

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Оптические наноантенны

А.Е. Краснок, И.С. Максимов, А.И. Денисюк, П.А. Белов,
А.Е. Мирошниченко, К.Р. Симовский, Ю.С. Кившарь

Обзор посвящён одному из наиболее интенсивно развивающихся разделов оптики — оптическим наноантеннам. Сформулировано общее понятие оптической антенны и приведены основные характеристики, которые относятся к данному разделу науки. Проведена классификация наноантенн на металлические и диэлектрические, к последним отнесены также полупроводниковые наноантенны. По обеим группам наноантенн проведены обзоры литературы. Обсуждаются основные достоинства и недостатки металлических и диэлектрических наноантенн. Дается общее представление о нелинейно-оптических наноантеннах. Освещены основные направления исследований и области практического применения оптических наноантенн, кратко обсуждается их перспективность.

PACS numbers: 42.79.Gn, 68.37.Uv, 73.20.Mf, 84.40.Ba

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201306a.0561

Содержание

1. Введение (561).
2. Принцип действия и основные характеристики оптических наноантенн (563).
 - 2.1. Эффективность излучения, коэффициенты направленности и усиления. 2.2. Сечение поглощения квантового детектора. Коэффициенты локализации поля. 2.3. Изменение скорости спонтанной эмиссии. Эффект Пёрселла.
3. Металлические наноантенны (567).
 - 3.1. Плазмонные монополюсные наноантенны. 3.2. Плазмонные димерные наноантенны. Дипольные наноантенны. 3.3. Плазмон-

ные наноантенны "галстук-бабочка". 3.4. Плазмонные наноантенны Яги – Уда. 3.5. Плазмонные наноантенны других типов.

4. Диэлектрические наноантенны (577).
 - 4.1. Наноантенны, работа которых основана на модах шепчущей галереи. 4.2. Элемент Гюйгенса. 4.3. Диэлектрические наноантенны Яги – Уда.
5. Нелинейные оптические наноантенны (581).
 - 5.1. Нелинейно-оптический отклик в металле. 5.2. Нелинейно-оптический отклик в полупроводнике.
6. Применение оптических наноантенн (584).
 - 6.1. Медицина. 6.2. Фотовольтаика. 6.3. Спектроскопия. 6.4. Ближнепольная микроскопия.
7. Заключение (586).
- Список литературы (587).

А.Е. Краснок, А.И. Денисюк, П.А. Белов. Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация
E-mail: krasnokfiz@mail.ru

И.С. Максимов, А.Е. Мирошниченко. Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, Mills Road 59, Canberra ACT 0200, Australia

К.Р. Симовский. Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация;

Department of Electronics, School of Electrical Engineering, Aalto University, Otakaari 7, 00076 Aalto, Finland

Ю.С. Кившарь. Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация;
Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, Mills Road 59, Canberra ACT 0200, Australia
E-mail: ysk@internode.on.net

Статья поступила 28 июня 2012 г.,
после доработки 21 ноября 2012 г.

1. Введение

Наряду с источниками электромагнитных волн и их детекторами, важным элементом беспроводных технологий передачи информации являются антенны [1–6]. В радиотехнике антенной называется устройство, преобразующее электрические и магнитные токи в радиоволны и, наоборот, радиоволны — в наведённые ими токи [1–6]. Данное определение нуждается в дополнительном пояснении, которое, разумеется, приведено в цитированных нами книгах: под излучающими или наведёнными магнитными токами подразумеваются электрические поля в раскрытых апертурных антенн, например рупорных. Для таких антенн роль электрических токов играют магнитные поля в раскрытых апертуры. Отметим, что это классическое определение антенны, на наш взгляд, выглядит несколько расплывчатым, так как в выборе антенной апертуры существует определённый произвол, особенно для линзовых антенн. Тем не менее для антенн, излучающих или принимающих радиоволны, это определение является достаточно общим и понятным. Разумеется, любая система переменных токов является, в той или иной степени, излучателем. Однако понятие пере-

дающей антенны подразумевает достаточную эффективность излучения. Для приёмной антенны подразумевается достаточная эффективность наведения в ней тока падающей радиоволны.

Эффективность преобразования токов в свободно распространяющиеся волны (так же как и эффективность обратного преобразования) достигается за счёт оптимизации пространственного распределения токов. Помимо эффективности, антенны характеризуются также направленностью, которая позволяет передавать и принимать сигналы в нужных направлениях. Направленность излучения (приёма) позволяет блокировать связь с нежелательными областями пространства и концентрировать электромагнитную энергию в нужных областях. Направленность антенн также достигается за счёт оптимизации распределения токов.

Несмотря на долгую историю классических антенн, которые разрабатывались революционными темпами в 1940–1970 гг., поток научной литературы в этой области не ослабевает, и даже растёт. В особенности этот рост связан с мобильной телефонией, активное развитие которой требует создания всё новых и новых типов антенн сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона. То же самое можно сказать про антенны СВЧ- и ультракоротковолнового (УКВ) диапазона, применяемые для связи с космическими аппаратами, в том числе со спутниками.

Помимо телекоммуникаций, СВЧ- и УКВ-антенны используются для спутникового мониторинга земной поверхности (спутниковая радиометрия) и в других нетрадиционных приложениях, например как элементы датчиков состояния природной среды [7–9]. СВЧ-антенны с успехом используются для раннего распознавания, а также для гипертермического лечения опухолей груди (см. например, [10]). Наконец, нельзя забывать и о том, что антенны УКВ- и СВЧ-диапазонов являются важнейшей частью радиолокационных станций, а также радиотелескопов. Все эти приложения требуют дальнейшего развития классических антенн. Однако само понятие антенны применительно к этим приложениям не требует переосмысления.

Понятие антенны должно быть расширено в связи с появлением нового раздела науки под названием нанооптика. Эта наука исследует передачу и приём оптических сигналов объектами субмикронного и даже нанометрового размера [11–24]. Нанооптика, в частности, ставит перед исследователями вопрос об эффективности и направленности передачи оптической информации между наноэлементами. Источниками и детекторами излучения при этом являются сами наноэлементы, их сравнительно небольшие группы или даже отдельные молекулы (атомы, ионы), а также кластеры молекул. Коль скоро речь идёт об эффективности и направленности излучения, необходимо создать нанообъекты, которые выполняют функцию антенн.

В связи с этим возникает вопрос: что понимать под антенной в данном случае, когда понятие излучающих или наведённых токов становится не совсем адекватным. В современной литературе введено специальное понятие наноантенны [14, 25–44]. Приёмной наноантенной называют устройство, способное эффективно преобразовывать падающий свет (излучение оптических частот) в сильно локализованное поле. Передающая наноантенна, напротив, преобразует сильно локализованное поле оптических частот, созданное некоторым (слабоизлучающим

или почти не излучающим) источником, в световое излучение. Под сильно локализованным полем подразумевается электромагнитное поле, сконцентрированное в области малого по сравнению с длиной волны размера. Такие поля имеют пространственный спектр, который не содержит однородно плоских волн, а состоит из суперпозиции эванесцентных волн. Область, в которой сконцентрировано сильно локализованное поле, может быть субволновой во всех трёх измерениях. В этом случае говорят о сильно локализованном ближнем поле, причём энергия такого поля является запасённой и не распространяется. Однако важным частным случаем наноантенн является устройство, которое преобразует световое излучение в волноводные моды так называемых плазмонных нановолноводов (или наоборот). При этом субволновой размер имеет поперечное сечение области сильно локализованного поля. Продольный размер этой области — вдоль оси волновода — может быть оптически большим. В этом случае электромагнитная энергия сильно локализованного поля является распространяющейся.

Принимая во внимание многообразие источников и детекторов сильно локализованных оптических полей (группы атомов и молекул, люминесцентные и флуоресцентные клетки, например, вирусов или бактерий, иногда отдельные молекулы, а также квантовые точки и квантовые провода), можно утверждать, что область практической применимости наноантенн в ближайшей перспективе является соизмеримой с областью применимости их классических аналогов. В настоящее время наноантенны применяются в ближнепольной микроскопии и биомедицинских сенсорах высокого разрешения, а их использование для гипертермической терапии кожной онкологии является делом недалёкого будущего [37, 45–55].

Существуют и другие возможные приложения наноантенн, которые, с нашей точки зрения, являются не менее перспективными. Эти приложения показаны на рис. 1. Судя по их разнообразию, можно сказать, что концепция наноантенн — уникальный пример проникновения новой физики в различные области жизнедеятельности. Более подробно эти приложения рассматриваются в заключительном разделе 6.

Из изложенного ясно, что не следует удивляться динамике роста научных публикаций на тему наноан-

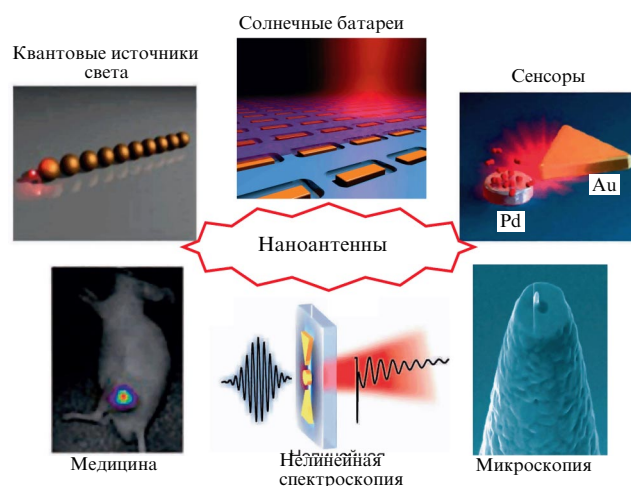


Рис. 1. Разнообразие направлений прикладных исследований с использованием наноантенн.

тени. Согласно поиску по базе данных Web of Knowledge с ключевыми словами "nanoantenna" и "optical antenna", общее число статей по наноантеннам, опубликованных в 2011 г., составляет более 650, а ежегодный прирост их числа за последние несколько лет составляет примерно 70 статей в год. К сожалению, подавляющее большинство этих работ опубликовано в зарубежных научных изданиях. В русскоязычной литературе эта важная и актуальная область современной оптики освещена недостаточно и число публикаций ограничивается несколькими работами [34, 56–65]. При этом достаточно важные теоретические и экспериментальные работы по наноантеннам, опубликованные в англоязычных журналах [42, 43, 66–78], были выполнены отечественными специалистами. Потенциал отечественной науки вполне позволяет ей играть заметную роль в развитии наноантенн и смежных направлений исследований.

Мы надеемся, что публикация настоящего обзора позволит не только восполнить (хотя бы частично) пробел в русскоязычной литературе по нанооптике, касающийся наноантенн, но и поможет заинтересовать и привлечь отечественных специалистов, особенно молодых, к научной работе по этой тематике.

Читателям, владеющим английским языком, мы можем порекомендовать первоклассные обзоры [27, 28, 37, 41, 44], написанные признанными специалистами в этой области. В обзорах [27, 41] даны общие представления об основных параметрах и терминах, которыми оперирует этот раздел нанооптики, и приведены соответствующие формулы. В работе [28] можно найти даже краткую историю развития наноантенн начиная с работ Эдварда Синга (1928 г.) и Джона Весселя (1985 г.) [79]. Кроме того, по наноантеннам вышла в свет книга [40].

Ввиду этого возникает вопрос: почему бы просто не перевести на русский язык одну из имеющихся на английском языке обзорных статей по наноантеннам? Ответ заключается в полноте нашего обзора. В отличие от всех цитированных работ, мы не останавливаемся на интересных авторам деталях, зато включаем в наш обзор несколько направлений, которые не были освещены ни в одной из этих работ. Это, в первую очередь, диэлектрические наноантенны, к которым мы относим и наноантенны на основе полупроводниковых наночастиц, а также гибридные (металлодиэлектрические) наноантенны. К тому же настоящий обзор является первой попыткой систематизировать наноантенны по принципу их работы. Ну и, наконец, с момента выхода наиболее полных известных обзоров [27, 28] прошло некоторое время, за которое в литературе появилось множество интересных, в том числе экспериментальных, работ. В данном обзоре мы обсуждаем эти новые статьи, хотя и не ставим перед собой задачу в полной мере осветить их все.

Обзор строится следующим образом. В разделе 2 сначала даётся общая информация о наноантеннах. Затем приводятся основные характеристики антенн (и, в частности, наноантенн), а также вводится система понятий, которыми новый раздел науки оперирует. Далее, в соответствии с основной задачей обзора, мы производим систематизацию наноантенн. По принципу их функционирования можно выделить две основные группы: металлические и диэлектрические наноантенны. В каждой из этих групп наноантенны делятся на подгруппы. Например, металлические наноантенны в разделе 3 мы разделили на монополярные (раздел 3.1), дипольные (раз-

дел 3.2), наноантенны "галстук-бабочка" (раздел 3.3), Яги–Уда (раздел 3.4) и др. В разделе 6 мы обсуждаем перспективные области практического применения наноантенн.

2. Принцип действия и основные характеристики оптических наноантенн

Суммируя определения классической антенны и наноантенны, можно сказать, что антенна — это устройство, предназначенное либо для эффективного извлечения энергии из внешнего электромагнитного поля (приёмная антенна), либо для эффективного преобразования локализованной электрической и/или магнитной энергии в электромагнитное излучение (передающая антенна). Для передающей наноантенны источниками излучения, как понятно из вышесказанного, являются объекты, размер которых крайне мал по сравнению с длиной излучаемой ими волны. Эти источники называются квантовыми эмиттерами (далее эмиттерами). Ввиду крайне малого оптического размера такие эмиттеры излучают весьма неэффективно и не могут быть отнесены к наноантеннам. Наноантенна располагается вблизи эмиттера, возбуждается его сильно локализованным полем и излучает электромагнитное поле. В итоге применение наноантенны позволяет существенно (иногда на несколько порядков) увеличить мощность излучения эмиттера [14–16, 18, 20–23, 80, 81]. С этой точки зрения передающая наноантенна — это устройство, которое призвано отбирать энергию у эмиттера и переводить её в излучение достаточной мощности. С другой стороны, передающая наноантенна, как и её классический аналог, должна перераспределять электромагнитную энергию в пространстве.

Те же замечания относятся к приёмной наноантенне, предназначенной для эффективного возбуждения квантовых детекторов (далее просто детекторы) излучения, которые, будучи чрезвычайно малыми по сравнению с длиной волны, потребляют из падающего на них излучения очень малую мощность. Создавая в области детектора сильно локализованное поле, наноантенна способствует существенному росту детектируемой мощности. К тому же приёмная наноантенна обладает направленностью. Характеристики направленности зависят от конкретных практических применений. В одном случае желательно добиться концентрации передаваемой энергии в узкий волновой пучок (например, для связи двух удалённых эмиттеров или связи эмиттера с оптическим волноводом). В другом случае может потребоваться, чтобы отклик приёмной наноантенны обладал низкой, но специфической односторонней направленностью, например, чтобы она эффективно возбуждалась волнами, приходящими из одного полупространства, и слабо реагировала на сигналы из другого полупространства. В любом случае приём электромагнитного поля или его излучение не должны сопровождаться большой диссипацией электромагнитной энергии внутри наноантенны.

Согласно теореме взаимности [1–6], любая наноантенна может работать как в режиме приёма, так и в режиме передачи. На рисунке 2а схематически изображён вариант взаимодействия наноантенны и ближнего поля некоторого эмиттера. В этом случае она преобразует ближнее поле эмиттера в свободно распространяю-

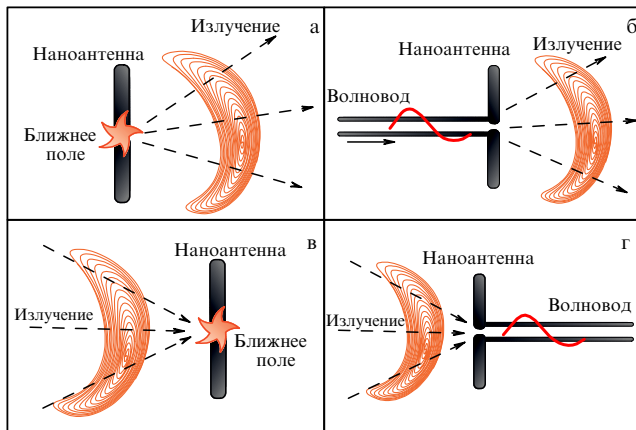


Рис. 2. Основные виды использования наноантенны (на примере дипольной). Преобразование ближнего поля (а) или волноводной моды (б) в свободно распространяющееся оптическое излучение; (в, г) режим приёма.

щееся оптическое излучение. Другими словами, это передающая наноантенна. На рисунке 2в изображён случай, когда наноантенна работает на приём. Здесь на неё падает излучение, которое преобразуется в сильно локализованное ближнее поле.

Энергия к СВЧ-антенне чаще всего подводится при помощи волновода. Такая антенна осуществляет преобразование волноводных мод в свободно распространяющееся излучение. В случае оптической антенны, ввиду её достаточно малого оптического размера, волноводная мода должна иметь субволновое поперечное сечение, что достигается за счёт применения так называемых плазмонных волноводов [82–86]. В плазмонных волноводах волноводная мода характеризуется гигантским укорочением эффективной длины волны по сравнению с длиной волны в пространстве, поэтому энергия моды сконцентрирована в области с очень малым поперечным сечением. Этот вариант питания наноантенны изображён схематически на рис. 2б. Согласно принципу взаимности, такая наноантенна также способна осуществлять преобразование падающего излучения в плазмонные волноводные моды (рис. 2г). Вариант питания плазмонным волноводом является очень важным для практических применений наноантенн, особенно для создания беспроводных систем связи на нанометровом уровне, т.е. для будущих полностью оптических чипов.

В следующем разделе введены основные понятия, которые численно характеризуют работу наноантенн. Начнём мы с параметров, которые, с одной стороны, являются базовыми в известной теории антенн, а с другой — в полной мере применимы и к оптическим наноантеннам.

2.1. Эффективность излучения, коэффициенты направленности и усиления

Все величины, представленные в этом разделе, применимы в равной степени как к обычным антеннам [1–6], так и к наноантеннам [27, 28, 37, 41]. В режиме работы наноантенны на передачу (рис. 2а, б) её работа характеризуется эффективностью излучения, коэффициентами направленности и усиления. Характеристики работы антенны в приёмном режиме (рис. 2в, г) будут рассмотрены в разделе 2.2.

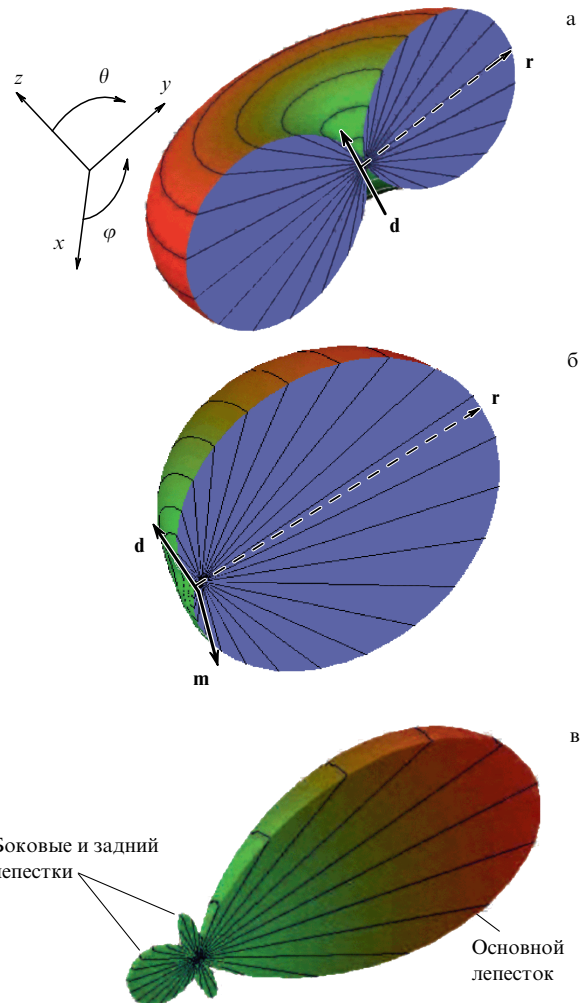


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Типичные диаграммы направленности. (а) Диполь (электрический или магнитный), малый по сравнению с длиной излучаемой волны, (б) элемент Гюйгенса, (в) антенна Яги–Уда.

Направленность. Первичной характеристикой любой антенны и, в частности, наноантенны является её диаграмма направленности [1–6, 27, 28, 37, 41] — вещественная положительная функция, которая в сферической системе координат (θ, φ) совпадает с распределением вектора Пойнтинга (диаграмма направленности по интенсивности) в дальней зоне излучения ($r \gg \lambda$). Эта функция обычно нормируется на своё максимальное значение. В качестве примера на рис. 3 приведены диаграммы направленности нескольких типичных систем. Часто на практике построение трёхмерной диаграммы представляет собой непростую задачу, особенно для сложных излучателей. Поэтому в таких случаях прибегают к построению диаграммы направленности в некотором конечном наборе плоскостей, которые обычно выбираются из соображений симметрии геометрии антенны. Ясно, что для изотропного излучателя с диаграммой направленности в виде сферы достаточно всего одной такой плоскости. Для дипольного излучателя (рис. 3а) ввиду его аксиальной симметрии достаточно двух плоскостей. Одну из этих плоскостей, которая задана векторами $\mathbf{d}$ и $\mathbf{E}$, называют E -плоскостью, если $\mathbf{d}$ является электрическим дипольным моментом. Вторую, ортогональную к E -плоскости, называют H -плоскостью.

Диаграмма направленности диполя в E -плоскости описывается функцией $r(\theta) \sim \sin^2 \theta$, где угол θ отсчитывается от направления вектора $\mathbf{d}$.

Важным понятием в электродинамике и теории излучения является элемент Гюйгенса (см. подробнее раздел 4.2). Под элементом Гюйгенса понимается совокупность двух ортогональных дипольных моментов, электрического и магнитного, колеблющихся в фазе. Диаграмма направленности такого элемента (рис. 3б) аксиально симметрична относительно вектора $[\mathbf{d}, \mathbf{m}]$ (поэтому одинакова в E - и H -плоскостях) и задаётся функцией $r(\theta) \sim (1 + \sin \theta)^2$. Для иного соотношения между величинами и фазами электрического и магнитного моментов аксиальная симметрия диаграммы направленности пропадает.

На рисунке 3в изображена диаграмма направленности типичной антенны Яги–Уда. Об устройстве и принципе действия этого типа антенн будет сказано далее в разделах 3.4 и 4.3. На этом рисунке показано положение основного, а также боковых и заднего лепестков, которые характерны для диаграммы направленности подобных антенн.

