

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Резонансные эффекты в фотонных кристаллах и метаматериалах

(к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН)

М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов

Представлен обзор экспериментальных и теоретических данных по исследованию резонансных эффектов в электромагнитных спектрах различных фотонных структур. Кратко изложена история формирования научных направлений, связанных с фотонными кристаллами и метаматериалами, которые вначале рассматривались как два различных класса искусственных объектов, а в последнее время все чаще анализируются с общих позиций. Особое внимание уделено фазовому переходу между фотонным кристаллом и метаматериалом, сопровождаемому появлением отрицательной магнитной восприимчивости в чисто диэлектрической двумерной структуре. Рассматриваются основные механизмы формирования резонансных процессов, связанных с протяжёнными (т.е. нелокальными) брэгговскими резонансами в фотонных кристаллах и локальными резонансами на отдельных структурных элементах метаматериалов. Подробно обсуждаются электромагнитные свойства слабопоглощающих диэлектрических частиц с высоким показателем преломления, которые помимо электрических резонансов обладают интенсивными магнитными резонансами Ми. Актуальность данного направления определяется широким фронтом исследований, направленных на создание элементной базы фотоники.

Ключевые слова: фотонные кристаллы, метаматериалы, оптические антенны, резонансы Ми, резонансные эффекты, фотонный фазовый переход, резонанс Фано, метаповерхности

PACS numbers: 42.25.-p, 42.70.Qs, 78.67.Pt

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.03.038543>

Содержание

1. Введение (881).
 2. Фотонные кристаллы (882).
 - 2.1. Брэгговские резонансы в трёхмерных упорядоченных фотонных кристаллах.
 - 2.2. Резонансы в фотонных структурах с различным характером беспорядка.
 - 2.3. Резонансные эффекты, связанные с границами фотонных кристаллов.
 - 2.4. Связанные состояния в континууме в фотонно-кристаллических мембранах.
 3. Резонансные структурные элементы (887).
 - 3.1. Оптические антенны.
 - 3.2. Резонансы Фано в однородных диэлектрических частицах.
 - 3.3. Режимы невидимости резонансных частиц.
 - 3.4. Суперрезонансные состояния в субволновых диэлектрических цилиндрах.
 4. Метаматериалы (890).
 - 4.1. Трёхмерные метаматериалы.
 - 4.2. Метаповерхности.
 5. Фотонный фазовый переход (894).
 - 5.1. Построение фотонной фазовой диаграммы.
 - 5.2. Реализация диэлектрических метаматериалов.
 6. Заключение (896).
- Список литературы (897).

М.В. Рыбин*, М.Ф. Лимонов
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Российская Федерация
E-mail: * m.rybin@mail.ioffe.ru

Статья поступила 7 сентября 2018 г.,
после доработки 28 февраля 2019 г.

1. Введение

XX век, который можно считать веком электроники, наглядно продемонстрировал: экстремальные физические свойства как в живой природе, так и в рукотворных устройствах особенно ярко проявляются в условиях резонансов. Связь, телевидение, лазеры, вычислительные машины, Интернет — всё это функционирует благодаря различным резонансным элементам. Однако к концу XX в. большинство обычных материалов было детально исследовано, изготовленные на их основе приборы и механизмы достигли своих предельных, теоретически возможных параметров. Такие материалы уже не могли отвечать вызовам нового, XXI, столетия и обеспечивать непрерывно возрастающие потребности фотоники, электроники, медицины, сенсорики, а также высокотехнологичных и инновационных отраслей промышленности. Ожидалось, что дальнейший прогресс будет связан с созданием принципиально новых технологий и материалов, которые обладали бы уникальными резонансными свойствами (электромагнитными, акустическими, механическими и др.) благодаря нетривиальной структуре и составу, особенностям фотонной и электронной зонной структуры, пространственной дисперсии физических свойств, миниатюризации и размерным эффектам.

