

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Гибридная нанофотоника

С.И. Лепешов, А.Е. Краснок, П.А. Белов, А.Е. Мирошниченко

Успехи в области плазмоники, т.е. нанофотоники, основанной на оптических свойствах металлических наноструктур, проложили путь к разработке сверхчувствительных датчиков, биологических сенсоров и других устройств, принцип работы которых основан на локализации электромагнитного поля на нанометровых масштабах. Однако высокие тепловые потери металлических наноструктур ограничивают их использование во многих современных областях, включая метаповерхности, метаматериалы и нановолноводы, что потребовало разработки новых устройств, сочетающих металлические наноструктуры с диэлектрическими наночастицами с высоким показателем преломления. Такие металлдиэлектрические (гибридные) наноструктуры продемонстрировали много интересных с точки зрения практического применения свойств, включая низкие тепловые потери, оптический магнитный резонансный отклик, сильные нелинейно-оптические свойства, что сделало разработки в данной области авангардом современной науки о свете. Обзор посвящён современному состоянию теоретических и экспериментальных исследований гибридных металлдиэлектрических наноантенн и наноструктур на их основе, обладающих способностью избирательно рассеивать световые волны, усиливать и передавать в заданном направлении оптические сигналы, управлять распространением таких сигналов и генерировать оптические гармоника.

Ключевые слова: нанофотоника, плазмоника, высокоиндексные диэлектрические наночастицы, оптический магнитный отклик, гибридные наноструктуры, наноантенны

PACS numbers: 42.25. – p, 42.79. – e, 78.67. – n

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.12.038275>

Содержание

1. Введение (1137).
2. Оптические свойства плазмонных и диэлектрических наночастиц (1138).
3. Гибридные наноструктуры для управления характеристиками излучения (1140).
4. Гибридные наноструктуры для управления характеристиками ближнего поля (1143).

- 4.1. Общая теория эффекта Перселла. 4.2. Гибридные наноструктуры для управления характеристиками ближнего поля.
 5. Нелинейные и перестраиваемые гибридные наноантенны (1148).
 6. Заключение (1152).
- Список литературы (1152).

1. Введение

Управление светом на нанометровых масштабах является приоритетным направлением исследований как в фотонной и информационной индустрии, так и в науках о жизни. Многочисленными исследователями по всему миру было обнаружено, что управлять электрической и магнитной компонентами оптической волны на нанометровом масштабе можно, используя резонансные наноструктуры. Такие наноструктуры, являющиеся основой современной нанофотоники, получили название *оптические наноантенны* [1–12]. Они обладают огромным прикладным потенциалом в различных областях: от фотовольтаики [13–17] и оптической обработки информации [2, 5, 18–20] до микроскопии со сверхразрешением в биологии [21–25] и терапии онкологических заболеваний в медицине [26–30]. Недавние исследования показали, что наноантенны позволяют создавать источники одиночных фотонов [31–35], нанолазеры [36–40], а также эффективные преобразователи видимого и ближнего инфракрасного (ИК) излучения в среднее и дальнее ИК-излучение [41, 42].

Такой широкий спектр практических применений наноантенн и наноструктур, состоящих из них, обес-

С.И. Лепешов, П.А. Белов. Санкт-Петербургский исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (ИТМО), физико-технический факультет, Кронверкский просп. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация
E-mail: s.lepeshov@gmail.com

А.Е. Краснок. Санкт-Петербургский исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (ИТМО), физико-технический факультет, Кронверкский просп. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация;
Photonics Initiative, Advanced Science Research Center, City University of New York, New York 10031, USA
E-mail: akrasnok@gc.cuny.edu

А.Е. Мирошниченко. School of Engineering and Information Technology, University of New South Wales, Canberra, ACT, 2600, Australia
E-mail: andrey.miroshnichenko@unsw.edu.au

Статья поступила 17 июля 2017 г.,
после доработки 14 декабря 2017 г.

печивается за счёт их способности к эффективному преобразованию свободно распространяющихся волн в ближнее электромагнитное поле и многократному увеличению интенсивности поля в субволновых областях [43–45]. Кроме того, было показано, что оптические наноантенны могут увеличить скорость спонтанной эмиссии оптического излучения квантового источника (эффект Перселла) [46–53], а также сконцентрировать и перенаправить это излучение в заданную область пространства [54, 55].

Выделяют несколько видов наноантенн, различающихся типом материалов, используемых для их изготовления, и, как следствие, физическими принципами работы: металлические, диэлектрические и металлодиэлектрические (гибридные). Металлические наноантенны, зачастую называемые плазмонными, характеризуются сильной локализацией возбуждающего электромагнитного поля в масштабах порядка 100 нм и демонстрируют высокие значения фактора Перселла благодаря возбуждению в них локализованного плазмонного резонанса [56]. Традиционно для их производства применяются химически стойкие благородные металлы — золото или серебро, имеющие хотя и наименьшие среди металлов, но всё же высокие диссипативные потери в видимом диапазоне [57, 58]. Это ограничивает использование таких наноструктур в системах, где требуется эффективная передача оптической энергии, однако открывает новые горизонты для приложений в термоплазмонике и медицине [59].

Преодолеть ограничения плазмонных наноантенн призваны диэлектрические наноантенны [60, 61]. Диэлектрические наноантенны изготавливаются из материалов с высоким показателем преломления и как можно меньшим коэффициентом поглощения в видимом диапазоне [62]. Поскольку они сделаны из диэлектриков, допускающих свободное проникновение электромагнитного поля внутрь наноструктур, такие наноантенны обладают как электрическим, так и магнитным резонансом Ми [8, 52, 63–79]. Эти резонансы позволяют наноантеннам взаимодействовать с электрической и магнитной компонентами волны в равной степени, что делает диэлектрические наноантенны достойной альтернативой плазмонным, оперирующим лишь электрической составляющей света [80]. Тем не менее диэлектрические наноантенны имеют недостаточно высокую степень локализации поля и, как следствие, меньший фактор Перселла, чем плазмонные.

В последнее время ведутся разработки гибридных наноструктур, объединяющих в себе преимущества металлических и диэлектрических наноантенн, способных выполнять эффективное преобразование падающего поля в ближнее и обратно и управлять магнитной компонентой. Было показано, что такие гибридные наноструктуры обладают многими интересными с точки зрения практического применения свойствами, включая низкие тепловые потери, оптический и магнитный резонансный отклик, сильные нелинейно-оптические свойства, что сделало разработки в данной области авангардом современной науки о свете.

Настоящий обзор посвящён современному состоянию теоретических и экспериментальных исследований гибридных металлодиэлектрических наноантенн и наноструктур на их основе, обладающих способностью избирательно рассеивать световые волны, усиливать и

передавать в заданном направлении оптические сигналы, управлять распространением таких сигналов и генерировать высшие гармоники. Отметим, что в настоящее время не существует обзорных работ в области гибридной нанофотоники не только в отечественной, но и в мировой литературе, что делает работу важной для данной области исследований. Обзор построен следующим образом. В разделе 2 мы обсуждаем оптические свойства плазмонных и диэлектрических наночастиц. В разделе 3 рассматриваются работы в области гибридных наноструктур для управления оптическим излучением квантовых источников. В разделе 4 приводятся общие сведения из теории эффекта Перселла и результаты исследования влияния гибридных наноструктур на скорость спонтанного излучения квантовых источников. Наконец, в разделе 5 обсуждаются нелинейные и перестраиваемые гибридные наноструктуры.

2. Оптические свойства плазмонных и диэлектрических наночастиц

Оптический отклик плазмонных (металлических) и диэлектрических наночастиц сферической формы может быть рассмотрен с единой точки зрения, основанной на точном решении соответствующей задачи дифракции, впервые полученном Густавом Ми в 1908 г. [63]. Мы приводим здесь некоторые общие выводы, следующие из этой теоретической модели. Поле плоской волны, рассеянной на сферической частице, может быть записано в виде суммы парциальных сферических волн с коэффициентами a_l и b_l . Таким образом могут быть записаны выражения для нормированного полного сечения рассеяния (Q_{sc}), а также сечения поглощения (Q_{abs}) и сечения экстинкции (Q_{ext}) для сферической частицы любого радиуса R , расположенной в пространстве, заполненном немагнитным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = n^2$, в следующем виде [81, 82]:

$$\begin{aligned} Q_{sc} &= \frac{2}{(kR)^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (|a_l|^2 + |b_l|^2), \\ Q_{ext} &= \frac{2}{(kR)^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \operatorname{Re}(a_l + b_l), \\ Q_{abs} &= Q_{ext} - Q_{sc}, \end{aligned} \quad (1)$$

где электрические a_l и магнитные b_l амплитуды рассеяния для немагнитного материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = n^2$ (n — показатель преломления материала наночастицы) могут быть выражены в виде

$$a_l = \frac{R_l^{(a)}}{R_l^{(a)} + iT_l^{(a)}}, \quad b_l = \frac{R_l^{(b)}}{R_l^{(b)} + iT_l^{(b)}}. \quad (2)$$

Функции R_l и T_l могут быть выписаны в следующем виде:

$$R_l^{(a)} = n\psi_l'(kR)\psi_l(nkR) - \psi_l(kR)\psi_l'(nkR), \quad (3)$$

$$T_l^{(a)} = n\chi_l'(kR)\psi_l(nkR) - \chi_l(kR)\psi_l'(nkR),$$

$$R_l^{(b)} = n\psi_l'(nkR)\psi_l(kR) - \psi_l(nkR)\psi_l'(kR), \quad (4)$$

$$T_l^{(b)} = n\chi_l(kR)\psi_l'(nkR) - \chi_l'(kR)\psi_l(nkR).$$

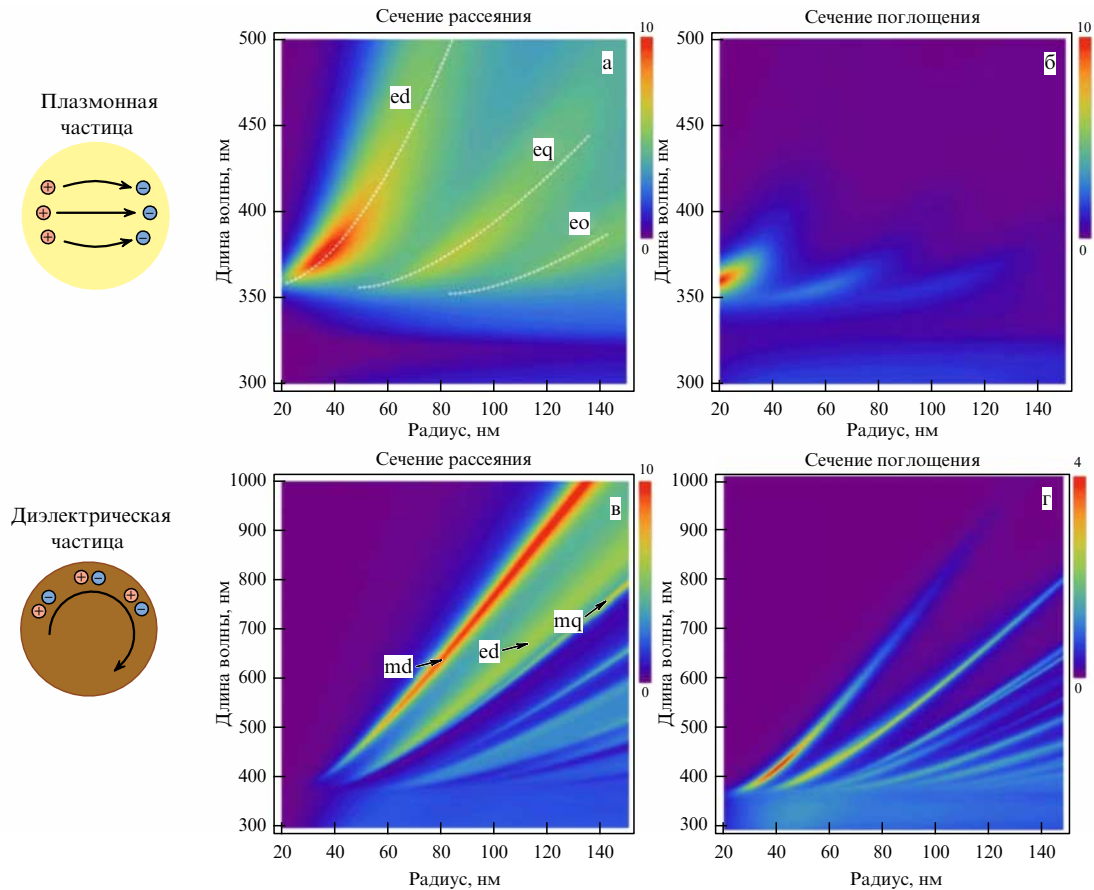


Рис. 1. Оптические свойства плазмонной (Ag) и диэлектрической (Si) наночастиц в свободном пространстве. Нормированное полное сечение рассеяния серебряной наночастицы (а) и кремниевой наночастицы (в) в зависимости от их радиуса и длины волны. Нормированное сечение поглощения серебряной наночастицы (б) и кремниевой наночастицы (г) в зависимости от их радиуса и длины волны. Схематические рисунки слева изображают фундаментальные моды плазмонной наночастицы (плазмонный дипольный момент) и диэлектрической наночастицы (магнитный момент M_i).

Здесь

$$\psi_l(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{l+1/2}(x), \quad \chi_l(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} N_{l+1/2}(x),$$

$J_{l+1/2}(x)$ и $N_{l+1/2}(x)$ — функции Бесселя и Неймана, а штрих означает взятие производной по соответствующему аргументу.

Используя выражения (1)–(4), проведём сравнительный анализ сечения рассеяния и сечения поглощения плазмонной и высокоиндексной диэлектрической наночастицы. В качестве материала плазмонной наночастицы мы выбрали серебро (Ag), имеющее в оптической области спектра наименьшие потери [83] среди других благородных металлов. В качестве материала диэлектрической наночастицы мы используем кристаллический кремний (c-Si), также проявляющий наилучшие характеристики в видимой области спектра [62, 84] среди доступных диэлектрических материалов.