Степень концентрации излучения в некотором направлении диаграммы характеризуется коэффициентом направленности (в англоязычной литературе — directivity) [1–6]. Стандартное определение коэффициента направленности даётся выражением

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi p(\theta, \varphi)}{P_{\text{rad}}}, \quad (1)$$

где P_{rad} — полная мощность, излучаемая системой в дальнюю зону, т.е. интеграл от углового распределения излучаемой мощности $p(\theta, \varphi)$ по сферической поверхности, $\int p(\theta, \varphi) d\Omega$, (θ, φ) — угловые координаты сферической системы координат, $d\Omega$ — элемент телесного угла. Коэффициент направленности показывает, во сколько раз должна быть увеличена излучаемая мощность при замене направленной антенны на абсолютно ненаправленную, изотропную, при условии сохранения постоянного модуля вектора Пойнтинга в точке наблюдения. Это выражение нормировано на 4π , так чтобы коэффициент направленности изотропного источника равнялся единице, а диполя — 1,5.

Коэффициент направленности (1) — это функция от направления в пространстве, но иногда достаточно знать только максимальное значение этой величины, т.е. её значение в направлении основного лепестка диаграммы направленности:

$$D_{\text{max}} = \frac{4\pi \text{Max}[p(\theta, \varphi)]}{P_{\text{rad}}}, \quad (2)$$

где $\text{Max}[p(\theta, \varphi)]$ — мощность, передаваемая в направлении основного лепестка диаграммы направленности.

Эффективность. При работе наноантенны неизбежны диссипативные потери в материале её элементов. Уровень этих потерь принято характеризовать величиной, называемой эффективностью излучения (в англоязычной литературе — radiation efficiency). Эта величина определяется отношением мощности, излучённой системой в дальнюю зону, к полной подведённой мощности [1–6, 27, 37, 41]:

$$\varepsilon_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{loss}}}, \quad (3)$$

где P_{loss} представляет собой полную мощность потерь в материале наноантенны. Для идеальной антенны без потерь $\varepsilon_{\text{rad}} = 1$.

С эффективностью излучения (3) и коэффициентом направленности (1) связана характеристика наноантенны, называемая усилением антенны (gain) [1–6, 27, 37, 41]:

$$G = \varepsilon_{\text{rad}} D. \quad (4)$$

Эта величина определяет коэффициент направленности с учётом потерь в антенне.

Однако в выражение (3) не входят внутренние потери в самом эмиттере. Иногда их тоже полезно учитывать с помощью так называемой внутренней эффективности эмиттера:

$$\eta_{\text{in}} = \frac{P^0}{P^0 + P_{\text{loss}}^0}, \quad (5)$$

где P_{loss}^0 и P^0 — соответственно уровень внутренних потерь и мощность, излучённая эмиттером при отсутствии наноантенны. С учётом внутренних потерь в эмиттере выражение для ε_{rad} преобразуется к виду [27]

$$\varepsilon_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}/P^0}{P_{\text{rad}}/P^0 + P_{\text{loss}}/P^0 + (1 - \eta_{\text{in}})/\eta_{\text{in}}}. \quad (6)$$

На практике, однако, очень сложно определить уровень потерь в эмиттере, чаще всего эта задача невыполнима. Поэтому параметр η_{in} (5) обычно считают равным единице, т.е., по существу, рассматривают идеальный эмиттер, хотя в реальности это, конечно, не так. Ситуацию спасает то обстоятельство, что во многих важных случаях членом, связанным с внутренними потерями в эмиттере, стоящим в знаменателе формулы (6), можно пренебречь на фоне двух оставшихся, которые обычно значительно больше.

2.2. Сечение поглощения квантового детектора. Коэффициенты локализации поля

В оптической области частот применяемые квантовые детекторы имеют субволновые пространственные размеры. Такие малые детекторы, естественно, характеризуются и малым сечением поглощения σ , т.е. величиной, равной отношению поглощённой детектором мощности P_{exc} к интенсивности I падающего излучения:

$$\sigma(\theta, \varphi, \mathbf{n}_{\text{pol}}) = \frac{P_{\text{exc}}}{I}, \quad (7)$$

где $\mathbf{n}_{\text{pol}}$ — направление поляризации падающего поля $\mathbf{E}$.

В случае детектора, который хорошо описывается в дипольном приближении, сечение поглощения можно записать в виде [27]

$$\sigma = \sigma_0 \frac{(\mathbf{n}_p \mathbf{E})^2}{(\mathbf{n}_p \mathbf{E}_0)^2}, \quad (8)$$

где σ_0 — сечение поглощения в отсутствие наноантенны, $\mathbf{n}_p$ — ориентация поглощающего диполя, а $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}_0$ — соответственно поля в точке расположения детектора в случае наличия и отсутствия наноантенны. Так как наноантенна обладает способностью усиливать ближнее поле в некоторой области пространства, то сечение поглощения детектора, попавшего в эту область, будет

также увеличено. В этом заключается принцип работы приёмной антенны (рис. 2в, г). Существует ряд экспериментальных работ, в которых продемонстрировано увеличение сечения поглощения в $10^4 - 10^6$ раз [87–89].

Коэффициенты усиления локальных электрического и магнитного полей. Формула (8) показывает, что сечение поглощения детектора определяется не только его собственным сечением поглощения в отсутствие наноантенны σ_0 , но и величиной

$$\delta^e = \frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}_0|}, \quad (9)$$

которая носит название коэффициента усиления локального электрического поля. Эта величина показывает, во сколько раз абсолютное значение напряжённости электрического поля в данной точке при наличии наноантенны, $|\mathbf{E}|$, отличается от значения в случае отсутствия антенны, $|\mathbf{E}_0|$. Этот коэффициент может принимать значения, как большие, так и меньшие единицы. Конечно, для приложений эта величина должна быть как можно больше единицы, так как только в этом случае можно говорить об увеличении эффективности детектора при использовании наноантенн.

В литературе стали появляться сообщения о наноантеннах, способных локализовать магнитное поле [34, 42, 90, 91]. Совершенно естественно, что эффективность таких наноантенн, по аналогии с (9), можно характеризовать коэффициентом усиления локального магнитного поля δ^m :

$$\delta^m = \frac{|\mathbf{H}|}{|\mathbf{H}_0|}. \quad (10)$$

Эта величина имеет тот же физический смысл, что и δ^e . Соответственно, из формулы (8) для сечения поглощения электрического диполя можно получить выражение для сечения поглощения магнитного диполя путём простой замены δ^e на δ^m .

Теорема взаимности, которая часто упрощает решение многих задач, в частности, утверждает, что наноантенна, работающая, например, на передачу, в равной степени способна работать в приёмном режиме. Это означает, что параметры её функционирования в приёмном и передающем режимах должны быть связаны. В частности, используя эту теорему, можно получить [27] следующее полезное соотношение, которое устанавливает связь между приёмным и передающим режимами работы наноантенн:

$$\frac{P_{\text{exc}}(\theta, \varphi)}{P_{\text{exc}}^0(\theta, \varphi)} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}}^0} \frac{D(\theta, \varphi)}{D^0(\theta, \varphi)}. \quad (11)$$

В этом выражении $P_{\text{exc}}(\theta, \varphi)$ и $P_{\text{exc}}^0(\theta, \varphi)$ — мощности, поглощаемые детектором при наличии наноантенны и её отсутствии соответственно, т.е. это характеристики антенны, работающей в приёмном режиме. Необходимо помнить, что величина $P_{\text{exc}}(\theta, \varphi)$ является мощностью, поглощаемой именно детектором, в отличие от мощности $P_{\text{loss}}(\theta, \varphi)$, которая равна поглощаемой мощности поля в материале наноантенны. В свою очередь, P_{rad} и P_{rad}^0 — интегральные мощности, которые излучаются этим диполем, а $D(\theta, \varphi)$ и $D^0(\theta, \varphi)$ — коэффициенты направленности при наличии и отсутствии наноантенны

соответственно. Эти характеристики являются характеристиками работы наноантенны на передачу, а всё выражение (11) в целом является связкой характеристик работы антенны в обоих режимах.

2.3. Изменение скорости спонтанной эмиссии.

Эффект Пёрселла

Ранее мы отмечали, что передающая наноантенна способна сильно увеличивать эффективность квантового эмиттера. В данном разделе мы обсуждаем механизм этого эффекта.

Как известно, эмиттер характеризуется своим спектром разрешённых энергетических состояний [92]. Все эти квантовые состояния являются стационарными, и эмиттер, будучи возбуждённым в одно из этих состояний, должен находиться в нём бесконечно долго. Однако у квантового эмиттера в возбуждённом состоянии существует некоторое конечное, вообще говоря, малое, время жизни. Это объясняется взаимодействием любого эмиттера с окружающей средой. В самом простом случае уединённого эмиттера такой средой является вакуум. Указанное взаимодействие, которое, конечно, не описывается в рамках нерелятивистской квантовой механики, приводит к спонтанному переходу возбуждённого эмиттера в более низкое разрешённое энергетическое состояние с испусканием фотона.

До проведённого Пёрселлом (Е.М. Purcell) в 1946 г. анализа [93] это спонтанное излучение рассматривалось как свойство, присущее атомам или молекулам. В работе [93] устанавливалось, что скорость спонтанной релаксации магнитного диполя, расположенного в резонансном электронном устройстве, может увеличиваться по сравнению со скоростью релаксации в свободном пространстве. Таким образом, подразумевалось, что и в случае атома или любого другого квантового эмиттера окружение существенно изменяет его излучательные свойства.

С момента первых экспериментов Пёрселла появилось множество работ на эту тему [24, 66, 71, 94–105], в которых продемонстрирована возможность управления скоростью спонтанной эмиссии эмиттера в очень широких пределах, а сам эффект получил название эффекта Пёрселла. В частности, выяснилось, что наноантенны представляют собой мощный инструмент для управления величиной скорости спонтанной эмиссии. Изменение скорости спонтанной эмиссии эмиттера, помещённого в некоторую неоднородную систему, γ , по сравнению со скоростью этого процесса в свободном пространстве, γ_0 , принято характеризовать фактором Пёрселла:

$$F_P = \frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{P_{\text{tot}}}{P^0}. \quad (12)$$

Очевидно, что фактор Пёрселла (12) связан с изменением полной мощности P_{tot} , излучаемой эмиттером, по сравнению с мощностью, излучаемой им в пустом пространстве, P^0 , так как это связано с изменением числа актов возбуждения и спонтанной эмиссии эмиттером в единицу времени. Под полной мощностью P_{tot} понимается сумма двух мощностей: испускаемой системой и поглощённой в материале наноантенны и её окружения.

Современная теория взаимодействия эмиттера с некоторым окружением даёт следующее выражение для

скорости спонтанной релаксации [24]:

$$\gamma = \frac{2\omega_0}{3\hbar\epsilon_0} |\mathbf{d}|^2 \rho(\mathbf{r}_0, \omega_0), \quad (13)$$

$$\rho(\mathbf{r}_0, \omega_0) = \frac{6\omega_0}{\pi c^2} \{ \mathbf{n} \operatorname{Im} [\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0; \omega_0)] \mathbf{n} \},$$

где введена плотность состояний $\rho(\mathbf{r}_0, \omega_0)$, которая определяется с помощью диадной функции Грина $\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0; \omega_0)$ системы в точке локализации квантового эмиттера, $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{d}$, ω_0 — циклическая частота излучения квантового эмиттера. С классической точки зрения это эквивалентно электрическому полю, первоначально испущенному квантовой системой и теперь возвращающемуся обратно к своему источнику. Скорость спонтанной релаксации в свободном пространстве равна [24]:

$$\gamma_0 = \frac{\omega_0^3 |\mathbf{d}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, \quad (14)$$

где $\mathbf{d} = \langle g | \hat{\mathbf{d}} | e \rangle$ — дипольный матричный элемент перехода между состояниями $|e\rangle$ и $|g\rangle$.

Испущенные эмиттером фотоны поглощаются неоднородным окружением, например наноантенной. Поэтому на практике применяют радиационную часть фактора Пёрселла:

$$\Gamma_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P^0}, \quad (15)$$

т.е. величину, которая определяется уже не через полную мощность, а через мощность, покинувшую систему, P_{rad} . По-прежнему P^0 есть мощность излучения эмиттера в отсутствие наноантенны.

Величина (15) равна фактору Пёрселла F_p только в случае отсутствия диссипативных потерь в наноантенне. С учётом этой величины выражение (6) для излучательной эффективности ϵ_{rad} идеального эмиттера можно переписать в виде

$$\epsilon_{\text{rad}} = \frac{\Gamma_{\text{rad}}}{\Gamma_{\text{rad}} + P_{\text{loss}}/P^0}. \quad (16)$$

Из анализа выражения (16) следует, что эффективность излучения растёт до единицы с увеличением радиационной части фактора Пёрселла, Γ_{rad} , и уменьшается до нуля при увеличении мощности диссипативных потерь. Кроме того, если Γ_{rad} равна нулю, то излучение системы также отсутствует, но этот эффект уже никак не связан с диссипацией энергии. В итоге именно величина ϵ_{rad} в виде (16) характеризует коэффициент полезного действия наноантенны с учётом фактора Пёрселла. Например, металлические наноантенны, речь о которых пойдёт в следующем разделе, работают на частотах вблизи плазмонных резонансов и имеют большой уровень диссипативных потерь. Однако они также обладают крайне высоким фактором Пёрселла, что позволяет величине ϵ_{rad} оставаться на довольно высоком уровне.

Диэлектрические наноантенны (раздел 4) обладают существенно более низкими потерями в материале, однако фактор Пёрселла в таких системах обычно невысок. Сравнение же радиационных частей фактора Пёрселла Γ_{rad} в обеих системах указывает на то, что это величины одного порядка.

3. Металлические наноантенны

История развития наноантенн, по-видимому, берёт своё начало с работы Эдварда Синга, который в 1928 г. впервые предложил использовать металлические наночастицы для локализации оптического поля. Позднее Джон Вессель (1985 г.) показал [79], что такая металлическая наночастица обладает свойствами антенны. В этой же работе он показывает, что при помощи одной плазмонной частицы удаётся преодолеть дифракционный предел разрешения оптических приборов и прогнозирует разрешение таких приборов вплоть до 1 нм. В современной литературе такие наноантенны называются обычно монополями (рис. 4), особенно если идёт обсуждение взаимодействия с антенной квантового объекта. Этот тип наноантенн будет подробно рассмотрен в разделе 3.1.

Вскоре выяснилось, что в зазоре между двумя или более плазмонными наночастицами возможно достичь величины напряжённости ближнего поля, на порядки более высокой, чем вблизи уединённой наночастицы, потому что локализация энергии в зазоре между этими наночастицами происходит в меньших пространственных масштабах. Оказалось, что увеличение напряжённости электрического поля в зазоре между наночастицами существенно зависит от типа используемого металла, геометрии наночастиц, ширины зазора, радиуса кривизны поверхности наночастиц в области зазора, а также от свойств внешнего окружения. Меняя эти параметры в известных пределах, можно управлять положением частот, на которых наблюдаются максимумы усиления напряжённости локального поля, а также их амплитудой. Столь широкий набор возможностей по настройке таких наноантенн и оптимизации их работы на требуемый режим привёл к разработке огромного числа наноантенн, схожих как геометрически, так и по принципу работы. Из этого набора мы особо выделяем класс

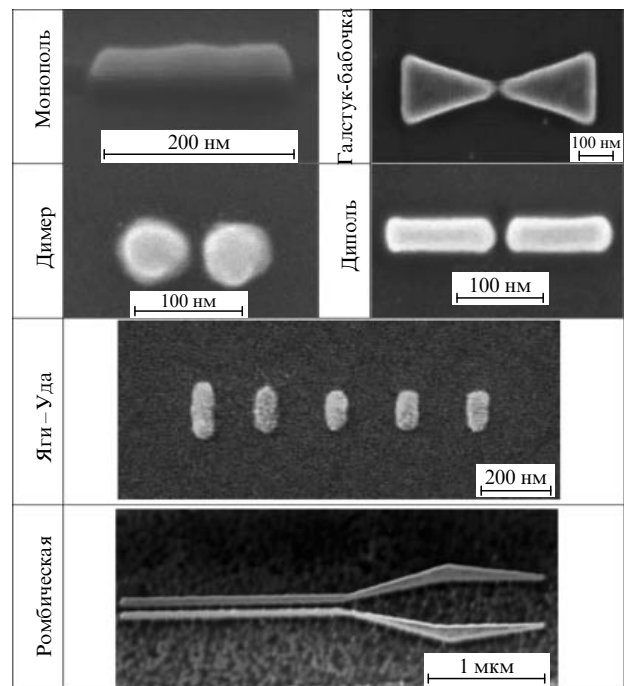


Рис. 4. Основные типы обсуждаемых плазмонных наноантенн.

структурно наиболее простых — димерных наноантенн (см. рис. 4), т.е. таких, которые состоят из двух наночастиц. В этом большом классе принято выделять дипольные наноантенны и наноантенны, получившие название "галстук-бабочка" (bowtie) ввиду схожести их геометрии с известным элементом одежды.

Часто для задач нанофотоники требуется направленное излучение некоторого эмиттера в заданном направлении. С такой задачей справляется наноантенна Яги–Уда (см. рис. 4), получившая своё название вследствие схожести её геометрии и принципа работы с классическим вариантом радиочастотной антенны Яги–Уда (в русскоязычной литературе более известной как антенна — волновой канал). Подробнее об этом варианте наноантенн будет рассказано в разделе 3.4.

3.1. Плазмонные монополюсные наноантенны

Как уже отмечалось ранее, одна уединённая металлическая наночастица способна работать в качестве приёмной наноантенны благодаря способности увеличивать напряжённость электромагнитного поля в своей окрестности при возбуждении плазмонных резонансов различного порядка. Такой, очевидно, самый простой вариант плазмонной наноантенны принято называть монополюсным. Характеристики работы такой антенны существенно зависят от формы, размеров, типа материала

наночастицы и диэлектрического окружения [27, 28, 37, 41, 106], однако всё же обладают наименьшим набором изменяемых параметров и поэтому особенно важны для приложений, где требуется создание большого массива наноантенн и/или особая точность их изготовления. На рисунке 5а для иллюстрации изображены монополюсная антенна радиочастотного диапазона и монополюсная наноантенна, выполненная в виде нанопровода на подложке. На практике, однако, их чаще располагают в плоскости подложки; оба случая приведены на рис. 5б, в соответственно.

Плазмонная антенна при её внешнем возбуждении имеет области сильной локализации электрического поля. Такое усиление локального поля особенно проявляется в области наибольшей плотности электрического заряда, т.е. в участках антенны с большей кривизной поверхности нанoelementa. Экспериментальное изучение этого поля, выполняемое обычно при помощи другой, пробной, наноантенны, помещённой в это поле (метод ближнепольной микроскопии описан в разделе 6.4), сталкивается с проблемой искажения изучаемого поля пробной наноантенной. Данная проблема решается разными путями, например путём применения техники индуцированной двухфотонной люминесценции [107].

На рисунке 6а приведены результаты экспериментального подтверждения усиления напряжённости ло-

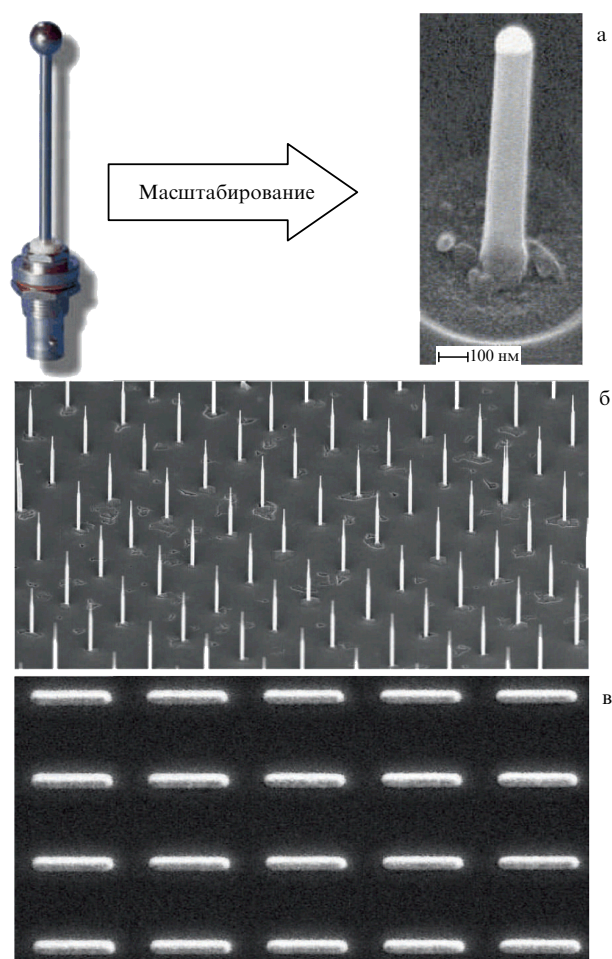


Рис. 5. Монополюсная наноантенна. (а) Геометрическое подобие монополюсной наноантенны и её радиочастотного аналога, (б) и (в) изображения массивов монополюсных наноантенн.

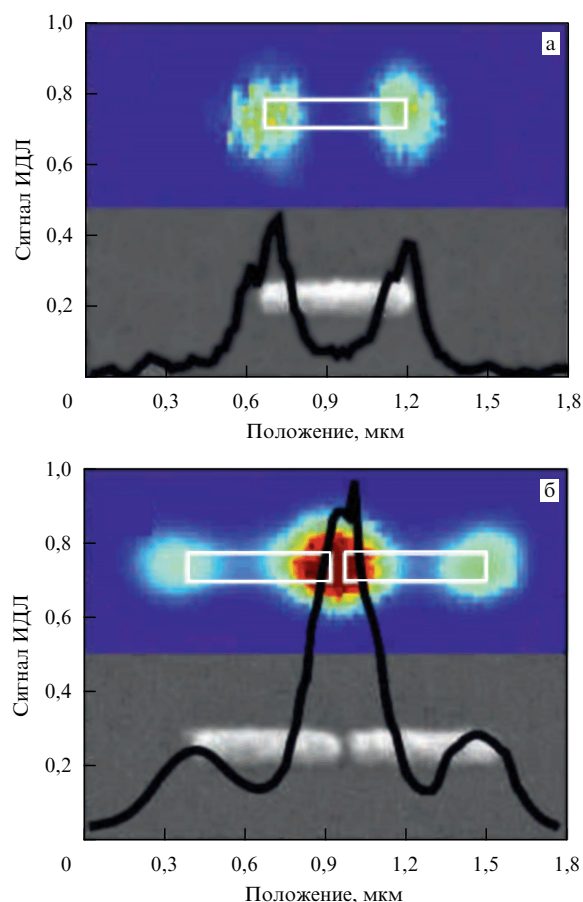


Рис. 6. Уровень сигнала индуцированной двухфотонной люминесценции (ИДЛ) вблизи золотой наноантенны. Плазмонный монополюс (а) длиной 500 нм и диполь (б), состоящий из двух таких монополюсов. (Из работы [107].)