Поэтому неудивительно, что на рубеже XX и XXI вв. появились два новых класса рукотворных материалов с

ярко выраженными резонансными свойствами: фотонные кристаллы (ФК) и метаматериалы (ММ). Существенное различие между этими классами состоит в том, что функциональные свойства ФК основаны на протяжённых (т.е. нелокальных) брэгговских резонансах структуры в целом, в то время как свойства ММ определяются локальными резонансами на отдельных структурных элементах.

Начало исследования фотонных кристаллов принято датировать 1987 годом, когда Э. Яблонович и С. Джон опубликовали статьи [1, 2], посвящённые исследованию искусственных структур, в которых период модуляции диэлектрической проницаемости сопоставим с периодом зондирующей электромагнитной волны. В дальнейшем такие структуры называли также "полупроводниками для света", в связи с тем что теоретические и экспериментальные подходы, разработанные для изучения электронов в полупроводниках, были успешно применены для описания электромагнитных волн, распространяющихся в ФК. Такие понятия, как "зонная структура", "локализация", "сверхрешётка", "примесные состояния" стали основой для построения теории взаимодействия света с ФК. Тематике ФК посвящён раздел 2.

Следует отметить, что на самом деле история исследования ФК берёт начало ещё в XIX в., когда в 1887 г. Рэлей опубликовал основы теории распространения электромагнитных волн в одномерных периодических структурах, т.е. фактически в одномерных ФК [3]. В 1972 г. В.П. Быков рассмотрел задачу о спонтанном излучении в периодических средах с запрещёнными зонами [4]. Однако эти работы опередили своё время и не вызвали должного научного резонанса.

Возникновение направления по созданию и исследованию ММ связывают с именем Дж. Пендри, который опубликовал серию работ [5, 6], посвящённых изучению искусственных композитных структур, состоящих из элементов с размерами, существенно меньшими рабочей длины волны, и при этом обладающих резонансными свойствами на этой длине волны [7–10]. Распространение света в ММ, в отличие от его распространения в ФК, может быть описано традиционным способом с помощью материальных параметров — диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной восприимчивости μ , которые связаны с электрическим и магнитным откликом на отдельных структурных элементах.

Правильно подобранные и организованные в пространстве структурные элементы позволяют создавать ММ с желаемыми значениями ϵ и μ , включая отрицательные, т.е. конструировать левосторонние среды, о которых В.Г. Веселаго писал на страницах журнала *УФН* [11] ещё в середине XX века. Подбирая определённым образом параметры ϵ и μ , можно получить ММ, обладающие целым рядом уникальных свойств, ещё недавно относившихся к области научной фантастики, а в настоящее время реализованных или близких к реализации на практике. Это и оптический магнетизм [12], и плоская суперлинза, позволяющая преодолевать дифракционный предел [13], и гиперлинза, которая увеличивает изображение с детализацией, также превосходящей дифракционный предел, ограничивающий разрешение обычных линз [14]. Одной из наиболее дискутируемых областей применения ММ являются невидимость и маскировка объектов — возможность делать объекты невидимыми в определённых спектральных диапазонах

[15–17]. ММ уже находят применение в антеннах, сенсорах, поглотителях [18–21].

Изначально ММ создавались на основе металлических субволновых периодических структур [5, 22–26]. В частности, первые ММ были изготовлены для микроволнового диапазона, а резонансными элементами являлись разомкнутые кольцевые резонаторы из металлических проволок. К сожалению, в видимом диапазоне такие структуры теряют функциональные свойства из-за плазмонного резонанса и значительных омических потерь. В 2002 г. С. О'Брайан и Дж. Пендри [27] теоретически продемонстрировали появление свойств ММ (отрицательная магнитная восприимчивость) у чисто диэлектрических соединений с большой диэлектрической проницаемостью. Авторы [27] рассмотрели квадратную двумерную решётку, образованную однородными диэлектрическими цилиндрами, и показали, что свойства ММ в такой структуре проявляются из-за резонансов Ми, имеющих ярко выраженный магнитный отклик. В последнее время разработка и исследование полностью диэлектрических ММ вызывают большой интерес [28–32]. Использование диэлектрических ММ (в частности, кремния [33] в оптическом диапазоне частот) вместо классических плазмонных структур позволяет уменьшить омические потери, а также реализовать управление не только электрической, но и магнитной компонентой световой волны, тем самым повышая общую эффективность управления светом в наноразмерных структурах.