Результаты вычислений приведены на рис. 1а, в и демонстрируют нормированное полное сечение рассеяния (Q_{sc}) серебряной наночастицы (а) и кремниевой наночастицы (в) в зависимости от их радиуса R и длины волны. Видно, что серебряная наночастица имеет резонансы исключительно электрического типа, включая электрический дипольный (ed), электрический квадрупольный (eq) и электрический октупольный (eo) резо-

нансы, поведение которых с ростом радиуса схематически показано белыми штриховыми линиями. Напротив, спектр резонансных мод диэлектрической наночастицы значительно шире и включает в себя магнитный дипольный момент (md), который в этом случае является фундаментальным, а также магнитный квадрупольный (mq) момент и моменты более высокого порядка. Рисунок 1б, г демонстрирует результаты вычисления нормированных сечений поглощения серебряной наночастицы (б) и кремниевой наночастицы (г) в зависимости от их радиуса и длины волны. Сравнительный анализ этих результатов показывает, что кремниевая наночастица имеет значительно меньшие диссипативные потери во всей области изменения параметров. Кроме того, диссипативные потери кремниевой наночастицы быстро снижаются с увеличением длины волны, что объясняется низкими потерями этого материала вдали от основной полосы поглощения. Заметим, что золотые наночастицы обладают ещё большими диссипативными потерями.

Таким образом, плазмонные и диэлектрические наноструктуры обладают как достоинствами, так и недостатками. Недостатком плазмонных наноструктур являются высокие диссипативные потери и, как следствие, низкие пороги разрушения. Недостатком диэлектрических наноструктур с резонансами M_i является их низкий коэффициент локального усиления поля. Кроме того, в диэлект-

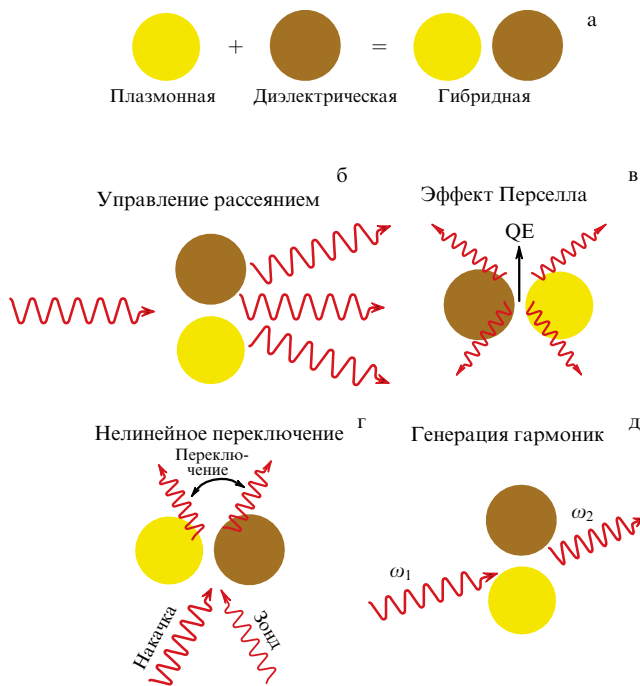


Рис. 2. (а) Суть подхода гибридной нанофотоники: объединение плазмонных и диэлектрических наноструктур в единую систему с целью достижения уникальных оптических свойств. (б–д) Различные области практического применения устройств гибридной нанофотоники: (б) линейное управление излучением в дальней зоне, (в) управление скоростью распада возбуждённого состояния квантового источника (QE), (г) нелинейное управление рассеянием света при помощи света, (д) генерация новых оптических гармоник.

рических наноструктурах поле усиливается преимущественно внутри частицы, затрудняя использование таких структур для спектроскопии комбинационного рассеяния (рамановской) и биологических датчиков. Поэтому в последнее время ведутся разработки гибридных металлодиэлектрических наноструктур, объединяющих в себе преимущества металлических и диэлектрических наноантенн (рис. 2а), способных выполнять эффективное преобразование падающего поля в ближнее и обратно и управлять магнитной компонентой света. В настоящее время такие гибридные наноструктуры находят применение для линейного управления излучением в дальней зоне (рис. 2б), для управления скоростью распада возбуждённого состояния квантового источника (рис. 2в), нелинейного управления рассеянием света при помощи света (рис. 2г), а также для генерации новых оптических гармоник (рис. 2д). Перечисленные области применения гибридных наноструктур подробно обсуждаются в следующих разделах.

Из описанного выше следует, что гибридные наночастицы обладают значительно более богатым модовым составом. Исследование модового состава гибридных наноструктур, в том числе нетривиальной формы, проводится с использованием мультипольного разложения численно рассчитанных ближних и дальних электромагнитных полей различными методами [85, 86]. Одним из них является метод, основанный на разложении рассеянного в дальней зоне электрического поля \mathbf{E}_{sc} , спроецированного на сферическую поверхность, окружающую гибридную наноструктуру, в базисе сферических функций Y_{lm} [87, 88]. Мультипольные коэффициенты a_E и a_M в

этом случае вычисляются согласно следующим выражениям:

$$a_E(l, m) = \frac{(-i)^{l+1} k R}{h_l^{(1)}(kR) E_0 \sqrt{\pi(2l+1)(l+1)l}} \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{lm}^*(\theta, \varphi) \mathbf{r} \mathbf{E}_{sc}(\mathbf{r}) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (5)$$

$$a_M(l, m) = \frac{(-i)^l k R}{h_l^{(1)}(kR) E_0 \sqrt{\pi(2l+1)}} \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \mathbf{X}_{lm}^*(\theta, \varphi) \mathbf{E}_{sc}(\mathbf{r}) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (6)$$

где R — радиус наночастицы, k — волновое число, $h_l^{(1)}$ — функция Ханкеля, E_0 — амплитуда падающей волны, Y_{lm} и \mathbf{X}_{lm} — скалярная и векторная сферические функции, \mathbf{r} — радиус-вектор, θ и φ — сферические координаты.

Типичным примером гибридной наночастицы является совмещённая система диэлектрической и плазмонной наночастиц различной формы. Например, в работе [87] была исследована гибридная наночастица, состоящая из кремниевого наноконуса и золотого нанодиска, помещённого на меньшее основание наноконуса (рис. 3). Было показано, что лазерный нагрев золотой наночастицы позволяет изменять её форму контролируемым образом с нанодиска (рис. 3б) на наночашку (рис. 3в) и наносферу (рис. 3г). Примеры мультипольных разложений ближних электромагнитных полей кремниевого наноконуса и гибридной наночастицы показаны на рис. 3а и рис. 3б–г соответственно. В данном случае мультипольные разложения помогают оценить вклады различных мультиполей (md, ed, eq) в спектр рассеяния, а также определить тип каждого из резонансов.

Анализ оптических резонансов гибридных наноантенн показывает, что такие наноантенны обладают как электрическим и магнитным резонансами диэлектрической части, так и локализованным поверхностным плазмонным резонансом металлической части, спектральное положение которого может быть изменено посредством лазерной абляции. Причём при перекрытии магнитной дипольной моды диэлектрической наночастицы и плазмонной моды металлической наночастицы наблюдается их гибридизация, что приводит к возникновению в системе дополнительного электрического квадрупольного отклика. Распределения ближнего электрического поля на соответствующих резонансах системы приведены на вставках А–З к рис. 3. Видно, что в ходе модификации золотой наночастицы изменяются как спектральные свойства рассеянного света, так и распределения ближнего поля.

В следующих разделах мы систематически обсуждаем различные области применения гибридных наноструктур. В конце работы мы делаем выводы по проведённому обзорному исследованию и прогнозируем дальнейшие пути развития этой захватывающей и многообещающей области современной науки о взаимодействии света и материи на наноуровне.

3. Гибридные наноструктуры для управления характеристиками излучения

Гибридные металлодиэлектрические наноструктуры с диэлектрической и металлической компонентами откры-

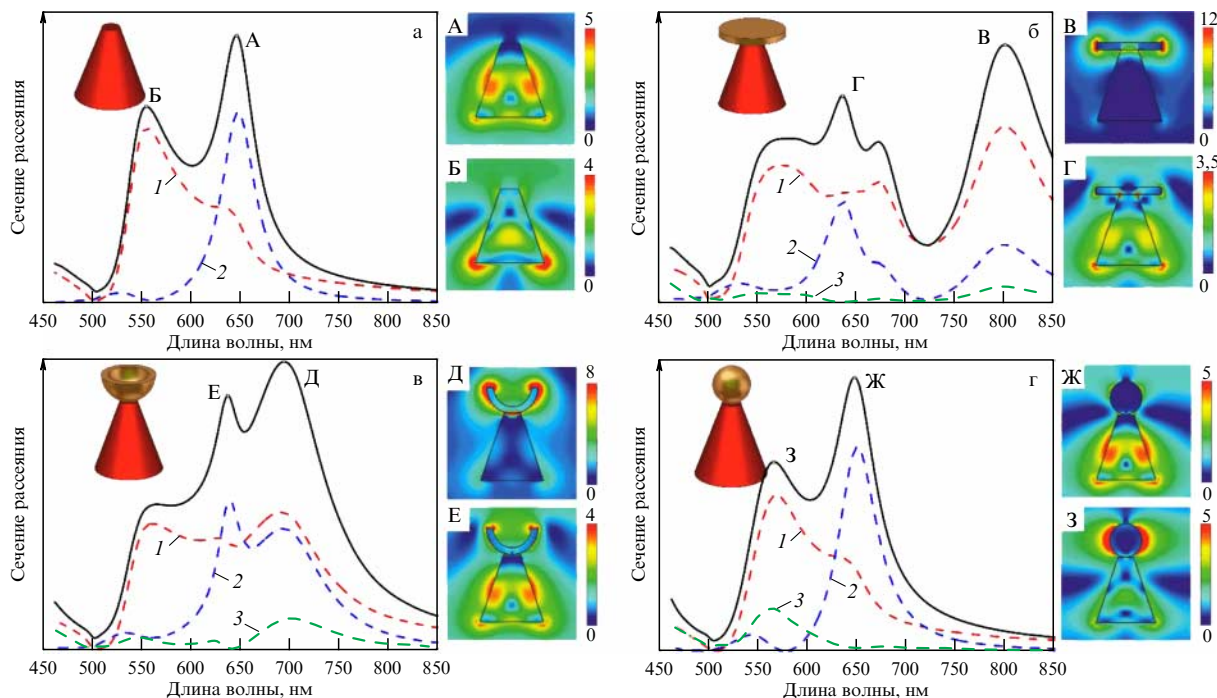


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Зависимости сечения рассеяния диэлектрической (а) и гибридных металлодиэлектрических наноструктур с плазмонными наночастицами в форме диска (б), чашки (в) и сферы (г) в зависимости от длины волны. Штриховыми линиями показаны вклады мультипольных моментов (электрический дипольный — красный (1), магнитный дипольный — синий (2), электрический квадрупольный — зелёный (3)). Вставки А–З соответствуют распределениям электрического поля на резонансах; значения напряжённости электрического поля приведены в $V\ m^{-1}$ [87].

вают новые возможности для проектирования устройств с заданными рассеивающими свойствами и диаграммами направленности излучения. Уникальная модовая структура, появляющаяся в гибридных наноантеннах в результате взаимодействия плазмонного резонанса и резонансов Ми диэлектрической наночастицы, формирует в спектре каналы рассеяния, каждый из которых характеризуется своей диаграммой направленности, что позволяет в конечном итоге пространственно разделять приходящие оптические сигналы на различных частотах, а также концентрировать и направлять излучение квантового эмиттера в заданную область в дальней зоне. Такие свойства гибридных наноантенн делают возможной реализацию на их основе источника Гюйгенса [89], суперрассеивателя падающего излучения [90], суперлинза [91], сенсоров [92, 93] и оптических разветвителей [94].

Наноантенны и наноструктуры, работающие в качестве приёмников и разветвителей оптического сигнала, играют ключевую роль в полностью оптической обработке информации [2, 95–97]. Для подобных устройств, с одной стороны, требуется обеспечить достаточно мощное усиление сигнала и его фокусировку и, с другой стороны, пространственную и частотную селекцию сигналов. Объединить в себе эти свойства способны гибридные наноантенны: металлическая часть гибридной наноантенны, благодаря возбуждению поверхностного плазмона, локализует энергию оптического сигнала в субволновых масштабах [98, 99], в то время как диэлектрическая часть направленно рассеивает падающие световые волны [100].

На рисунке 4а изображена гибридная металлодиэлектрическая наноантенна, состоящая из золотого наностержня и кремниевой наносферы, расположенной на его

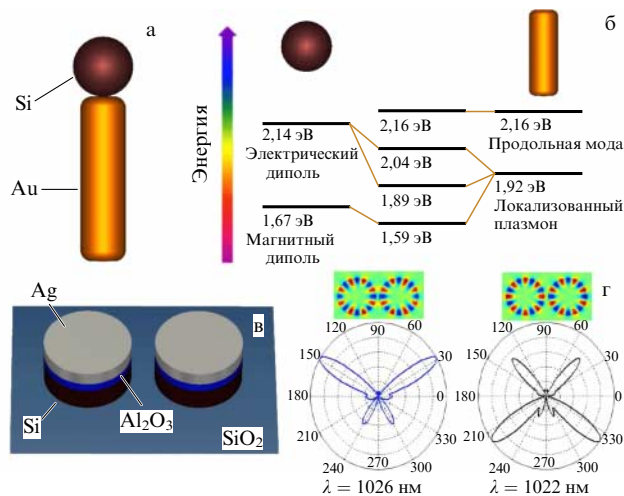


Рис. 4. (а) Схематическая иллюстрация гибридной наноантенны, состоящей из кремниевой (Si) наносферы и золотого (Au) наностержня. (б) Диаграмма каналов рассеяния гибридной наноантенны стержень–сфера. (в) Изображение гибридной димерной наноантенны на стеклянной (SiO_2) подложке. (г) Диаграммы направленности димерной наноантенны в E -плоскости, соответствующие симметричной (слева) и антисимметричной (справа) коллективным модам шепчущей галереи. На вставке показаны распределения электрического поля в димерной наноантенне для симметричной и антисимметричной моды шепчущей галереи [94, 101].