кального электрического поля непосредственно в области плазмонного монополя. На этом рисунке изображён уровень сигнала индуцированной двухфотонной люминесценции вблизи монополярной (рис. 6а) и дипольной (рис. 6б) наноантенн. Изображения наноантенн получены при помощи метода сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Наноантенны возбуждались плоской электромагнитной волной. Результаты для дипольной антенны приведены для сравнения, они будут обсуждаться в дальнейшем. Значения сигнала на обоих рисунках нормированы на максимум поля в зазоре дипольной наноантенны. Из этих данных непосредственно следует, что монополярная наноантенна хотя и усиливает напряжённость своего ближнего поля, но делает это гораздо менее эффективно, чем дипольная. Заметим, что непосредственно по этим результатам судить о коэффициенте локализации поля трудно, потому что в основу его измерения положен нелинейно-оптический эффект.

В качестве пробной наноантенны или пробного нанообъекта для измерения напряжённости ближнего поля может выступать молекула, квантовая точка или любой другой детектор. В этом направлении также существуют убедительные экспериментальные результаты — работа [15], в которой продемонстрировано увеличение скорости спонтанной эмиссии (другими словами, эффекта Пёрселла, см. раздел 2.3) квантовой точки, расположенной вблизи монополярной наноантенны, в 2,5 раза. На рисунке 7а, б показаны соответственно структура рассматриваемой в работе задачи и результаты численного моделирования этой системы. Результатами явля-

ются эффективность излучения и фактор Пёрселла в системе плазмонного монополя, взаимодействующего с квантовой точкой, в зависимости от их взаимного расстояния. Из этих данных следует быстрое уменьшение эффективности излучения системы с увеличением расстояния от точки до поверхности монополя.

3.2. Плазмонные димерные наноантенны.

Дипольные наноантенны

К димерным наноантеннам относят обычно такие, которые работают на принципе сильной локализации поля в зазоре между двумя металлическими наночастицами. Среди всех таких наноантенн принято особо выделять два подкласса: дипольные наноантенны и наноантенны "галстук-бабочка" (далее просто "бабочка"), которые будут рассмотрены в разделе 3.3. В данном разделе мы подробнее остановимся на дипольных антеннах, а также проведём сравнение параметров их работы с параметрами монополярных наноантенн.

Дипольные антенны в радио- и микроволновой областях применяются повсеместно в качестве собственно антенн, а также в качестве эталонов для исследования характеристик различных излучателей. Они занимают особое положение ещё и потому, что являются, по сути, первыми электромагнитными антеннами. Поэтому неудивительно, что в оптической области частот у таких антенн также появились аналоги.

Хотя плазмонная дипольная наноантенна и является нанодимером, её полная длина часто соизмерима с длиной волны (например, полуволновая плазмонная наноантенна). В наноантенной технике такие антенны часто используют для создания беспроводной (посредством свободно распространяющихся электромагнитных волн) и нанофотонной (посредством волноводных мод) связи с помощью оптических, например плазмонных, волноводов. Это объясняется наиболее ясными методами согласования таких наноантенн с питающим их волноводом благодаря возможности переноса в эту область понятий и методов согласования из радиофизики [5, 6]. В этом отношении дипольные наноантенны наследуют свои преимущества от их радиочастотных аналогов. В литературе стали появляться работы по созданию прообразов нанофотонных систем [108 – 110] и систем беспроводной связи, основанных на использовании наноантенн [25, 111, 112]. Однако такого рода системы до конца не реализованы и их реализация сталкивается с существенными трудностями.

Идея использования дипольных наноантенн для более эффективного возбуждения плазмонных волноводов берёт своё начало в работах [25, 111, 112]. В частности, в работе [111] авторы, вдохновлённые идеями Г. Герца, предлагают дипольную плазмонную наноантенну, малую по сравнению с длиной волны. Авторы показывают, что введение материалов с различной диэлектрической проницаемостью в зазор дипольной наноантенны позволяет настраивать её на требуемый режим работы. По своей геометрии и дизайну такая антенна похожа на классический диполь Герца (рис. 8а), использованный им для проведения своих знаменитых опытов. На рисунке 8б показано типичное СЭМ-изображение подобных наноантенн, выполненных в виде димеров (слева) и совокупности двух монополей (справа).

В 2008 г. появилась ещё одна работа тех же авторов [112], в которой они применяют концепцию входного

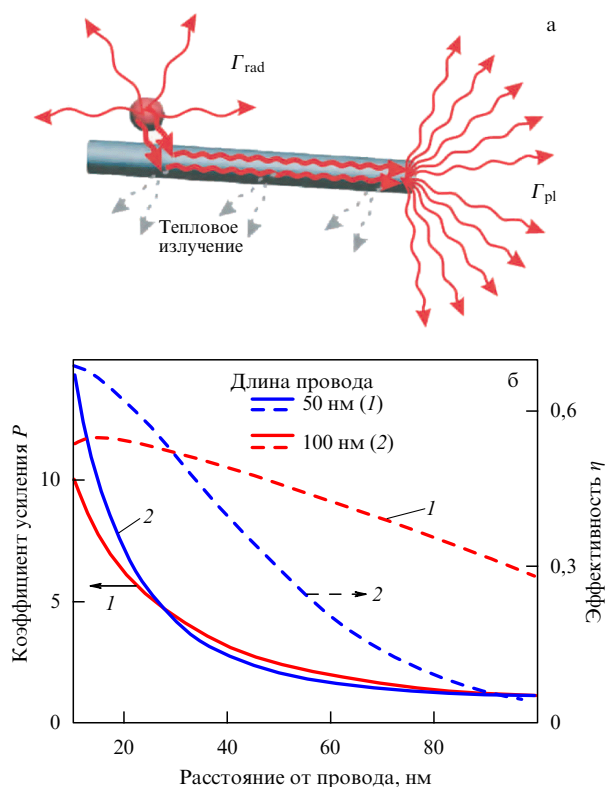


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Коэффициент усиления локального поля и эффективность излучения в системе плазмонного монополя, взаимодействующего с квантовой точкой, в зависимости от их взаимного расстояния. (Из работы [15].)

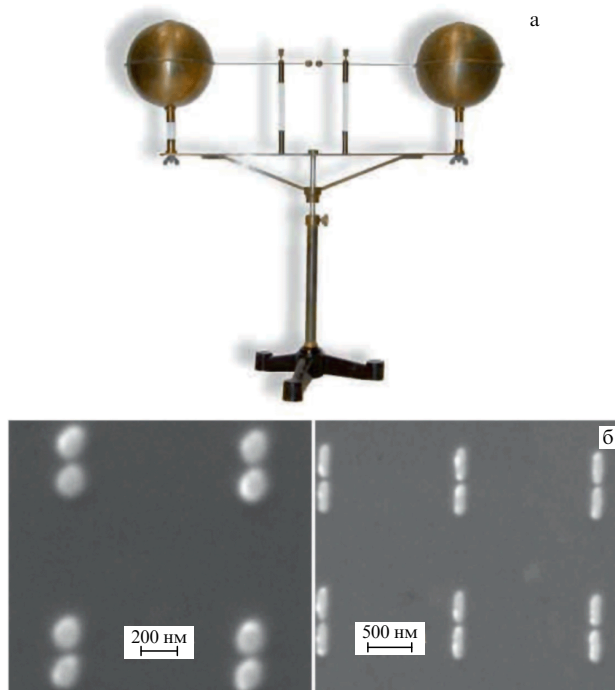


Рис. 8. Дипольные наноантенны. (а) Фотография дипольной антенны, использованной Г. Герцем для своих знаменитых опытов. (б) Типичные СЭМ-изображения массивов дипольных наноантенн, выполненных в виде димеров (слева) и совокупности двух монополей (справа).

импеданса (см., например, [5, 6]) для анализа плазмонного полуволнового нанодиполя, т.е., по сути дела, ставят вопрос о согласовании наноантенны с питающим трактом (плазмонным волноводом). Они рассматривают такую полуволновую дипольную наноантенну, нагруженную, как и в предыдущей работе, на материалы с различными диэлектрическими проницаемостями в её зазоре. Примечательно, что авторам работы [112] удалось добиться согласования наноантенны с питающим волноводом, т.е. показать принципиальную возможность применения такой системы в качестве передатчика или приёмника в цепи беспроводной оптической системы связи на наноуровне.

Описанные работы, по-видимому, были первыми в направлении изучения проблемы согласования наноантенны с оптическим волноводом. Работа [108] является логическим продолжением исследований в этой области. Здесь авторы рассматривают цепь (рис. 9а) приёмная наноантенна – плазмонный волновод – передающая наноантенна и анализируют возможность приёма наноантенной части энергии из пучка лазера с последующей эффективной передачей по волноводу и излучения в свободное пространство посредством передающей антенны. В частности, показано хорошее, но неполное согласование наноантенн с волноводом. Заметные биеения коэффициента усиления локального поля на рис. 9б свидетельствуют о наличии в системе стоячей волны.

В настоящее время основной поток информации, особенно между адресатами, находящимися на больших расстояниях друг от друга, приходится на волоконно-оптические линии связи (например, интернет). Однако получаемая по этому каналу информация обрабатывается в электронном виде путём преобразования опти-

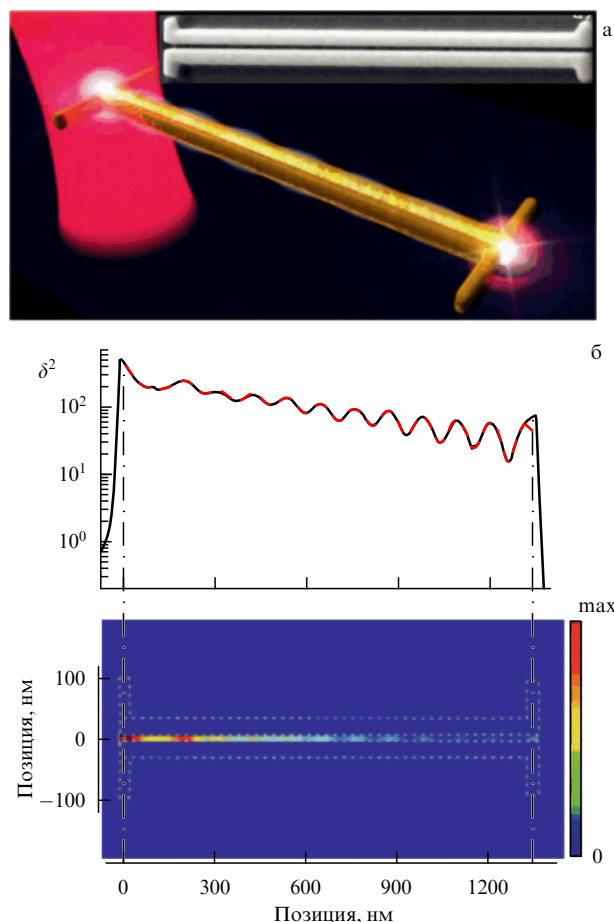


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Связь двух дипольных наноантенн плазмонным волноводом. (а) Дизайн цепи, состоящей из приёмной наноантенны (слева), плазмонного волновода и передающей наноантенны (справа). Вся конструкция (золото) расположена на стеклянной подложке. (б) Распределение интенсивности волноводной моды в зазоре плазмонного волновода. (Из работы [108].)

ческого сигнала в электрический. Поэтому существует проблема связи оптической линии передачи информации посредством волоконно-оптических световодов непосредственно с элементами нанооптики, минуя электронные схемы обработки информации. Эту проблему также предлагается решить при помощи наноантенн, и дипольный вариант представляется наиболее удобным. Действительно, наноантенна эффективно осуществляет прямое преобразование оптического излучения в плазмонные моды волновода, что является весьма удобным на практике. Благодаря своей способности к локализации энергии в субволновой области эффективность такой трансформации значительно увеличивается. Например, в недавней работе [109] авторы рассматривают такую задачу и предлагают использовать плазмонную дипольную антенну для связи между плазмонным волноводом и оптическим волоконным световодом. На рисунке 10 представлены результаты моделирования системы. Из сравнения рис. 10б, в следует, что применение дипольной наноантенны даёт существенное преимущество. Считается, что устройства такого рода должны в будущем решить проблему сопряжения нанопотонных систем с волоконно-оптической линией связи и привести к полностью оптическим системам передачи и обработки информации.

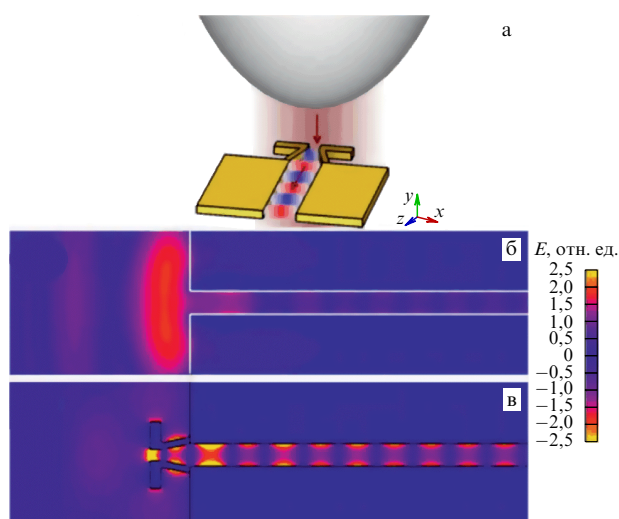


Рис. 10. (а) Возбуждение плазмонного волновода оптическим волноводом посредством дипольной наноантенны. Сравнение коэффициентов усиления локального поля в плазмонном волноводе без наноантенны (б) и с использованием наноантенны (в). (Из работы [109].)

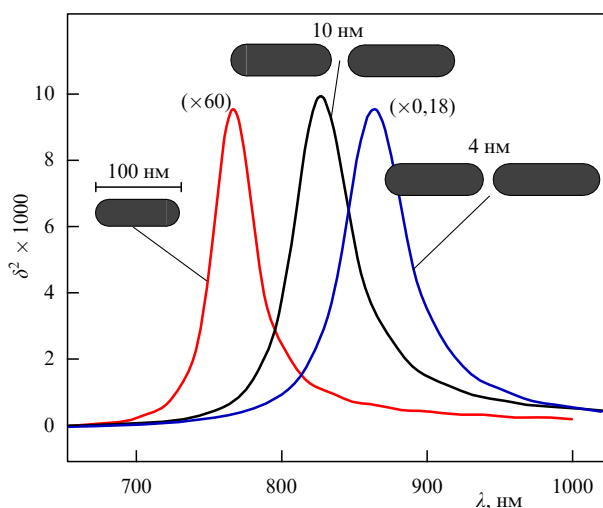


Рис. 11. Сравнение зависимостей квадратов коэффициентов локализации монопольной и дипольной наноантенн от длины волны возбуждающего излучения. (Из работы [41].)

Итак, основными достоинствами дипольных наноантенн являются простота изготовления, возможность тонкой настройки режима работы и высокий коэффициент усиления локального электрического поля в зазоре, причём этот коэффициент значительно выше, чем у их монопольных аналогов (рис. 6б). На рисунке 11 приведены для сравнения зависимости квадратов коэффициентов локализации монопольной и дипольной наноантенн от длины волны возбуждающего излучения [41]. Видно, что коэффициент усиления локального поля дипольной наноантенны существенно выше, чем монопольной наноантенны. Например, значение квадрата пикового значения коэффициента локализации наномонополя в 60 раз меньше, чем нанодиполя, составленного из двух таких монополей, разделённых промежутком в 10 нм. С уменьшением длины промежутка это преимущество становится ещё более заметным.

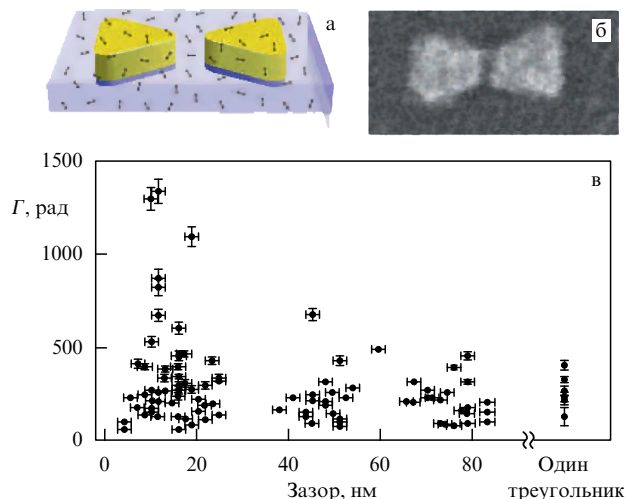


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Экспериментальная демонстрация увеличения интенсивности флуоресценции молекулы, попавшей в зазор наноантенны-бабочки. (а) Дизайн наноантенны-бабочки (золото). Наноантенна покрыта молекулами дикарбоксимида (чёрные стрелки), находящимися в метилметакрилате (светло-синий слой). (б) Изображение изготовленной наноантенны, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. (в) Зависимость увеличения яркости флуоресценции молекул дикарбоксимида от величины зазора наноантенны (экспериментальные данные). (Из работы [119].)

3.3. Плазмонные наноантенны "галстук-бабочка"

Наноантенны "галстук-бабочка" [110, 113–128] являются развитием модели димерных наноантенн и представляют собой двумерный аналог классических конусных радиочастотных антенн (см., например, [6]).

Обзор наноантенн-бабочек начнём с экспериментальной работы [119] (рис. 12), в которой авторы сообщают о наблюдении увеличения флуоресценции попавшей в зазор наноантенны-бабочки одиночной молекулы, в 10 раз превышающего результаты экспериментов, проводимых ранее. Длина волны равна 820 нм, что соответствует максимуму в спектре эмиссии молекул (дикарбоксимид). Геометрические характеристики наноантенны взяты авторами из работы [113]. Экспериментальные результаты этой работы согласуются с численным расчётом, а увеличение уровня флуоресценции объясняется исключительно большим значением коэффициента усиления локального электрического поля (9) в зазоре наноантенны.

Различные научные группы предлагают использовать наноантенны-бабочки для повышения эффективности солнечных батарей, а также для создания идеально поглощающих покрытий. Например, в экспериментальной работе [128] предложена новая конструкция таких покрытий (рис. 13), состоящая из наноантенн-бабочек, лежащих не в плоскости, а на островках подложки. Таким способом авторы этой работы добиваются практически полного поглощения на частоте плазмонного резонанса системы — в основном благодаря увеличению площади покрытия, взаимодействующего с ближним полем.

В последнее время также стали появляться работы по согласованию наноантенны-бабочки с плазмонными волноводами. В работе [110] (рис. 14) авторы экспериментально исследуют систему приёмная наноантенна-

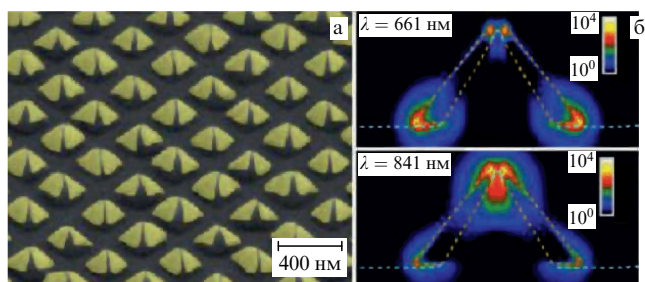


Рис. 13. (а) Поглощающее покрытие, состоящее из массива наноантенн галстук-бабочка. Наноантенны расположены под углом к поверхности с целью достижения большей области взаимодействия с подложкой. (б) Картины распределения поля на длинах волн 661 и 841 нм. (Из работы [128].)

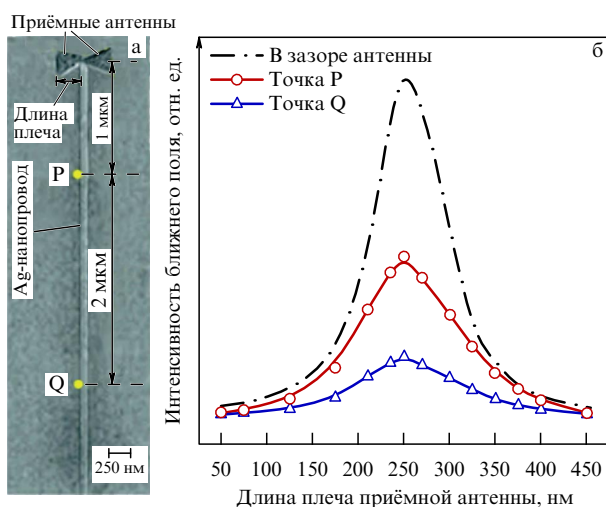


Рис. 14. (В цвете онлайн.) (а) Изображение системы приёмная наноантенна – волновод (серебро). (б) Интенсивность электрического поля в зазоре антенны (чёрная штрихпунктирная кривая), а также результаты измерения интенсивности ближнего поля на расстоянии 1 мкм (красные кружки) и 3 мкм (синие треугольники) от зазора приёмной наноантенны-бабочки. (Из работы [110].)

бабочка – плазмонный волновод – передающая наноантенна. На рисунке 14а показана только часть системы, а именно приёмная наноантенна и волновод. Концы волновода расположены в зазорах обеих наноантенн. Длина показанного на рис. 14а волновода равнялась 10 мкм, а плечо наноантенны составляло 250 нм. Приёмная антенна освещалась пучком лазера. В этой экспериментальной работе чётко проявился основной недостаток плазмонных волноводов — быстрое затухание энергии плазмонной мод. Это следует из рис. 14б: интенсивность плазмонной моды в данном волноводе значительно уменьшилась на расстоянии всего 3 мкм от приёмной антенны.