Несмотря на то что число публикаций по ФК и ММ непрерывно возрастает, в большинстве оригинальных статей, обзоров и монографий [8–10, 37, 38] эти два класса фотонных структур рассматриваются независимо друг от друга. Поэтому цель настоящего обзора — восполнить существенный пробел и описать в одной публикации важные как с фундаментальной, так и с практической точек зрения резонансные свойства и ФК, и ММ. При этом в разделе 5 мы непосредственно перекидываем мост между двумя классами рукотворных структур, обсуждая фазовый переход между ФК и ММ. Идея такого перехода основана на дуализме диэлектрических периодических решёток, которые в зависимости от кристаллических параметров (симметрия, отношение постоянной решётки к зондирующей длине волны, диэлектрическая проницаемость) могут относиться либо к классу ФК, либо к классу ММ [39]. Изучение физических процессов, лежащих в основе такого фотонного фазового перехода, кроме расширения фундаментальных знаний призвано сыграть важную роль при разработке новых искусственных материалов, которые благодаря своим функциональным свойствам смогут заменить полупроводниковые приборы в перспективе перехода к полностью оптическим системам связи и обработки информации.

2. Фотонные кристаллы

Фотонные кристаллы — слабопоглощающие структуры, которые характеризуются периодической модуляцией диэлектрической проницаемости с периодом, сравнимым с длиной электромагнитной волны в изучаемом спектральном диапазоне. Из-за периодической модуляции диэлектрической проницаемости в энергетическом спектре ФК возникают чередующиеся зоны разрешённых

