экспериментально подтверждены в [152] также на СВЧ. Подход к получению сверхразрешения, основанный на использовании толстых металинз, экспериментально проверен на СВЧ в работе [153], причём наилучшее разрешение составило $\lambda/38$ при физическом расстоянии между источниками $\lambda/33$.

4.3. Сверхразрешение на сверхосцилляциях

Важным недостатком зонных пластинок на эванесцентных волнах является жёсткое ограничение на положение объекта, изображение которого строится в данной плоскости. Действительно, поскольку задействованы волны, затухающие вдоль оси z , объект должен находиться от зонной пластинки на расстоянии много меньше длины волны, и это очень жёсткое ограничение на возможные применения таких металинз.

Поэтому альтернатива зонным пластинкам — металинза со столь же высоким пространственным разрешением, но позволяющая разместить её дальше от объекта и сделать пригодной для изображения протяжённых объектов, — была необходима. Такой альтернативой стала концепция так называемых сверхосцилляций Ааронова–Панчаратнама–Берри [154]. Идея сверхосцилляций во временной области принадлежит Я. Ааронову [155, 156]. Позднее М. Берри в работе [157] описал связь сверхосцилляций Ааронова и известной концепции, так называемой фазы Панчаратнама–Берри, которая была высказана намного ранее идеи Ааронова и введена в квантовой электродинамике.

Концепция сверхосцилляций, разработанная для временной области, была адаптирована для пространственной области, как показано в работах [158–160]. В этих работах была выявлена связь сверхосцилляций с ещё одним ранее известным эффектом — со сверхнаправленностью антенной решётки Щелкунова. Применение сверхосцилляций как для временного, так и для пространственного сверхразрешения подробно обсуждается в обзоре [161].

Рассмотрим, следуя работе [162], концепцию сверхосцилляций, перед тем как обратиться к их применению в физических системах. Сверхосциллирующей функцией называют функцию такого сигнала, максимальная частота осцилляций которого превосходит максимальную частоту его частотного спектра. Как такое возможно?

Рассмотрим периодическую функцию $f(x)$. Если её фурье-спектр

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-i\omega x) dx \quad (11)$$

равен нулю за пределами полосы частот $-\Omega < \omega < \Omega$, то обычно считается, что и сама функция меняется с периодом, меньшим $2\pi/\Omega$. Однако это не обязательно так. Например, функция (см. [155, 163]) вида

$$f(x) = (\cos x + ia \sin x)^N, \quad (12)$$

где $N \gg 1$ и $a > 1$ (иногда её называют канонической сверхосциллирующей функцией), может быть записана в фурье-представлении с наибольшей частотой осцилляций, равной N , обусловленной наличием слагаемых $\sin^N x$ и $\cos^N x$ при раскрытии скобок в (12). Однако если рассмотреть асимптотику функции $f(x)$ в окрестности $x = 0$, то после разложения осциллирующих гармоник в ряд Тейлора окажется, что максимальная частота, с которой осциллирует функция, равна aN . Действительно,

$$\begin{aligned} f(x) &\approx (1 + iax)^N = \exp[N \log(1 + iax)] \approx \\ &\approx \exp(iaNx). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь мы воспользовались разложением логарифма в ряд Тейлора и учли малость x . Очевидно, что у полученной функции частота осцилляций составляет aN . Отметим, что каноническая сверхосциллирующая функция гладкая и это позволяет аналитически анализировать её свойства. После нехитрых математических операций её можно представить в следующем виде:

$$f(x) = \left(\frac{a}{k(x)} \right)^{N/2} \exp \left(iN \int_0^x k(x') dx' \right), \quad (14)$$

где волновое число $k(x)$ введено как

$$k(x) = \frac{a}{\cos^2 x + \sin^2 x}. \quad (15)$$

Рисунок 17 иллюстрирует поведение канонической сверхосциллирующей функции на различных масштабах аргумента. Самые быстрые осцилляции — сверхосцилляции — происходят около нуля, где локальное волновое число $k_{\max} = aN$, а период осцилляций $\Delta x_{\min} = \pi/(aN)$ (рис. 17а). Самые медленные осцилляции соответствуют волновому числу $k_{\max} = N/a$, когда расстояние между ближайшими экстремумами осцилляций $\Delta x_{\max} = \pi a/N$ (рис. 17б). При этом амплитуда функции в области медленных осцилляций в a^N раз больше, чем в области сверхосцилляций.

Последнее утверждение обобщается для любых сверхосциллирующих функций. Сверхосцилляции имеют свою цену: амплитуда функции между двумя близко расположенными нулями сверхосцилляций значительно меньше максимальной амплитуды функции. В работе [157] Берри пытается ответить на вопрос: можно ли получить сигнал в полосе шириной 1 Гц, воспроизводящий "Девятую симфонию" Бетховена? Благодаря сверхосцилляциям это оказывается возможным, однако практическая реализация потребовала бы усиления мощности сигнала в 10^{19} раз.

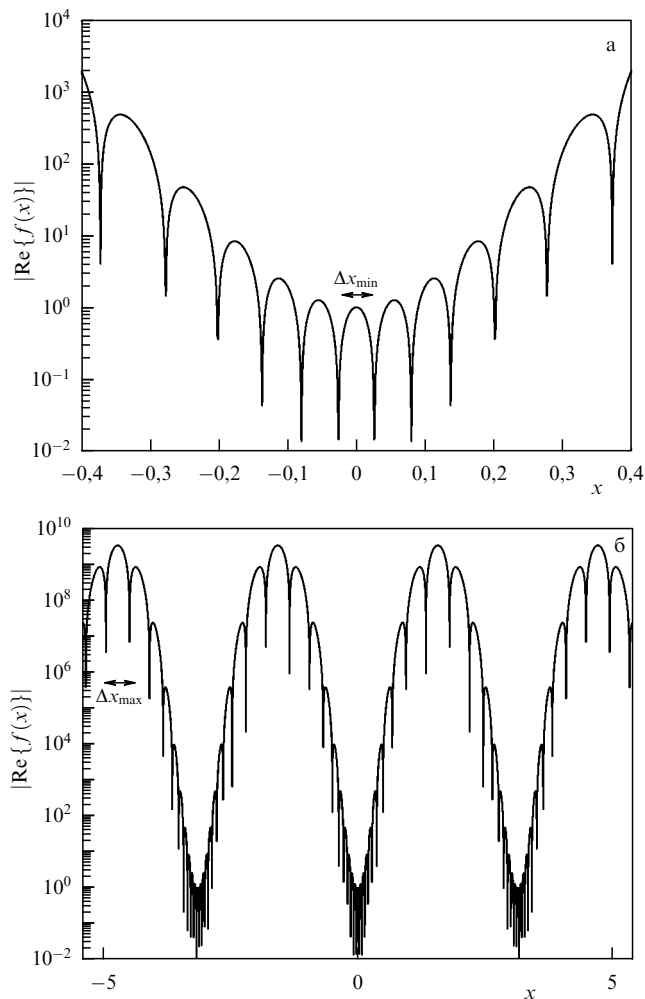


Рис. 17. Каноническая сверхосциллирующая функция с параметрами $a = 3$, $N = 20$ для значений аргумента (а) $-0,4 \leq x \leq 0,4$ и (б) $-5,4 \leq x \leq 5,4$. (Адаптированный рисунок из статьи [162].)

Очень низкая амплитуда сверхосцилляций делает их, на первый взгляд, не более чем занимательным математическим курьёзом без практического применения. Однако это не так, если речь идёт о приложениях, где требуется сверхразрешение.