Интересной идеей, направленной на уменьшение диссипативных потерь в материале наноантенны и расширение рабочего диапазона частот, является использование фрактальных структур, например структур Серпинского (Sierpinski) [124, 129]. В работе [124] авторы используют фрактальную структуру Серпинского для разработки наноантенн-бабочек. Результаты моделирования такой структуры и её практическая реализация приведены на рис. 15. Наноантенна работает в инфракрасном диапазоне, и невозможность её изготовления

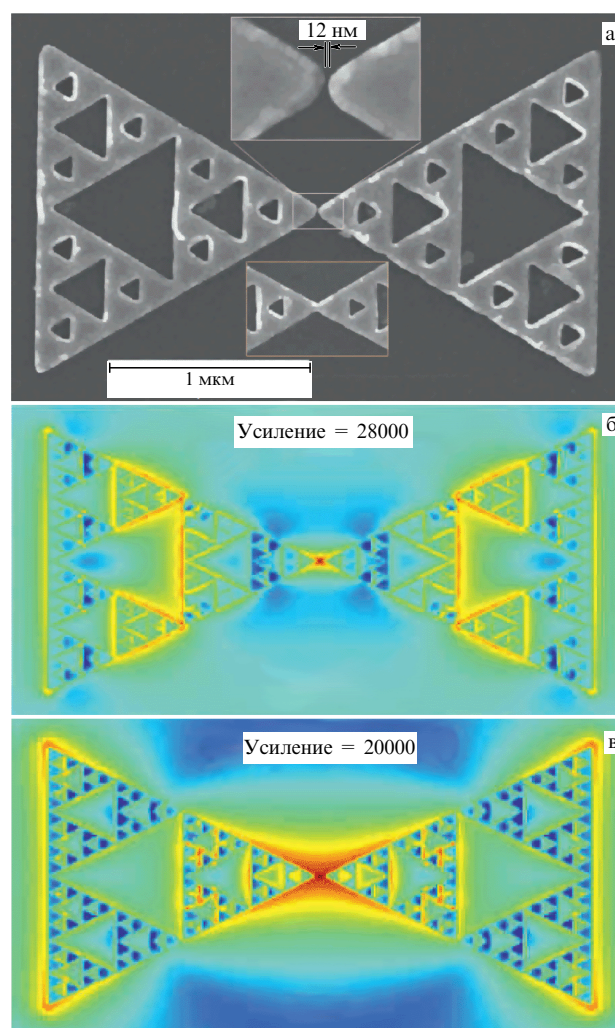


Рис. 15. Наноантенна-бабочка с использованием фрактальных структур Серпинского. Практическая реализация такой структуры (а) и результаты её численного моделирования на длинах волн 2950 нм (б) и 6420 нм (в). (Из работы [124].)

для работы в оптическом диапазоне частот является наибольшим недостатком. Это обстоятельство требует поиска иных путей уменьшения потерь в плазмонных оптических наноантеннах.

Существенным достоинством таких наноантенн является их относительная широкополосность — это свойство они наследуют от биконических радиочастотных антенн. Однако они уступают дипольным наноантеннам по значению коэффициента локализации электрического поля. Для демонстрации этого достаточно сравнения эффективности работы дипольной наноантенны и наноантенны-бабочки при одинаковой длине плеч и радиусов кривизны поверхности наноэлементов в области зазора. Результаты такого сравнения приведены на рис. 16 [41]. Видно, что, хотя наноантенны-бабочки более широкополосные по сравнению с дипольными, их коэффициент локализации меньше. Это объясняется большим количеством используемого металла, а следовательно, и большими диссипативными потерями.

Существуют и магнитные аналоги наноантенн-бабочек. В работе [91] авторы предлагают заменить промежуток между наноэлементами маленьким кусочком металла. Такую наноантенну авторы назвали наноан-

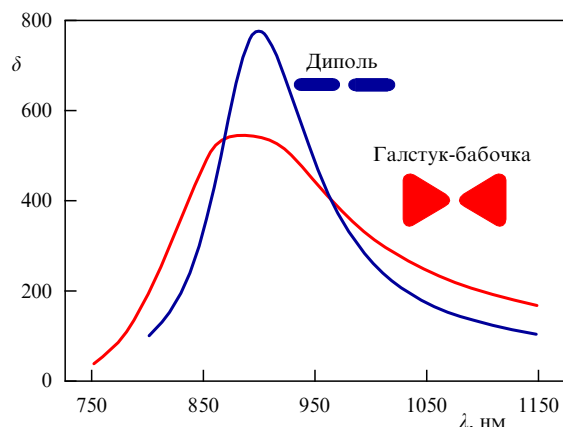


Рис. 16. Сравнение наноантенны-бабочки с дипольной наноантенной при одинаковой длине плеч и одинаковых радиусах кривизны поверхности наноэлементов в области зазора. (Из работы [41].)

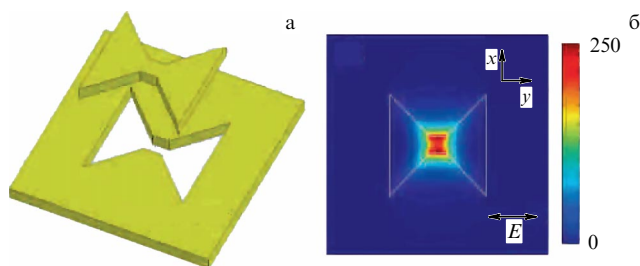


Рис. 17. (а) Дизайн наноантенны-диаболо (золото). (б) Распределение интенсивности магнитного поля, длина волны 1940 нм. (Из работы [91].)

тенна-диаболо (Diabolo nanoantenna) ввиду схожести её геометрии с известной игрушкой. На рисунке 17а приведён дизайн наноантенны-диаболо, а на рис. 17б представлены результаты численного моделирования, демонстрирующие сильное увеличение интенсивности магнитного поля вблизи зазора наноантенны.

3.4. Плазмонные наноантенны Яги – Уда

Антенны Яги – Уда, которые в русскоязычной литературе более известны как антенны — волновой канал, хорошо зарекомендовали себя в радиочастотной области благодаря возможности получения от такой антенны узкой диаграммы направленности путём настройки взаимного расположения её элементов [3–6]. Достаточно вспомнить, что этот тип антенн является самым распространённым для приёма телевизионных сигналов от удалённых станций. На рисунке 18а изображён один из изобретателей антенны — волновой канал, профессор Хидетсугу Яги (Hidetatsu Yagi). Антенна, которую изобретатель держит в руках, состоит из одного рефлектора, двух директоров и питающего элемента. Рефлектор в антенне такого типа необходим для погашения излучения назад за счёт деструктивной интерференции поля, рассеянного на нём, и поля излучателя. Директоры выполняют обратную функцию — обеспечения конструктивной интерференции, которая необходима для формирования более направленного излучения в прямом направлении [3–6].

Часто задачи нанофотоники также предъявляют к наноантеннам требования узости диаграммы направленности, что продиктовано желанием добиться большей

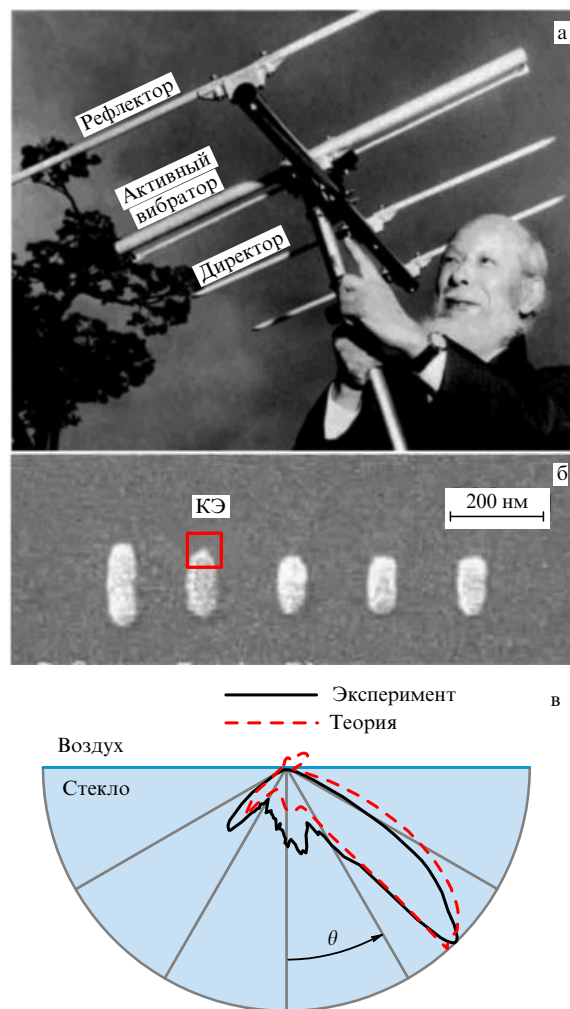


Рис. 18. (В цвете онлайн.) (а) Типичная радиочастотная антенна Яги – Уда, принадлежащая одному из её изобретателей — Хидетсугу Яги. Данная антенна имеет один рефлектор и два директора. (б) Изображение наноантенны Яги – Уда, реализованной экспериментально в работе [29]. (в) Результаты экспериментальных исследований этой наноантенны и сравнение их с теоретическим описанием. (Из работы [29].)

плотности мощности, передаваемой в заданном направлении, и более плотной компоновки элементов нанофотоники на едином кристалле. С этой задачей хорошо справляются плазмонные наноантенны Яги – Уда, которые начали развиваться не так давно и представлены в работах [28–30, 33, 35, 43, 130–139]. Подобно радиочастотной антенне Яги – Уда, эти наноантенны имеют рефлектор и один или несколько директоров. Как и в случае с их классическими аналогами, узкая диаграмма направленности и высокий коэффициент усиления достигаются за счёт синфазного сложения полей от разных элементов в определённом направлении. Часто предлагаемые дизайны наноантенн Яги – Уда напоминают существующие дизайны таких антенн в радиодиапазоне. Но из-за различий диэлектрических проницаемостей металла в радио- и оптической областях частот разнятся также и поляризации элементов радиочастотной и оптической металлических антенн, а следовательно, и распределения полей вокруг и внутри этих элементов.

Наноантенна Яги – Уда впервые полностью экспериментально реализована в работе [29], в которой демон-

стрируется возможность получения острой диаграммы направленности. На рисунке 18б приведено изображение наноантенны, полученное при помощи сканирующей электронной микроскопии. Наноантенна состоит из рефлектора, трёх директоров и элемента, в ближнем поле которого непосредственно находится квантовый эмиттер (активный вибратор). Активный вибратор наноантенны предназначен для локального увеличения напряжённости поля в точке нахождения эмиттера и, как следствие, увеличения мощности, излучаемой им за счёт эффекта Пёрселла (см. раздел 2.3). Результаты эксперимента и сравнение их с численным предсказанием приведены на рис. 18в. Из этого рисунка видно хорошее согласие экспериментальных данных с численным моделированием. Однако свет, излучённый наноантенной, распространяется в основном в оптически более плотной среде, т.е. в диэлектрической подложке. Таким образом, реальная диаграмма направленности наноантенны сильно зависит от окружения. Эта проблема, которая в настоящее время не решена, является существенным препятствием для организации системы беспроводной оптической связи между наноантеннами.

Совсем недавно появилась экспериментальная работа [30], в которой авторы изучают периодический массив наноантенн Яги–Уда (рис. 19). Создание таких массивов переносит концепцию антенной решётки из радиочастотной антенной техники в оптическую [5, 6]. Известно, что, меняя фазу работы каждого из элементов решётки, можно добиться сверхвысокой направленности, возможности сканирования лучом без изменения положения

антенн, а также создания адаптивных антенн, диаграмма направленности которых сама подстраивается под изменения внешних условий и направления приходящего сигнала. Создание подобного рода устройств в оптической области является крайне важной задачей.

Антенны Яги–Уда относятся к узкополосным и способны принимать сигнал только по одному каналу, которому соответствуют размеры элементов антенны [1–6]. При развитии многопрограммного телевидения возникла необходимость приёма нескольких программ, передаваемых по разным каналам. Для этого разработаны широкополосные антенны, способные примерно одинаково принимать группу каналов. К таким антеннам относятся антенны заострённые [140], зигзагообразные, логопериодические и антенны бегущей волны [1–6]. Оптические наноантенны Яги–Уда, как и большинство плазмонных наноантенн других типов, тоже являются узкополосными. Это происходит из-за того, что наноантенны настроены на частоты, лежащие вблизи острых плазмонных резонансов. В стороне от этих резонансов направленность наноантенны быстро убывает, делая её малоприменимой для практического применения. Однако на практике очень важно, чтобы наноантенна была широкополосной. Мотивация для широкополосности в оптическом диапазоне такая же, как и в радио- и телевидении: одна наноантенна должна принимать одновременно несколько оптических сигналов, передаваемых по разным каналам. Поэтому в настоящее время задача расширения рабочей полосы плазмонных наноантенн является очень актуальной и составляет важное направление исследований в области интегрированных оптических наночипов, биосенсоров, солнечных элементов и метаматериалов [77, 141–145, 151].

Проверенным на практике подходом к расширению рабочего диапазона частот плазмонных наноантенн является миниатюризация конструкций широкополосных радио- и ТВ-антенн. Например, в работе [143] авторами предложена заострённая наноантенна Яги–Уда (tapered Yagi–Uda nanoantenna), состоящая из директорных элементов — нанодиполей, уменьшающихся в длину вдоль главной оси наноантенны (рис. 20). Роль массива директорных элементов, линейно уменьшающихся в длину, заключается в улучшении диаграммы направленности наноантенны, а также в компенсации джоулевых потерь в металлических нанодиполях [39]. По аналогии с заострёнными плазмонными наноантеннами-монополями [20, 146, 147], в предложенной конструкции потери компенсируются за счёт нанофокусирования плазмонов на заостряющемся профиле директорных элементов. Для улучшения фокусирующих свойств расстояние между нанодиполями-директорами может быть сокращено до $1/50$ длины волны, что дополнительно уменьшает габариты наноантенны [143] и делает её особенно привлекательной для решения задач управления мелко-масштабными (субволновыми) источниками излучения [77, 148]. Важной особенностью заострённых наноантенн Яги–Уда является возможность управлять излучением нескольких субволновых источников (например, квантовых точек), излучающих на разных частотах, или, наоборот, принимать оптическое излучение из дальнего поля и трансформировать его в субволновые локализованные поля [77, 148]. Такие свойства особенно полезны, например, для получения оптических изображений объекта методами сканирующей ближнепольной оптиче-

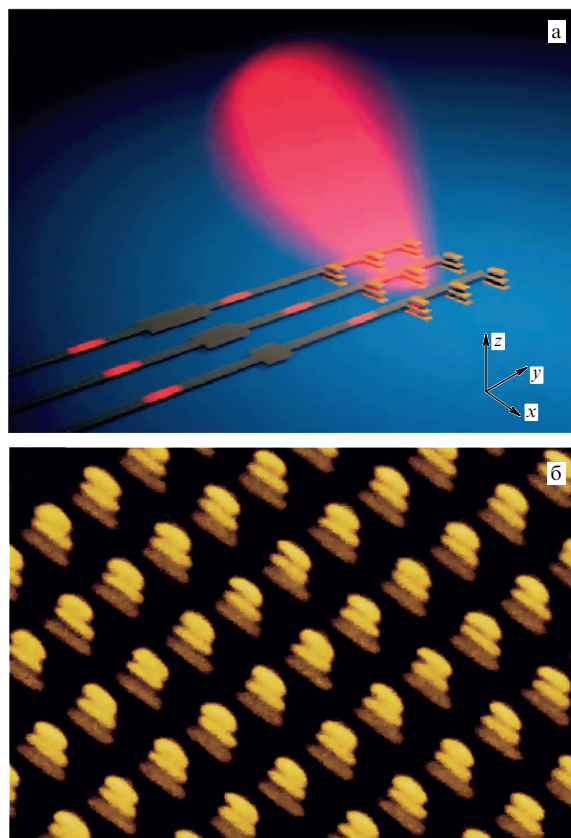


Рис. 19. Фазированные решётки оптических наноантенн — волновых каналов. (а) Рисунок цепи питания массива. (б) СЭМ-изображение массива наноантенн. (Из работы [30].)

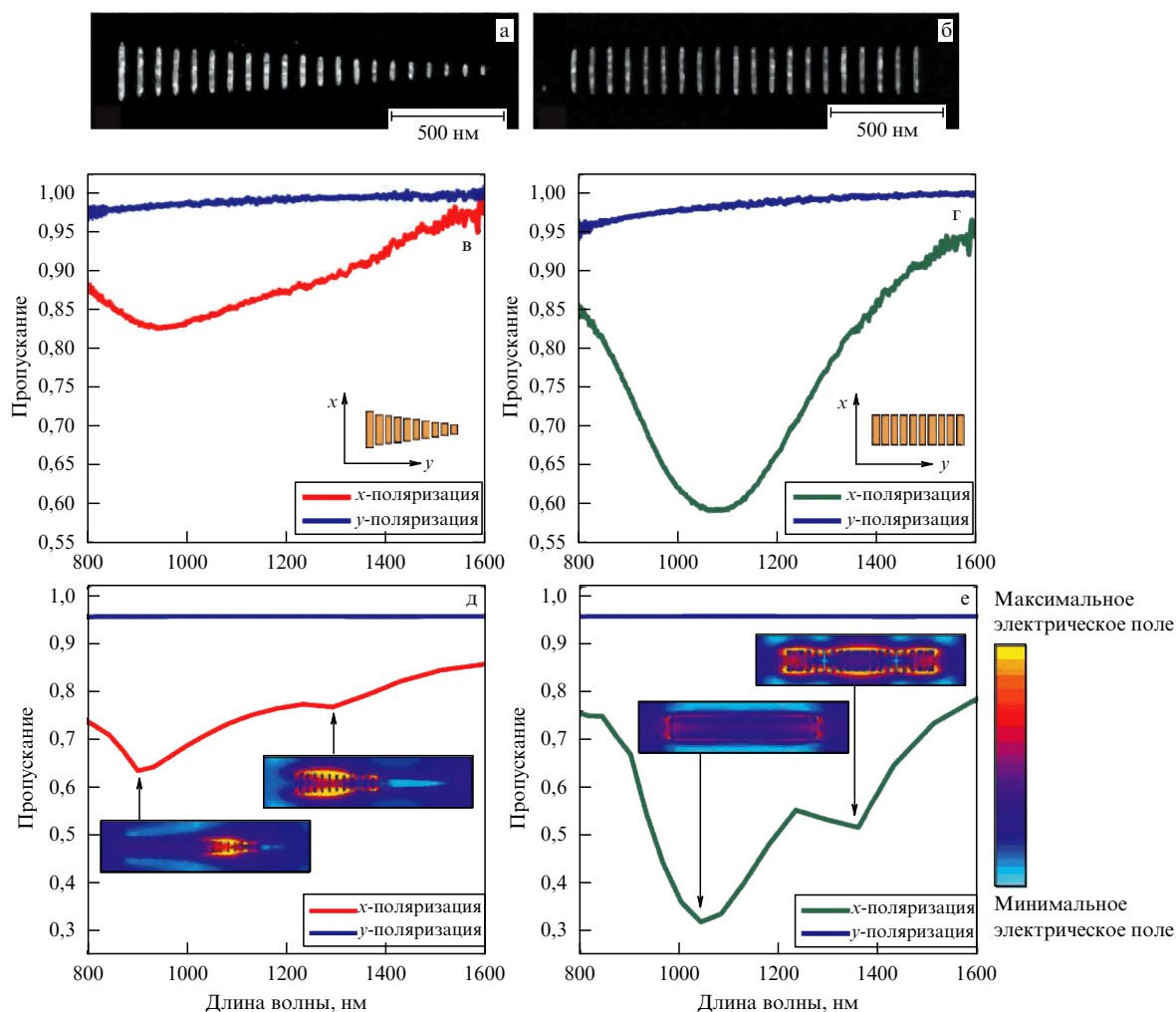


Рис. 20. Заострённая наноантенна Яги–Уда, состоящая из нанодиполей разной длины. Увеличенное СЭМ-изображение заострённой наноантенны Яги–Уда (а) и тестовой структуры (б). Экспериментальные спектры пропускания заострённой наноантенны Яги–Уда (в) и тестовой структуры (г). Результаты численного моделирования спектров пропускания заострённой наноантенны Яги–Уда (д) и тестовой структуры (е). Полученные численно распределения электрического поля подчёркивают широкополосные свойства заострённых наноантенн в сравнении с более узкополосными тестовыми структурами. (Из работы [143].)

ской микроскопии [149], а также для многоканальной беспроводной оптической связи внутри сложных оптических микросхем и плазмонных солнечных элементов (см. далее раздел б).

Предсказанные теоретически широкополосные свойства заострённых наноантенн Яги–Уда были подтверждены экспериментально в работе [143]. Для этого двумерные массивы наноантенн Яги–Уда, состоящих из 21 золотого нанодиполя с линейно уменьшающейся длиной, были изготовлены методом электронно-лучевой литографии. Предпочтение было отдано золоту, чтобы избежать окисления поверхности наноантенн, наблюдаемого в случае использования серебра. В качестве подложки использовалось стекло, покрытое слоем оксида индия и олова толщиной 7 нм. Спектры пропускания белого света, падающего нормально к поверхности массива наноантенн, были измерены в широком диапазоне частот при помощи оптического анализатора. Спектральные измерения и численное моделирование были проведены как для заострённых наноантенн, так и для тестовых структур (reference structures), состоящих из нанодиполей одинаковой длины (рис. 20б). На рисунке 20в–е показано, что экспериментальные спектры про-

пускания для двух поляризаций (параллельной и перпендикулярной к главной оси наноантенны) достаточно хорошо согласуются с результатами численного моделирования.

В отличие от тестовых структур, состоящих из нанодиполей равной длины и имеющих спектры пропускания с ярко выраженной резонансной кривой, заострённые наноантенны характеризуются широкой полосой пропускания. Согласно предыдущим теоретическим расчётам [77, 148], а также результатам моделирования распределения электрического поля в заострённых наноантеннах и тестовых структурах (рис. 20д, е), широкая полоса пропускания является результатом суперпозиции спектров, которые соответствуют индивидуальным нанодиполям разной длины. В случае же тестовых структур, состоящих из диполей одинаковой длины, наблюдаются резонансы Фабри–Перо из-за отражения от краёв тестовых структур. Стоит отметить возможность одновременного заострения директорных элементов наноантенн Яги–Уда с уменьшением расстояния между ними. По аналогии с радио- и ТВ-логопериодическими антеннами, наноантенны такой конструкции получили название оптических логопериодических наноантенн

[114, 150, 151]. Они тоже обладают широкополосными свойствами, но их практическая реализация требует больших усилий из-за повышенных требований к точности изготовления металлических нанодиполей.

3.5. Плазмонные наноантенны других типов

Перечисленными выше типами плазмонных наноантенн не ограничивается их многообразие. Для полноты изложения в этом разделе мы остановимся на некоторых плазмонных наноантеннах, не включённых в основное содержание.

Более сложные монополюсные и дипольные наноантенны. В литературе помимо монополюсных и димерных наноантенн часто описываются антенны более сложного дизайна [27, 28, 37, 40, 41, 152], отличающиеся от рассмотренных только количеством, составом, формой и размерами структурных наноэлементов. В качестве примера на рис. 21 приведены экспериментально реализованные геометрии плазмонных монополюсных и дипольных наноантенн. На рисунке 21а показана группа наноантенн, различающихся только количеством наноэлементов. Такие мультиполюсные наноантенны часто представляют интерес для исследователей благодаря появлению в них коллективных плазмонных мод. Существуют и более сложные геометрии. Для того чтобы представить, каковы возможности изготовления геометрически сложных наноантенн, достаточно посмотреть на рис. 21б, на котором изображён массив "наноцветков", полученных в работе [153].