вершине [101]. Золотой наностержень имеет две основные моды: продольную моду и локализованную в зазоре между стержнем и сферой плазмонную моду, природа которых является полностью электрической, в отличие от кремниевой наносферы, поддерживающей как элект-

рическую, так и магнитную моды. Ввиду того что расстояние между этими наночастицами много меньше длины волны в видимом диапазоне, наведённые в них электрические и магнитные диполи взаимодействуют между собой. Это приводит к гибридизации локализованной в зазоре плазмонной моды наностержня и магнитной и электрической мод наносферы и сдвигу гибридных мод в низкочастотную область спектра (рис. 4б). В то же время продольная плазмонная мода не претерпевает изменений, поскольку её возбуждение зависит только от аспектного соотношения наностержня и показателя преломления окружающей среды. Таким образом, в гибридной наноструктуре появляются четыре канала рассеяния, каждый из которых соответствует частоте возбуждения моды. Объектом дальнейших исследований является обеспечение высокой добротности резонансов данной системы, что позволит улучшить селекцию спектрально уплотнённых оптических сигналов и сделает возможным её использование в фотонных интегральных схемах.

Димерная гибридная наноструктура с пространственным разделением оптических сигналов в ближнем ИК-диапазоне длин волн показана на рис. 4в [94]. Эта наноструктура включает в себя два гибридных диска с кремниевым основанием, серебряной вершиной и промежуточным слоем из оксида алюминия (Al_2O_3). В отличие от рассмотренной выше системы наностержень – сфера, резонансы которой были преимущественно дипольного типа, эти диски поддерживают в рабочем диапазоне длин волн так называемые моды шепчущей галереи, сосредоточенные в основном в слое из Al_2O_3 и усиленные благодаря локализации поля серебряными и кремниевыми частями наноструктуры. Вследствие сильного взаимодействия между дисками в димерной наноструктуре, мода шепчущей галереи разделяется на две пары. Одна пара соответствует симметричному распределению максимумов и минимумов мод, возбуждённых в дисках, относительно плоскости симметрии димера (см. вставки на рис. 4г). Вторая пара соответствует антисимметричному распределению поля. Интерференция мод на различных длинах волн даёт различные диаграммы направленности излучения в дальней зоне, что может быть использовано для пространственного разделения сигналов (рис. 4г). Благодаря высокой добротности моды шепчущей галереи такая наноструктура характеризуется высокой частотной избирательностью в узком диапазоне длин волн, что делает подобные гибридные димеры решением для разделения сигналов в системах со спектральным уплотнением DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing).

Для некоторых практических приложений, например для оптической обработки информации [31, 54, 102], направленного запуска волноводных мод [103] и фотовольтаики [104], особенно важным является однонаправленное рассеяние падающего излучения, что сложно реализовать в полностью диэлектрических или металлических наноструктурах без использования специально сконструированного отражателя [105 – 108] или сложной конструкции наподобие антенны Яги – Уда. Этот факт объясняется тем, что в стандартных наноструктурах на рабочей длине волны доминирует мультипольный момент одного типа. Поскольку диаграмма направленности мультиполя симметрична, она имеет как минимум два лепестка, как в случае диполя в E -плоскости, и в таких наноструктурах существует рассеяние как вперёд,

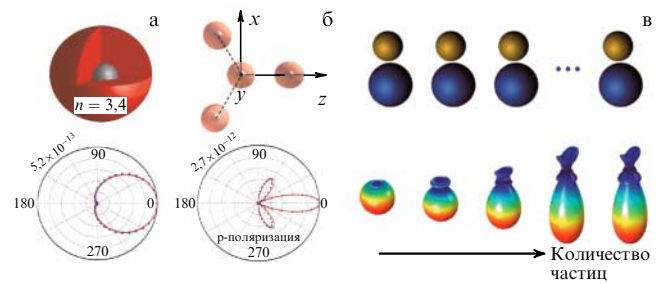


Рис. 5. (а) Схематическая иллюстрация гибридной наноструктуры типа ядро – оболочка и (б) составной наноструктуры из таких наноструктур. (в) Изображение цепочки из димерных гибридных сферических наноструктур. Под иллюстрациями приведены диаграммы направленности таких наноструктур [90, 110].

так и назад. Однако, совместив, например, магнитный и электрический дипольные резонансы в гибридной наночастице типа ядро – оболочка (рис. 5а), можно добиться их конструктивной интерференции в прямом направлении и деструктивной интерференции в обратном направлении [90, 109]. Кроме того, было показано, что в составных наноструктурах, олигомерах из наночастиц ядро – оболочка, появляются дополнительные лепестки в диаграмме направленности, что приводит к разветвлению оптического сигнала (рис. 5б).

В работе [110] изучались асимметричные гибридные димерные наноструктуры, включающие золотую и кремниевую сферические наночастицы (рис. 5в), называемые *димером Януса* (Janus nanoparticle). Аналогично описанной наноструктуре типа ядро – оболочка, подавление заднего лепестка диаграммы направленности достигается благодаря деструктивной интерференции оптических волн, рассеянных на магнитном дипольном моменте диэлектрической наносферы, и волн, рассеянных на электрическом дипольном моменте металлической наносферы. Из-за относительно малой спектральной ширины магнитной дипольной моды однонаправленное рассеяние имеет узкополосный характер. Более того, в зазоре димера существует многократно усиленное электрическое поле, что может быть использовано для возбуждения энергетических переходов флуоресцентных молекул и других квантовых источников света. Было продемонстрировано, что однонаправленное рассеяние усиливается при создании цепочек с большим количеством димеров Януса. Это объясняется тем, что дополнительная интерференция волн, рассеянных на соседних димерах, устраняет рассеяние света в боковом и заднем направлениях и усиливает излучение в прямом направлении. Детальное исследование модовой структуры такого димера с помощью обобщённой модели диполь-дипольного взаимодействия, а также его взаимодействие с квантовыми эмиттерами подробно разобраны в работе [111].

Эффективное преобразование свободно распространяющейся оптической волны в направленную волноводную моду является важной частью полностью оптической передачи информации между двумя логическими элементами. Для решения этой задачи было предложено использовать множество различных конструкций (в том числе и оптических наноструктур), включающих плазмонный волновод [2, 5, 112, 113], способный локализовать свет в субволновых масштабах и передать на микрометровые расстояния с приемлемым затуханием. От

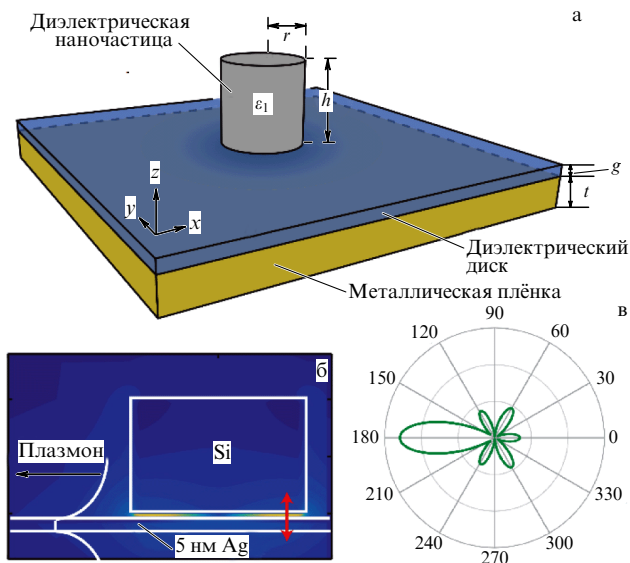


Рис. 6. (а) Изображение и (б) принцип работы гибридной nanoантенны, состоящей из диэлектрического диска на серебряной плёнке. (в) Диаграмма направленности поверхностного плазмона, возбуждаемого такой nanoантенной [114].

nanoантенн, осуществляющих направленный запуск поверхностного плазмона, требуется обеспечить синхронизм возбуждающей световой волны и волноводной моды, многократное усиление и концентрацию волны в заданном направлении. На рисунке 6а изображена металлодиэлектрическая nanoантенна, в основе которой лежит кремниевый нанодиск, находящийся над поверхностью серебряной плёнки [114]. При падении на данную nanoструктуру оптической волны с ТМ-поляризацией под скользящими углами в зазоре между диском и плёнкой возбуждаются гибридные моды, добротность которых может достигать 10^3 , что выражается в гигантском усилении напряжённости электрического поля (до значений порядка 60) по сравнению с напряжённостью падающей волны (рис. 6б). Гибридная мода, в свою очередь, запитывает моду плазмонного волновода, преобразовываясь в поверхностный плазмон-поляритон, распространяющийся преимущественно в одном направлении (рис. 6в).

4. Гибридные nanoструктуры для управления характеристиками ближнего поля

Локализация световой энергии в ближнем поле и связанные с этим эффекты, такие как увеличение эффективности возбуждения квантовых источников [102], усиление фотолюминесценции [115] и эффект Перселла [56], являются важнейшими свойствами металлических nanoантенн. Это обусловлено возбуждением в таких наночастицах поверхностных плазмонов, которые, с одной стороны, концентрируют падающее электромагнитное поле на поверхности металла и, с другой стороны, накапливают и переизлучают энергию квантового эмиттера, находящегося вблизи nanoантенны. Общая теория эффекта Перселла, заключающегося в изменении скорости спонтанной эмиссии квантового эмиттера вблизи резонантной nanoантенны, приведена далее в этом разделе.

В то же время диэлектрические nanoантенны, характеризующиеся высокой направленностью излучения и малыми диссипативными потерями, не способны обеспечить такую же степень локализации поля, как металлические. Поэтому в таких областях, как поверхностно-усиленная рамановская спектроскопия (SERS) и фотолюминесцентная спектроскопия, а также полностью оптическая обработка информации, начал развиваться подход, объединяющий диэлектрические компоненты, изготовленные на основе полупроводников с высоким показателем преломления и низким коэффициентом экстинкции, и металлические компоненты в единой гибридной nanoструктуре. Такой подход позволил решить ряд задач, начиная от управления спонтанной эмиссией квантового источника [116] и создания эффективных преобразователей энергии возбуждённого состояния в оптический сигнал [117] для применения в фотонных вычислениях и заканчивая локальным возбуждением [118] флуоресцентных меток для микроскопии со сверхразрешением и концентрацией оптической энергии [119–121], в том числе в солнечных батареях [118].

4.1. Общая теория эффекта Перселла

Как отмечалось ранее, эффект Перселла — один из ключевых эффектов в квантовой оптике и nanoфотонике. Сильный эффект Перселла обычно наблюдается при помещении источника в микрорезонаторы [122–124], горячие пятна резонансных nanoантенн [9, 53, 125–133], фотонные кристаллы [134–140] или метаматериалы [49, 130, 141–145]. В оптической области частот измерение скорости спонтанного излучения обычно проводится с помощью записи временного сигнала фотолюминесценции от источника, возбуждённого в импульсном режиме [146–148]. В микроволновом и терагерцовом диапазонах, наоборот, эффект Перселла можно наблюдать как увеличение излучаемой мощности антенной в стационарном режиме [48]. С практической точки зрения увеличение скорости спонтанного излучения может быть применено в лазерах, однофотонных источниках, флуоресцентной микроскопии, биологических исследованиях и спектроскопии. В настоящее время в литературе можно найти несколько детальных обзорных работ [48, 53, 142, 149], а также книг [150], посвящённых эффекту Перселла и модификации спонтанной эмиссии, поэтому здесь мы коснёмся только основных моментов, необходимых для понимания дальнейшего изложения.

До недавнего времени акцент в изучении эффекта Перселла делался на скорость спонтанного излучения электрических дипольных переходов. Это связано с тем, что обычно у квантовых источников электрические дипольные переходы значительно сильнее, чем магнитные. Такое различие обуславливает то, что магнитная проницаемость большинства материалов равна 1 в видимом диапазоне длин волн. Поэтому контролировать магнитный отклик источников гораздо труднее, чем электрический. Однако существует ряд квантовых источников, таких как редкоземельные ионы, полупроводниковые квантовые точки, у которых магнитные переходы сравнимы с электрическими или даже больше таковых [151–155]. В работе [53] был дан широкий обзор возможных источников с доминирующими магнитными переходами.

Простейшая модель квантовых источников, отображающая большинство свойств реальных квантовых оптических излучателей, — это двухуровневая система с

основным состоянием $|g\rangle$ и возбуждённым состоянием $|e\rangle$, разница энергии между которыми равна $\hbar\omega_0$. Переходные процессы характеризуются матричным дипольным элементом $\mathbf{d}_{eg} = \langle e|\mathbf{q}r|g\rangle$. Основные свойства такой системы заключаются в том, что при релаксации возбуждённого состояния в основное испускается фотон с энергией $\hbar\omega_0$. Для расчёта подобных процессов нужно учитывать взаимодействие двухуровневой системы с континуумом состояний свободного пространства. Эти расчёты были выполнены Вайскопфом и Вигнером в работе [156]. Они показали, что возбуждённые состояния двухуровневой системы, расположенной в свободном пространстве, распадаются со скоростью γ_0 :

$$\gamma_0 = \frac{\omega_0^3}{3\pi\hbar\epsilon_0 c^3} |\mathbf{d}_{eg}|^2, \quad (7)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. В случае, когда двухуровневая система находится в какой-то среде, скорость спонтанного излучения изменяется. Здесь и далее мы используем систему единиц СИ, так как именно она чаще всего используется в этой области. Для того чтобы перейти в систему СГС, достаточно произвести замену ϵ_0 на $1/(4\pi)$. Используя золотое правило Ферми, эту скорость можно записать следующим образом:

$$\gamma = \frac{\pi\omega_0}{\hbar\epsilon_0} |\mathbf{d}_{eg}|^2 \rho_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}_0, \omega_0), \quad (8)$$

где $\rho_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}_0, \omega_0)$ — локальная плотность состояний электромагнитного поля в точке расположения системы \mathbf{r}_0 :

$$\rho_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}_0, \omega_0) = \sum_{\mathbf{k}} [\mathbf{n} \mathbf{e}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_0) \otimes \mathbf{e}_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}_0) \mathbf{n}] \delta(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_0), \quad (9)$$

где суммирование производится по всем собственным модам системы $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$ с собственными частотами $\omega_{\mathbf{k}}$. Собственные состояния $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$ — это решение однородного волнового уравнения, нормированное условием $\int_V \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{e}_i(\mathbf{r}) \mathbf{e}_j(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \delta_{ij}$, где $\epsilon(\mathbf{r})$ — диэлектрическая проницаемость среды. Единичный вектор \mathbf{n} ориентирован в направлении дипольного момента \mathbf{d}_{eg} . Меняя локальную плотность состояний, можно значительно модифицировать скорость спонтанного излучения.