Впервые концепция сверхосцилляций в пространственной области была реализована [164, 165] в 2007 г. Несмотря на низкую амплитуду сверхосцилляций, удалось зарегистрировать дифракционные картины от квазикристаллических массивов наноотверстий. В 2008 году те же авторы сообщили, что квазикристаллический массив наноотверстий в металлическом экране может имитировать свойства псевдолинзы, создавая изображение источника без увеличения на расстоянии нескольких десятков длин волн от линзы [166]. Измеренное пространственное разрешение линз было сравнимо с разрешением традиционных линз с высокой числовой апертурой, а именно, на длине волны 660 нм эффективная ширина фокального пятна составила 360 нм.

Первая конструкция одномерной сверхразрешающей линзы была представлена в работе [167] группы Н. Жёлудева в 2009 г. Чтобы добиться сверхразрешения, распределение полей в фокальной плоскости линзы должно представлять собой сверхосциллирующую функцию. Получение такого распределения вне области ближнего по-

ля возможно с помощью дифракции на решётке. Но для этого необходимо, чтобы сверхосциллирующую функцию распределения поля в фокальной плоскости можно было разложить в пространственный ряд Фурье — в виде суперпозиции плоских волн.

Следовательно, основным шагом при разработке металинзы является поиск разложения прошедшего поля с ограниченной полосой пространственных частот в ряд по плоским волнам. Волновые функции вытянутого сфероида оказываются хорошим кандидатом для этой цели. Важно не только то, что сфероидальные волновые функции образуют полный и ортогональный набор, но и то, что они ограничены по пространственным частотам распространяющимися волнами $[-k_0, k_0]$. Для построения такой металинзы используется алгоритм [159], основанный на принципе взаимности и переходе от пространственно распределённых источников к источникам, распределённым по пространственным частотам.

В статье [167] говорится, что переход от одномерного случая к двумерному тривиален. Однако в действительности получение двумерных металинз на сверхосцилляциях потребовало дальнейшего развития подхода и применения эволюционных алгоритмов, как показано в работе [168]. Авторы [168] предсказали эффективную ширину для фокального пятна $0,29\lambda$, находящегося в дальней зоне. Круглое пятно в виде диска Эйри окружено кольцом с интенсивностью, значительно превышающей интенсивность в фокусе. Это отсылает к главному недостатку сверхосцилляций: малая интенсивность сверхосцилляций по сравнению с интенсивностью бокового паразитного сигнала (гало). Но даже если пренебречь этим кольцом и считать разрешающую способность линзы по размеру фокусного пятна, то пространственное разрешение такой линзы улучшилось бы незначительно, в то время как изначальная концепция сверхосцилляций обещала получение сколь угодно малого (субволнового) размера изображения точечного объекта.

В последние годы в этой области был достигнут значительный прогресс: предложены методы уменьшения размера пятна, расширения диапазона частот и использования поляризационного отклика для повышения пространственного разрешения [169]. Кроме того, в общей теории сверхосцилляций найдены некоторые новые эффекты [154]. В работе [170] показано, что задача о нахождении конструкции сверхосцилляционной металинзы может решаться не как задача оптимизации, а как обратная задача. Это может существенно упростить алгоритм поиска оптимальных конфигураций линз.

В приложениях для получения оптических изображений боковой паразитный сигнал устраняется с помощью конфокальной микроскопии [160]. Формирование сверхосциллирующего фокуса (горячей точки) обеспечивается пространственным модулятором света, который позволяет изменять его форму. Такая гибридная микроскопия обеспечивает лучшее пространственное разрешение по сравнению с таковым в стандартной конфокальной оптической микроскопии. Кроме того, она даёт возможность поляризационно-контрастной визуализации прозрачных объектов (например, биологических клеток).

В работе [171] разработан поляризационно-контрастный микроскоп для визуализации живых немеченых биологических клеток с пространственным разрешением, значительно превышающим разрешение того же микроскопа со стандартным освещением. Таким образом,

новая технология оптической визуализации позволяет неалгоритмическую визуализацию немаркированных биологических объектов со сверхвысоким разрешением.

Другим достижением в области создания сверхосциллирующих изображений является разработка компактной и недорогой сверхосцилляционной линзы, основанной на масках фазовой модуляции. Такие маски позволяют достичь гораздо более энергоэффективных горячих точек, в отличие от зонных пластинок, которые управляют либо интенсивностью, либо фазовым профилем волнового фронта двоичным способом. Однако в настоящее время отсутствует технология, позволяющая создавать такие маски. Ситуация осложняется ещё и тем, что не существует вычислительного алгоритма восстановления изображения.

Недавно был продемонстрирован принципиально новый тип метаматериала — "суперлинза", представляющая собой планарный массив дискретных субволновых метамолекул с индивидуальными характеристиками рассеяния. Суперлинзы создают сверхосциллирующие фокусы с произвольными формой и размером [172]. Новый принцип суперлинзы из метаматериала дальнего поля продемонстрирован посредством изготовления и определения характеристик линз в свободном пространстве с недостижимой ранее числовой апертурой — до 1,52 — и размером фокусных пятен до $0,33\lambda$. Такой подход открывает новые возможности для оснащения коммерческих конфокальных микроскопов сверхосцилляционными линзами, которые снимают ограничение $NA < 1$. Недавние достижения показали, что эта технология реализуема, но требуется дальнейшая работа по созданию эффективных ахроматических линз с высокой пропускной способностью, которые станут простой недорогой заменой обычных линз. Сверхосцилляционная визуализация быстро развивается и в настоящее время представляет собой важнейшую область оптической микроскопии с субволновым пространственным разрешением.

Пример ахроматической сверхосцилляционной металинзы приведён в работе [173]. Точнее, предложены два варианта металинзы: из плазмонных (для ИК-диапазона) и диэлектрических (для видимого диапазона) материалов. Обе металинзы показали пространственное разрешение, характерное для обычных иммерсионных линз без аберраций (порядка $0,4\lambda$). Авторам работы [174] удалось преодолеть свойство субволнового фокуса на сверхосцилляциях быть окружённым кольцом высокой интенсивности. Численное моделирование показало размер фокального пятна $0,38\lambda$ при отсутствии зон высокой интенсивности в окрестности радиусом более длины волны. Такой результат стал возможным благодаря применению концепции селективных сверхосцилляций. Так как электромагнитные волны подчиняются принципу суперпозиции, поле волны, прошедшей через металинзу, может содержать в себе часть, соответствующую сверхосцилляциям в фокальной плоскости, и не иметь части, которая соответствует зоне высокой интенсивности вокруг фокуса. Работа [174] стала важным шагом для практического применения сверхосцилляций в нанопотонике.