Структурные наноэлементы антенн могут быть и неоднородными по своему составу. На рисунке 21в приведена система ядро-оболочка, изготовленная из металлов различного типа. Свойства оптического отклика такой системы иные, чем у однородной частицы. Конечно, в качестве ядра или оболочки могут выступать диэлектрики, тогда точнее будет отнести такую наноантенну к гибриднему типу (см. далее раздел 4). Интересными оптическими свойствами обладает структура,

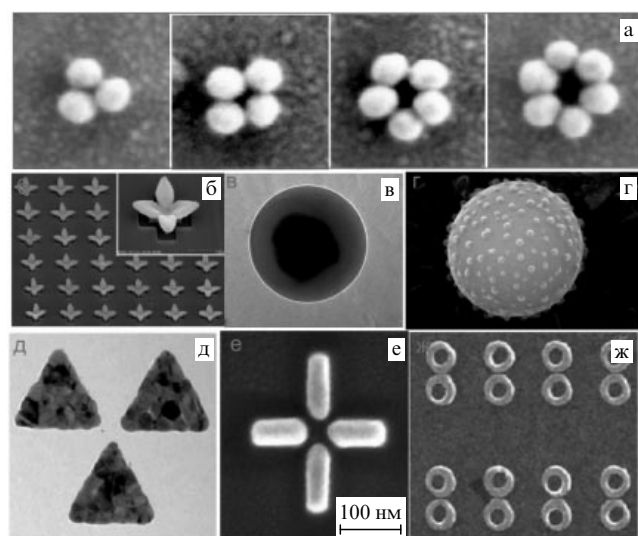


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Различные варианты экспериментально реализованных плазмонных наноантенн: (а) группа мультиполюсных наноантенн в порядке увеличения степени мультиполюсности, (б) "наноцветок" как демонстрация современных экспериментальных возможностей, (в) и (г) различные системы ядро-оболочка, (д-ж) более сложные варианты приёмных наноантенн.

показанная на рис. 21г. Эта структура состоит из металлической или диэлектрической частицы и расположенных на её поверхности плазмонных наночастиц гораздо меньшего размера.

Геометрии дипольных антенн и наноантенн-бабочек могут отличаться от стандартных (рис. 21д-ж), которые часто дают больший выигрыш от их использования по сравнению со стандартными дизайнами.

Направленный рассеиватель. К наноантеннам часто относят нанорассеиватели, т.е. такие наноустройства, которые позволяют рассеивать излучение в заданном направлении. Интересная реализация концепции направленного рассеивателя предложена в экспериментальных работах [36, 154]. Здесь авторы используют биметаллический нанодимер (рис. 22), т.е. систему связанных металлических наночастиц, изготовленных из различных металлов (серебро и золото). Различие в структуре обоих наноэлементов позволяет достичь частотной зависимости направления распространения рассеянной волны. Из представленного рисунка видно, что для падающего излучения, поляризованного перпендикулярно оси димера, направления рассеяния волн красного и синего цветов противоположны. Для поля, поляризованного в другой плоскости, также имеется возможность такой сепарации, но на других длинах волн.

Ромбическая плазмонная наноантенна. Кроме описанных в основной части обзора плазмонных наноантенн Яги-Уда, существуют и другие типы, предназначенные для формирования узкой диаграммы направленности. В качестве примера приведём ромбическую наноантенну (рис. 23), которая представляет собой плазмонный волновод, плавно расширяющийся на конце. Этот тип

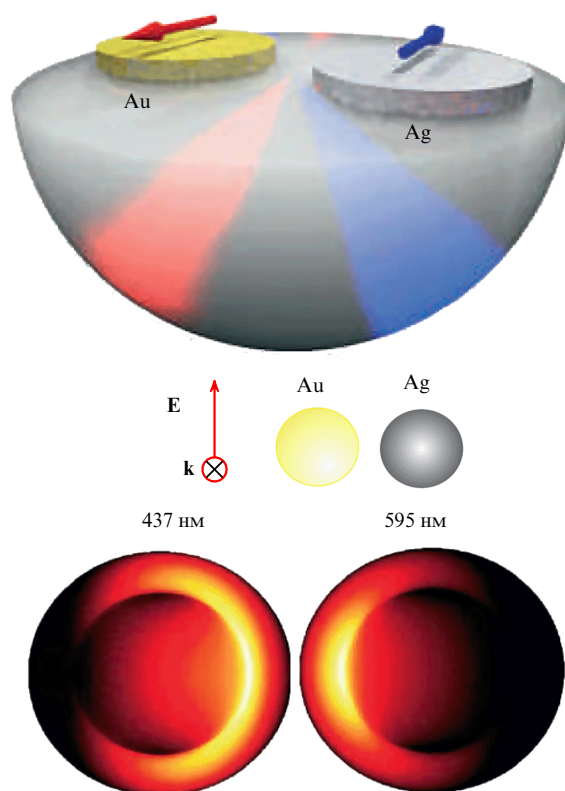


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Биметаллический плазмонный нанодимер в качестве направленного и частотно-избирательного рассеивателя [36].

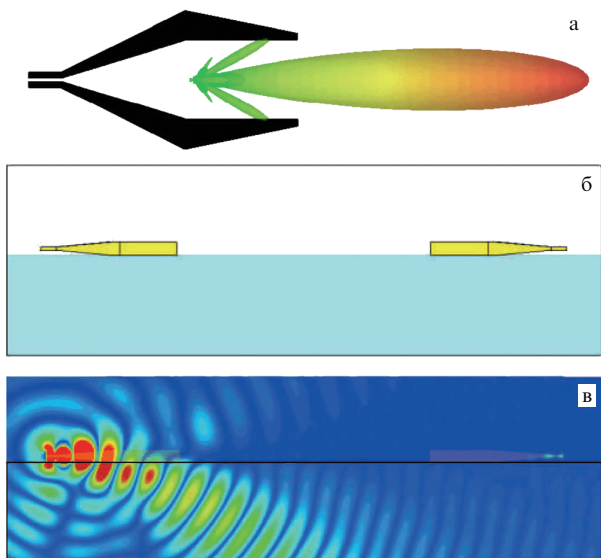


Рис. 23. Ромбическая наноантенна. (а) Дизайн и диаграмма направленности, (б) расположение двух наноантенн на стеклянной подложке, (в) результат численного моделирования системы беспроводной передачи данных между двумя ромбическими наноантеннами. (Из работы [155].)

наноантенн является аналогом ромбической антенны в радиодиапазоне.

На рисунке 23а показана геометрия такой наноантенны, предложенная в работе [155], и её лучшая диаграмма направленности. В этой же работе авторы демонстрируют результаты численного моделирования беспроводной системы связи между двумя такими наноантеннами. Схема расположения передающей и принимающей наноантенн на стеклянной подложке приведена на рис. 23б, а на рис. 23в представлен результат численного моделирования. Видно, что и в этом случае *основная мощность*, излучаемая антенной, распространяется в подложку. Этот тип передающих наноантенн значительно менее распространён в литературе и менее интересен исследователям, в отличие от дизайна Яги – Уда.

Плазмонная петлевая наноантенна. Помимо электрических дипольных наноантенн, в литературе стали описываться также дизайны их магнитодипольных вариантов. Например, в работе [90] авторы в качестве наноантенны предлагают использовать массив маленьких плазмонных колечек (рис. 24а). В этой работе показано, что такое единичное колечко имеет диаграмму рассеяния плоской волны в виде диаграммы направленности излучения магнитного диполя. На рисунке 24б изображён массив колечек, который возбуждается диполем, расположенным в зазоре первого от подложки колечка. Рисунок 24в демонстрирует полученную диаграмму направленности такой антенны. Стоит, однако, отметить, что эта высокая направленность достигнута благодаря не только массиву колечек, но и задней отражающей поверхности (серебро). Несомненным достоинством этого типа наноантенн является возможность работы на одной из коммуникационных длин волн. К недостаткам можно отнести то, что частоту магнитного резонанса плазмонного колечка невозможно переместить в видимую область частот [18].

Конечно, плазмонные наноантенны непрерывно совершенствуются; появляются новые дизайны. Однако 2 УФН, т. 183, № 6

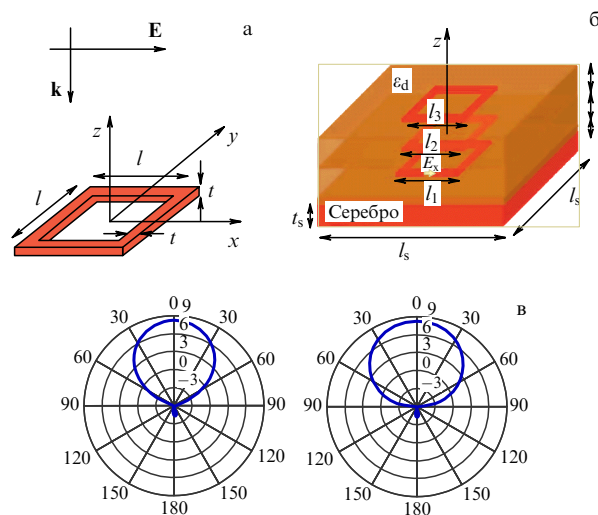


Рис. 24. (а) Дизайн плазмонного колечка ($l = 85$ нм, $t = 15$ нм). (б) Массив из единичных плазмонных колечек. Первое от подложки колечко — разомкнутое. Источником является эмиттер, расположенный в этом зазоре, вдоль оси x . Длина волны возбуждения равна 1,34 мкм. (в) Диаграмма направленности массива плазмонных колечек соответственно в E - и H -плоскостях. (Из работы [90].)

недостатки таких наноантенн, в том числе высокий уровень диссипации энергии, заставляют искать новые решения. Кроме поиска более выгодных плазмонных геометрий, в научной литературе чётко обозначился путь применения свойств оптического отклика диэлектрических наноэлементов. Такие наноантенны были названы диэлектрическими, к ним мы относим также и полупроводниковые. Именно этот тип наноантенн обсуждается в следующем разделе.

4. Диэлектрические наноантенны

Помимо металлических (плазмонных) наноантенн, в литературе стали описываться дизайны наноантенн [31, 34, 42, 70, 74, 156–170], работа которых основана на оптическом отклике в диэлектрических и полупроводниковых частицах. В отличие от металлических наноантенн, выполненных из непрозрачного материала, обладающего в оптической области частот свойствами плазмы, диэлектрические наноантенны выполнены из прозрачного материала. Их резонансный отклик связан с формированием эффективного резонатора внутри частицы. Мы относим к диэлектрическим наноантеннам также антенны на базе полупроводниковых частиц, так как полупроводники обладают достаточной прозрачностью в оптическом диапазоне частот. Количество работ по диэлектрическим наноантеннам значительно уступает таковому по плазмонным наноантеннам. Это новое направление, которое только начинает своё развитие.

В большинстве работ по диэлектрическим наноантеннам речь идёт о частицах сферической формы [34, 42, 70, 74, 156–161, 163, 164, 169–171], реже — о стержнях и дисках [31, 162, 165, 167, 168]. Однако значительную часть диэлектрических антенн, предлагаемых в этих работах, трудно отнести к наноантеннам, хотя диапазон их рабочих частот лежит в оптической области, так как их размер часто превышает один микрометр. Ниже мы

комментируем только те работы, в которых частицы имеют субмикрометровые размеры.

Чем наноканты диэлектрического типа интересны исследователям? Во-первых, диэлектрические и многие полупроводниковые материалы обладают весьма малыми диссипативными потерями в оптической области частот. Во-вторых, как, например, показано в работах [76, 172], существует область длин волн, в которой диэлектрическая частица субмикрометрового размера, изготовленная из кремния — материала с большим значением диэлектрической проницаемости, — обладает электрическим и магнитным резонансными откликами одновременно. Это даёт возможность реализации на одной частице элемента Гюйгенса [5, 6]. В оптической области частот этот эффект представляется исключительно важным. Благодаря направленным свойствам и малому уровню потерь для таких наночастиц появляется возможность конструирования компактных диэлектрических нанокантов с очень высокой направленностью, например наноканты Яги – Уда.

Кроме того, многие наноструктурированные оптические ловушки (light-trapping nanostructures) [173–177] представляют собой упорядоченный набор диэлектрических и полупроводниковых наноэлементов, которые можно отнести к разряду приёмных диэлектрических нанокантов.

В данном разделе представлен обзор всех значимых работ по диэлектрическим, а также гибридным нанокантам, в которых присутствуют и диэлектрические, и металлические частицы. Начнём мы с полностью диэлектрических нанокантов как альтернативы плазмонным. При этом мы будем двигаться от оптических антенн, работа которых основана на модах шепчущей галереи, как геометрически самых больших (раздел 4.1), а затем перейдём к новой концепции нанокантов (раздел 4.2), включающих в себя две дипольные (электрическая и магнитная) моды Ми и работающих в режиме элемента Гюйгенса [34, 42, 70, 74]. Наконец, мы покажем, что этот режим является перспективным для разработки антенн высокой направленности, а также нанокантов-переключателей.

4.1. Наноканты, работа которых основана на модах шепчущей галереи

В электродинамике диэлектрических микросфер известны решения в виде собственных мод, названные модами шепчущей галереи. Эти моды являются резонансными стоячими волнами, которые могут возбуждаться в осесимметричных системах вследствие эффекта полного внутреннего отражения. Наноканты, работа которых основана на модах шепчущей галереи в диэлектрических микросферах, обладают хорошими направляющими способностями из-за большой площади их поверхности, т.е. излучающей апертуры. Однако такого рода наноканты очень слабо влияют на скорость спонтанной релаксации эмиттера, и это является их основным недостатком.

В данном разделе мы остановимся только на работе [161], в которой авторы экспериментально показывают, что одна диэлектрическая микросфера способна увеличить интенсивность возбуждения одной молекулы более чем в два раза. При этом такая микросфера эффективно собирает излучение в довольно узкий пучок, что также обеспечивает увеличение интенсивности в точке приёма.

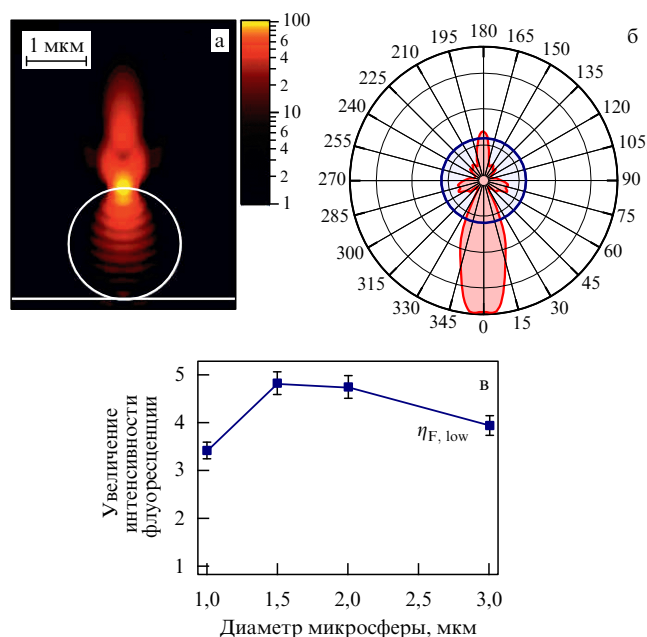


Рис. 25. (В цвете онлайн.) (а) Моделирование распределения электрического поля одной флуоресцирующей молекулы, расположенной над поверхностью диэлектрической микросферы. (б) Усреднённая по всевозможным ориентациям молекулы диаграмма направленности излучения (синяя (сплошная) кривая — диаграмма направленности в отсутствие микросферы). (в) Экспериментальные данные по увеличению интенсивности флуоресценции в точке наблюдения в зависимости от диаметра микросферы. (Из работы [161].)

В работе [161] увеличение интенсивности за счёт сужения диаграммы направленности достигало 60 %, а полное количество собранных фотонов возрастало почти в пять раз. На рисунке 25а представлено моделирование распределения электрического поля излучения молекулы, расположенной над поверхностью сферы. Диаметр микросферы составлял 2 мкм, показатель преломления 1,59. Как следует из этого рисунка, поле в точке расположения молекулы довольно высокое, чем и объясняется увеличение скорости спонтанной эмиссии системы.

Экспериментальная работа [161] подтверждает, что величина фактора Пёрселла (12) в системах подобного типа обычно невелика. Поэтому в настоящее время эти системы предпочитают комбинировать [156–158, 178] с плазмонными частицами и, в частности, с плазмонными нанодимерами, в ближнее поле которых помещаются излучающие атомы, молекулы или квантовые точки. При такого рода комбинации достигается одновременно и высокое значение фактора Пёрселла, и хорошая пространственная направленность излучения благодаря большой апертуре диэлектрической микросферы. О таких нанокантах, которые уже не являются чисто диэлектрическими или металлическими, подробнее рассказано в заключительной части обзора.

4.2. Элемент Гюйгенса

В этом разделе рассмотрена концепция оптического элемента Гюйгенса для создания полностью диэлектрических нанокантов [34, 42, 70, 74, 169, 170]. Под элементом Гюйгенса мы понимаем диэлектрическую частицу из материала с высоким значением диэлектрической проницаемости (порядка 10–20), благодаря чему в оптиче-

ской области частот она имеет первые два резонанса Ми, а именно электрический и магнитный. При возбуждении такой диэлектрической наночастицы эмиттером в ней индуцируются электрический и магнитный дипольные моменты. Существуют частоты, которые зависят от материала и размера наночастицы, где амплитуды электрической и магнитной поляризуемостей равны между собой. Если при этом фазы поляризуемостей тоже равны, то такая система имеет диаграмму направленности излучения или рассеяния в виде кардиоиды, т.е. обладает свойствами элемента Гюйгенса (рис. 3б). Как будет показано далее, это позволяет создавать полностью диэлектрические компактные наноантенны с хорошими направляющими свойствами, оставаясь при этом в рамках полностью диэлектрического подхода.

В работах [172, 179–182] авторы обратили внимание на то, что существует область длин волн, в которой диэлектрическая частица, не обязательно наноразмерная, на основе материала с большим значением диэлектрической проницаемости может обладать электрическим и магнитным откликом одновременно. В частности, в дипольном приближении электрическая и магнитная поляризуемости диэлектрической частицы сферической формы определяются выражениями $\alpha^e = 6\pi a_1/k^3$ и $\alpha^m = 6\pi b_1/k^3$, где коэффициенты a_1 и b_1 представляют собой амплитуды рассеянного поля в первом (дипольном) приближении [183].

В оптической области частот существует ряд диэлектрических материалов с довольно большим значением действительной части диэлектрической проницаемости, которые, наряду с этим, обладают низким уровнем диссипативных потерь. В качестве примера приведём кремний (Si, $\varepsilon_1 = 16$), германий (Ge, $\varepsilon_1 = 20$), антимонид алюминия (AlSb, $\varepsilon_1 = 12$), арсенид алюминия (AlAs, $\varepsilon_1 = 10$) и множество других. Величина диэлектрической проницаемости этих материалов позволяет наночастицам на их основе иметь электрический и магнитный резонансы Ми в оптической области частот.

В работах [34, 42, 70, 74] авторы рассматривают систему диполь–кремниевая наночастица, изображённую на рис. 26а. Рядом с элементарным диполем в его ближнее поле помещена сферическая диэлектрическая наночастица. В качестве материала диэлектрической сферы авторы используют кремний. Действительная часть диэлектрической проницаемости кремния в оптической области длин волн [184] приблизительно равна 16, а диссипативные потери в кремнии в несколько раз меньше, чем в благородном металле (золото, серебро). Наибольший радиус кремниевой частицы, удовлетворяющей дипольному приближению в оптической области частот, приблизительно равен 80 нм. В этих работах показано, что существует область длин волн, в которой такая кремниевая частица обладает свойствами элемента Гюйгенса. Кроме того, из-за зависимости фаз, с которыми колеблются векторы электрического и магнитного моментов частицы, от длины волны появляется возможность переключения основного направления диаграммы направленности между двумя направлениями (прямым и обратным).

На рисунке 26б приведена зависимость коэффициента направленности такой системы от длины волны. На вставках изображены 3D-диаграммы направленности на соответствующих частотах. Главный лепесток диаграммы в этих двух случаях направлен по-разному. Для длины

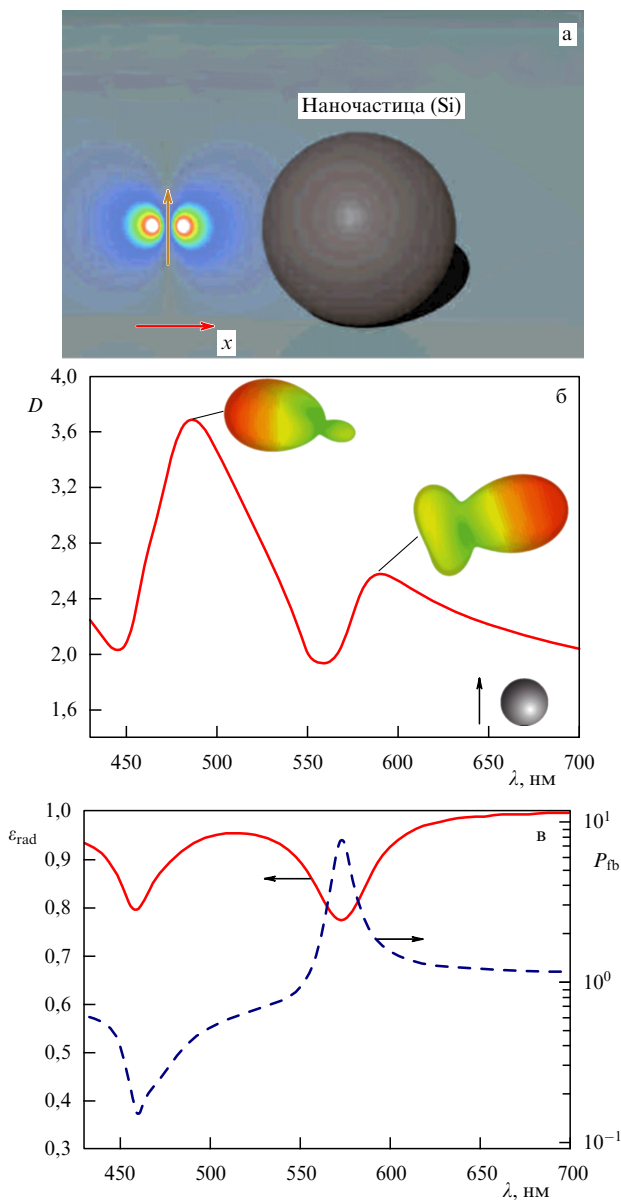


Рис. 26. (В цвете онлайн.) (а) Элемент Гюйгенса. (б) Зависимость коэффициента направленности от длины волны, на вставках приведены 3D-диаграммы направленности. (в) Зависимости эффективности излучения (красная (сплошная) кривая, линейная шкала слева) и отношения излучения вперёд-назад (синяя (штриховая) кривая, логарифмическая шкала справа) от длины волны. (Из работ [34, 70].)