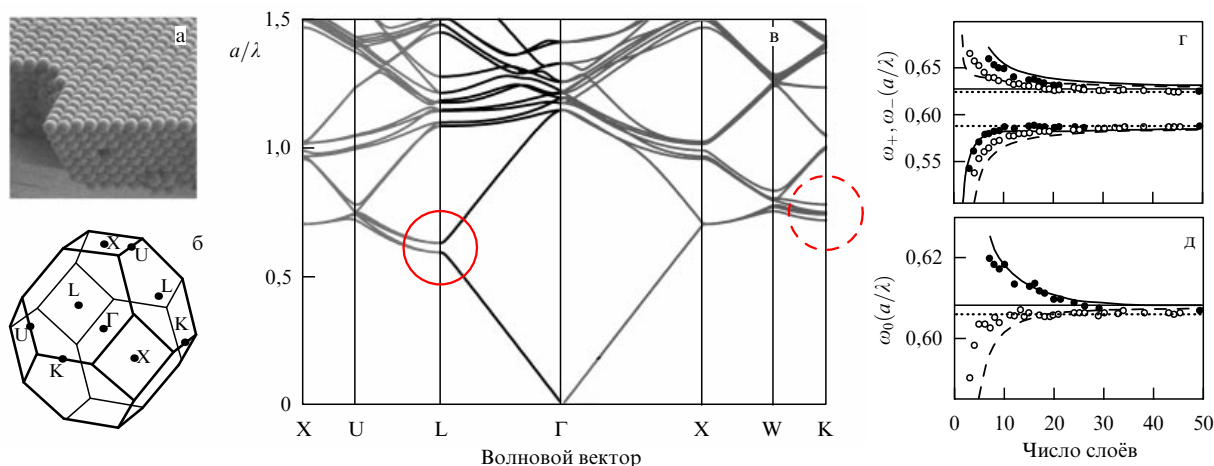


Рис. 1. (а) Изображение образца синтетического опала, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (адаптированный рисунок из работы [34]). (б) Зона Бриллюэна ГЦК-структуры (из работы [35]). (в) Фотонная зонная диаграмма ГЦК-структуры полистиренового опала. Направление Γ –L (соответствующее ростовому направлению [111]) выделено жирными линиями (из работы [35]). (г) Кружки — экспериментально определённые края ω_+ и ω_- пика отражения (111) на его полувысоте (FWHM) в зависимости от числа монослоёв. Кривые — результаты расчёта методом плоских волн в скалярном приближении (из работы [36]). (д) Экспериментальное (кружки) и расчётное (кривые) положение центра ω_0 линии отражения (111) в зависимости от числа монослоёв. Результаты приведены для структуры опала из полистиреновых сфер (из работы [36]).

(собственных) и запрещённых состояний. В зависимости от симметрии кристаллической структуры и глубины модуляции диэлектрической проницаемости возможно образование либо стоп-зон (разрывы в спектре собственных состояний для света, распространяющегося по определённому направлению в кристаллической решётке ФК), либо полной запрещённой фотонной зоны, образованной перекрытием стоп-зон по всем направлениям распространения света независимо от поляризации.

Формирование запрещённых зон связано с протяжёнными (т.е. нелокальными) брэгговскими резонансами кристаллической решётки. Рассеяние Брэгга [40], которое лежит в основе формирования запрещённых зон в спектрах волновых состояний разной природы (электронных, фононных, фотонных, магнонных), было открыто в экспериментах по рассеянию рентгеновских лучей на обычных кристаллах. С момента открытия рентгеновского брэгговского рассеяния в 1912 г. до появления ФК, т.е. структур, функциональные свойства которых основаны на брэгговском рассеянии в оптическом диапазоне, прошло восемь десятилетий. Такой временной разрыв, вероятно, обусловлен тем, что ширина запрещённой зоны связана с диэлектрическим контрастом $\eta = \max \varepsilon(\mathbf{r}) / \min \varepsilon(\mathbf{r})$, который в области длин волн рентгеновского излучения в обычных кристаллах составляет всего лишь $\eta \approx 1 \times 10^{-5}$, в то время как для существования полной фотонной запрещённой зоны требуется диэлектрический контраст $\eta > 4$ [38]. Создание искусственных структур с таким высоким диэлектрическим контрастом стало возможным лишь в самое последнее время.

2.1. Брэгговские резонансы в трёхмерных упорядоченных фотонных кристаллах

В ФК характерный период решётки a сопоставим с длиной зондирующей волны λ , при этом в случае низкоконтрастных кристаллов собственные (локальные) резонансы отдельных структурных элементов (например, резонансы Ми сферических частиц) располагаются по энергии значительно выше изучаемой в ФК спектральной области и основные оптические свойства опреде-

ляются протяжёнными брэгговскими резонансами кристаллической решётки.

Среди множества различных периодических структур, относящихся к классу ФК, выделим плотноупакованную гранецентрированную кубическую (ГЦК) решётку, состоящую из сферических частиц, которая реализуется в ФК в прямом [34] (рис. 1а) и инвертированном [42] варианте. Подробно исследованы ФК, образованные сферическими частицами из аморфного диоксида кремния α -SiO₂ (природные и синтетические опалы) [43–45], TiO₂ [46], различных коллоидных материалов [36, 47, 48]. На рисунке 1б представлена зона Бриллюэна ГЦК-решётки, а на рис. 1в — фотонная зонная диаграмма ФК, образованного полистиреновыми сферами ($n_{\text{eff}} \approx 1,4$ на 2,5 мкм) [35]. В спектрах пропускания низкоконтрастных опалоподобных ФК наблюдаются относительно узкие резонансные линии, связанные с брэгговским отражением света от (hkl) -систем плоскостей, т.е. с (hkl) -фотонными стоп-зонами. Наименьшей частотой и, как правило, наибольшей интенсивностью обладает брэгговский резонанс (111); энергетическое положение стоп-зоны (111) обозначено кружком на рис. 1в. На рисунках 1г, д представлена зависимость параметров брэгговского пика отражения (111) от числа слоёв в направлении [111] полистиренового ФК [36]. Видно, что формирование фотонной стоп-зоны происходит при толщине образца порядка 20 слоёв.