Выражение (8) даёт правильный результат для скорости излучения в случае режима слабой связи, при котором константа взаимодействия между излучателем и электромагнитными состояниями меньше скорости распада электромагнитных состояний. Такой режим соответствует динамике Маркова, когда система не запоминает эволюцию во времени и затухает экспоненциально. В противоположном случае сильное взаимодействие между излучателем и электромагнитными состояниями приводит к немарковской динамике, и уравнение (8) не может быть использовано для описания скорости излучения. В таком режиме источник может не иметь экспоненциального затухания, а также могут присутствовать осцилляции Раби между состояниями [157–159].

Электромагнитную локальную плотность состояний в формуле (9) можно рассчитать с использованием диадного тензора функции Грина электрического источника, который может быть разложен по собственным состояниям (модам) системы [160]. Для резонаторов без потерь диадная функция Грина принимает следующий вид:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \sum_{\mathbf{k}} c^2 \frac{\mathbf{e}_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{e}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}')}{\omega_{\mathbf{k}}^2 - \omega_0^2}, \quad (10)$$

где $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ — тензорная функция Грина, решение неоднородного волнового уравнения

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - \epsilon(\mathbf{r}) \frac{\omega_0^2}{c^2} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (11)$$

где \mathbf{I} — единичный тензор. Собственные состояния, входящие в выражение (9), позволяют представить локальную плотность состояний как

$$\rho_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}_0, \omega_0) = \frac{2\omega_0}{\pi c^2} \mathbf{n} \operatorname{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0) \mathbf{n}. \quad (12)$$

Используя формулу (12), результирующее выражение для скорости спонтанного излучения можно записать в виде

$$\gamma = \frac{2\omega_0^2}{\hbar\epsilon_0 c^2} |\mathbf{d}_{eg}|^2 \mathbf{n} \operatorname{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0) \mathbf{n}. \quad (13)$$

Удобной характеристикой для описания изменения скорости спонтанного излучения является безразмерная величина, которая называется фактор Перселла F_P . Данная величина определяется как отношение скорости излучения двухуровневой системы в неоднородной среде (например, в присутствии наноантенны) к скорости в свободном пространстве γ_0 :

$$F_P = \frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{6\pi c}{\omega_0} \mathbf{n} \operatorname{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0) \mathbf{n}. \quad (14)$$

Стоит отметить, что значение F_P (в режиме слабой связи) не зависит от дипольного момента двухуровневой системы и определяется только электромагнитными свойствами окружающей среды.

Для открытых систем или в случае присутствия потерь выражение (10) не может быть использовано вследствие того, что невозможно определить базис собственных состояний $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$. Тем не менее метод функции Грина, используемый в уравнении (14), даёт верный результат для скорости излучения электрического дипольного перехода у источника, расположенного в открытом резонаторе.

Выражение (14) даёт возможность получить скорость излучения квантового источника, зная классическую характеристику — тензорную функцию Грина. Кроме того, это выражение можно использовать для интерпретации эффекта Перселла в классическом случае. Увеличение скорости излучения можно понимать как увеличение работы, совершаемой электрическим полем. Работа, совершаемая электрическим полем осциллирующего диполя $\mathbf{d} \exp(-i\omega_0 t)$, даётся следующим выражением:

$$P = \frac{\omega_0}{2} \operatorname{Im} [\mathbf{d} \mathbf{E}(\mathbf{r}_0)] = \mu_0 \frac{\omega_0^3}{2} |\mathbf{d}|^2 \mathbf{n} \operatorname{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0) \mathbf{n}, \quad (15)$$

где μ_0 — магнитная постоянная. Деля это значение на мощность, излучаемую тем же источником в свободном пространстве,

$$P_0 = \frac{\omega_0^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} |\mathbf{d}|^2,$$

мы получаем выражение, идентичное формуле (14).

Полная скорость распада γ , входящая в уравнение (13), включает в себя два члена: излучательный и безызлуча-

тельный вклады. В большинстве практических случаев более интересным представляется увеличение излучаемой мощности источника в дальнюю зону. Излучательный фактор Перселла в этом случае определяется как $F_P^{(r)} = \gamma_r/\gamma_0$, где γ_r — излучательная скорость распада, которая может быть посчитана путём интегрирования вектора Пойнтинга по поверхности, охватывающей источник и неоднородное окружение. Для описания части энергии, которая излучается в виде фотонов, используется величина, называемая *квантовым выходом*, она определяется следующим образом:

$$\eta_0 = \frac{\gamma_r}{\gamma_r + \gamma_{nr} + \gamma_{int}}, \quad (16)$$

где γ_{nr} — скорость безызлучательного распада, которая описывает электромагнитные потери среды, а γ_{int} — внутренняя скорость безызлучательного распада, которая существует даже в отсутствие неоднородного окружения (в свободном пространстве). Квантовый выход описывает часть энергии, излучённой изолированной двухуровневой системой. В случае, когда система помещена в некоторую среду, выражение для квантового выхода принимает следующий вид:

$$\eta = \frac{F_P^{(r)}}{\eta_0 F_P + (1 - \eta_0)}. \quad (17)$$

Выражение (14) для фактора Перселла можно упростить в случае, когда главный вклад в тензорную функцию Грина источника даёт одна мода. В этом особом случае может быть использовано одномодовое приближение, в котором тензорная функция Грина записывается следующим образом:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \approx c^2 \frac{\mathbf{e}_k^*(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{e}_k(\mathbf{r}')}{\omega_k^2 - \omega_0^2 - 2i\gamma_k \omega}, \quad (18)$$

где γ_k — скорость накачки у соответствующей собственной моды $\mathbf{e}_k(\mathbf{r})$. Учитывая, что частота источника совпадает с частотой моды резонатора, а источник сонаправлен с создаваемым полем, мы приходим к известной формуле для одномодового фактора Перселла:

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^3 \frac{Q}{V}, \quad (19)$$

где $Q = \omega_k/2\gamma_k$ — добротность моды, λ — длина волны в свободном пространстве и V — эффективный объём моды, который в приближении малых потерь определяется как [161, 162]

$$V = \frac{\int \varepsilon(r) |E(r)|^2 dV}{\max(\varepsilon(r) |E(r)|^2)}. \quad (20)$$

Обычно эффективный объём моды много меньше физического объёма резонатора. Например, плазмонные нанорезонаторы способны поддерживать моды с крайне малыми значениями объёма, вплоть до $\lambda^3/10^4$ [163]. Заметим, что выражение (20) не всегда применимо к реальным оптическим резонаторам с потерями, особенно к плазмонным наночастицам, поскольку последние имеют высокие диссипативные потери [164]. По этой причине одномодовое приближение не всегда даёт точный результат, например для источников, расположенных близко к плазмонным наночастицам. Обсуждению этого вопроса было посвящено несколько работ [52, 163–168]. В частности, детальный анализ эффективного объёма моды плазмонных нанорезонаторов, представленный в работе [163], показал необходимость введения так называемого комплексного объёма моды.

Отметим, что резонансные состояния являются ненормированными в традиционном смысле, что накладывает на формулу (20) некоторые ограничения. Это связано с тем, что поле собственных электромагнитных резонансных состояний открытых резонаторов экспоненциально расходится при удалении от системы. Проблема нормировки резонансных состояний исследовалась и в итоге была решена многими авторами начиная с работ Я.Б. Зельдовича [169]. Применительно к электродинамике это было сделано относительно недавно в работах [170, 171].

4.2. Гибридные наноструктуры для управления характеристиками ближнего поля

Простейшая реализация концепции гибридной наноантенны, включающей золотую наносферу и планарную диэлектрическую антенну, представлена на рис. 7а. В такой конфигурации квантовый эмиттер помещён в поверхностном слое диэлектрической антенны, которая выполняет две функции. Во-первых, она увеличивает скорость спонтанной эмиссии эмиттера в n раз (n — показатель преломления диэлектрика) [116, 172]. Во-

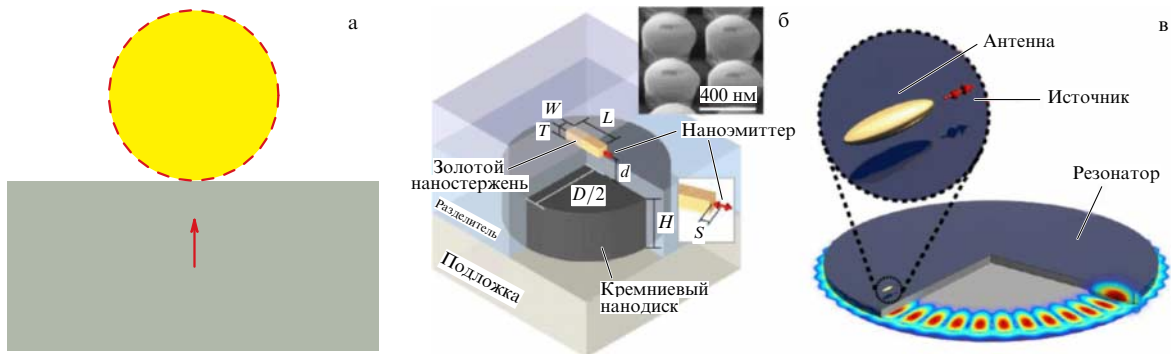


Рис. 7. (а) Схематическое изображение гибридной наноантенны, включающей золотую наночастицу и планарную высокоиндексную подложку. (б) Иллюстрация гибридной наноантенны типа нанодиск – наностержень. Красными стрелками показаны квантовые источники света. (в) Гибридная система на основе дискового микрорезонатора и металлической наноантенны [89, 116, 117].

вторых, диэлектрическая антенна локализует поле поверхностного плазмона металлической наночастицы в области зазора между ними, что создаёт дополнительное увеличение фактора Перселла. Данная система служит в качестве излучающей наноантенны, при этом металлическая наночастица выполняет функцию директора стандартной радиоволновой антенны, а планарная диэлектрическая часть — роль направляющего элемента (рефлектора).

Гибридная наноантенна, изображённая на рис. 7б, обладает более совершенной конструкцией, что позволяет ей не только увеличивать фактор Перселла, но и концентрировать и передавать излучение в заданном направлении с помощью диэлектрической (Si) наночастицы [89, 173, 174]. В качестве оптических элементов антенны присутствуют кремниевый диск и золотой наностержень, расположенный над диском параллельно его поверхности на оптимальном расстоянии. Для фиксации наностержня на заданной высоте вся структура помещена в стеклянную оболочку. В такой наноструктуре металлический наностержень играет роль усилителя оптического сигнала и ускоряет спонтанную эмиссию квантового источника (показан красной стрелкой), преобразуя энергию его возбуждённого состояния в поверхностный плазмон. Затем плазмон переизлучает оптические волны, запитывая электрическую квадрупольную моду кремниевого нанодиска с узконаправленной диаграммой мощности излучения. В результате выходной сигнал получается многократно усиленным и сконцентрированным в одном направлении. Для изготовления данной гибридной наноантенны применяется двухступенчатая электронно-лучевая литография, при которой сначала на поверхности подложки изготавливается кремниевый диск, после чего на структуру осаждается слой стекла и затем методом spin-coating на стекле создаётся металлический наностержень [173].

Микрорезонаторы, наряду с металлическими наноантеннами, часто используются для усиления взаимодействия между световой волной и квантовым эмиттером из-за сильного эффекта Перселла в таких структурах.

Диэлектрические дисковые резонаторы обеспечивают высокие значения фактора Перселла благодаря высокой добротности Q моды шепчущей галереи, которая в них возбуждается, но, в то же время, и высоким значениям объёма моды V . Для достижения большего фактора Перселла дисковый микрорезонатор и металлическая наноантенна, обладающая, как уже было отмечено, низким V , были объединены в одну гибридную систему (рис. 7в) [117]. Принцип работы и структура гибридного устройства сходны с рассмотренными ранее: золотой наностержень эллипсоидной формы размещён над микроразмерным диэлектрическим диском из нитрида кремния (Si_3N_4) с показателем преломления $n = 1,997$, квантовый эмиттер находится возле одного из концов наностержня. Взаимодействие локализованной плазмонной моды металлической наноантенны и высокодобротной моды шепчущей галереи приводит к усилению эмиссии более чем в 1000 раз.

В работе [175] теоретически предложена концепция гибридной металлодиэлектрической наноантенны "галстук-бабочка" (рис. 8а). Такая наноантенна представляет собой традиционную плазмонную наноантенну в форме галстука-бабочки, наконечники которой выполнены из алмаза, содержащего азотозамещённую вакансию (так называемый NV-центр, от англ. Nitrogen Vacancy [176, 177]). NV-центры в алмазе являются перспективными кандидатами на роль квантовых источников благодаря простой структуре их энергетических уровней и возможности управления электронными спинами центров посредством микроволнового излучения [178] и, вследствие этого, модуляции спектров поглощения и люминесценции. Авторы работы [175] показали, что в такой наноантенне объём моды весьма мал, и электрическое поле сконцентрировано в центре галстука-бабочки (рис. 8б), где сосредоточены NV-центры. Это увеличивает фактор Перселла до значений порядка 110, а также повышает эффективность сбора излучённых фотонов в 1,77 раза.