волны 480 нм главный лепесток направлен в отрицательную сторону оси x , а на 590 нм — в положительную. Переключение режима работы происходит в области 550 нм, которая соответствует магнитному дипольному резонансу. На рисунке 26в представлены эффективность излучения ε_{rad} (сплошная кривая) и отношение мощности P_{fb} , излучаемой в положительном направлении оси x (прямое направление), к мощности, излучаемой в обратную сторону. Кривая эффективности излучения подтверждает вышесказанное о возможности получения малых диссипативных потерь в диэлектрических наноантеннах.

4.3. Диэлектрические наноантенны Яги–Уда

Используя описанные в предыдущем разделе свойства одной диэлектрической наночастицы с большим значе-

нием диэлектрической проницаемости, можно разработать наноантенны с хорошими направляющими свойствами. В работах [34, 42, 70, 74] авторы используют введенную ими концепцию оптического элемента Гюйгенса, изложенную в разделе 4.2, для разработки полностью диэлектрической наноантенны Яги–Уда. В этих работах к системе рис. 26а были добавлены ещё четыре диэлектрические наночастицы одинакового размера, как показано на рис. 27а. На рисунке 27б приведена зависимость коэффициента направленности от длины волны для диэлектрической наноантенны (волновой канал), расстояние между поверхностями директоров (G) равно 70 нм, между рефлектором и первым директором — $2G$.

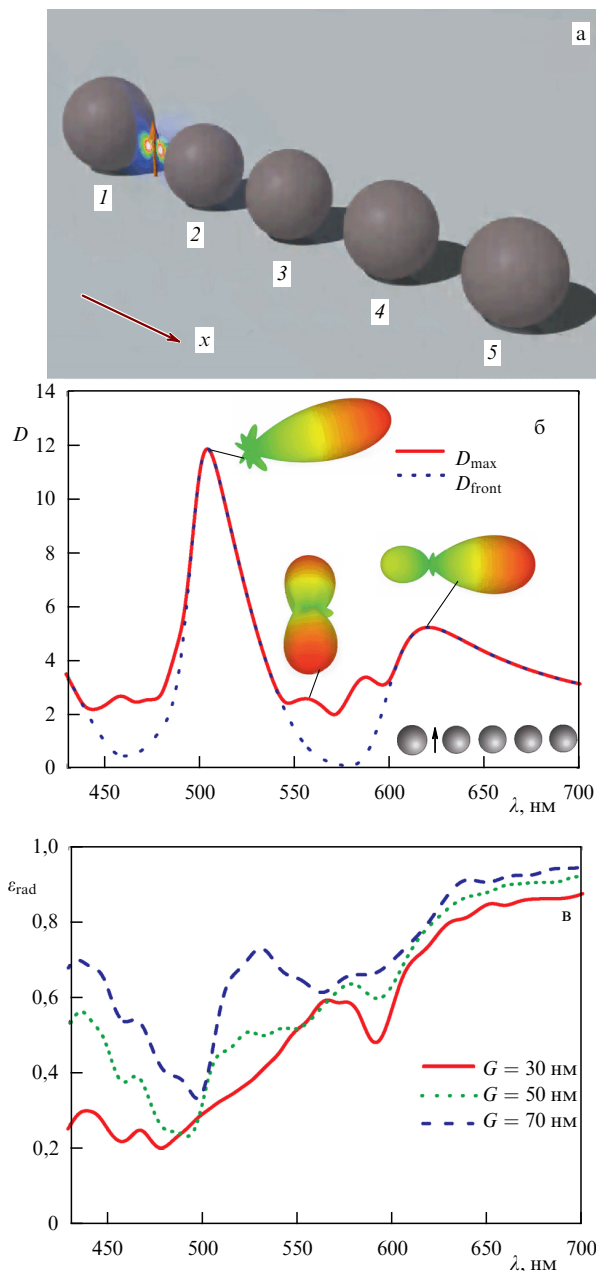


Рис. 27. (а) Полностью диэлектрическая наноантенна Яги–Уда. (б) Зависимость коэффициента направленности от длины волны для диэлектрической наноантенны Яги–Уда, параметр G равен 70 нм. На вставках изображены 3D-диаграммы направленности на соответствующих частотах. (в) Зависимости эффективности излучения от длины волны для различных значений параметра G . (Из работ [34, 70, 74].)

На вставках изображены 3D-диаграммы направленности на соответствующих частотах. Видно, что зависимость имеет резкий максимум на длине волны 500 нм. Главный лепесток диаграммы стал гораздо острее, а излучение назад практически отсутствует. Именно благодаря работе каждой из диэлектрических сфер как элемента Гюйгенса (наличие электрического и магнитного моментов) и обеспечивается столь направленная диаграмма. На рисунке 27в приведены зависимости эффективности излучения от длины волны для различных значений параметра G . Эффективность излучения диэлектрической наноантенны Яги–Уда с уменьшением расстояния между элементами падает медленно, а на длинах волн, приходящихся на максимумы коэффициента направленности, практически не меняется. В работе [70] показано, что режим работы диэлектрической наноантенны Яги–Уда существенно зависит от расстояния между элементами. Это, в свою очередь, сильно влияет на её коэффициент направленности. С уменьшением расстояния между элементами наноантенны происходит уменьшение вклада электрического момента частиц в коэффициент направленности. Вклад магнитного момента, напротив, возрастает. Это проявляется в постепенном переходе наноантенны в "магнитный" режим работы, когда антенна обладает наибольшей направленностью на частотах вблизи магнитного резонанса наночастиц.

Встаёт вопрос экспериментальной проверки численного моделирования и теоретических выводов относительно свойств диэлектрических наноантенн. Отвлекаясь от вопросов, связанных с чисто квантовыми свойствами источника, такую верификацию можно осуществить, масштабируя диэлектрическую наноантенну Яги–Уда, например, в область микроволн. Существенным моментом здесь является обратно пропорциональная зависимость между частотами резонансов Ми и радиусом диэлектрической частицы, при условии постоянства диэлектрической проницаемости.

В работе [42] авторы представили результаты экспериментальной верификации методом частотного масштабирования описанной концепции диэлектрических наноантенн — волновых каналов (рис. 28) в микроволновой области излучения и сравнили полученные результаты с результатами численного моделирования. В качестве материала диэлектрических сфер был выбран MgO-TiO_2 . Это вещество является СВЧ-керамикой, диэлектрическая проницаемость которой в исследуемой области частот равна 16, т.е. аналогична таковой у кремния [184] в оптической области. На рисунке 28в, г приведены диаграммы направленности антенны в E - и H -плоскостях соответственно, полученные экспериментально на частоте 10,7 ГГц. Из этих рисунков видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с численным расчётом, а некоторые отличия обусловлены присутствием необходимых крепёжных элементов. Описанный эксперимент подтверждает правильность основных принципов работы диэлектрических наноантенн Яги–Уда.

Гибридные наноантенны. Изучение плазмонных наноантенн показывает, что они обладают высоким уровнем диссипативных потерь, которые особенно велики, когда взаимные расстояния между металлическими элементами меньше их характеристического размера. В этом случае в системе взаимодействующих металличе-

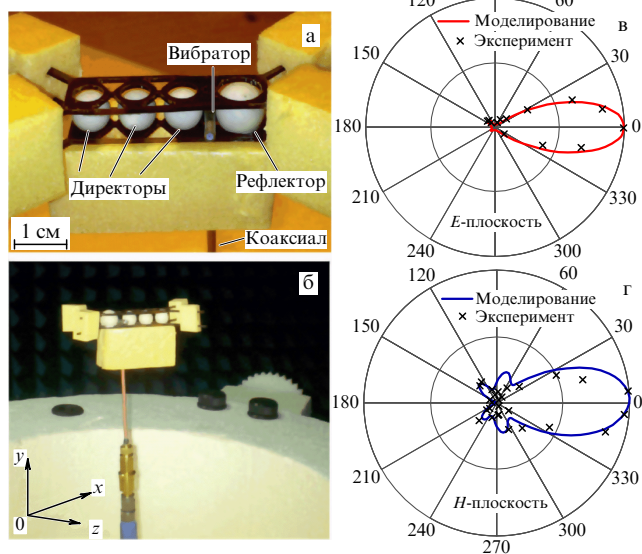


Рис. 28. Диэлектрическая антенна Яги–Уда. Изображена антенна вместе со своими крепёжными элементами (а) и расположение всей конструкции в безэховой камере (б). Ось y системы координат направлена вдоль оси вибратора, ось x — вдоль оси антенны. (в, г) Диаграммы направленности в E - и H -плоскостях соответственно. (Из работы [42].)

ских наночастиц возбуждаются сильнодиссипативные плазмонные моды высших порядков. Диэлектрические наноантенны позволяют избавиться от этой проблемы, однако фактор Пёрселла таких систем обычно мал. Авторы работ [156–158, 178] предлагают конструкции гибридных наноантенн, дающие возможность избавиться от этих недостатков путём разумной комбинации диэлектрических и металлических наноэлементов в единой конструкции.

В работе [158] авторы предлагают эффективную гибридную металло-диэлектрическую наноантенну (рис. 29), которая сочетает в себе преимущества диэлектрических и металлических наноэлементов. Эта наноантенна состоит из пары металлических наночастиц, используемых для повышения скорости спонтанной эмиссии эмиттера, расположенного между ними, и диэлектрической (TiO_2) микросферы, необходимой для эффективного собирания излучённого света в узкий пучок. Отметим, однако, что размер используемой сферы в несколько раз больше

размера частиц в работах [34, 42], и она работает на высших резонансах Ми.

Авторы работы [158] убедительно демонстрируют, что, комбинируя хорошие направляющие свойства диэлектрической микросферы со способностью металлических наночастиц существенно увеличивать локальное поле на плазмонном резонансе, можно добиться одновременно и высокого значения фактора Пёрселла, и направленной диаграммы. В заключение работы авторы выражают надежду на то, что использование ещё больших сфер, в которых возможно возникновение мод шепчущей галереи в оптической области частот, откроет путь к разработке гибридных наноантенн с более высоким фактором Пёрселла и коэффициентом направленности.

Помимо описанной работы [158] в литературе также представлено некоторое количество публикаций по гибридным структурам, которые хотя и не являются наноантеннами, но непосредственно для своей работы их используют. В частности, в работах [156, 157, 178] авторы предлагают дизайн оптоплазмонной суперлинзы на основе довольно большой диэлектрической микросферы радиусом от 2,8 мкм с показателем преломления 1,59. Основным результатом этих работ является осуществление эффективной связи между двумя точками в пространстве с высокой локализацией электрического поля. Сильное ближнее поле из одной точки перетекает в другую посредством диэлектрической микросферы. Такие элементы могут служить базой для многих нанопотонных устройств, работа которых основана на передаче информации посредством ближнего поля.

5. Нелинейные оптические наноантенны

При работе с наноантеннами и создании нанопотонных устройств на их основе желательно иметь возможность управления рабочими характеристиками, такими как рабочая полоса частот и коэффициент усиления локального поля. Это связано в первую очередь с тем, что в процессе изготовления наноантенн и их массивов неизбежно внесение ошибок, которые способны привести, например, к выходу частоты люминесценции эмиттера из рабочей полосы частот наноантенны. Во-вторых, условия функционирования наноантенны со временем могут изменяться, например, в результате нагрева самой антенны или подложки, на которой она расположена. Наконец, возможность управления рабочими

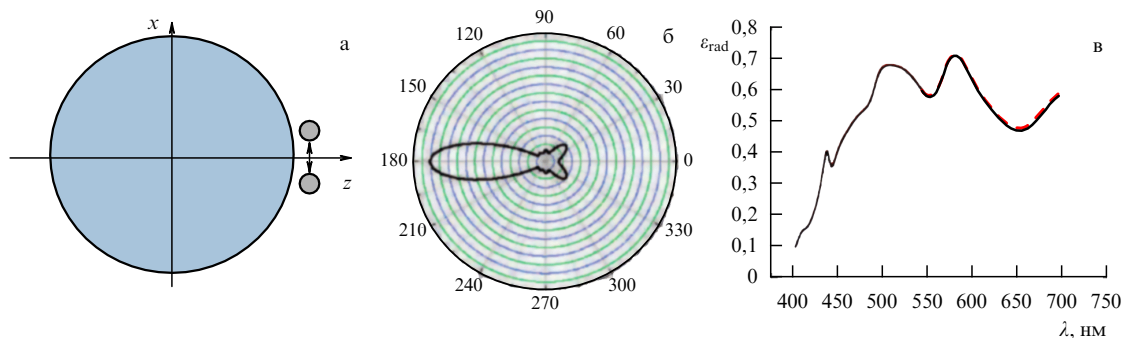


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Гибридная металло-диэлектрическая наноантенна. (а) Схематическое изображение. Диаметр диэлектрической сферы равен 500 нм, материал — TiO_2 . Система питается эмиттером (стрелка), расположенным между двумя серебряными наночастицами. Диаметр наночастиц 60 нм, зазор между ними 8 нм. Вся система находится в матрице с показателем преломления 1,3. (б) Диаграмма направленности на длине волны 525 нм. (в) Радиационная эффективность для идеального эмиттера и эмиттера с существенными внутренними потерями (красная (штриховая) и чёрная (сплошная) кривая соответственно). (Из работы [158].)

характеристиками наноантенн позволяет создавать различные нанопотонные устройства, такие как нанооптические переключатели, которые предоставляют возможность выбирать направление основного лепестка диаграммы направленности или рабочую частоту из спектра излучения эмиттера со сложной системой стационарных состояний. Это относится к передающим наноантеннам.

Если говорить о приёмных наноантеннах, то здесь появляются широкие возможности для управления как положением пиков сечения поглощения детектора, так и их шириной и величиной. Поэтому на практике от наноантенны потребуются способность изменять свои рабочие характеристики в некотором диапазоне, откликаясь на внешнее воздействие заранее заданным образом. Другими словами, наноантенна должна быть активным устройством. Принимая во внимание исключительно малые размеры наноантенн, а также величины их рабочих частот, мы находим очевидный наиболее приемлемый способ создания активных наноантенн: введение в их работу нелинейно-оптического отклика.

По способу достижения нелинейности современные работы по нелинейно-оптическим наноантеннам, включая наноантенны с перестраиваемыми параметрами, можно разделить на две группы. В статьях из первой группы [69, 123, 185–188] авторы используют нелинейно-оптический отклик металлов, таких как серебро, золото и алюминий, т.е. непосредственно материала, из которого состоит наноантенна, а также нелинейную зависимость локальной плотности заряда на поверхности металлических наноэлементов от величины напряжённости внешнего оптического поля. Ко второй группе можно отнести работы [43, 189–195], в которых используются зависимости величины тока проводимости в полупроводниках от величины приложенного электрического поля.

Далее в разделах 5.1, 5.2 мы обсуждаем работы по нелинейным и перестраиваемым наноантеннам более подробно. При этом мы рассматриваем работы по оптической нелинейности в самой наноантенне. Некоторые работы по изучению усиления нелинейно-оптического отклика различных материалов, помещённых в область сильной локализации ближнего поля приёмных наноантенн, рассмотрены в разделе 6, специально посвящённом их практическому применению.

5.1. Нелинейно-оптический отклик в металле

Нелинейность в малых (микро- и наноразмерных) металлических частицах и структурах на их основе теоретически и экспериментально изучается уже довольно давно [27, 107, 196–206]. Мы не будем здесь рассматривать конкретные механизмы возникновения нелинейности, которые обсуждаются в указанных работах, отметим только, что такие мелкие частицы металла (серебра или золота) обладают крайне сильным нелинейным откликом. Например, восприимчивость третьего порядка приблизительно равна $\chi^{(3)} \simeq 1 \text{ нм}^2 \text{ В}^{-2}$, т.е. во много раз превышает её значения у самых нелинейных оптических материалов, таких как ниобат лития [27]. Очевидно, что использование нелинейно-оптического отклика плазмонных наноэлементов может привести к расширению возможностей фотоники вообще и применения плазмонных наноантенн в частности.

Управляя величиной дипольного момента, индуцированного в плазмонной наночастице путём изменения

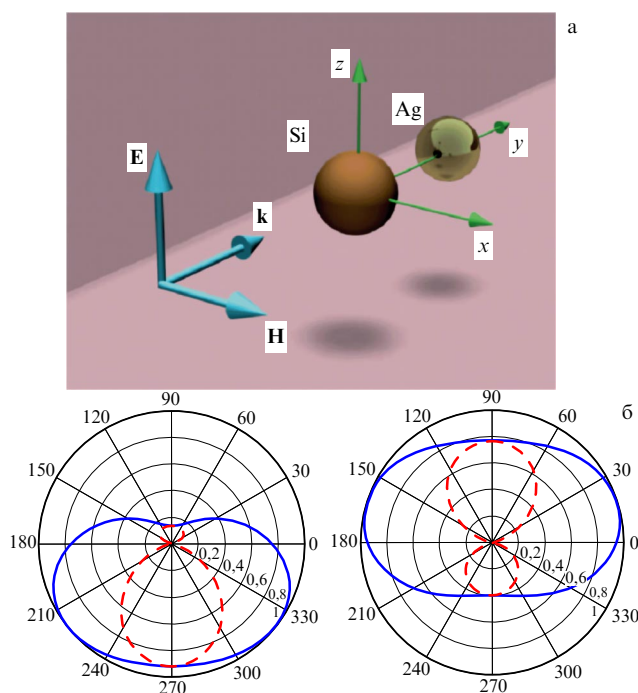


Рис. 30. (В цвете онлайн.) Нелинейно-оптический металло-диэлектрический нанодимер. (а) Геометрия задачи. Нанодимер состоит из кремниевой (Si) и серебряной (Ag) наночастиц, радиусы наночастиц равны 30 и 15 нм соответственно. Расстояние между центрами наночастиц 80 нм. Направление падающей внешней плоской волны и её поляризация показаны стрелками (синими). (б) Диаграммы направленности рассеянного излучения на длине волны 420 нм в линейном (слева) и нелинейном (справа) режимах. (Из работы [69].)

мощности внешнего поля, можно управлять диаграммой направленности рассеянного ею излучения. Эта идея нашла своё отражение в работе [69], в которой авторы используют нелинейный отклик гибридного (металло-диэлектрического) нанодимера, состоящего из серебряной и кремниевой наночастиц (рис. 30а), для переключения между направлениями основного лепестка диаграммы направленности излучения. Серебряная наночастица используется для достижения нелинейного отклика, а кремниевая, в свою очередь, разбивает симметрию системы так, чтобы было возможно изменение диаграммы направленности. Сказанное иллюстрирует рис. 30б, на котором слева и справа изображены диаграммы рассеянного излучения в линейном и нелинейном режиме соответственно. Длина волны падающего излучения в обоих случаях одинакова и равна 420 нм. Авторы работы [69] отмечают, что эффект переключения должен наблюдаться на интенсивностях порядка 11 МВт см^{-2} , т.е. при довольно реальных и достижимых на практике значениях, а время переключения должно составлять 260 фс.

Очень интересная работа [185] рассматривает возникновение нелинейно-оптического отклика в такой, казалось бы, хорошо изученной системе, как плазмонный нанодимер, в несколько ином аспекте (рис. 31). В статье [185] исследуется зависимость туннельного тока между двумя очень близко расположенными плазмонными наночастицами от напряжённости поля падающего излучения. Туннельный ток, которым, вообще говоря, нельзя пренебрегать, когда расстояния между заряженными поверхностями плазмонных наночастиц меньше одного нанометра, шунтирует димер. Это, в свою очередь, при-

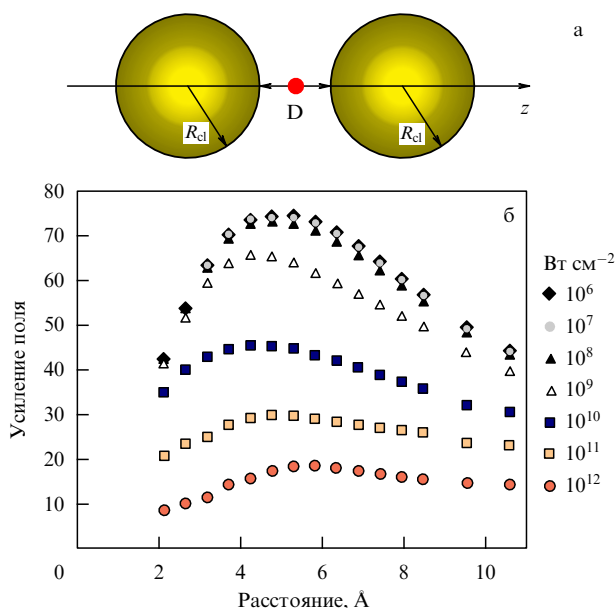


Рис. 31. (В цвете онлайн.) (а) Геометрия задачи. На рисунке изображён плазмонный симметричный нанодимер, красной (жирной) точкой показано место, для которого идёт расчёт коэффициента усиления локального поля. (б) Набор кривых зависимостей коэффициента усиления локального поля от расстояния между поверхностями частиц для различных значений мощности внешнего оптического поля. Прослеживается уменьшение напряжённости локального поля при увеличении мощности внешнего излучения. Такое поведение связано с эффектом шунтирования плазмонного нанодимера туннельным током, протекающим в зазоре нанодимера. (Из работы [185].)

водит к уменьшению коэффициента усиления локального поля в зазоре нанодимера. Величина туннельного тока существенно зависит от величины плотности заряда на поверхности частиц, который, в свою очередь, зависит от напряжённости внешнего оптического поля и типа собственной моды, возбуждённой в плазмонном нанодимере. Это приводит к уменьшению коэффициента локализации электрического поля в зазоре нанодимера при увеличении интенсивности внешнего поля. Однако стоит отметить, что модель "желе", используемая для моделирования поведения электронного газа в металле, из которого состоит димер, не позволяет выяснить зависимость туннельного тока от типа металла — она универсальна. Эта модель также не позволяет рассматривать влияние собственной нелинейности металла, которая, например, для золота при используемых авторами значениях интенсивности поля будет существенно преобладать над нелинейностью, вносимой туннельными токами.