В работе [175] использована оригинальная идея организации сверхосцилляций не в точке фокуса, а в её ближайшей окрестности. Подавляя сигнал вблизи фокуса (ограниченного в свою очередь дифракционным пре-

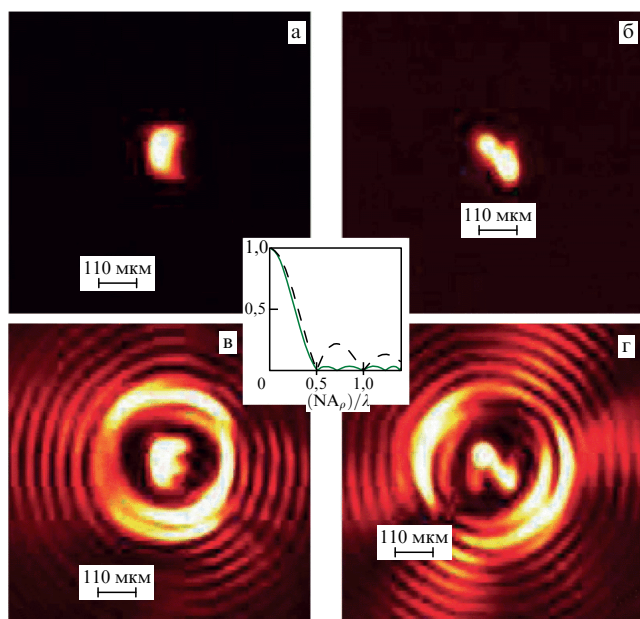


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Экспериментально полученные изображения букв E и N с размерами 120×130 мкм. Числовая апертура полной системы составляет 0,00864. (а, б) Изображения, полученные с помощью традиционной линзы заданной числовой апертуры. (в, г) Изображения, полученные с помощью сверхосцилляционной металинзы. Сравнение показывает, что буквы читаются гораздо более чётко в случаях, соответствующих сверхосцилляционной линзе. Вставка в центре рисунка демонстрирует идею эффекта: несмотря на то что главный пик остаётся неизменным и ограниченным дифракцией, интенсивность пиков следующих порядков удаётся существенно уменьшить за счёт сверхосцилляций, что приводит к улучшению качества изображения [175]. (Рисунок из работы [175] воспроизводится с разрешения © The Optical Society.)

делом), можно существенно улучшить разрешающую способность системы, что подтверждается экспериментально полученными изображениями в видимом диапазоне длин волн (рис. 18).

Недавно результаты по сверхразрешению оптических систем на сверхосцилляциях были качественно улучшены, и разрешение достигло значения $\lambda/20$. Это стало возможным благодаря использованию передовых методов оптимизации, например эволюционных алгоритмов. Так, в работе [176] с помощью генетического алгоритма *gamult* проведена оптимизация по трём целевым функциям: минимизировались ширина фокусного пятна, а также отношение максимума поля вне зоны наблюдения к полю в точке фокуса; кроме того, минимизировали максимум поля вне точки фокуса, но в пределах зоны наблюдения, что позволило устранить зоны высокой интенсивности вблизи фокуса. Результаты оптимизации показали разрешение вплоть до $\lambda/20$; однако авторы отметили, что при таком разрешении амплитуда поля в фокусе ничтожно мала, что делает такие системы бесперспективными с точки зрения построения изображений. Авторы тем не менее рекомендуют свой метод для систем с разрешением около $\lambda/4$, у которых амплитуда полей в центре фокуса достаточно велика.

В 2019 году вышла статья [177], в которой, несмотря на её название "Far-Field Superoscillatory Metamaterial Superlens" ("Дальнепольная суперосцилляционная линза из метаматериала"), речь шла не о привычных суперлинзах на метаматериалах, а именно о метаповерхности,

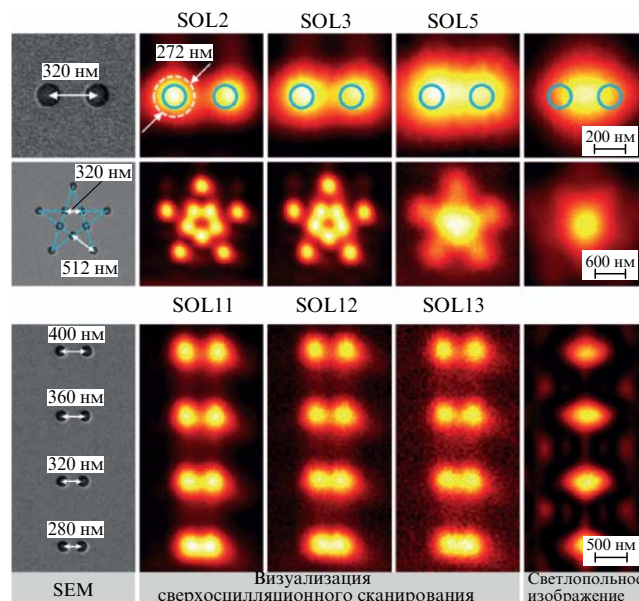


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Изображения, полученные с помощью суперлинзы на длине волны $\lambda = 800$ нм. Первый столбец демонстрирует SEM-изображения тестовых образцов: два отверстия диаметром 160 нм, разделённых расстоянием 320 нм ($0,4\lambda$); десять отверстий того же диаметра, упакованных в конфигурацию типа звезды, с различными расстояниями между отверстиями; два отверстия такого же диаметра, разнесённых на различное расстояние друг от друга. Следующие три столбца соответствуют трём различным сверхосцилляционным линзам с одинаковым диаметром зоны наблюдения, равным λ , и различным диаметром фокусного пятна: $0,33\lambda$ (SOL2), $0,39\lambda$ (SOL3), $0,56\lambda$ (SOL5), а также с диаметром фокусного пятна, равным $0,39\lambda$ и различным диаметром зоны наблюдения: 2λ (SOL11), 4λ (SOL12), 6λ (SOL13). Последний столбец относится к изображениям, полученным с использованием традиционных линз с той же апертурой [177]. (Рисунок из работы [177] воспроизводится с разрешения © American Physical Society 2019.)

работающей как сверхосцилляционная металинза. Благодаря фигурным отверстиям в плёнке золота толщиной 100 нм на подложке из серебра металинза эффективно изменяла локальную амплитуду и фазу прошедшей волны. В математическом описании сверхосцилляций использовались волновые функции вытянутого сфероиды. Экспериментальное пространственное разрешение составило $\Delta x = 0,28\lambda$. Результаты эксперимента продемонстрированы на рис. 19.

В заключение этого раздела скажем несколько слов о преобразовании поляризации в металинзах со сверхосцилляциями. Для обычных металинз задача преобразования поляризации была исследована в работах группы Ф. Капассо (см., например, [178, 179]). Оказалось, что эта функция возможна и в сверхразрешающих металинзах. Так, в работе [180] теоретически показана возможность преобразования металинзой на сверхосцилляциях левой циркулярной поляризации в правую и наоборот. Однако чем выше разрешающая способность металинзы, тем меньше угол обзора. Поэтому металинзы с пространственным сверхразрешением требуют применения ближнепольного сканирования, что снижает ценность преобразования поляризации в них. Тем не менее в работе [181] указано на возможность использования информации о поляризации в сверхосцилляционных металинзах для повышения точности диагностики в некоторых биологических исследованиях.

5. Металинзы с субволновым разрешением на основе мутных сред

Рассеяние света в разупорядоченных (или мутных) средах (эффект Тиндаля) является важным инструментом для доступа к высоким пространственным частотам исследуемого объекта. В отличие от рассмотренного в разделе 4.3 метода сверхосцилляций, подходы, основанные на использовании мутных сред, позволяют формировать оптическое изображение в режиме реального времени. В результате многократного упругого рассеяния света в мутной среде генерируются оптические ближние поля, транспорт которых в дальнее поле обеспечивает субдифракционное разрешение. На практике это достигается с помощью рассеивающей ближнеполюющей линзы (или суперлинзы), состоящей из случайно разбросанных наночастиц (ZnO, TiO₂, GaAs и др.) [182–185] или шероховатой поверхности плоскопараллельной пластинки из фосфата галлия [186]. Недостатком такой линзы является необходимость помещать исследуемый объект на расстояние, меньшее длины волны света.