Среди различных оптических резонансных явлений в ансамблях сильно взаимодействующих наноструктур особое внимание привлекает резонанс Фано, впервые

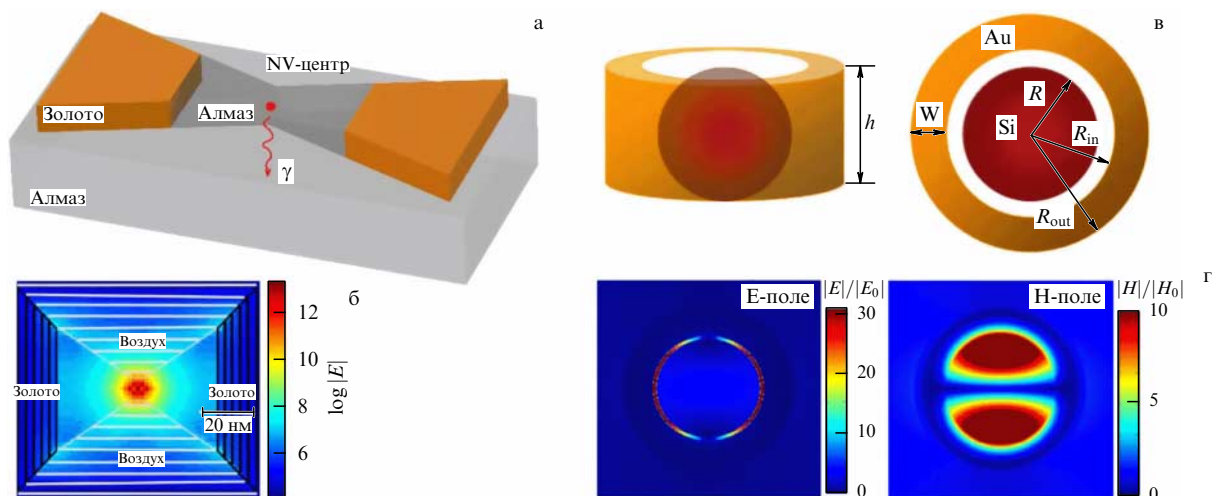


Рис. 8. (а) Изображение гибридной наноантенны типа галстук-бабочка, состоящей из золота и алмаза с внедрёнными NV-центрами. (б) Профиль в горизонтальном сечении электрической дипольной моды, локализованной в гибридной наноантенне (белыми штрихами показана область, занимаемая воздухом, чёрными штрихами — золотыми трапециями). (в) Схематическая иллюстрация металлического кольца и диэлектрической сферы, объединённых в гибридную наноантенну. (г) Распределения электрического и магнитного поля в такой наноантенне на длине волны резонанса Фано [118, 175].

предложенный Уго Фано в 1961 г. [179] для описания ярко выраженной асимметрии профиля спектров поглощения благородных газов, но затем обобщённый на другие физические системы, включая оптические наноструктуры [81, 180–187]. Было показано, в частности, что в оптике это явление приводит к узким особенностям в спектрах рассеяния, отражения или поглощения, имеющим принципиальное значение для химических и биологических сенсоров. Как правило, резонанс Фано в наноструктурах возникает в результате интерференции двух мод: широкой нерезонансной и узкой резонансной моды [68, 179, 181, 183, 187–193]. При этом наблюдаются противофазные колебания мод, возбуждённых в наноструктурах, что выражается в минимальном переизлучении оптической энергии в дальнюю зону и появлении так называемого провала Фано в спектре.

Рисунок 8в иллюстрирует гибридную nanoantennу, состоящую из кремниевой сферической наночастицы, помещённой внутри золотого кольца. Вся структура имеет субволновые размеры. Структурной особенностью этой nanoantennы является наличие зазора между внутренними стенками кольца и сферы. Из-за низкодобротных плазмонных резонансов золотое кольцо обладает оптическим откликом в широком диапазоне длин волн. В то же время магнитный дипольный резонанс Ми кремниевой сферы имеет относительно малую ширину. Сильное взаимодействие между магнитной дипольной и плазмонной модами приводит к появлению магнитоэлектрического резонанса Фано, сопровождающегося мощным усилением как электрического, так и магнитного полей в свободном пространстве зазора между кольцом и сферой (рис. 8г). Такое усиление может быть использовано для увеличения мощности сигнала фотолуминесценции квантовых эмиттеров с электрическими или магнитными переходами [53].

Для приложений в оптоэлектронике, в частности, в фотодетектировании, полностью оптической модуляции

и фотовольтаике часто требуется создать высокое поглощение в приповерхностной зоне полупроводниковой подложки. Наноструктурирование поверхности и использование полупроводниковых нановключений и nanoantenn не всегда способно обеспечить достаточный уровень поглощения оптического излучения из-за низкой локализации поля в объёме полупроводника. Поверхностные плазмонные резонансы, возникающие в металлических наноструктурах, способны решить данную проблему, поскольку, как многократно отмечалось ранее, они на порядок усиливают оптическое поле вблизи металлической поверхности.

Применение металлических покрытий, наряду с полупроводниковыми одномерными решётками (рис. 9а) и nanoantennами (рис. 9б), положило начало новому классу метаповерхностей из гибридных металлодиэлектрических наноструктур, полностью поглощающих падающее на них оптическое излучение (так называемые *идеальные поглотители*, от англ. perfect absorbers) [194, 195]. Активные полупроводниковые компоненты, имеющие характерные для диэлектрических наночастиц резонансы Ми (в данном случае электрические дипольные), поглощают световую энергию, в результате чего в полупроводнике возникает высокая концентрация электронно-дырочных пар. В свою очередь металлические покрытия за счёт плазмонных резонансов дипольного типа обеспечивают локализацию и усиление поля в полупроводниковых компонентах (рис. 9в, г), а также, вследствие нерадиационных потерь в металле, инжектируют "горячие" электроны через границу раздела металл–полупроводник в зону проводимости полупроводника, вызывая тем самым дополнительный фототок, в том числе и при энергиях фотонов, меньших ширины запрещённой зоны полупроводника, что особенно важно при создании широкополосных фотодетекторов.

Обе наноструктуры, изображённые на рис. 9а, б, имеют свои преимущества и недостатки. Одномерная

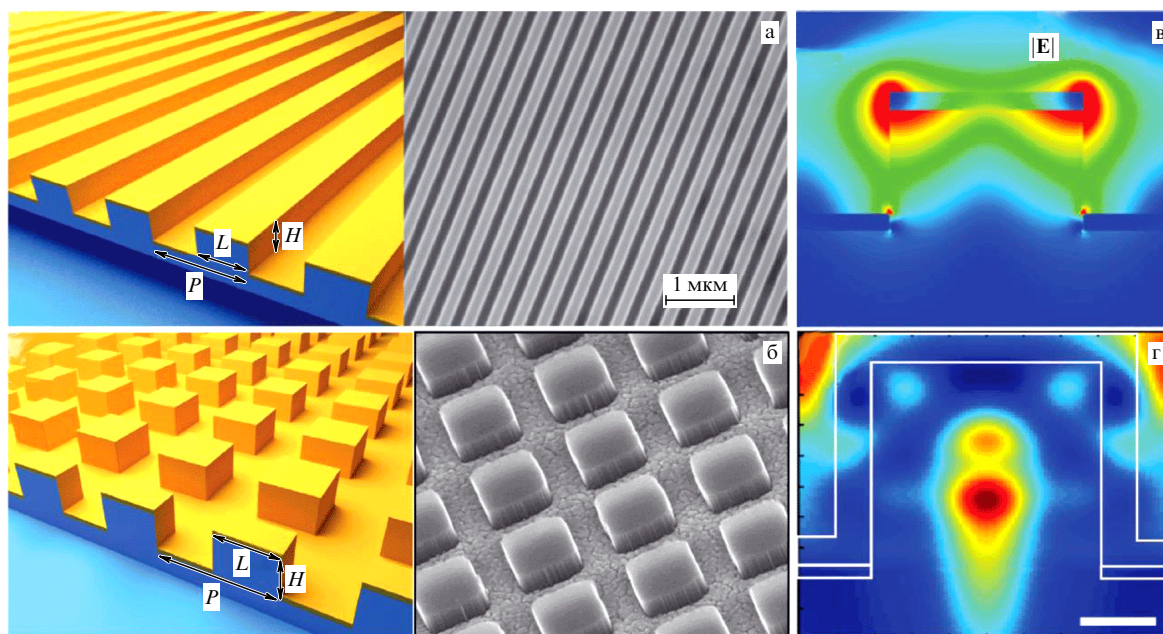


Рис. 9. Схематическое и полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа изображения (а) одномерной решётки и (б) метаповерхности из гибридных nanoantenn, металлического кольца и диэлектрической сферы, объединённых в гибридную nanoantennу. Распределения электрических полей в (в) структурной ячейке одномерной решётки и (г) гибридной nanoantenne [194, 195].

решётка способна поглощать до 95 % падающего на неё излучения в ближнем ИК-диапазоне, однако имеет сильную чувствительность к поляризации излучения. В свою очередь двумерная решётка, иначе, метаповерхность из гибридных наноантенн, характеризуется меньшими значениями коэффициента поглощения (80–90 %), являясь при этом поляризационно-независимой. Создание таких наноструктур происходит в два этапа. Сначала изготавливаются полупроводниковые решётки методом электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Затем на полупроводник осаждается 15-нм слой золота поверх 1-нм слоя титана для лучшей адгезии.

Рассмотренные наноструктурированные поверхности металл–полупроводник являются перспективными кандидатами на роль покрытий для солнечных батарей будущего благодаря высокому поглощению, приводящему к росту *внутреннего квантового выхода*. Тем не менее достижение максимальной эффективности конверсии оптической энергии в фототок в таких наноструктурах до значений коэффициента поглощения осложнено неэффективным сбором фотоиндуцированных носителей заряда электродами, в результате чего падает общая эффективность солнечного элемента. В работе [196] было предложено возможное решение этой проблемы путём замены поверхностных фотоэлектрических элементов гибридными наностержнями типа ядро–оболочка, основу которых составляют металлические (например, серебряные) электроды, покрытые слоем полупроводника (рис. 10а). Из-за малой толщины полупроводниковой оболочки и наличия двух границ раздела: полупроводник–воздух и металл–полупроводник, поляризационно-зависимые резонансы Ми, характерные для диэлектрических нитей и стержней, вырождаются в поляриза-

ционно-независимые резонансы типа Фабри–Перо, которые, как видно из распределений полей на рис. 10б, в, можно интерпретировать как магнитный (TE_{01}) и электрический (TE_{11}) дипольные резонансы. Возможность гибкой перестройки данных резонансов позволяет обеспечить в широком диапазоне длин волн видимого диапазона высокую эффективность поглощения, до значений 1,9.

5. Нелинейные и перестраиваемые гибридные наноантенны

Генерация высших гармоник имеет перспективу широкого применения в микроскопии биологических молекул [197, 198] и визуализации внутриклеточных процессов [199, 200], так как позволяет осуществлять накачку флуоресцентных красителей на частотах ближнего ИК-диапазона в окне прозрачности клеточных стенок. Для подобных приложений необходимо разместить наночастицы из материалов, эффективно преобразующих оптический сигнал основной частоты в сигнал на удвоенной или утроенной частоте, внутри или вблизи исследуемого объекта. К материалам, способным генерировать вторую гармонику, относятся нелинейные диэлектрические кристаллы с нецентросимметричной кристаллической решёткой ($LiNbO_3$, ZnS и др). Поскольку коэффициент преобразования зависит от длины оптического пути внутри кристалла, наночастицы не способны к эффективной генерации из-за их малых размеров. Это существенно уменьшает уровень сигнала и, как следствие, вероятность его взаимодействия с молекулами красителя. Поэтому для увеличения эффективности преобразования развиваются новые подходы, одним из которых является размещение вблизи нелинейных частиц резонансных наноантенн или встраивание наноструктурных элементов в саму частицу.

На рисунке 11а показана гибридная металлдиэлектрическая наноантенна, состоящая из ортогонально расположенных золотой дипольной антенны и диэлектрической (ZnS) дипольной антенны, а также наночастицы из ZnS , ответственных за конверсию оптического сигнала во вторую гармонику [201]. Изготовление такой наноантенны происходит в два этапа. Сначала с помощью электронно-лучевой литографии создаются золотые диполи и специальные позиционные метки. В течение второго этапа эти метки детектируются, и электронно-лучевая литография диполей из ZnS производится в области их позиционирования. Золотой диполь локализует внешнее световое излучение в зазоре, причём величина усиления поля максимальна, когда направление вектора напряжённости электрического поля совпадает с осью симметрии металлического диполя. Диэлектрическая антенна, имеющая резонанс на частоте второй гармоники, предназначена для увеличения скорости спонтанной эмиссии диполей, колеблющихся с частотой второй гармоники. Направление поляризации выходного излучения при этом совпадает с осью дипольной диэлектрической антенны. Эти два фактора — усиление поля на основной частоте и увеличение фактора Перселла на удвоенной частоте — приводят к росту сигнала второй гармоники в 500000 раз по сравнению с массивом наночастиц из ZnS .

В статье [202] авторы демонстрируют усиленную генерацию второй гармоники в гибридной металлди-

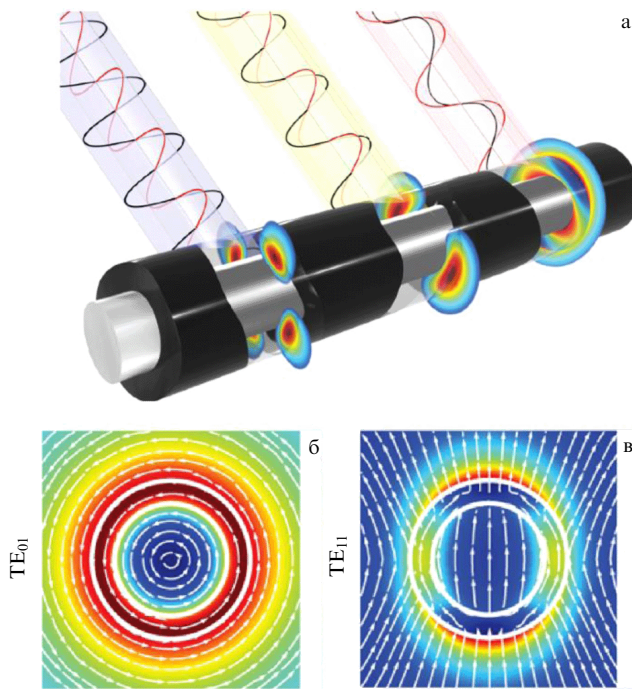


Рис. 10. (а) Иллюстрация гибридной наноструктуры типа ядро–оболочка, состоящей из серебряного стержня, покрытого полупроводниковой поглощающей оболочкой. Распределения электрических полей гибридной наноструктуры на длинах волн резонансов TE_{01} (б) и TE_{11} (в) [196].