В особых точках зоны Бриллюэна возможно наблюдение многоволновой брэгговской дифракции (МБД) [41, 47, 49–52], которая возникает при одновременном совпадении частот и волновых векторов двух или более фотонных дисперсионных кривых и приводит к антипересечению (расталкиванию) дисперсионных ветвей (область, обозначенная штриховой окружностью на рис. 1в). Рисунок 2а демонстрирует две области МБД, выделенные кружками. МБД, соответствующая точке К в зоне Бриллюэна, наблюдается благодаря пересечению (в условиях пренебрежимо малого контраста) дисперсионных кривых, отвечающих плоскостям (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, а МБД в U-точке наблюдается из-за пересечения дисперсионных

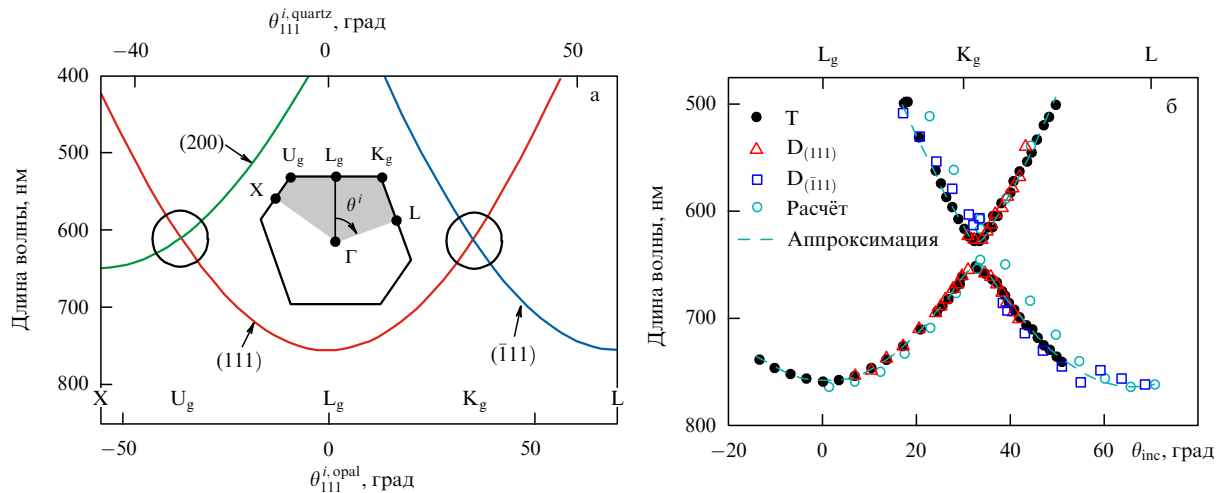


Рис. 2. (а) Результаты расчёта зависимости брэгговских длин волн в опалах без учёта эффекта расталкивания. Точки симметрии поверхности первой зоны Бриллюэна показаны на нижней оси. Соответствующие углы падения на опаловую плёнку, рассчитанные из закона Снеллиуса, приведены на верхней оси. Точки, отвечающие областям МБД, отмечены кружками. На вставке показано сечение зоны Бриллюэна ГЦК-решётки, соответствующее эксперименту. (б) Результаты экспериментального исследования многоволновой брэгговской дифракции в опалах. Положение полос в спектрах пропускания T и спектрах дифракции D_{111} и $D_{\bar{1}11}$, отвечающие фотонным стоп-зонам (111) и ($\bar{1}11$), а также результаты аппроксимации экспериментальных данных в брэгговском приближении с феноменологическим учётом взаимодействия световых пучков в области МБД. (Из работы [41].)