В работе [185] была предложена концепция рассеивающей линзы-диффузора, удалённой от объекта на расстоянии 0,5 мм. Субволновое разрешение достигается с помощью восстановления фазы волнового фронта рассеянного объектом света методом птихографии (численного алгоритма восстановления изображения, основанного на обработке массива интерференционных двумерных (2D) картин). Субволновая оптическая визуализация объектов может быть получена с помощью многократного неупругого рассеяния света в разупорядоченной нелинейной среде из оксинитрида титана [51–53]. Усиление вынужденного комбинационного рассеяния света в разупорядоченной нелинейной линзе возникает благодаря возбуждению плазмонного резонанса в широком оптическом диапазоне. Рассмотренный класс суперлинз обеспечивает трёх-пятикратный выигрыш в пространственном разрешении.

Рассмотрим физический механизм формирования субволнового пространственного разрешения с помощью многократного упругого рассеяния в среде, состоящей из случайно разбросанных наночастиц, как схематично показано на рис. 20а. Падающая электромагнитная волна с пространственным вектором $\mathbf{k}$ формирует на выходе из рассеивающей линзы сложное оптическое поле со случайно ориентированными комплексными векторами $\mathbf{k}_m$ ($m = 1, 2, \dots$). В общем случае рассеянное поле $\mathbf{E}_n$ содержит распространяющиеся и затухающие электромагнитные волны. Амплитуды $\mathbf{A}_m$ и фазы φ_m таких волн являются статистически независимыми случайными величинами. Поскольку упругое рассеяние представляет собой линейный процесс, результирующее поле может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}_n = \sum_m T_{nm}(\mathbf{k}_m) \mathbf{A}_m \exp(i\varphi_m), \quad (16)$$

где $T_{nm}(\mathbf{k}_m)$ — передаточная матрица, содержащая компоненты оптического ближнего поля. Несмотря на то что падающая электромагнитная волна не содержит мнимых волновых векторов, в ближней зоне рассеянное поле (16) включает в себя такие компоненты. В дальней зоне из-за случайной ориентации волновых векторов формируются разупорядоченные спеклы, размеры которых ограничены дифракцией (рис. 21а).

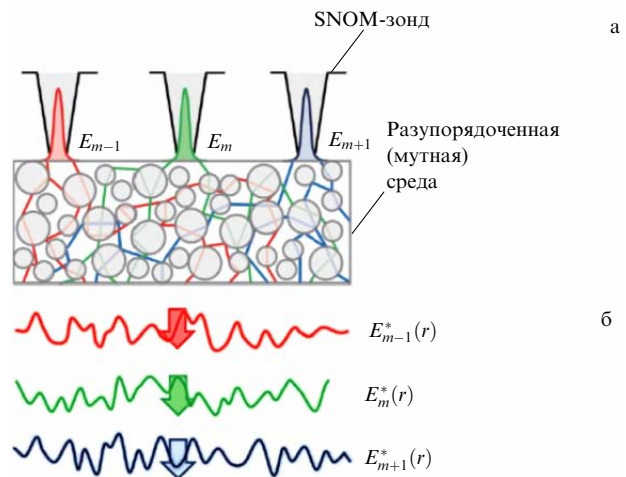


Рис. 20. (В цвете онлайн.) (а) Схематичная иллюстрация распространения электромагнитной волны от точечного источника, создаваемого субволновой апертурой SNOM-зонда, через мутную среду. (б) Распределения оптических полей в ближней зоне от соответствующих точечных источников (указаны различным цветом) [182]. (Рисунок из работы [182] воспроизводится с разрешения © American Physical Society 2014.)

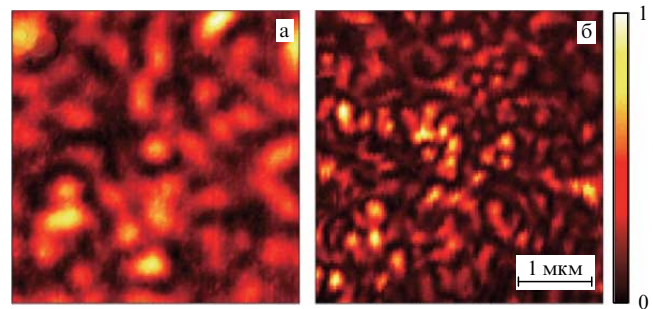


Рис. 21. (В цвете онлайн.) 2D оптическое изображение мутной среды в дальней (а) и ближней (б) зонах [183]. (Рисунок из работы [183] воспроизводится с разрешения © Springer Nature 2013.)

Визуализация оптического рассеянного поля в ближней зоне с помощью сканирующей ближнеполюющей оптической микроскопии (SNOM) демонстрирует значительное уменьшение размеров спеклов (рис. 21б). Последнее является прямым экспериментальным подтверждением наличия мнимых волновых векторов в ближней зоне. С их помощью можно сформировать фокальное пятно, не ограниченное дифракционным пределом. С этой целью исходный волновой фронт падающего излучения делится на N каналов с помощью пространственного модулятора света (Spatial Light Modulator, SLM). Относительные фазы каждого канала детектируются с помощью SNOM-зонда, как показано на рис. 20а. В дальнейшем фазы управляются SLM, который обеспечивает конструктивную интерференцию оптических полей в ближней зоне и соответственно субволновую фокусировку. С помощью зарегистрированных оптических ближних полей формируется передаточная матрица:

$$T_{nm} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}_1) & \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_1) & \dots & \mathbf{E}_n(\mathbf{r}_1) \\ \mathbf{E}_1(\mathbf{r}_2) & \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_2) & \dots & \mathbf{E}_n(\mathbf{r}_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{E}_1(\mathbf{r}_m) & \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_m) & \dots & \mathbf{E}_n(\mathbf{r}_m) \end{pmatrix}. \quad (17)$$

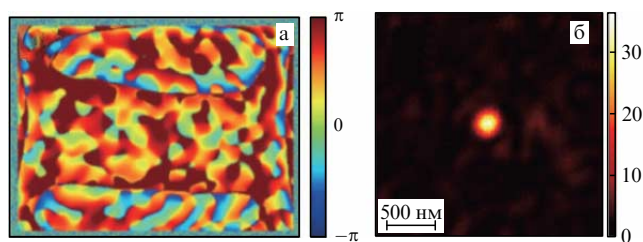


Рис. 22. (В цвете онлайн.) (а) Фазовый контраст волнового фронта падающей волны для формирования субволнового фокального пятна (б) [183]. (Рисунок из работы [183] воспроизводится с разрешения © Springer Nature 2013.)

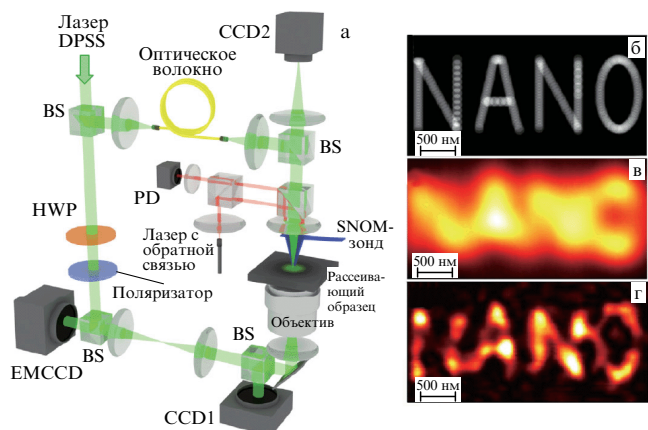


Рис. 23. (В цвете онлайн.) (а) Экспериментальная установка для преодоления дифракционного предела на основе мутной среды. (б) Электронное изображение структуры, полученной методом литографии. (в, г) Восстановление оптического изображения без использования и с использованием матрицы T соответственно [183]. Лазер DPSS (Diode-Pumped Solid-State) — твердотельный лазер с диодной накачкой, BS (Beam Splitter) — разделитель луча, HWP (Half-Wave Plate) — полуволновая пластина, EMCCD (Electron-Multiplying Charge-Coupled Device) — ПЗС (прибор с зарядовой связью) с электронным умножением, PD — квадрантный фотодиод. (Рисунок из работы [182] воспроизводится с разрешения © American Physical Society 2014.)