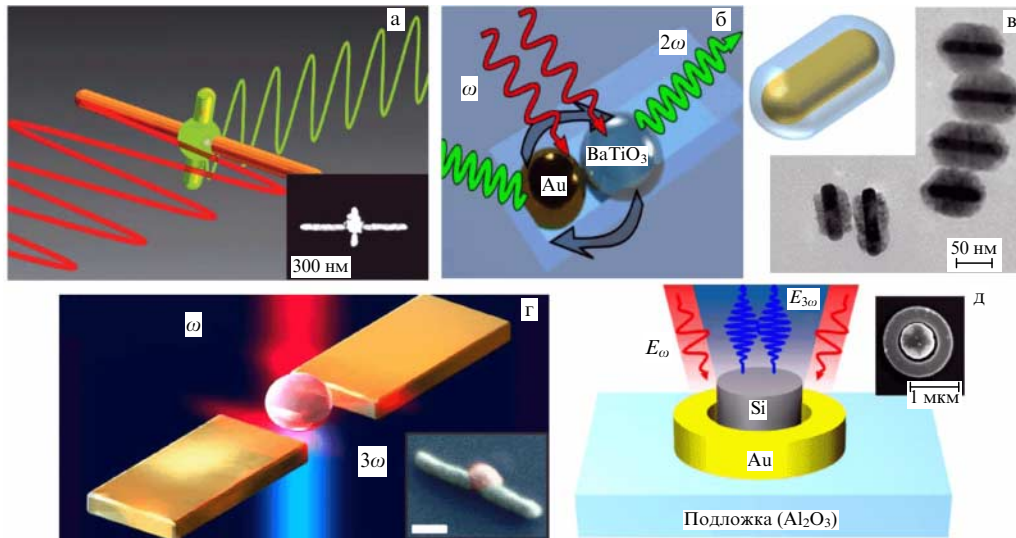


Рис. 11. (а) Иллюстрация гибридной nanoантенны для эффективной генерации второй гармоники и принципов её работы. (б) Гибридный нанодимер, состоящий из сферических наночастиц Au и BaTiO₃. (в) Изображения гибридной nanoантенны Au–Cu₂O типа ядро–оболочка. (г) Иллюстрация гибридной дипольной nanoантенны с активной ИТО-наночастицей. (д) Схема работы гибридной nanoструктуры кольцо–диск на сапфировой (Al₂O₃) подложке; на вставке показано изображение такой nanoструктуры, полученное сканирующей электронной микроскопией [201, 203–205].

электрической димерной nanoантенне типа димера Януса (рис. 11б). Совместно с традиционной для таких nanoантенн плазмонной сферической наночастицей с размерами порядка 70 нм в димере используется наночастица из титаната бария (BaTiO₃) диаметром 100 нм. Для изготовления этой nanoантенны применялся метод последовательной капиллярной агрегации наночастиц Au и BaTiO₃ в полости, сформированные в полимерном резисте электронно-лучевой литографией. BaTiO₃ имеет нецентросимметричную кристаллическую структуру и служит для генерации сигнала на удвоенной частоте, в то время как плазмонная наночастица, выполненная из Au, усиливает эффект Перселла в системе. В результате фактор усиления генерации второй гармоники в гибридном димере по сравнению с одиночными наночастицами из BaTiO₃ составляет 15. Несмотря на его небольшое значение по сравнению с усилением в 500000 в предыдущей nanoантенне, такой димер отличается относительной простотой изготовления и возможностью использования коммерческих наночастиц Au и BaTiO₃.

В отличие от второй гармоники, третья гармоника может быть получена из материалов с центральной симметрией кристаллической решётки. Одним из таких материалов является оксид меди (Cu₂O) — диэлектрик с высоким показателем преломления. Однако, как и в случае второй гармоники, для эффективной конверсии в третью гармонику необходимо, чтобы частицы были оптически резонансными в ИК-диапазоне, что делает их размеры слишком большими, а сами частицы неприемлемыми, например, для локализации одиночных внутриклеточных процессов. Для преодоления этих недостатков была предложена гибридная nanoструктура типа ядро–оболочка, состоящая из золотого ядра в форме стержня и оболочки из Cu₂O (рис. 11в) [203]. Настроенный на плазмонный резонанс в оптическом диапазоне наностержень обеспечивает сильную локализацию электрического поля в ближней зоне. Высокоиндексная оболочка из Cu₂O в такой конструкции смещает плазмонный

резонанс в длинноволновую область и поглощает энергию локализованного плазмона, излучая сигнал третьей гармоники.

Аналогичный принцип работы имеет гибридная nanoантенна, изображённая на рис. 11г. В данной антенне совмещены классическая металлическая дипольная nanoантенна, более чем в 30 раз усиливающая электрическое поле в зазоре, и нелинейная наночастица из оксида индия–олова (ИТО) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2,9$ на рабочей длине волны, ответственная за конверсию сигнала на основной частоте в сигнал утроенной частоты [204]. Изготовление такой nanoантенны происходит в несколько этапов: вначале традиционной электронно-лучевой литографией на стекле изготавливается металлическая часть nanoантенны, после чего покрывается слоем резиста, вновь облучаемого электронными лучами в области зазора диполя. В результате последующего травления в зазорах металлической дипольной антенны образуются отверстия. Капля концентрированного раствора монодисперсных нанокристаллов ИТО, связанных с гексаном, осаждается на резист и прокатывается через поверхность образца срезанной частью полидиметилсилоксана (PDMS). Частицы вытягиваются вместе с мениском медленно испаряющегося раствора гексана и осаждаются в прорезанные отверстия. Полученная nanoструктура способна усилить нелинейный отклик частицы в 10^6 раз.

В работе [205] исследовалась генерация третьей гармоники в гибридной металлдиэлектрической nanoструктуре, включающей золотое кольцо и кремниевый диск, помещённый в центр кольца (рис. 11д). Источником оптического сигнала на утроенной частоте в такой конструкции является наночастица кремния. Усиление генерации третьей гармоники в системе кольцо–диск обусловлено сильной локализацией ближних электромагнитных полей в объёме кремниевой частицы и на поверхности золотого диска, а также подавлением излучения в дальнюю зону на основной частоте. Эти эффекты

достигаются благодаря возбуждению в наноструктуре так называемого *ананполя* [36, 206–213]. Ананполь — это конфигурация двух моментов, тороидального и электрического дипольного, при которой они колеблются в противофазе друг относительно друга. Поскольку диаграммы направленности тороидального и электрического дипольного моментов при рассмотрении их независимо друг от друга практически идентичны, волны, излучаемые ими в составе ананполя, гасят друг друга, и оптический сигнал в дальней зоне падает. В то же время электромагнитная энергия локализуется в ближней зоне ананольной структуры. В гибридной наноантенне, изображённой на рис. 11д, тороидальный момент возникает в золотом диске на основной частоте, в то время как электрический дипольный момент появляется в кремниевом диске. Гашение вторичных волн на этой частоте и сильная локализация ближнего поля обеспечивают коэффициент конверсии в третью гармонику до 0,007 %.

Гибридная наноструктура была изготовлена с помощью двухэтапной электронно-лучевой литографии, сопряжённой с реактивным ионным травлением. В течение первого этапа методом электронно-лучевой литографии с использованием РММА-резиста с последующим осаждением хрома и процедурой "lift-off" была сделана хромовая маска для ионного травления кремниевых дисков. На втором этапе было выборочно произведено осаждение резиста вблизи дисков, помеченных крестообразными метками. После электронно-лучевой литографии и травления резиста был нанесён слой золота и в результате процедуры lift-off получены золотые кольца [203].

Нелинейная гибридная металлодиэлектрическая наноструктура является одним из перспективных кандидатов на роль оптических переключателей и логических элементов для полностью оптических интегральных микросхем благодаря возможности управления материальными параметрами таких наноструктур (диэлектрическая проницаемость, показатель преломления) за счёт модуляции интенсивности падающего излучения [214–217]. Поскольку модовая структура наноантенны имеет прямую зависимость от диэлектрической проницаемости её элементов, изменение интенсивности излучения приводит к сдвигу оптических резонансов наноантенны и изменению диаграммы направленности.

В работе [218] теоретически описана нелинейная димерная наноантенна, состоящая из серебряной (Ag) и кремниевой (Si) наносфер. Нелинейность третьего порядка в серебряной наночастице оказывается доста-

точно велика, чтобы влиять на её диэлектрическую проницаемость. На рисунке 12а схематически изображена такая гибридная наноантенна. Волновой вектор падающего излучения направлен по оси симметрии димера. Размер серебряной наносферы соответствует возбуждению в ней поверхностного плазмонного резонанса на частоте фотонов с энергией 3,14 эВ при низких интенсивностях оптического излучения. В нерезонансном режиме направление наведённого электрического дипольного момента в серебряной наночастице противоположно направлению вектора электрической напряжённости падающего поля и наведённому электрическому моменту в кремниевой наночастице. Это приводит к деструктивной интерференции волн, рассеянных электрическими диполями двух частиц, и ориентации диаграммы направленности в обратное направление по отношению к волновому вектору падающей волны (рис. 12б).

В режиме плазмонного резонанса направление всех электрических дипольных моментов совпадает, рассеянные волны усиливают друг друга, и характер диаграммы направленности становится всенаправленным. Так как спектральное положение плазмонного резонанса определяется в том числе диэлектрической проницаемостью материала наночастицы, её изменение приводит к сдвигу дипольного резонанса и в результате к переходу системы из резонансного режима в нерезонансный и обратно. В конечном итоге это выразится в переключении диаграммы направленности и направления распространения рассеянного света. Причём скорость переключения составляет 40 фс при относительно низкой интенсивности 6 МВт см⁻², что может быть использовано для сверхбыстрых фотонных устройств и цепей. На практике гибридные димеры могут быть получены с помощью недавно предложенной комбинации изготовления "сверху вниз" и шаблонной самосборки [219], что позволяет точно и контролируемо вертикально и горизонтально позиционировать плазмонные элементы относительно диэлектрических сфер. Кроме того, такие системы могут быть изготовлены путём атомно-силовой наноманипуляции.

Основу нелинейной гибридной наноантенны типа Яги–Уда, представленной на рис. 12в, составляет цепочка из наночастиц типа ядро–оболочка (Ag/Ge) [6]. Как было описано ранее, такие наночастицы поддерживают на рабочей длине волны как магнитную дипольную моду диэлектрической оболочки, так и электрическую дипольную моду металлического ядра. Это делает

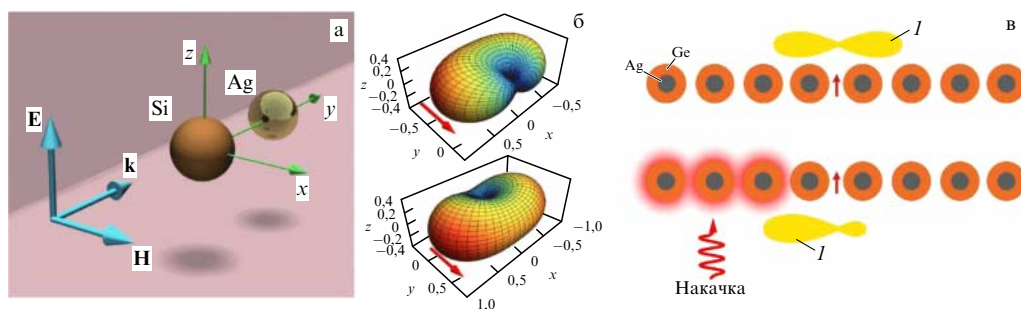


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Изображение нелинейной гибридной димерной наноантенны Si–Ag. (б) Диаграммы направленности такой наноантенны при облучении световыми волнами низкой интенсивности (вверху) и высокой интенсивности (внизу); красными стрелками показано направление волнового вектора световой волны. (в) Схема работы нелинейной цепочки гибридных наночастиц типа ядро–оболочка; жёлтым (I) показаны диаграммы направленности квантового источника света, помещённого в центр цепочки [6, 218].

гибридные наночастицы источником однонаправленных оптических волн. В то же время демонстрируемые в работах [8, 70, 220] цепочки из полностью диэлектрических сфер, настроенных на магнитные резонансы, имеют сверхнаправленный режим, связанный с возбуждением тёмной моды и возникновением *сингулярности Ван Хофа*. Цепочка из гибридных наночастиц объединяет в себе свойства сверхнаправленности отдельных её составляющих, что многократно увеличивает величину направленности такой антенны. При этом, если поместить дипольный источник электромагнитных волн в центр такой цепочки, то диаграмма мощности излучения этого источника будет иметь два противоположных узких лепестка. Известно, что под действием интенсивного оптического излучения с энергией фотонов, превосходящей ширину запрещённой зоны полупроводника, в нём происходит генерация электронно-дырочной плазмы, что в значительной степени повышает проводимость и уменьшает реальную часть диэлектрической проницаемости на несколько единиц [70, 220–222]. Для цепочки, изображённой на рис. 12в, было показано, что при облучении крайних наночастиц ядро – оболочка фемтосекундным лазером с одной из сторон симметрия диаграммы направленности разрушается. Это происходит в результате уменьшения диэлектрической проницаемости германиевых (Ge) оболочек, а значит, приводит к сдвигу их магнитного резонанса в коротковолновую область. Нарушение симметрии диаграммы направленности выражается в подавлении излучения в сторону немодифицированных наночастиц и усилении в сторону модифицированных наночастиц. Таким образом, данные результаты иллюстрируют потенциал нелинейных гибридных наноантенн типа Яги–Уда для разработки однонаправленных излучателей, способных к сверхбыстрой и обратимой реконфигурации.