5.2. Нелинейно-оптический отклик в полупроводнике

Вторым материалом, который используют для достижения нелинейного отклика наноантенны, является полупроводник [43, 189 – 195, 207]. В первой работе на эту тему [191] авторы предложили использовать зависимость генерации свободных носителей заряда, электронов и дырок, в полупроводниках от величины приложенного электрического поля для настройки параметров излучения наноантенны. Конечно, ввиду исключительно малых размеров нанокристаллов полупроводника, для достижения нелинейного отклика в них напряжённость поля должна быть крайне велика. Такие условия как раз и реализуются в зазорах дипольной наноантенны или наноантенны-бабочки. На рисунке 32 приведён дизайн

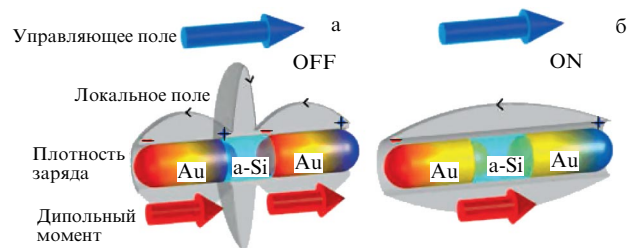


Рис. 32. Дизайн нелинейно-оптического диполя. В качестве наноантенны используется диполь с включённым в зазор между его плечами нанокристаллом аморфного кремния. Кристалл кремния необходим для достижения нелинейного отклика всего диполя в целом. Рисунки а и б демонстрируют распределение плотности заряда и локального поля по длине диполя в выключенном (OFF) и включённом (ON) состояниях соответственно. (Из работы [191].)

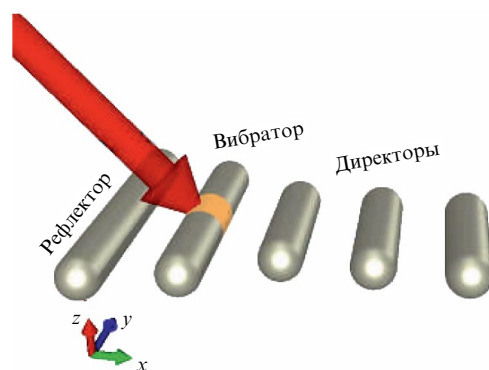


Рис. 33. (В цвете онлайн.) Дизайн настраиваемой оптической наноантенны Яги–Уда. Настройка режима работы осуществляется при помощи внешнего излучения (показано большой стрелкой). (Из работы [43].)

такой нелинейной наноантенны. Здесь в качестве наноантенны используется диполь с включённым в его зазор маленьким кристаллом полупроводника. В работе [191] использовался аморфный кремний. При внесении такого нелинейного диполя во внешнее оптическое поле по полупроводниковому кристаллу начинает течь ток, шунтирующий диполь. Величина этого тока зависит от величины напряжённости поля в полупроводниковом кристалле, которая в свою очередь зависит от типа моды, возбуждаемой в системе. На рисунке 32а, б показаны два состояния такой системы, иллюстрирующие сказанное. Рисунок 32а соответствует собственной моде диполя, создающей сильное поле в зазоре. В этом случае ток через полупроводниковый кристалл велик, однако направлен он противоположно току в плечах диполя. Такое состояние устройства авторы назвали закрытым. На рисунке 32б показана противоположная ситуация, когда ток в зазоре диполя сонаправлен току в его плечах. В таком состоянии выполняется условие полуволнового резонанса на длине всего диполя, поэтому система начинает излучать (и поглощать) энергию значительно лучше. В работе [191] отношение максимумов коэффициентов экстинкции, соответствующих открытому и закрытому состояниям, равно 2.

В работе [43] развивается описанный выше метод введения оптической нелинейности в область наноантенн на плазмонные наноантенны Яги–Уда. Дизайн такого устройства изображён на рис. 33. Здесь к нелинейному нанодиполю, геометрия которого в целом аналогична

геометрии вышеописанного диполя, добавлено ещё несколько плазмонных наноэлементов. В результате полученная геометрия соответствует дизайну наноантенны Яги–Уда, у которой активный вибратор имеет разрыв, заполненный полупроводником, например аморфным кремнием. Авторы демонстрируют возможность управления рабочими характеристиками такой наноантенны путём изменения интенсивности внешнего оптического поля.

Отметим, что разработка наноантенн с возможностью настройки рабочих параметров крайне желательна в силу причин, описанных во введении к настоящему разделу.

6. Применение оптических наноантенн

Оптические антенны могут найти применение в самых различных областях: медицине, фотовольтаике, спектроскопии, ближнепольной микроскопии, фотонике. В некоторых областях оптические антенны уже используются в реально действующих устройствах (спектроскопия) или их применение возможно в ближайшем будущем (медицина). В других областях возможности применения наноантенн пока лишь исследуются экспериментально (фотовольтаика, фотоника). Применение оптических антенн в медицине для диагностики и лечения раковых опухолей рассмотрено в разделе 6.1, вопросы повышения эффективности солнечных элементов изложены в разделе 6.2, применение антенн для увеличения сечения комбинационного рассеяния рассмотрено в разделе 6.3, использование наноантенн в качестве специализированных зондов для ближнепольной микроскопии описано в разделе 6.4.

6.1. Медицина

Одна из важнейших и ещё не решённых задач современной медицины — эффективная терапия раковых опухолей. Для решения этой задачи могут быть использованы металлические наночастицы, в частности металлические нанооболочки, которые вводятся в место опухоли и облучаются излучением ближнего инфракрасного диапазона. Это способствует нагреву наночастиц [208], которые передают тепло раковым клеткам, что приводит к гибели последних. Данное направление получило развитие ещё в 1990-х годах благодаря работам Н. Халас, посвящённым исследованию оптических свойств металлических нанооболочек [209]. В настоящее время данный метод испытывается при лечении раковых опухолей у мышей [210]. Необходимо отметить, что, строго говоря, указанное направление не может быть отнесено к области применения оптических антенн, поскольку в этом случае используется нагрев металлических наночастиц при поглощении света, что является паразитным эффектом для антенны. Однако современные тенденции в этой области исследований предполагают наличие сложных частиц (нанокомплексов), которые позволяют не только нагревать и разрушать раковые клетки, но и визуализировать их, в том числе посредством метода усиленной флуоресцентной микроскопии [210] (метод более подробно рассмотрен в разделе 6.4).

6.2. Фотовольтаика

Основной задачей современной солнечной энергетики является создание тонкоплёночных солнечных элемен-

тов, способных достаточно эффективно преобразовывать солнечный свет в электрический ток и при этом позволяющих существенно сократить стоимость полученной таким способом электрической энергии, которая к настоящему времени в 2–3 раза превышает стоимость электроэнергии, получаемой от других энергоносителей [211]. Использование в солнечных элементах тонких фоточувствительных плёнок позволит на порядок снизить стоимость электрической энергии по сравнению с существующей. Это снижение произойдёт не только потому, что уменьшится расход очищенного полупроводника на единицу площади солнечной батареи. Дело в том, что сверхтонкие (менее 1 мкм) полупроводниковые плёнки на органических и/или полимерных подложках миллиметровой толщины могут быть изготовлены по рулонной технологии (roll-to-roll processing). При этом стоимость квадратного метра солнечной панели оказывается конкурентоспособной на рынке массового производства электроэнергии уже сейчас и имеет тенденцию к дальнейшему снижению по мере увеличения объёмов производства [212].

Одним из существенных препятствий на пути широкомасштабного внедрения солнечной энергетики является огромный объём токсичных отходов, образующихся при производстве высокочистых полупроводников. Уменьшение толщины фотопоглощающего слоя, включающего $p-n$ переход, до величин порядка 200–300 нм для кремниевых батарей и батарей на основе GaAs или даже 100–150 нм для батарей на основе селенида меди–индия–галлия (copper indium gallium selenide, CIGS) позволило бы обеспечить неопасный для экологии объём отходов даже при повсеместном применении солнечных панелей [211]. Однако для столь тонких фоточувствительных слоёв эффективное поглощение падающего света становится проблематичным. Если для обычных солнечных батарей высокая эффективность поглощения обеспечивается применением просветляющих покрытий, то для тонкоплёночных батарей этого недостаточно. Помимо компенсации отражения света, необходимо предотвратить его прохождение через оптически тонкий фотопоглощающий слой. При этом прохождении значительная часть падающей на батарею солнечной энергии не просто теряется, а расходуется на вредное для фотоэффекта нагревание. Данная проблема существенно тормозит промышленное внедрение солнечных батарей на сверхтонких плёнках [213].

Использование наноантенн должно существенно помочь в решении этой проблемы. Как уже отмечалось при анализе приёмных наноантенн, последние могут локализовывать падающее излучение в субволновой области. При успешной локализации солнечного света предотвращается как отражение падающей волны от поверхности батареи, так и её прохождение через фоточувствительный слой. Данный режим возможно реализовать на нескольких частотах, так что локализация света происходит в существенной части рабочего диапазона солнечной батареи. Решётки наноантенн, способные локализовать падающий свет внутри оптически тонкого фоточувствительного слоя, называются наноструктурными световыми ловушками (light-trapping nanostructures) [173–177, 213, 214]. Такие наноантенны, если они располагаются на поверхности фотопоглощающего слоя, не так уж сложно создавать, в том числе и на больших площадях. Для этого в основном используются методы

осаждения и наноимпринт-литографии [213]. Обзорная статья [215] отражает последние достижения в области концентрации света наноловушками для тонкоплёночных солнечных батарей.

6.3. Спектроскопия

Явление гигантского комбинационного рассеяния (КР, в англоязычной литературе SERS — Surface Enhanced Raman Scattering) заключается в увеличении сечения комбинационного рассеяния молекул, расположенных вблизи шероховатой металлической поверхности [23, 216–223]. Это явление впервые экспериментально наблюдалось ещё в 1970-х годах. К 1980-м годам оно было уже в достаточной степени изучено теоретически и экспериментально, были написаны обзорные работы [216, 217]. Практическое применение данного эффекта — создание подложек для исследования биологических проб — столкнулось с необходимостью контроля шероховатости поверхности подложки с наноразмерной точностью, т.е. фактически создания массива оптических антенн. Поэтому современные исследования в этой области в основном направлены на поиск методов массового создания подложек с воспроизводимыми характеристиками; обзор различных методов представлен в работе [222]. Так, например, коммерчески доступ-

ные подложки для гигантского КР на основе наночастиц золота производятся с помощью методов осаждения (рис. 34).

6.4. Ближнепольная микроскопия

Оптические антенны могут найти применение в качестве специализированных зондов в ближнепольной микроскопии и спектроскопии. Классические ближнепольные зонды основаны на явлении прохождения света через субволновую диафрагму (апертурные зонды) или на эффекте усиления электромагнитного поля вблизи острия металлической иглы (безапертурные зонды). Конструкции ближнепольных зондов на основе оптических антенн весьма сложны, и зачастую их невозможно разделить по принципу наличия или отсутствия апертуры. Попробуем классифицировать антенны-зонды по явлениям, на которых основано их функционирование: гигантское светопропускание, усиленное флуоресцентное рассеяние, гигантское комбинационное рассеяние, нелинейно-оптические эффекты. Оптические антенны позволяют существенно увеличить эффективность прохождения света через субволновые диафрагмы. Так, например, в работе [224] экспериментально исследованы характеристики зондов на основе диафрагмы-бабочки (рис. 35). Показано, что подобные апертуры позволяют увеличить отношение сигнал/шум на два порядка при разрешении получаемых изображений $\lambda/20$.

Во многих работах, посвящённых антеннам-зондам, исследуется явление увеличения интенсивности флуоресцентного рассеяния одиночных молекул или излучения квантовых точек при приближении антенны. Подобные эффекты наблюдались при использовании зондов, созданных на основе металлических наносфер [225–227], наностержней [228], антенн-бабочек [116]. Так, например, в работе [227] при использовании зондов на основе золотых наносфер на одиночных органических молекулах экспериментально получен коэффициент усиления флуоресценции, равный 30, и разрешение 20 нм (рис. 36).

Оптические антенны-зонды также способны увеличивать эффективность комбинационного рассеяния света (в англоязычной литературе принята аббревиатура TERS — Tip-Enhanced Raman Spectroscopy). Это явление аналогично явлению гигантского КР, наблюдаемого на шероховатой металлической поверхности. Антенны-зонды, применяемые в спектроскопии КР, имеют весьма

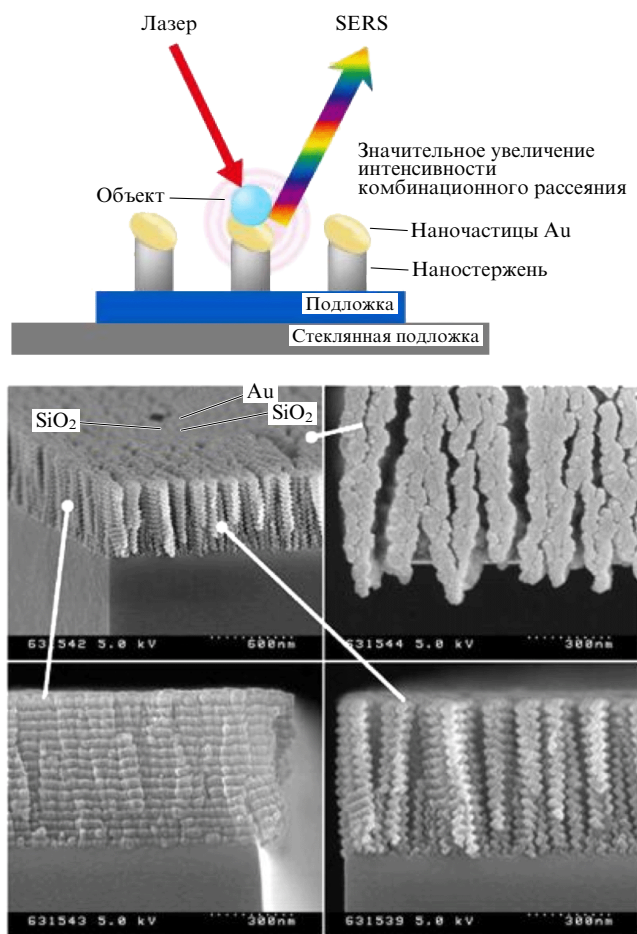


Рис. 34. Подложки для гигантского КР на основе наночастиц золота производятся с помощью методов осаждения (изображения с сайта компании Nidek Co. <http://www.nidek-intl.com>). Здесь SERS — поверхностно усиленная рамановская спектроскопия, Surface Enhanced Raman Spectroscopy.

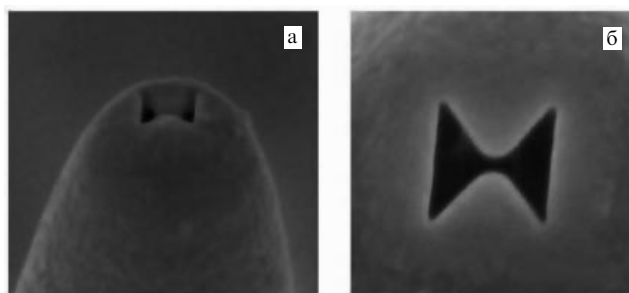


Рис. 35. Ближнепольный зонд с диафрагмой-бабочкой обладает лучшим отношением сигнал/шум по сравнению с классическими круглыми субволновыми диафрагмами. Диафрагма-бабочка создана с помощью фрезеровки сфокусированным ионным пучком. (Из работы [224].)

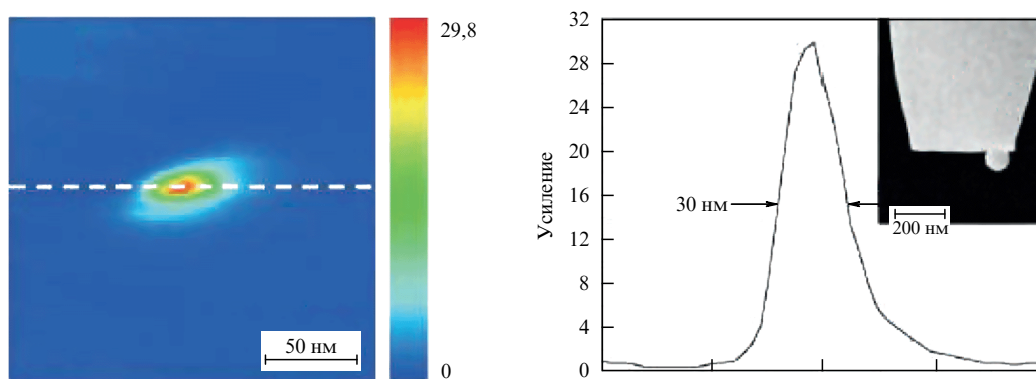


Рис. 36. Близнепольный зонд на основе золотой наносферы, используемый в экспериментах по наблюдению увеличения интенсивности флуоресцентного рассеяния одиночных органических молекул. (Из работы [227].)

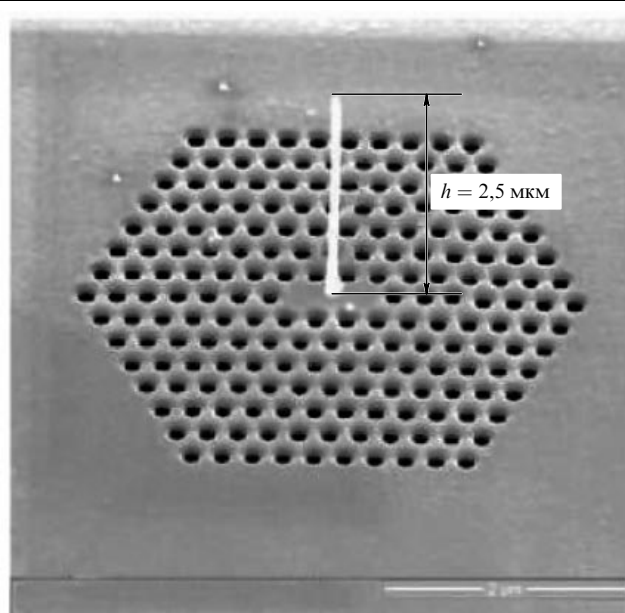


Рис. 37. Антенна-зонд на основе комбинации фотонного кристалла и плазмонного волновода, применяемая для экспериментального исследования эффекта гигантского комбинационного рассеяния на острие. Фотонный кристалл создан с помощью фрезеровки сфокусированным ионным пучком, плазмонный волновод получен с помощью осаждения металла из газовой фазы под действием электронного пучка. (Из работы [146].)

сложную конструкцию, например: комбинация фотонного кристалла и плазмонного волновода [146, 147], коаксиальные структуры [229], зонды на основе углеродных нанотрубок [230]. Используя свойство оптических антенн создавать сильные локальные электромагнитные поля, можно получить усиление КР в $10^5 - 10^6$ раз, что позволяет детектировать комбинационное рассеяние монослоя молекул [146] (рис. 37).

Оптические антенны позволяют генерировать нелинейно-оптический отклик [75, 128, 185, 187, 188, 190, 195, 199, 201, 202, 204, 231, 232]. Так, в работе [231] экспериментально наблюдались явления двухфотонной люминесценции и четырёхволнового смешения в оптических антеннах на основе пар золотых сфер диаметром 80 нм (рис. 38). В случае использования такой структуры в качестве близнепольного зонда явление четырёхволнового смешения в области соединения наносфер позволяет

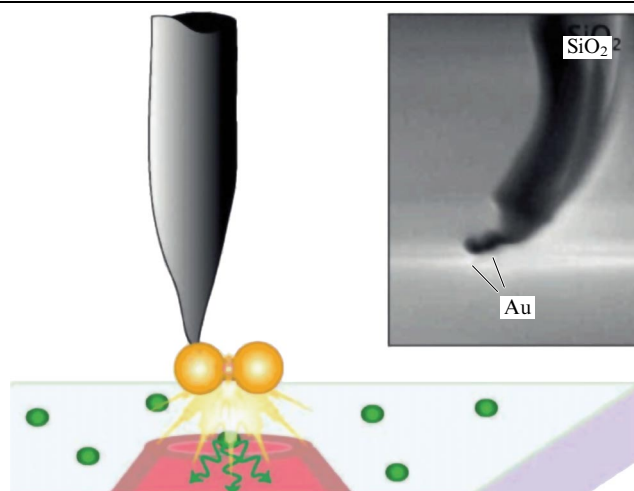


Рис. 38. Оптическая антенна на основе пар золотых наносфер позволяет наблюдать нелинейно-оптический отклик четырёхволнового смешения, которое приводит к локализации поля в области соединения наносфер. (Из работы [231].)

существенно увеличить разрешение получаемых изображений.

7. Заключение

В настоящем обзоре представлен анализ общего состояния науки о наноантеннах. Основной целью этой работы является попытка классификации всего многообразия наноантенн на несколько типов согласно физическим принципам, которые положены в основу их работы. Мы разбили наноантенны на две группы: металлические и диэлектрические, а также рассмотрели наиболее типичные технические решения для каждой группы. Такая систематизация проведена впервые в данном обзоре.

Подводя итог, можно утверждать, что указанное направление в науке, как часть нанооптики, является одним из самых бурно развивающихся в настоящее время. Это обусловлено перспективами получения колоссального преимущества от использования наноантенн в различных прикладных областях: от биологических и медицинских приложений, которые нуждаются в высокоточной микроскопии клеток, и терапии онкологических заболеваний до нанофотонных компонентов и устройств, которые, даже по скромным подсчётам, в будущем спо-

собны увеличить производительность современных вычислительных машин на несколько порядков. Но не одним только стремлением научного сообщества к созданию такого рода наноустройств обусловлен интерес к оптическим антеннам. У этого направления есть и другая, фундаментально-познавательная сторона. С одной стороны, оптические наноантенны наиболее глубоко вскрывают принцип уравнений Максвелла, говорящий о том, что технологии, ставшие привычными, например, в радиочастотной области, могут быть с теми или иными особенностями применены к другому, в частности, оптическому диапазону. Это суть единства электромагнетизма и оптики.

С другой стороны, наноантенны представляют собой устройства, при описании которых уже необходимо в той или иной мере привлечение квантовой механики. Особенно это касается вопросов, связанных со взаимодействием квантового эмиттера с элементами наноантенн, проявляющимся, в частности, в изменении скорости спонтанной эмиссии. Этот вопрос также получил своё отражение в данном обзоре.

Сегодня нельзя говорить о повсеместном внедрении наноантенн, но многие перспективные приложения уже стоят на пороге их использования. Эти приложения также освещены в настоящем обзоре. Мы надеемся, что представленный обзор вызовет интерес у читателя, не знакомого с направлением оптических наноантенн, а читатель, посвящённый в эту область, сочтёт его для себя полезным.