Число строк матрицы T_{nm} определяет точность восстановления оптического изображения и максимальный размер области наблюдения. На основе матрицы T_{nm} формируется фронт падающей волны (рис. 22а), который обеспечивает конструктивную интерференцию в ближнем поле и соответственно субволновое фокальное пятно, как показано на рис. 22б.

На рисунке 23а представлена экспериментальная установка для субволновой оптической визуализации объекта, находящегося в прямом контакте (расстояние между объектом и линзой много меньше длины волны света) с рассеивающей суперлинзой. Рисунок 23в — г показывает восстановление изображения исходного объекта (рис. 23б) без использования и с использованием матрицы T_{nm} .

Улучшить пространственное разрешение (в пределах 30–50 %) можно с помощью нелинейного взаимодействия n -го порядка, поскольку функция рассеяния точки (point spread function) $PSF(x) \propto I^n(x)$, где $I(x)$ — профиль лазерного пучка. Преодоление дифракционного предела возможно с использованием масок пространственной модуляции света [187, 188] и вынужденной декогеренции лазерным лучом кольцевой формы [189]. В последнее

время активно развиваются методы когерентного анти-стоксова комбинационного рассеяния света высокого порядка ($\chi^{(5)}$, $\chi^{(7)}$) [190–192].

6. Обсуждение

На сегодняшний день наиболее развитым и широко применяемым подходом можно считать использование сканирующих зондовых микроскопов. В этих приборах изображение строится с помощью механически сканирующей тонкой иглы, размеры острия которой и определяют разрешение. Очевидным недостатком является довольно большая длительность процесса построения изображения, исключающая возможность исследования быстрых процессов в реальном времени. Другие методы используют маркеры в виде флуоресцирующих частиц или квантовых точек. В этих методах исследуемые объекты должны быть специальным образом модифицированы, для того чтобы наблюдения стали возможными. Недавно STED-микроскопы и микроскопы SML (Single-Molecule Localization) получили большое развитие. В этих приборах, однако, необходимо облучать образцы пучками большой интенсивности, что может привести к повреждениям образца, особенно нежелательным в биологии и медицине.

Несмотря на то что методы, не требующие математической обработки оптических сигналов, имеют очевидные существенные преимущества, в ближайшем будущем мы ожидаем увеличения значения вычислительных методов и искусственного интеллекта для построения изображений предельно малых объектов в поле электромагнитных волн. Один пример использования частотного сканирования и простых численных алгоритмов приведён в разделе 4.1 [142]. Другой многообещающий пример субволнового изображения, получаемого в реальном времени посредством обработки массива данных измерения, можно найти в препринте [193]. В этом методе мелкая структура объекта изучается путём измерения поля, рассеянного в дальнюю зону при облучении объекта падающим полем, содержащим пространственные сверхосцилляции. Структура объекта в итоге восстанавливается с помощью алгоритма искусственного интеллекта, который тренируется сравнением с полем, рассеянным известными объектами.

Чрезвычайно перспективными представляются конверсия субволновых деталей объекта в сигнал, изменяющийся во времени и передающийся с помощью распространяющихся волн [194], а также инвертирование во времени этого сигнала с целью субволновой фокусировки [195–198].

Наконец, нельзя не упомянуть о том, что в 2011 г. в работе [199] опытным путём было открыто замечательное свойство стеклянной микросферы формировать увеличенное субволновое изображение объектов, находящихся вблизи поверхности сферы. Область изображения достаточно мала: около 4 мкм вокруг точки соприкосновения сферы и подложки. Однако эта область значительно больше той, которая покрывается наилучшими из известных гиперлинз, не говоря уже о зондах ближне-польных микроскопов. Разумеется, микросфера из стекла, для того чтобы обладать функционалом гиперлинзы, не должна иметь существенных неровностей. Тем не менее она значительно дешевле в изготовлении, чем гиперлинза [200]. В то же время и увеличение субволнового

изображения, и, главное, пространственное разрешение у стеклянной микросферы значительно лучше, чем у известных гиперлинз. А именно, разрешение в боковых направлениях экспериментально достигается на уровне $\lambda/8$ для диэлектрических объектов [201] и на уровне $\lambda/15$ для объектов из плазмонного металла [202]. Для гиперлинз, как мы видели, эта величина на практике не превышает четверти длины волны. Увеличение от гиперлинз достижимо на практике не более чем в три раза, тогда как микросфера даёт увеличение в несколько сотен раз. Наконец, применение интерферометрического оборудования совместно со спектроскопическим предоставляет возможность восстанавливать не только двумерное, но и трёхмерное изображение с субволновым разрешением в нормальном направлении, равным $\lambda/10$ [203].

Перечисленные эффекты делают стеклянную микросферу серьёзным конкурентом любой металинзе. Однако физика субволнового дальнепольного изображения микросферой исследована далеко не полностью. Поэтому не очень понятно, в каких структурах, кроме уже изученных, микросфера будет работать как улучшенная гиперлинза, а в каких — нет.

Теоретически найдено несколько физических механизмов, связанных с резонансами микросферы или её резонансным взаимодействием с плазмонной подложкой, но они не объясняют большинства экспериментальных результатов. Некоторые теоретические модели известных экспериментов, например [204], не выдерживают тщательной проверки, о чём можно прочесть в обзоре [205], поэтому продолжают строиться различные частные модели субволнового дальнепольного изображения стеклянной микросферы. Так, в недавней работе [206] высказаны гипотезы о двух возможных механизмах эффекта, не связанных ни с какими резонансами. Одна из гипотез — формирование микросферой бездифракционного расходящегося пучка лучей — проверена численным моделированием. Судя по литературе, можно заключить, что из всех направлений, связанных с получением субволнового изображения без математической обработки массивов данных, наибольший интерес среди физиков вызывают диэлектрические микросферы. Работы о субволновом изображении с использованием флуоресцентных маркеров публикуются по большей части в междисциплинарных и химических журналах.

И всё же, несмотря на все эти новые эффекты и достижения, металинза остаётся объектом, достойным внимания с точки зрения как фундаментальных, так и прикладных исследований. На наш взгляд, металинзы с субволновыми свойствами вполне заслуживают отдельного подробного обзора.

Во-первых, и вполне развитая флуоресцентная наноскопия, и пока ещё только перспективная наноскопия, основанная на стеклянной микросфере, относятся к контактным методам получения изображения. В одном случае маркеры должны быть нанесены непосредственно на исследуемый объект. В другом случае микросфера должна располагаться так, чтобы объект был зажат между ней и подложкой. В то же время металинза — это тонкая плёнка, которая формирует субволновое изображение объекта в прошедшем поле, т.е. на другой стороне плёнки. Таким образом, контакт изображаемого объекта с какими-либо частями изображающей системы (кроме самой металинзы, служащей подложкой для изображаемого объекта) исключается. Как указано в [131], форми-

рование изображения с другой стороны от объекта — важное достоинство любой металинзы, в первую очередь для биомедицинских приложений.