Другой подход к управлению оптическими свойствами гибридных наноструктур с помощью высокоинтенсивных световых импульсов связан с необратимой модификацией их формы уже после изготовления [223]. В

работе [224] представлен дизайн асимметричных металлодиэлектрических наноструктур и метод их создания с возможностью последующей лазерной обработки, в результате которой металлическая часть наноструктуры меняет свою форму и, как следствие, спектральные характеристики. Такая гибридная наноструктура представляет собой кремниевый конус, на вершине которого находится золотой диск. Стадии литографии обеспечивают специальную форму диэлектрической компоненты для достижения контролируемой модификации металлической компоненты с сохранением магнитного и электрического резонансов Ми, в то время как фемтосекундное лазерное плавление позволяет изменять форму золотой наночастицы от диска до чашки или сферы, не влияя на диэлектрическую наночастицу (рис. 13а). Основной механизм, вызывающий изменение формы золотого диска, может быть описан через процесс термической деформации [225]. В этом процессе форма поверхности тонкого твёрдого слоя меняется при нагревании так, чтобы минимизировать поверхностную энергию. Термическая деформация определяется температурой и отношением ширины к толщине нагреваемой наночастицы. В случае асимметричных гибридных наноструктур форма металлической части после фемтосекундной модификации зависит от поглощённой энергии и отношения диаметра к толщине золотого диска.

Поскольку плазмонный резонанс сильно зависит от формы и размеров металлической наночастицы, в которой он возбуждается, контролируемая модификация металлической части гибридной наноантенны (рис. 13а) приводит к его перестройке, в данном случае выражающейся в спектральном сдвиге [224, 226, 227]. На рисунке 13б показано изменение спектра рассеяния и диаграммы направленности в результате фемтосекундного лазерного плавления золотого диска на вершине кремниевого конуса до состояния сферы, сопровождающееся сдвигом резонанса в коротковолновую область спектра и увеличением сечения рассеяния назад на длине волны 600 нм. Также было продемонстрировано, что, исполь-

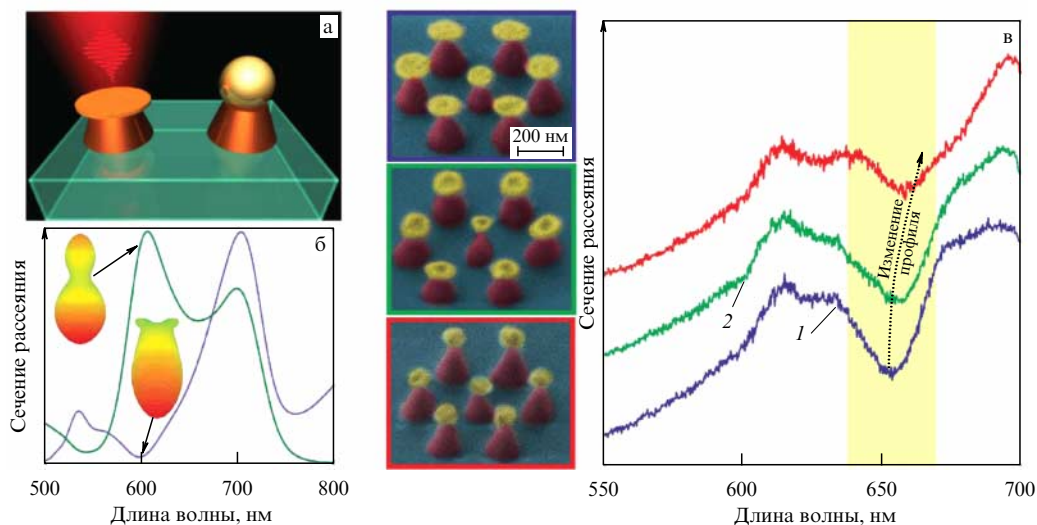


Рис. 13. (В цвете онлайн.) (а) Иллюстрация концепции перестраиваемых асимметричных гибридных наноантенн. (б) Спектры рассеяния гибридных наноантенн с металлической наночастицей в форме диска (синяя кривая 1) и сферы (зелёная кривая 2). (в) Полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа изображения гибридных олигомеров с различной степенью модификации металлических наночастиц и их спектры рассеяния [87, 224].

зую асимметричные гибридные нанополоски в качестве структурной единицы при создании олигомерных наноструктур, можно модифицировать их коллективный резонансный отклик, в частности резонанс Фано [87]. На рисунке 13в изображены спектры рассеяния гибридных олигомеров, состоящих из перестраиваемых нанополосок, соответствующие различной степени модификации металлических частей нанополоски. В диапазоне длин волн 640–670 нм в спектрах наблюдается резонанс Фано. В работах [228, 229] было показано, что этот резонанс имеет магнитную природу и вызван интерференцией двух мод — спектрально узкой магнитной дипольной моды центрального кремниевого конуса и широкой коллективной магнитной моды кольца из кремниевых конусов. Взаимодействие резонанса Фано диэлектрических компонент гибридного олигомера с плазмонными резонансами металлических компонент выражается в сдвиге и изменении профиля Фано при фемтосекундной лазерной модификации целого олигомера.

6. Заключение

Итак, высокие тепловые потери металлических наноструктур, ограничивающие их использование во многих современных областях нанофотоники, включая метаповерхности, метаматериалы, нановолноводы, привели к разработке новых устройств, использующих диэлектрические наночастицы с высоким показателем преломления. Такие металлодиэлектрические, или гибридные, наноструктуры являются в настоящее время авангардом современной науки о свете. Гибридные наноструктуры демонстрируют много интересных с точки зрения практического применения свойств, включая низкие тепловые потери, оптический магнитный резонансный отклик, сильные нелинейно-оптические свойства, обсуждению которых и посвящён данный обзор. Мы обсудили современное состояние теоретических и экспериментальных исследований гибридных металлодиэлектрических нанополосок и наноструктур на их основе, обладающих способностью избирательно рассеивать световые волны, усиливать и передавать в заданном направлении оптические сигналы, управлять распространением таких сигналов и генерировать оптические гармоники. Кроме того, мы кратко обсудили способы изготовления таких наноструктур на конкретных примерах.

Благодарности

Авторы благодарят своих коллег, в том числе Юрия Кившаря (Австралийский национальный университет), Андреса Алю (Университет Техаса в Остине), Дениса Баранова за полезные дискуссии и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-01-1731, Государственного задания 3.4424.2017/НМ и Австралийского фонда исследований (Australian Research Council).

Список литературы

1. Краснок А Е и др. *УФН* **183** 561 (2013); Krasnok A E et al. *Phys. Usp.* **56** 539 (2013)
2. Alù A, Engheta N *Phys. Rev. Lett.* **104** 213902 (2010)
3. Monticone F, Alù A *Chinese Phys. B* **23** 47809 (2014)
4. Chen P-Y et al. *Nanophotonics* **1** 221 (2012)
5. Alù A, Engheta N *Phys. Rev. Lett.* **101** 43901 (2008)
6. Savelev R S et al. *Phys. Rev. B* **95** 235409 (2017)
7. Krasnok A E et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 133502 (2014)
8. Makarov S et al. *Nano Lett.* **15** 6187 (2015)
9. Климов В В, Истомин Я Н, Косевич Ю А *УФН* **178** 875 (2008); Klimov V V, Istomin Ya N, Kosevich Yu A *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)
10. Klimov V *Nanoplasmonics* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2014)
11. Klimov V V, Guzatov D V *Appl. Phys. A* **89** 305 (2007)
12. Shalin A S, Sukhov S V, Krasnok A E, Nikitov S A *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.* **12** 2 (2014)
13. Ferry V E, Munday J N, Atwater H A *Adv. Mater.* **22** 4794 (2010)
14. Robak E, Grześkiewicz B, Kotkowiak M A *Opt. Mater.* **37** 104 (2014)
15. Simovski C et al. *Opt. Express* **21** A714 (2013)
16. Миличко В А и др. *УФН* **186** 801 (2016); Milichko V A et al. *Phys. Usp.* **59** 727 (2016)
17. Omelyanovich M, Ra'di Y, Simovski C J. *Opt.* **17** 125901 (2015)
18. Alù A, Engheta N *Nature Photon.* **2** 307 (2008)
19. Engheta N *Science* **317** 1698 (2007)
20. Guo R et al. *Nano Lett.* **15** 3324 (2015)
21. Kim K et al. *Small* **8** 892 (2012)
22. Wertz E et al. *Nano Lett.* **15** 2662 (2015)
23. Acuna G P et al. *Science* **338** 506 (2012)
24. Garcia-Parajo M F *Nature Photon.* **2** 201 (2008)
25. Stranahan S M, Willets K A *Nano Lett.* **10** 3777 (2010)
26. West J L, Halas N J *Annu. Rev. Biomed. Eng.* **5** 285 (2003)
27. Tam F et al. *Nano Lett.* **7** 496 (2007)
28. Hirsch L R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100** 13549 (2003)
29. Loo C et al. *Nano Lett.* **5** 709 (2005)
30. O'Neal D P et al. *Cancer Lett.* **209** 171 (2004)
31. Curto A G et al. *Science* **329** 930 (2010)
32. Esteban R, Teperik T V, Greffet J J *Phys. Rev. Lett.* **104** 026802 (2010)
33. Busson M P et al. *Nature Commun.* **3** 962 (2012)
34. Schietinger S et al. *Nano Lett.* **9** 1694 (2009)
35. Lee K et al., in *2011 Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe and 12th European Quantum Electronics Conf., CLEO EUROPE/EQEC, 22–26 May 2011*
36. Totero Gongora J S et al. *Nature Commun.* **8** 15535 (2017)
37. Sarychev A K, Tartakovskiy G *Phys. Rev. B* **75** 085436 (2007)
38. Zhang C et al. *Nano Lett.* **15** 1382 (2015)
39. Suh J Y et al. *Nano Lett.* **12** 5769 (2012)
40. Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
41. Lepeshov S et al. *Laser Photon. Rev.* **11** 1600199 (2017)
42. Chettiar U K, Engheta N *Phys. Rev. B* **86** 075405 (2012)
43. Liu Z et al. *Metamaterials* **2** 45 (2008)
44. Hatab N A et al. *Nano Lett.* **10** 4952 (2010)
45. Nien L-W et al. *J. Phys. Chem. C* **117** 25004 (2013)
46. Akselrod G M et al. *Nature Photon.* **8** 835 (2014)
47. Cang H et al. *Nano Lett.* **13** 5949 (2013)
48. Krasnok A E et al. *Sci. Rep.* **5** 12956 (2015)
49. Slobozhanyuk A P et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 161105 (2014)
50. Gu Q et al. *Opt. Express* **21** 15603 (2013)
51. Eggleston M S et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 1704 (2015)
52. Zambrana-Puyalto X, Bonod N *Phys. Rev. B* **91** 195422 (2015)
53. Baranov D G et al. *Laser Photon. Rev.* **11** 1600268 (2017)
54. Krasnok A E, Simovski C R, Belov P A, Kivshar Yu S *Nanoscale* **6** 7354 (2014)
55. Краснок А Е, Мирошниченко А Е, Белов П А, Кившарь Ю С *Письма в ЖЭТФ* **94** 635 (2011); Krasnok A E, Miroshnichenko A E, Belov P A, Kivshar Yu S *JETP Lett.* **94** 593 (2011)
56. Giannini V et al. *Chem. Rev.* **111** 3888 (2011)
57. Boltasseva A, Atwater H A *Science* **331** 290 (2011)
58. Boriskina S V et al. *Adv. Opt. Photon.* **9** 775 (2017)
59. Baffou G, Quidant R *Laser Photon. Rev.* **7** 171 (2013)
60. Krasnok A E, Miroshnichenko A E, Belov P A, Kivshar Yu S *Opt. Express* **20** 20599 (2012)
61. Krasnok A et al. *Adv. Opt. Mater.* **6** 1701094 (2018)
62. Baranov D G et al. *Optica* **4** 814 (2017)
63. Mie G *Ann. Physik* **330** 377 (1908)
64. Zywiets U et al. *Nature Commun.* **5** 3402 (2014)
65. Evlyukhin A B et al. *Nano Lett.* **12** 3749 (2012)
66. Gómez-Medina R J. *Nanophoton.* **5** 53512 (2011)
67. Liu W, Miroshnichenko A E, Kivshar Y S *Chin. Phys. B* **23** 047806 (2014)