Работа выполнена в рамках гранта Правительства Российской Федерации по государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих учёных в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (договор № 11.G34.31.0020 от 28 ноября 2010 г.), при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашения № 11.519.11.2037, № 14.B37.21.0303, № 14.132.21.1678), государственного задания высшим учебным заведениям (№ 01201259765), а также при поддержке РФФИ (гранты 13-02-01331А, 13-02-00623А), фонда "Династия" и Австралийского исследовательского совета.

Список литературы

1. Silver S *Microwave Antenna Theory and Design* (New York: McGraw-Hill Book Co., 1949)
2. Schelkunoff S A, Friis H T *Antennas: Theory and Practice* (New York: Wiley, 1952) [Щелкунов С А, Фриис Г Т *Антенны. Теория и практика* (М.: Сов. радио, 1955)]
3. Айзенберг Г З *Антенны ультракоротких волн* (М.: Связьиздат, 1957)
4. Надененко С И *Антенны* (М.: Связьиздат, 1959)
5. Марков Г Т, Саонов Д М *Антенны* (М.: Энергия, 1975)
6. Balanis C A *Antenna Theory: Analysis and Design* (New York: Harper & Row, 1982)
7. Ulaby F T, Moore R K, Fung A K *Microwave Remote Sensing: Active and Passive Vol. 1 Microwave Remote Sensing, Fundamentals and Radiometry* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1981)
8. Ulaby F T, Moore R K, Fung A K *Microwave Remote Sensing: Active and Passive Vol. 2 Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1982)
9. Ulaby F T, Moore R K, Fung A K *Microwave Remote Sensing: Active and Passive Vol. 3 From Theory to Applications* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1986)
10. Bond E J et al. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 1690 (2003)
11. Maier S A, Atwater H A J. *Appl. Phys.* **98** 011101 (2005)
12. Ozbay E *Science* **311** 189 (2006)
13. Zia R et al. *Mater. Today* **9** (7–8) 20 (2006)
14. van Hulst N F *Nature* **448** 141 (2007)
15. Akimov A V et al. *Nature* **450** 402 (2007)
16. Климов В В *УФН* **178** 875 (2008) [Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)]
17. Stewart M E et al. *Chem. Rev.* **108** 494 (2008)
18. Климов В В *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2010) [Klimov V *Nanoplasmonics* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2011)]
19. MacDonald K F, Zheludev N I *Laser Photon. Rev.* **4** 562 (2010)
20. Stockman M I *Opt. Express* **19** 22029 (2011)
21. Benson O *Nature* **480** 193 (2011)
22. Maier S A *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2007)
23. Kneipp K, Moskovits M, Kneipp H (Eds) *Surface-Enhanced Raman Scattering. Physics and Applications* (Berlin: Springer, 2006)
24. Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)
25. Alù A, Engheta N *Nature Photon.* **2** 307 (2008)
26. Novotny L *Nature* **455** 887 (2008)
27. Bharadwaj P, Deutsch B, Novotny L *Adv. Opt. Photon.* **1** 438 (2009)
28. Novotny L, van Hulst N *Nature Photon.* **5** 83 (2011)
29. Curto A G et al. *Science* **329** 930 (2010)
30. Dregely D et al. *Nature Commun.* **2** 267 (2011)
31. Cao L et al. *Nano Lett.* **10** 439 (2010)
32. Cao L et al. *Nano Lett.* **10** 1229 (2010)
33. Lerosey G *Nature Photon.* **4** 267 (2010)
34. Краснок А Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 635 (2011) [Krasnok A E et al. *JETP Lett.* **94** 593 (2011)]
35. Dorfmueller J et al. *Nano Lett.* **11** 2819 (2011)
36. Shegai T et al. *Nature Commun.* **2** 481 (2011)
37. Giannini V et al. *Chem. Rev.* **111** 3888 (2011)
38. Maksymov I S, Miroshnichenko A E *Opt. Express* **19** 5888 (2011)
39. Maksymov I S, Davoyan A R, Kivshar Yu S *Appl. Phys. Lett.* **99** 083304 (2011)
40. de la Chapelle M L, Pucci A (Eds) *Nanoantenna: Plasmon-Enhanced Spectroscopies for Biotechnological Applications* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2012)
41. Biagioni P, Huang J-S, Hecht B *Rep. Prog. Phys.* **75** 024402 (2012)
42. Filonov D S et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 201113 (2012)
43. Maksymov I S, Miroshnichenko A E, Kivshar Yu S *Opt. Express* **20** 8929 (2012)
44. Olmon R L, Raschke M B *Nanotechnology* **23** 444001 (2012)
45. DasGupta D et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 233701 (2009)
46. Kim K et al. *J. Controlled Release* **146** 219 (2010)
47. Chanda N et al. *Nanomed. Nanotechnol. Biol. Med.* **6** 201 (2010)
48. Cai W et al. *Nanotechnol. Sci. Appl.* **1** 17 (2008)
49. Rai M, Duran N (Eds) *Metal Nanoparticles in Microbiology* (Berlin: Springer-Verlag, 2011)
50. Huang X, Neretina S, El-Sayed M A *Adv. Mater.* **21** 4880 (2009)
51. Chan W S W (Ed.) *Bio-Applications of Nanoparticles* (New York: Springer Science + Business Media, 2007)
52. Hanafi N *Int. J. Res. Biol. Sci.* **2** 6 (2012)
53. Cho Y W et al. *Biomaterials* **28** 1236 (2007)
54. Cho Y W et al. *Macromol. Res.* **16** 15 (2008)
55. Liang M et al. *Bioconjugate Chem.* **21** 1385 (2010)
56. Климов В В *Письма в ЖЭТФ* **78** 943 (2003) [Klimov V V *JETP Lett.* **78** 471 (2003)]
57. Гузатов Д В, Климов В В *Квантовая электроника* **35** 891 (2005) [Guzatov D V, Klimov V V *Quantum Electron.* **35** 891 (2005)]
58. Денисюк А И *Оптический журн.* **77** (9) 3 (2010) [Denisyuk A I *J. Opt. Technol.* **77** 527 (2010)]
59. Слюсар Д, Слюсар В *Электроника: наука, технология, бизнес* (6) 74 (2011)
60. Барышев А В, Ерёмин Ю А *Компьютерная оптика* **35** 311 (2011)
61. Слюсар В *Электроника: наука, технология, бизнес* (2) 58 (2009)
62. Лагарьков А Н и др. *УФН* **179** 1018 (2009) [Lagarkov A N et al. *Phys. Usp.* **52** 959 (2009)]
63. Шалин А С, Сухов С В *Квантовая электроника* **42** 355 (2012) [Shalin A S, Sukhov S V *Quantum Electron.* **42** 355 (2012)]
64. Забков И В и др. *Квантовая электроника* **41** 742 (2011) [Zabkov I V et al. *Quantum Electron.* **41** 742 (2011)]

65. Климов В В, Гузатов Д В *УФН* **182** 1130 (2012) [Klimov V V, Guzatov D V *Phys. Usp.* **55** 1054 (2012)]
66. Klimov V V, Ducloy M *Phys. Rev. A* **69** 013812 (2004)
67. Guzatov D V, Klimov V V *Phys. Rev. A* **75** 052901 (2007)
68. Klimov V V, Guzatov D V *Phys. Rev. B* **75** 024303 (2007)
69. Noskov R E, Krasnok A E, Kivshar Yu S *New J. Phys.* **14** 093005 (2012)
70. Krasnok A E et al. *Opt. Express* **20** 20599 (2012)
71. Vladimirova Yu V et al. *Phys. Rev. A* **85** 053408 (2012)
72. Guzatov D V, Klimov V V *New J. Phys.* **13** 053034 (2011)
73. Klimov V V, Guzatov D V *Appl. Phys. A* **89** 305 (2007)
74. Krasnok A E et al. *AIP Conf. Proc.* **1475** 22 (2012)
75. Lapshina N, Noskov R, Kivshar Yu *Opt. Lett.* **37** 3921 (2012)
76. Kuznetsov A I et al. *Sci. Rep.* **2** 492 (2012)
77. Miroshnichenko A E et al. *Phys. Status Solidi RRL* **5** 347 (2011)
78. Maksymov I S, Miroshnichenko A E, Kivshar Yu S *Phys. Rev. A* **86** 011801(R) (2012)
79. Wessel J J. *Opt. Soc. Am. B* **2** 1538 (1985)
80. Novotny L *Phys. Today* **64** (7) 47 (2011)
81. Виноградов А П и др. *УФН* **182** 1122 (2012) [Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **55** 1046 (2012)]
82. Maier S A et al. *Nature Mater.* **2** 229 (2003)
83. Pile D F P et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 261114 (2005)
84. Liu L, Han Z, He S *Opt. Express* **13** 6645 (2005)
85. Matsuzaki Y et al. *Opt. Express* **16** 16314 (2008)
86. Oulton R F et al. *Nature Photon.* **2** 496 (2008)
87. Novotny L, Bian R X, Xie X S *Phys. Rev. Lett.* **79** 645 (1997)
88. Xu H et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4357 (1999)
89. Li K, Stockman M I, Bergman D J *Phys. Rev. Lett.* **91** 227402 (2003)
90. Ahmadi A, Mosallaei H *Opt. Lett.* **35** 3706 (2010)
91. Grosjean T et al. *Nano Lett.* **11** 1009 (2011)
92. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1974) [Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1977)]
93. Purcell E M *Phys. Rev.* **69** 681 (1946)
94. Noda S, Fujita M, Asano T *Nature Photon.* **1** 449 (2007)
95. Khitrova G et al. *Nature Phys.* **2** 81 (2006)
96. Saunders W A et al. *J. Appl. Phys.* **72** 806 (1992)
97. Barthes J et al. *Phys. Rev. B* **84** 073403 (2011)
98. Hamam R E et al. *Opt. Express* **16** 12523 (2008)
99. Iorsh I et al. *Phys. Lett. A* **376** 185 (2012)
100. Kidwai O, Zhukovsky S V, Sipe J E *Opt. Lett.* **36** 2530 (2011)
101. del Valle E et al. *New J. Phys.* **13** 113014 (2011)
102. Yablonovitch E, Gmitter T J, Bhat R *Phys. Rev. Lett.* **61** 2546 (1988)
103. Глазов М М и др. *ФТТ* **53** 1665 (2011) [Glazov M M et al. *Phys. Solid State* **53** 1753 (2011)]
104. Acuna G P et al. *Science* **338** 506 (2012)
105. Jakubczyk T et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 132105 (2012)
106. Acar H et al. *ACS Nano* **6** 8226 (2012)
107. Ghenuche P et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 116805 (2008)
108. Huang J-S et al. *Nano Lett.* **9** 1897 (2009)
109. Andryieuski A et al. *Opt. Lett.* **37** 1124 (2012)
110. Fang Z et al. *Nano Lett.* **11** 1676 (2011)
111. Alù A, Engheta N *Phys. Rev. B* **78** 195111 (2008)
112. Alù A, Engheta N *Phys. Rev. Lett.* **101** 043901 (2008)
113. Fromm D P et al. *Nano Lett.* **4** 957 (2004)
114. González F J, Boreman G D *Infrared Phys. Technol.* **46** 418 (2005)
115. Schuck P J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 017402 (2005)
116. Farahani J N et al. *Nanotechnology* **18** 125506 (2007)
117. Yu N et al. *Opt. Express* **15** 13272 (2007)
118. Guo H et al. *Opt. Express* **16** 7756 (2008)
119. Kinkhabwala A et al. *Nature Photon.* **3** 654 (2009)
120. Zhang Z et al. *Nano Lett.* **9** 4505 (2009)
121. Berrier A et al. *Opt. Express* **18** 23226 (2010)
122. Hatab N A et al. *Nano Lett.* **10** 4952 (2010)
123. Ko K D et al. *Nano Lett.* **11** 61 (2011)
124. Rosa L, Sun K, Juodkazis S *Phys. Status Solidi RRL* **5** 175 (2011)
125. Sederberg S, Elezzabi A Y *Opt. Express* **19** 15532 (2011)
126. Kang T et al. *Nano Lett.* **12** 2331 (2012)
127. Roxworthy B J et al. *Nano Lett.* **12** 796 (2012)
128. Suh J Y et al. *Nano Lett.* **12** 269 (2012)
129. Volpe G, Volpe G, Quidant R *Opt. Express* **19** 3612 (2011)
130. Li J, Salandrino A, Engheta N *Phys. Rev. B* **76** 245403 (2007)
131. Pakizeh T, Kall M *Nano Lett.* **9** 2343 (2009)
132. Taminiau T H, Stefani F D, van Hulst N F *Opt. Express* **16** 10858 (2008)
133. Li J, Salandrino A, Engheta N *Phys. Rev. B* **79** 195104 (2009)
134. Stout B et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 1213 (2011)
135. Coenen T et al. *Nano Lett.* **11** 3779 (2011)
136. Bonod N et al. *Phys. Rev. B* **82** 115429 (2010)
137. Kosako T, Kadoya Y, Hofmann H F *Nature Photon.* **4** 312 (2010)
138. Hofmann H F, Kosako T, Kadoya Y *New J. Phys.* **9** 217 (2007)
139. Lobanov S V et al. *Phys. Rev. B* **85** 155137 (2012)
140. Sengupta D L *IRE Trans. Antennas Propagat.* **8** 11 (1960)
141. Simovski C, Luukkonen O *Opt. Commun.* **285** 3397 (2012)
142. Boriskina S V, Dal Negro L *Opt. Lett.* **35** 538 (2010)
143. Staude I et al. *Phys. Status Solidi RRL* **6** 466 (2012)
144. Ramaccia D et al. *Opt. Lett.* **36** 1743 (2011)
145. Iluz Z, Boag A *Opt. Lett.* **36** 2773 (2011)
146. De Angelis F et al. *Nano Lett.* **8** 2321 (2008)
147. De Angelis F et al. *Nature Nanotechnol.* **5** 67 (2010)
148. Maksymov I S et al. *Opt. Commun.* **285** 821 (2012)
149. Миронов В Л *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (Нижний Новгород: Институт физики микроструктур РАН, 2004)
150. Pavlov R S, Curto A G, van Hulst N F *Opt. Commun.* **285** 3334 (2012)
151. Navarro-Cia M, Maier S A *ACS Nano* **6** 3537 (2012)
152. Giannini V, Sánchez-Gil J A *Opt. Lett.* **33** 899 (2008)
153. Lee H et al. *Nano Lett.* **11** 119 (2011)
154. Shegai T et al. *Nano Lett.* **12** 2464 (2012)
155. Klemm M *Int. J. Opt.* **2012** 348306 (2012)
156. Boriskina S V, Reinhard B M *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108** 3147 (2011)
157. Boriskina S V, Reinhard B M *Opt. Express* **19** 22305 (2011)
158. Devilez A, Stout B, Bonod N *ACS Nano* **4** 3390 (2010)
159. Devilez A et al. *Opt. Express* **17** 2089 (2009)
160. Pellegrini G, Mattei G, Mazzoldi P *ACS Nano* **3** 2715 (2009)
161. Gérard D et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 1473 (2009)
162. Walker B N et al. *J. Phys. Chem. C* **114** 4835 (2010)
163. Mendes M J et al. *Opt. Express* **19** 16207 (2011)
164. Yang S, Taflove A, Backman V *Opt. Express* **19** 7084 (2011)
165. Cao L, Fan P, Brongersma M L *Nano Lett.* **11** 1463 (2011)
166. Lee K G et al. *Nature Photon.* **5** 166 (2011)
167. Wu J et al. *Phys. Rev. B* **81** 165415 (2010)
168. Zhuo R F et al. *J. Appl. Phys.* **104** 094101 (2008)
169. Rolly B, Stout B, Bonod N *Opt. Express* **20** 20376 (2012)
170. Liu Y G et al. *Opt. Lett.* **37** 2112 (2012)
171. Liu W et al. *ACS Nano* **6** 5489 (2012)
172. Evlyukhin A B et al. *Phys. Rev. B* **82** 045404 (2010)
173. Fahim N F et al. *Opt. Express* **20** A694 (2012)
174. Trompoukis C et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 103901 (2012)
175. Yu Y et al. *Nano Lett.* **12** 3674 (2012)
176. Mavrokefalos A et al. *Nano Lett.* **12** 2792 (2012)
177. Jeong S et al. *Nano Lett.* **12** 2971 (2012)
178. Boriskina S V, Reinhard B M *Nanoscale* **4** 76 (2012)
179. Merchiers O et al. *Phys. Rev. A* **76** 043834 (2007)
180. Ginn J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 097402 (2012)
181. Wang J et al. *J. Appl. Phys.* **111** 044903 (2012)
182. Némec H et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 061117 (2012)
183. Stratton J A *Electromagnetic Theory* (New York: McGraw-Hill, 1941)
184. Palik E D (Ed.) *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press, 1985)
185. Marinica D C et al. *Nano Lett.* **12** 1333 (2012)
186. Abb M et al. *Nano Lett.* **11** 2457 (2011)
187. Castro-Lopez M et al. *Nano Lett.* **11** 4674 (2011)
188. Schumacher T et al. *Nature Commun.* **2** 333 (2011)
189. Chen P-Y, Alù A *Phys. Rev. B* **82** 235405 (2010)
190. Harutyunyan H et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 217403 (2012)
191. Large N et al. *Nano Lett.* **10** 1741 (2010)
192. Palant B, in *Non-linear Optical Properties of Matter: from Molecules to Condensed Phases* (Eds M G Papadopoulos, A J Sadlej, J Leszczynski) (Dordrecht: Springer, 2006)
193. Lippitz M, van Dijk M A, Orrit M *Nano Lett.* **5** 799 (2005)

194. Danckwerts M, Novotny L *Phys. Rev. Lett.* **98** 026104 (2007)
195. Zhou F et al. *Opt. Express* **18** 13337 (2010)
196. Hache F et al. *Appl. Phys. A* **47** 347 (1988)
197. Раутиан С Г *ЖЭТФ* **112** 836 (1997) [Rautian S G *JETP* **85** 451 (1997)]
198. Drachev V P et al. *Nano Lett.* **4** 1535 (2004)
199. Zharov A A, Noskov R E, Tsarev M V *J. Appl. Phys.* **106** 073104 (2009)
200. Noskov R E, Zharov A A, Tsarev M V *Phys. Rev. B* **82** 073404 (2010)
201. Palomba S, Danckwerts M, Novotny L *J. Opt. A* **11** 114030 (2009)
202. Ren M et al. *Nature Commun.* **3** 833 (2012)
203. Bautista G et al. *Nano Lett.* **12** 3207 (2012)
204. Hache F, Ricard D, Girard C *Phys. Rev. B* **38** 7990 (1988)
205. Hache F, Ricard D *J. Phys. Condens. Matter* **1** 8035 (1989)
206. Deal Fatti N D et al. *Chem. Phys.* **251** 215 (2000)
207. Chen P-Y, Alù A *Nano Lett.* **11** 5514 (2011)
208. Tribelsky M I et al. *Phys. Rev. X* **1** 021024 (2011)
209. Averitt R D, Sarkar D, Halas N J *Phys. Rev. Lett.* **78** 4217 (1997)
210. Bardhan R et al. *Acc. Chem. Res.* **44** 936 (2011)
211. Martí A, Luque A *Next Generation Photovoltaics. High Efficiency Through Full Spectrum Utilization* (Bristol: Institute of Physics, 2004)
212. "Ultra-low-cost solar electricity cells", <http://cache.rmartinr.com/NanosolarCellWhitePaper.pdf> (Nanosolar, Inc., White Paper, September 2, 2009)
213. Atwater H A, Polman A *Nature Mater.* **9** 205 (2010)
214. Deceglie M G et al. *Nano Lett.* **12** 2894 (2012)
215. Spinelli P et al. *J. Opt.* **14** 024002 (2012)
216. Moskovits M *Rev. Mod. Phys.* **57** 783 (1985)
217. Емельянов В И, Коротеев Н И *УФН* **135** 345 (1981) [Emel'yanov V I, Koroteev N I *Sov. Phys. Usp.* **24** 864 (1981)]
218. Brolo A G et al. *Nano Lett.* **4** 2015 (2004)
219. Baumberg J J et al. *Nano Lett.* **5** 2262 (2005)
220. Li J F et al. *Nature* **464** 392 (2010)
221. Steuwe C et al. *Nano Lett.* **11** 5339 (2011)
222. Fan M, Andrade G F S, Brolo A G *Analyt. Chim. Acta.* **693** 7 (2011)
223. Li H et al. *J. Phys. Chem. C* **116** 23608 (2012)
224. Vo T-P et al. *Opt. Express* **20** 4124 (2012)
225. Anger P, Bharadwaj P, Novotny L *Phys. Rev. Lett.* **96** 113002 (2006)
226. Höppener C, Novotny L *Nanotechnology* **19** 384012 (2008)
227. Eghlidi H et al. *Nano Lett.* **9** 4007 (2009)
228. Taminiau T H et al. *Nature Photon.* **2** 234 (2008)
229. Weber-Bargioni A et al. *Nano Lett.* **11** 1201 (2011)
230. Колеров А Н *Письма в ЖТФ* **37** (6) 33 (2011) [Kolerov A N *Tech. Phys. Lett.* **37** 259 (2011)]
231. Palomba S, Novotny L *Nano Lett.* **9** 3801 (2009)
232. Abb M et al. *ACS Nano* **6** 6462 (2012)

Optical nanoantennas

A.E. Krasnok, A.I. Denisyuk, P.A. Belov

St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Kronverkskii prosp. 49, 197101 St. Petersburg, Russian Federation
E-mail: krasnokfiz@mail.ru

I.S. Maksymov, A.E. Miroshnichenko

Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, Mills Road 59, Canberra ACT 0200, Australia

K.R. Simovskii

St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Kronverkskii prosp. 49, 197101 St. Petersburg, Russian Federation;
Department of Electronics, School of Electrical Engineering, Aalto University, Otakaari 7, 00076 Aalto, Finland

Yu.S. Kivshar

St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Kronverkskii prosp. 49, 197101 St. Petersburg, Russian Federation;
Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, Mills Road 59, Canberra ACT 0200, Australia
E-mail: ysk@internode.on.net

The field of optical nanoantennas, a rapidly developing area of optics, is reviewed. The basic concept of an optical antenna is formulated and major characteristics relevant to this structure are identified. A classification of nanoantennas into metallic and dielectric (the latter including semiconductor nanoantennas) is given. For either category, the literature is reviewed and strengths and weaknesses of different approaches are discussed. The basics of nonlinearly optical antennas are outlined. Future research directions and application areas for the field are highlighted, and its prospects are examined.

PACS numbers: 42.79.Gn, 68.37.Uv, 73.20.Mf, 84.40.Ba

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201306a.0561

Bibliography — 232 references

Received 28 June 2012, revised 21 November 2012

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (6) 561–589 (2013)

Physics – Uspekhi **56** (6) (2013)