Во-вторых, помимо металинзы, служащей для субволнового изображения, мы рассмотрели и металинзы, которые осуществляют субволновую фокусировку падающей на них плоской волны. Однако о наиболее интересном применении металинз выше рассказано не было. Это наиболее, на наш взгляд, интересное приложение фокусирующая металинза найдёт в так называемой метатронике [207]. Метатроника — направление нанофотоники, которое объединяет работы, направленные на создание полностью оптического процессора, устройств памяти и других узлов полностью оптического компьютера недалёкого будущего. Здесь можно упомянуть, например, статьи [207–212]. Литература по метатронике обширна, и её объём растёт. В рамках метатроники металлические, диэлектрические и полупроводниковые наночастицы (от наносфер до нанопроводов) играют ту же роль для фотонов света, какую сосредоточенные элементы обычных цепей играют для электронов тока. Кроме того, наночастицы в метатронике служат основой для оптических нанодиодов, нанотранзисторов и т.д. Одной из важнейших задач метатроники является фокусировка волновых пучков, переносящих оптический сигнал, на эти наночастицы.

7. Заключение

Создание микроскопов для наблюдения предельно малых объектов было и остаётся важной задачей науки и техники. Наличие дифракционного предела разрешения обычных оптических приборов требует новых подходов и использования иных физических принципов. Существует много различных методов, каждый из них имеет свою область применения, свои достоинства и недостатки.

В настоящем обзоре мы рассказали о подходах, которые могут позволить преодолеть недостатки известных приборов субволновой микроскопии. Конечно, и эти методы обладают своими ограничениями и недостатками, но открывающиеся возможности наблюдения нанобъектов в реальном времени без модификации маркерами и без облучения сильными полями вызывают большой научный и практический интерес.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 19-12-50348. С.С.Х. благодарит Российский научный фонд (РНФ), грант № 19-12-00066, за поддержку в написании разделов по металинзам Веселаго–Пендри и суперлинзам на основе мутных сред.

Список литературы

1. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1965); Пер. на русск. яз.: Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1973)
2. Низьев В Г *УФН* **172** 601 (2002); Niz'ev V G *Phys. Usp.* **45** 553 (2002)
3. Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006); Пер. на русск. яз.: Новотный Л, Хехт Б *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2009)
4. Narimanov E *Adv. Photon.* **1** 056003 (2019)
5. So S et al. *Appl. Spectrosc. Rev.* **53** 290 (2018)