68. Hopkins B et al. *ACS Photon.* **2** 724 (2015)
69. Minovich A E et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 195 (2015)
70. Baranov D G et al. *ACS Photon.* **3** 1546 (2016)
71. Proust J et al. *Adv. Opt. Mater.* **3** 1280 (2015)
72. Wang Z Y et al. *Sci. Rep.* **5** 7810 (2015)
73. Proust J et al. *ACS Nano* **10** 7761 (2016)
74. Zhu L, Dong L J. *Opt.* **16** 125105 (2014)
75. Lewi T et al. *Nano Lett.* **17** 3940 (2017)
76. Ma C et al. *J. Mater. Chem. C* **5** 4810 (2017)
77. Kim S J et al. *Nano Lett.* **14** 1446 (2014)
78. Shi L et al. *ACS Photon.* **1** 408 (2014)
79. Savelev R S, Yulin A V, Krasnok A E, Kivshar Yu S. *ACS Photon.* **3** 1869 (2016)
80. Kuznetsov A I et al. *Sci. Rep.* **2** 492 (2012)
81. Luk'yanchuk B et al. *Nature Mater.* **9** 707 (2010)
82. Bohren C F, Huffman D R, in *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Eds C F Bohren, D R Huffman) (Weinheim: Wiley-VCH, 1998) p. 544
83. Johnson P B, Christy R W. *Phys. Rev. B* **6** 4370 (1972)
84. Vuye G et al. *Thin Solid Films* **233** 166 (1993)
85. Kaelberer T et al. *Science* **330** 1510 (2010)
86. Bruning J H, Lo Y. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **19** 378 (1971)
87. Lepeshov S et al. *ACS Photon.* **4** 536 (2017)
88. Grahn P, Shevchenko A, Kaivola M. *New J. Phys.* **14** 93033 (2012)
89. Rusak E et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 221109 (2014)
90. Liu W, Miroshnichenko A E, Neshev D N, Kivshar Yu S. *ACS Nano* **6** 5489 (2012)
91. Boriskina S V, Reinhard B M. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108** 3147 (2011)
92. Santiago-Cordoba M A et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 073701 (2011)
93. Santiago-Cordoba M A et al. *J. Biophotonics* **5** 629 (2012)
94. Wang Q et al. *Opt. Express* **21** 11037 (2013)
95. Keil R et al. *Sci. Rep.* **1** 94 (2011)
96. Hu Q et al. *Sci. Rep.* **3** 3095 (2013)
97. Devilez A, Stout B, Bonod N. *ACS Nano* **4** 3390 (2010)
98. Ono A, Kato J, Kawata S. *Phys. Rev. Lett.* **95** 267407 (2005)
99. Kawata S, Ono A, Verma P. *Nature Photon.* **2** 438 (2008)
100. Fu Y H et al. *Nature Commun.* **4** 1527 (2013)
101. Yan J H et al. *J. Appl. Phys.* **116** 154307 (2014)
102. Novotny L, van Hulst N. *Nature Photon.* **5** 83 (2011)
103. Krasnok A et al. *Phys. Rev. Appl.* **9** 014015 (2018)
104. Atwater H A, Polman A. *Nature Mater.* **9** 865 (2010)
105. Kosako T, Kadoya Y, Hofmann H F. *Nature Photon.* **4** 312 (2010)
106. Pakizeh T, Käll M. *Nano Lett.* **9** 2343 (2009)
107. Li Z et al. *Nano Lett.* **9** 4383 (2009)
108. Aouani H et al. *Nano Lett.* **11** 637 (2011)
109. Liu W et al. *Opt. Lett.* **38** 2621 (2013)
110. Wang H et al. *ACS Nano* **9** 436 (2015)
111. Sun S et al. *J. Phys. Chem. C* **121** 12871 (2017)
112. Boardman A D, Zayats A V. *Handbook Surf. Sci.* **4** 329 (2014)
113. Schuller J A et al. *Nature Mater.* **9** 368 (2010)
114. Yang Y et al. *Nano Lett.* **17** 3238 (2017)
115. Muskens O L et al. *Nano Lett.* **7** 2871 (2007)
116. Chen X-W, Agio M, Sandoghdar V. *Phys. Rev. Lett.* **108** 233001 (2012)
117. Doeleman H M, Verhagen E, Koenderink A F. *ACS Photon.* **3** 1943 (2016)
118. Ci X et al. *Opt. Express* **22** 23749 (2014)
119. Hong Y et al. *Adv. Mater.* **25** 115 (2013)
120. Ahn W et al. *ACS Nano* **7** 4470 (2013)
121. Boriskina S V, Reinhard B M. *Opt. Express* **19** 22305 (2011)
122. Vahala K J. *EQEC'05. European Quantum Electron. Conf.* 352 (2005) <https://doi.org/10.1109/EQEC.2005.1567517>
123. Robinson J T et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 143901 (2005)
124. Vollmer F, Yang L. *Nanophotonics* **1** 267 (2012)
125. Akselrod G M et al. *ACS Photon.* **3** 1741 (2016)
126. Krasnok A E et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 385 (2015)
127. Busson M P, Bidault S. *Nano Lett.* **14** 284 (2014)
128. Carminati R et al. *Opt. Commun.* **261** 368 (2006)
129. Климов В В, Дюкляу М, Летохов В С. *Квантовая электроника* **31** 569 (2001); Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S. *Quantum Electron.* **31** 569 (2001)
130. Klimov V V. *Opt. Commun.* **211** 183 (2002)
131. Klimov V V, Ducloy M. *Phys. Rev. A* **62** 43818 (2000)
132. Klimov V V, Guzatov D V. *Phys. Rev. B* **75** 24303 (2007)
133. Guzatov D V, Klimov V V. *Chem. Phys. Lett.* **412** 341 (2005)
134. Noda S, Fujita M, Asano T. *Nature Photon.* **1** 449 (2007)
135. Hu S, Weiss S M. *ACS Photon.* **3** 1647 (2016)
136. Kristensen P T, Hughes S. *ACS Photon.* **1** 2 (2014)
137. Pyatkov F et al. *Nature Photon.* **10** 420 (2016)
138. Wu S et al. *Nature* **520** 69 (2015)
139. Ellis B et al. *Nature Photon.* **5** 297 (2011)
140. Yao P, Manga Rao V S C, Hughes S. *Laser Photon. Rev.* **4** 499 (2010)
141. Tanaka K et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 227403 (2010)
142. Ginzburg P. *Rev. Phys.* **1** 120 (2016)
143. Li T, Khurgin J B. *Optica* **3** 1388 (2016)
144. Poddubny A N et al. *Phys. Rev. B* **86** 035148 (2012)
145. Poddubny A N, Belov P A, Kivshar Yu S. *Phys. Rev. B* **87** 035136 (2013)
146. Jakubczyk T et al. *ACS Photon.* **3** 2461 (2016)
147. Li L et al. *ACS Photon.* **4** 501 (2017)
148. Ma R-M et al. *Nature Mater.* **10** 110 (2011)
149. Pelton M. *Nature Photon.* **9** 427 (2015)
150. Kavokin A V et al. *Microcavities* (Ser. on Semiconductor Science and Technology, Eds R J Nicholas, H Kamimura, Vol. 16) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008)
151. Dodson C M et al. *Opt. Mater. Express* **4** 2441 (2014)
152. Noginova N et al. *Opt. Express* **21** 23087 (2013)
153. Li D et al. *Phys. Rev. B* **89** 161409(R) (2014)
154. Hussain R et al. *Opt. Lett.* **40** 1659 (2015)
155. Karaveli S et al. *ACS Nano* **7** 7165 (2013)
156. Weisskopf V, Wigner E Z. *Phys.* **63** 54 (1930)
157. Stete F, Koopman W, Bargheer M. *ACS Photon.* **4** 1669 (2017)
158. Müller K et al. *Phys. Rev. X* **5** 031006 (2015)
159. Piatkowski L, Accanto N, van Hulst N F. *ACS Photon.* **3** 1401 (2016)
160. Novotny L, Hecht B. *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)
161. Choi H, Heuck M, Englund D. *Phys. Rev. Lett.* **118** 223605 (2017)
162. Marquier F, Sauvan C, Greffet J-J. *ACS Photon.* **4** 2091 (2017)
163. Sauvan C et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 237401 (2013)
164. Koenderink A F. *Opt. Lett.* **35** 4208 (2010)
165. Derom S et al. *Europhys. Lett.* **98** 47008 (2012)
166. Kristensen P T, Hughes S. *ACS Photon.* **1** 2 (2014)
167. Muljarov E A, Langbein W. *Phys. Rev. B* **94** 235438 (2016)
168. Shahbazyan T V. *ACS Photon.* **4** 1003 (2017)
169. Зельдович Я Б. *ЖЭТФ* **38** 819 (1960); Zel'dovich Y B. *Sov. Phys. JETP* **11** 594 (1960)
170. Muljarov E A, Langbein W, Zimmermann R. *Europhysics Lett.* **92** 50010 (2011)
171. Weiss T et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 237401 (2016)
172. Glauber R J, Lewenstein M. *Phys. Rev. A* **43** 467 (1991)
173. Guo R et al. *ACS Photon.* **3** 349 (2016)
174. Decker M, Pertsch T, Staude I. *Philos. Trans. R. Soc. A* **375** 2016031 (2017)
175. Karamlou A, Trusheim M E, Englund D. *Opt. Express* **26** 3341 (2018)
176. Kurtsiefer C et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 290 (2000)
177. Manson N B, Harrison J P, Sellars M J. *Phys. Rev. B* **74** 104303 (2006)
178. Charnock F T, Kennedy T A. *Phys. Rev. B* **64** 041201(R) (2001)
179. Fano U. *Phys. Rev.* **124** 1866 (1961)
180. Fano U. *J. Opt. Soc. Am.* **31** 213 (1941)
181. Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Yu S. *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257 (2010)
182. Shafiei F et al. *Nature Photon.* **7** 367 (2013)
183. Lassiter J B et al. *Nano Lett.* **12** 1058 (2012)
184. Rahmani M et al. *Nano Lett.* **12** 2101 (2012)
185. Limonov M F et al. *Nature Photon.* **11** 543 (2017)
186. Ho J F, Luk'yanchuk B, Zhang J B. *Appl. Phys. A* **107** 133 (2012)
187. Luk'yanchuk B S, Miroshnichenko A E, Kivshar Yu S. *J. Opt.* **15** 073001 (2013)
188. Wang W et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 181104 (2015)
189. Yang Y et al. *Nano Lett.* **15** 7388 (2015)
190. Savelev R S et al., in *Proc. of the Intern. Conf. Days on Diffraction 2015* (Piscataway, N.J.: IEEE, 2015) p. 281
191. Shafiei F et al. *Nature Nanotechnol.* **8** 95 (2013)

192. Rybin M V et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 243901 (2017)
193. Metzger B, Hentschel M, Giessen H *ACS Photon.* **3** 1336 (2016)
194. Li W, Valentine J *Nano Lett.* **14** 3510 (2014)
195. Narasimhan V K et al. *ACS Nano* **9** 10590 (2015)
196. Mann S A, Garnett E C *Nano Lett.* **13** 3173 (2013)
197. Zipfel W R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100** 7075 (2003)
198. Campagnola P J, Loew L M *Nature Biotechnol.* **21** 1356 (2003)
199. Zoumi A, Yeh A, Tromberg B J *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **99** 11014 (2002)
200. Moreaux L, Sandre O, Mertz J J. *Opt. Soc. Am. B* **17** 1685 (2000)
201. Linnenbank H et al. *Light Sci. Appl.* **5** e16013 (2016)
202. Timpu F et al. *Nano Lett.* **17** 5381 (2017)
203. Bar-Elli O et al. *ACS Nano* **9** 8064 (2015)
204. Metzger B et al. *Nano Lett.* **14** 2867 (2014)
205. Shibamura T et al. *Nano Lett.* **17** 2647 (2017)
206. Miroshnichenko A E et al. *Nature Commun.* **6** 8069 (2015)
207. Grinblat G et al. *Nano Lett.* **16** 4635 (2016)
208. Wei L et al. *Optica* **3** 799 (2016)
209. Liu W et al. *J. Nanomater.* **2015** 1 (2015)
210. Nemkov N A, Basharin A A, Fedotov V A *Phys. Rev. B* **95** 165134 (2017)
211. Grinblat G et al. *ACS Nano* **11** 953 (2017)
212. Liu W, Kivshar Yu S *Philos. Trans. R. Soc. A* **375** 20160317 (2016)
213. Feng T, Xu Y, Zhang W, Miroshnichenko A E *Phys. Rev. Lett.* **118** 173901 (2017)
214. Chen P-Y, Alù A *Phys. Rev. B* **82** 235405 (2010)
215. Abb M et al. *Nano Lett.* **11** 2457 (2011)
216. Maksymov I S, Miroshnichenko A E, Kivshar Yu S *Opt. Express* **20** 8929 (2012)
217. Large N et al. *Nano Lett.* **10** 1741 (2010)
218. Noskov R E, Krasnok A E, Kivshar Yu S *New J. Phys.* **14** 93005 (2012)
219. Ahn W et al. *ACS Nano* **6** 951 (2012)
220. Baranov D G et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 1009 (2016)
221. Sokolowski-Tinten K, von der Linde D *Phys. Rev. B* **61** 2643 (2000)
222. Fischer M P et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 047401 (2016)
223. Makarov S V et al. *Laser Photon. Rev.* **11** 1700108 (2017)
224. Zuev D A et al. *Adv. Mater.* **28** 3087 (2016)
225. Ye J, Thompson C V *Adv. Mater.* **23** 1567 (2011)
226. Sun Y et al. *Ann. Physik* **529** 1600272 (2017)
227. Lepeshov S I et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **741** 012140 (2016)
228. Miroshnichenko A E, Kivshar Yu S *Nano Lett.* **12** 6459 (2012)
229. Chong K E et al. *Small* **10** 1985 (2014)

Hybrid nanophotonics

S.I. Lepeshov⁽¹⁾, A.E. Krasnok^(1,2), P.A. Belov⁽¹⁾, A.E. Miroshnichenko⁽³⁾

⁽¹⁾*St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Faculty of Physics and Engineering,*

Kronverkskii prosp. 49, 197101 St. Petersburg, Russian Federation

E-mail: s.lepeshov@gmail.com

⁽²⁾*Photonics Initiative, Advanced Science Research Center, City University of New York, New York 10031, USA*

E-mail: akrasnok@gc.cuny.edu

⁽³⁾*School of Engineering and Information Technology, University of New South Wales, Canberra, ACT, 2600, Australia*

E-mail: andrey.miroshnichenko@unsw.edu.au

Advances in the field of plasmonics, i.e., nanophotonics exploiting the optical properties of metal nanostructures, paved the way for the development of ultrasensitive devices, including biological and other sensors, that rely on the nanoscale localization of an electromagnetic field for their operation. However, the high dissipation loss of metal nanostructures limit their use in many current applications, including metasurfaces, metamaterials, and nanowaveguides, thus requiring the development of new devices that combine metal nanostructures with highly refractive dielectric nanoparticles. The resulting metal-dielectric (hybrid) nanostructures have demonstrated many interesting properties from the practical application viewpoint (the moderate dissipation loss, resonant magneto-optical response, strong nonlinear optical properties, etc.), thus placing this field at the vanguard of the modern science of light. This paper reviews the current state of theoretical and experimental research into hybrid metal-dielectric nanoantennas and their derivative nanostructures capable of selectively scattering light waves, directionally amplifying and transmitting optical signals, controlling the propagation of such signals, and generating optical harmonics.

Keywords: nanophotonics, plasmonics, high-index dielectric nanoparticles, optical magnetic response, hybrid nanostructures, nanoantennas

PACS numbers: **42.25.-p, 42.79.-e, 78.67.-n**

Bibliography — 229 references

Received 17 July 2017, revised 14 December 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (11) 1137–1154 (2018)

Physics–Uspekhi **61** (11) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.12.038275>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.12.038275>