6. Ремнев М А, Климов В В *УФН* **188** 169 (2018); Remnev M A, Klimov V V *Phys. Usp.* **61** 157 (2018)
7. Synge E H *Philos. Mag.* **7** 6 356 (1928)
8. Betzig E, Trautman J K *Science* **257** 189 (1992)
9. Hecht B et al. *J. Chem. Phys.* **112** 7761 (2000)
10. Verma P *Chem. Rev.* **117** 6447 (2017)
11. Zrimsek A B et al. *Chem. Rev.* **117** 7583 (2017)
12. Mauser N, Hartschuh A *Chem. Soc. Rev.* **43** 1248 (2014)
13. Deckert-Gaudig T et al. *Chem. Soc. Rev.* **46** 4077 (2017)
14. Dazzi A, Prater C B *Chem. Rev.* **117** 5146 (2017)
15. Huber A J et al. *Nat. Nanotechnol.* **4** 153 (2009)
16. Lee J et al. *Nature* **568** 78 (2019)
17. Betzig E et al. *Science* **313** 1642 (2006)
18. Rust M J, Bates M, Zhuang X *Nat. Meth.* **3** 793 (2006)
19. Gustafsson M G L J. *Microsc.* **198** 82 (2000)
20. Hell S W *Nat. Biotechnol.* **21** 1347 (2003)
21. Harke B et al. *Opt. Express* **16** 4154 (2008)
22. Мандельштам Л И *Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике* (М.: Наука, 1972)
23. Сивухин Д В *Оптика и спектроскопия* **3** 308 (1957)
24. Веселаго В Г *УФН* **92** 517 (1967); Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)
25. Pendry J B *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966 (2000)
26. Osipov A V, Tretyakov S A *Modern Electromagnetic Scattering Theory with Applications* (Chichester: Wiley, 2017)
27. Klimov V V *Письма в ЖЭТФ* **89** 270 (2009); *JETP Lett.* **89** 229 (2009)
28. Klimov V V *Nanoplasmonics* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2014)
29. Brongersma M L, Kik P G (Eds) *Surface Plasmon Nanophotonics* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 131) (Dordrecht: Springer, 2007)
30. Zhang X et al., in *Surface Plasmon Nanophotonics* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 131, Eds M L Brongersma, P G Kik) (Dordrecht: Springer, 2007) p. 105
31. Casse B D F et al. *Opt. Lett.* **34** 1994 (2009)
32. Wood B, Pendry J B, Tsai D P *Phys. Rev. B* **74** 115116 (2006)
33. Podolskiy V A, Kuhta N A, Milton G W *Appl. Phys. Lett.* **87** 231113 (2005)
34. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **44** 873 (2014); Guzatov D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **44** 873 (2014); Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **44** 1112 (2014); Guzatov D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **44** 1112 (2014)
35. Fang N et al. *Science* **308** 534 (2005)
36. Hong F, Blaikie R *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801653 (2019)
37. Силян П А *Оптика и спектроскопия* **44** 198 (1978)
38. Силян П А *Необычные законы преломления и отражения* (М.: Фазис, 2002)
39. Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
40. Capolino F (Ed.) *Theory and Phenomena of Metamaterials* (Boca Raton, FL: CRC Press. Taylor and Francis, 2009)
41. Xiao S et al. *Nature* **466** 735 (2010)
42. Pendry J B et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773 (1996)
43. Lagarkov A N et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259** 161 (2003)
44. Morits D, Simovski C J. *Opt.* **14** 125102 (2012)
45. Paniagua-Domínguez R, Abujetas D R, Sánchez-Gil J A *Sci. Rep.* **3** 1507 (2013)
46. Capolino F (Ed.) *Applications of Metamaterials* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2009)
47. Cubukcu E et al. *Nature* **423** 604 (2003)
48. Cai W, Genov D A, Shalaev V M *Phys. Rev. B* **72** 193101 (2005)
49. Cai W, Shalaev V *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2010)
50. Smith D R et al. *Phys. Rev. E* **71** 036617 (2005)
51. Kharintsev S S et al. *Nanoscale* **11** 7710 (2019)
52. Kharintsev S S *Opt. Lett.* **44** 5909 (2019)
53. Kharintsev S S et al. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12** 3862 (2020)
54. Belov P A, Simovski C R, Ikonen P *Phys. Rev. B* **71** 193105 (2005)
55. Ikonen P et al. *Phys. Rev. B* **73** 073102 (2006)
56. Belov P A, Hao Y, Sudhakaran S *Phys. Rev. B* **73** 033108 (2006)
57. Belov P A, Hao Y *Phys. Rev. B* **73** 113110 (2006)
58. Belov P A, Silveirinha M G *Phys. Rev. E* **73** 056607 (2006)
59. Zhao Y, Belov P A, Hao Y *Opt. Express* **14** 5154 (2006)
60. Belov P A et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 262109 (2006)
61. Silveirinha M G, Belov P A, Simovski C R *Phys. Rev. B* **75** 035108 (2007)
62. Shvets G et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 053903 (2007)
63. Silveirinha M G, Belov P A, Simovski C R *Opt. Lett.* **33** 1726 (2008)
64. Casse B D F et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 023114 (2010)
65. Simovski C R et al. *Adv. Mater.* **24** 4229 (2012)
66. Belov P A et al. *Phys. Rev. B* **77** 193108 (2008)
67. Belov P A et al. *Phys. Rev. B* **67** 113103 (2003)
68. Poddubny A et al. *Nat. Photon.* **7** 948 (2013)
69. Maslovski S I, Silveirinha M G *Phys. Rev. B* **80** 245101 (2009)
70. Luo C et al. *Phys. Rev. B* **68** 045115 (2003)
71. Silveirinha M G *Phys. Rev. E* **73** 046612 (2006)
72. Forouzmmand A, Bernety H M, Yakovlev A B *Phys. Rev. B* **92** 085402 (2015)
73. Ono A, Kato J, Kawata S *Phys. Rev. Lett.* **95** 267407 (2005)
74. Rahman A, Belov P A, Hao Y *Phys. Rev. B* **82** 113408 (2010)
75. Rahman A et al. *J. Nanophoton.* **5** 051601 (2011)
76. Kawata S, Ono A, Verma P *Nat. Photon.* **2** 438 (2008)
77. Voroshilov P M et al. *J. Nanophoton.* **5** 053516 (2011)
78. Webb K J, Yang M *Opt. Lett.* **31** 2130 (2006)
79. Elsayad K, Heinze K G *PLoS ONE* **4** e7963 (2009)
80. Li T et al. *Opt. Express* **25** 13588 (2017)
81. Kotyński R, Stefaniuk T *J. Opt. A* **11** 015001 (2009)
82. Chigrin D N et al. *Opt. Express* **11** 1203 (2003)
83. Li Z-Y, Lin L-L *Phys. Rev. B* **68** 245110 (2003)
84. Kuo C-H, Ye Z *Phys. Rev. E* **70** 056608 (2004)
85. Chien H-T et al. *Phys. Rev. B* **70** 113101 (2004)
86. Parimi P V et al. *Nature* **426** 404 (2003)
87. Foteinopoulou S, Soukoulis C M *Phys. Rev. B* **67** 235107 (2003)
88. Cubukcu E et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 207401 (2003)
89. Moussa R et al. *Phys. Rev. B* **71** 085106 (2005)
90. Savo S, Di Gennaro E, Andreone A *Opt. Express* **17** 19848 (2009)
91. Matsumoto T, Eom K-S, Baba T *Opt. Lett.* **31** 2786 (2006)
92. Fabre N et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 073901 (2008)
93. Vlasov Yu A, Moll N, McNab S J *Opt. Lett.* **29** 2175 (2004)
94. Caase B D F et al. *Opt. Lett.* **34** 1994 (2009)
95. Shi P, Huang K, Li Y J. *Opt. Soc. Am. A* **28** 2171 (2011)
96. Dorrani Z, Mansouri-Birjandi A *Int. J. Comput. Sci. Issues* **9** (3) 57 (2012)
97. Zakrzewski A, Patela S *Sensors Actuat. A* **256** 51 (2017)
98. Matsumoto T, Fujita S, Baba T *Opt. Express* **13** 10768 (2005)
99. Ouerghi F et al. *J. Lightwave Technol.* **27** 3269 (2009)
100. Belov P A et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 191905 (2010)
101. Yang K Y et al. *Phys. Rev. B* **86** 075309 (2012)
102. Ghoshroy A et al. *Opt. Lett.* **43** 1810 (2018)
103. Narimanov E E, Shalaev V M *Nature* **447** 266 (2007)
104. Jacob Z, Alekseyev L V, Narimanov E *Opt. Express* **14** 8247 (2006)
105. Salandrino A, Engheta N *Phys. Rev. B* **74** 075103 (2006)
106. Liu Z et al. *Science* **315** 1686 (2007)
107. Zhang X, Liu Z *Nat. Mater.* **7** 435 (2008)
108. Kildishev A V, Narimanov E E *Opt. Lett.* **32** 3432 (2007)
109. Smith E J et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 083104 (2009)
110. Tsang M, Psaltis D *Phys. Rev. B* **77** 035122 (2008)
111. Han S et al. *Nano Lett.* **8** 4243 (2008)
112. Kildishev A V, Shalaev V M *Opt. Lett.* **33** 43 (2008)
113. Li J et al. *Opt. Lett.* **34** 3128 (2009)
114. Wang W et al. *Opt. Express* **16** 21142 (2008)
115. Lee H et al. *Opt. Express* **15** 15886 (2007)
116. Rho J et al. *Nat. Commun.* **1** 143 (2010)
117. Kerbst J et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 191905 (2011)
118. Schwaiger S et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 163903 (2009)
119. Li G X et al. *J. Appl. Phys.* **104** 096103 (2008)
120. Li P et al. *Nat. Commun.* **6** 7507 (2015)
121. Ikonen P et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 104102 (2007)
122. Zhao Y et al. *New J. Phys.* **12** 103045 (2010)
123. Shvets G, Trendafilov S *Proc. SPIE* **6641** 66410V (2007)
124. Tuniz A et al. *Nat. Commun.* **4** 2706 (2013)
125. Radu X, Lapeyronnie A, Craeye C *Electromagnetics* **28** 531 (2008)
126. Radu X, Garray D, Craeye C *Metamaterials* **3** 90 (2009)
127. Vovchuk D, Kosulnikov S, Simovski C *Opt. Express* **26** 17988 (2018)
128. Glybovski S B et al. *Phys. Rep.* **634** 1 (2016)
129. Khorasaninejad M, Capasso F *Science* **358** eaam8100 (2017)
130. Lalanne P, Chavel P *Laser Photon. Rev.* **11** 1600295 (2017)
131. Mollaei M S M, Simovski C *Phys. Rev. B* **100** 205426 (2019)
132. Maslovski S, Tretyakov S, Alitalo P J. *Appl. Phys.* **96** 1293 (2004)
133. Freire M J, Marqués R *Appl. Phys. Lett.* **86** 182505 (2005)

134. Sydoruk O, Shamonina E, Solymar L *Microwave Opt. Technol. Lett.* **49** 2228 (2007)
135. Sydoruk O et al. *J. Appl. Phys.* **101** 073903 (2007)
136. Simovski C R, Viitanen A J, Tretyakov S A *Phys. Rev. E* **72** 066606 (2005)
137. Alitalo P et al. *Phys. Rev. B* **74** 235425 (2006)
138. Mateo-Segura C et al. *Opt. Lett.* **34** 2333 (2009)
139. Maslovski S, Tretyakov S J. *J. Appl. Phys.* **94** 4241 (2003)
140. Maslovski S, Tretyakov S *New J. Phys.* **14** 035007 (2012)
141. Pendry J B *Science* **322** 71 (2008)
142. Maslovski S, Alitalo P, Tretyakov S J. *J. Appl. Phys.* **104** 103109 (2008)
143. Marks D, Carney P S *Opt. Lett.* **30** 1870 (2005)
144. Merlin R *Science* **317** 927 (2007)
145. Fu Y et al. *J. Appl. Phys. Lett.* **91** 061124 (2007)
146. Mote R G et al. *Opt. Express* **16** 9554 (2008)
147. Imani M F, Grbic A *Metamaterials* **4** 104 (2010)
148. Grbic A et al. *Proc. IEEE* **99** 1806 (2011)
149. Imani M F, Grbic A *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **8** 421 (2009)
150. Imani M F, Grbic A *J. Appl. Phys. Lett.* **95** 111107 (2009)
151. Grbic A, Jiang L, Merlin R *Science* **320** 511 (2008)
152. Imani M F, Grbic A, in *2009 IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp.* (Piscataway, NJ: IEEE, 2009) <https://doi.org/10.1109/APS.2009.5172270>
153. Imani M F, Grbic A *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **58** 3982 (2010)
154. Berry M V, Moiseyev N *J. Phys. A* **47** 315203 (2014)
155. Aharonov Y, Albert D Z, Vaidman L *Phys. Rev. Lett.* **60** 1351 (1988)
156. Aharonov Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2965 (1990)
157. Berry M V, in *Quantum Coherence and Reality: in Celebration of the 60th Birthday of Yakir Aharonov. Proc. of the Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Quantum Theory, Univ. of South Carolina, Columbia, 10–12 December 1992* (Eds J S Anandan, J L Safko) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 55
158. Zheludev N I *Nat. Mater.* **7** 420 (2008)
159. Wong A M H, Eleftheriades G V *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **9** 315 (2010)
160. Makris K G, Psaltis D *Opt. Lett.* **36** 4335 (2011)
161. Cohen E et al. *Nat. Rev. Phys.* **1** 437 (2019)
162. Gbur G *Nanophotonics* **8** 205 (2019)
163. Berry M V, Popescu S *J. Phys. A* **39** 6965 (2006)
164. Huang F M et al. *J. Opt. A* **9** S285 (2007)
165. Huang F M et al. *J. Appl. Phys. Lett.* **90** 091119 (2007)
166. Huang F M et al. *Nano Lett.* **8** 2469 (2008)
167. Huang F M, Zheludev N I *Nano Lett.* **9** 1249 (2009)
168. Rogers E T F et al. *Nat. Mater.* **11** 432 (2012)
169. Rogers E T F, Zheludev N I *J. Opt.* **15** 094008 (2013)
170. Huang K et al. *Laser Photon. Rev.* **157** 152 (2014)
171. Rogers E T F et al. *Biophys. J.* **108** (Suppl. 1) 479a (2015)
172. Yuan G et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics* (OSA Technical Digest, online) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2018) paper FM3J.2, https://doi.org/10.1364/CLEO_QELS.2018.FM3J.2
173. Yuan G H, Rogers E T F, Zheludev N I *Light Sci. Appl.* **6** e17036 (2017)
174. Wong A M H, Eleftheriades G V *Sci. Rep.* **5** 8449 (2015)
175. Dong X H et al. *Optica* **4** 1126 (2017)
176. Rogers K S et al. *Opt. Express* **26** 8095 (2018)
177. Yuan G et al. *Phys. Rev. Appl.* **11** 064016 (2019)
178. Wintz D et al. *Nano Lett.* **15** 3585 (2015)
179. Khorasaninejad M et al. *Nano Lett.* **16** 4595 (2016)
180. Tang D et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 713 (2015)
181. Rogers E T et al. *Biophys. J.* **112** 186a (2017)
182. Park C et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 113901 (2014)
183. Park J-H et al. *Nat. Photon.* **7** 454 (2013)
184. Wiersma D S *Nat. Photon.* **7** 188 (2013)
185. Song P et al. *Opt. Lett.* **44** 3645 (2019)
186. van Putten E G et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 193905 (2011)
187. Raghunathan V, Potma E O *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 2365 (2010)
188. Kim H, Bryant G W, Stranick S J *Opt. Express* **20** 6042 (2012)
189. Silva W R, Graefe C T, Frontiera R R *ACS Photonics* **3** 79 (2015)
190. Gong L et al. *Nat. Photon.* **14** 115 (2020)
191. Cho M et al. *J. Chem. Phys.* **112** 2082 (2000)
192. Blank D A, Kaufman L J, Fleming G R *J. Chem. Phys.* **111** 3105 (1999)
193. Pu T, Ou J-Y, Papasimakis N, Zheludev N I, arXiv:2001.01068
194. Lemoult F et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 203901 (2010)
195. Lerosey G et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 193904 (2004)
196. Lerosey G et al. *Science* **315** 1120 (2007)
197. Lemoult F, Fink M, Lerosey G *Nat. Commun.* **3** 889 (2012)
198. Mosk A P et al. *Nat. Photon.* **6** 283 (2012)
199. Wang Z et al. *Nat. Commun.* **2** 218 (2011)
200. Leclerc S et al. *Sci. Rep.* **9** 4725 (2019)
201. Sundaram V M, Wen S-B *J. Phys. Lett.* **105** 204102 (2014)
202. Cang H et al. *Nat. Commun.* **6** 7942 (2015)
203. Kassamakov I et al. *Sci. Rep.* **7** 3683 (2017)
204. Yang H et al. *Nano Lett.* **16** 4862 (2016)
205. Maslov A V, Astratov V N *Phys. Rev. Appl.* **11** 064004 (2019)
206. Heydarian R, Simovski C R *J. Opt.* **22** 075002 (2020)
207. Engheta N *Phys. World* **23** (9) 31 (2010)
208. Singh P et al. *Adv. Opt. Technol.* **2014** 275083 (2014)
209. Piccione B et al. *Nat. Nanotechnol.* **7** 640 (2012)
210. Li W et al. *Nano Lett.* **14** 955 (2014)
211. Chen W et al. *Science* **341** 768 (2013)
212. Kuramochi E, Notomi M *Nat. Photon.* **9** 712 (2015)

Metallenses for subwavelength imaging

K.V. Baryshnikova^(1,a), S.S. Kharintsev^(2,b), P.A. Belov^(1,c), N.A. Ustimenko^(1,d), S.A. Tretyakov^(3,e), C.R. Simovski^(1,3,f)

⁽¹⁾ ITMO University, Kronverkskii prosp. 49A, 197101 St. Petersburg, Russian Federation

⁽²⁾ Kazan Federal University, Institute of Physics, ul. Kremlevskaya 16A, 420008 Kazan, Russian Federation

⁽³⁾ Aalto University, School of Electrical Engineering, P.O. Box 11000, Aalto, FI-00076, Finland

E-mail: ^(a) k.baryshnikova@metalab.ifmo.ru, ^(b) skharint@gmail.com, ^(c) belov@metalab.ifmo.ru,

^(d) nikita.ustimenko@metalab.ifmo.ru, ^(e) sergei.tretyakov@aalto.fi, ^(f) konstantin.simovski@aalto.fi

Devices that form an optical image with a subwavelength resolution in real time — metallenses — are considered. Such devices either operate with near optical fields or convert near fields into wave fields. As a result, the spatial resolution of these devices is not limited by the usual diffraction limit. At the same time, the image is formed at a considerable distance from the object, which distinguishes near-field metallenses from the instruments used in near-field probe microscopy. Metallenses are implemented based on metamaterials or their two-dimensional analogs, metasurfaces. Historically, this line of research was based on the so-called ideal lens, the concept of which did not withstand experimental verification but gave impetus to the development of real metallenses. Depending on the device and principle of operation, metallenses are called either superlenses or hyperlenses.

Keywords: diffraction limit, subwavelength resolution, near field, materials with a negative refractive index, plasmon

PACS number: 42.30. – d

Bibliography — 212 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (4) 386–412 (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.03.038952>

Received 26 August 2020, revised 12 March 2021

Physics – Uspekhi **65** (4) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.03.038952>