кривых, отвечающих плоскостям (111) и (200). Уже при незначительном контрасте, соответствующем случаю опалов, в области МБД в эксперименте наблюдается эффект расталкивания дисперсионных кривых в спектрах как пропускания, так и отражения (рис. 2б) [41].

2.2. Резонансы в фотонных структурах с различным характером беспорядка

От рассмотрения идеально упорядоченных структур перейдём к реальным структурам с неустранимым внутренним беспорядком, а также к структурам с искусственно созданными дефектами. Во всех этих случаях в спектрах проявляются новые каналы рассеяния, которые могут иметь ярко выраженный резонансный характер.

Для демонстрации таких явлений снова обратимся к опалам. Структурные исследования продемонстрировали двойникование ГЦК-решётки опала вдоль оси роста [111], а также выявили два флуктуирующих параметра у самих квазисфер α -SiO₂: от частицы к частице незначительно изменяются размер (разброс в диаметре 7% в работе [53]), форма (из-за эффекта спекания) и диэлектрическая проницаемость [56, 57]. Разброс диэлектрической проницаемости, связанный с неоднородной структурой частиц α -SiO₂, приводит к флуктуациям в рассеянии света на каждой из частиц и в результате к появлению широкой некомпенсированной компоненты рассеяния. Интерференция волн, соответствующих широкополосной компоненте рассеяния и узкой брэгговской линии, — это классическое условие возникновения широко известного в физике резонанса Фано [58–60], асимметричный контур которого описывается формулой [61, 62]

$$\sigma(\Omega) = D^2 \frac{(q + \Omega)^2}{1 + \Omega^2}, \quad (1)$$

где $q = \cot \delta$ — параметр Фано, δ — разность фаз между дискретным состоянием и состоянием в континууме, $D^2 = 4 \sin^2 \delta$, $\Omega = 2(\omega - \omega_0)/\Gamma$ — безразмерная частота, параметры Γ и ω_0 — величина затухания и частота узкой линии соответственно. В опалах параметр Фано q ,

характеризующий форму брэгговской полосы (111) в спектрах пропускания, связан с контрастом между диэлектрической проницаемостью заполнителя и величиной, определяемой структурой опала. При нулевом контрасте ($\epsilon_f = 1,816$, $q = 0$) в спектрах возникает брэгговский пик пропускания вместо традиционно наблюдаемой полосы брэгговского отражения (рис. 3). Отметим, что при изучении одномерных (1D) неупорядоченных фотонных структур было показано, что беспорядок по размеру (длина структурных элементов) приводит лишь к уширению и деградации брэгговских резонансов, в то время как беспорядок по диэлектрической проницаемости приводит к резонансу Фано и перевороту брэгговских полос в спектрах пропускания [63].

Оригинальным оптическим материалом являются фотонные стёкла — неупорядоченные структуры, образованные монодисперсными по размеру полимерными микросферами диаметром от 200 нм до нескольких микрометров с полидисперсностью менее 2% (см. вставку на рис. 4) [54]. Этот неупорядоченный материал представляет собой твёрдые плёнки, обладающие целым рядом нетривиальных свойств благодаря резонансному характеру рассеяния Ми на образующих элементах — диэлектрических сферах. Если в упорядоченных (хотя и не идеальных) ФК, таких как опалы, оптические свойства определяются протяжёнными брэгговскими резонансами, то в фотонном стекле на первый план выходят локальные резонансы Ми отдельных сферических частиц. Эти резонансы наблюдаются в спектрах пропускания в виде последовательности линий, положение которых определяется диаметром сфер d и коэффициентом пропускания n (рис. 4).

Периодические структуры, в которых диэлектрический отклик одного из образующих элементов как функция частоты имеет полюс на некоторой брэгговской резонансной частоте, были выделены в особый класс резонансных ФК [64, 65]. В простейшей модели резонансного ФК предполагается, что в узлах периодической решётки располагаются двухуровневые системы с часто-

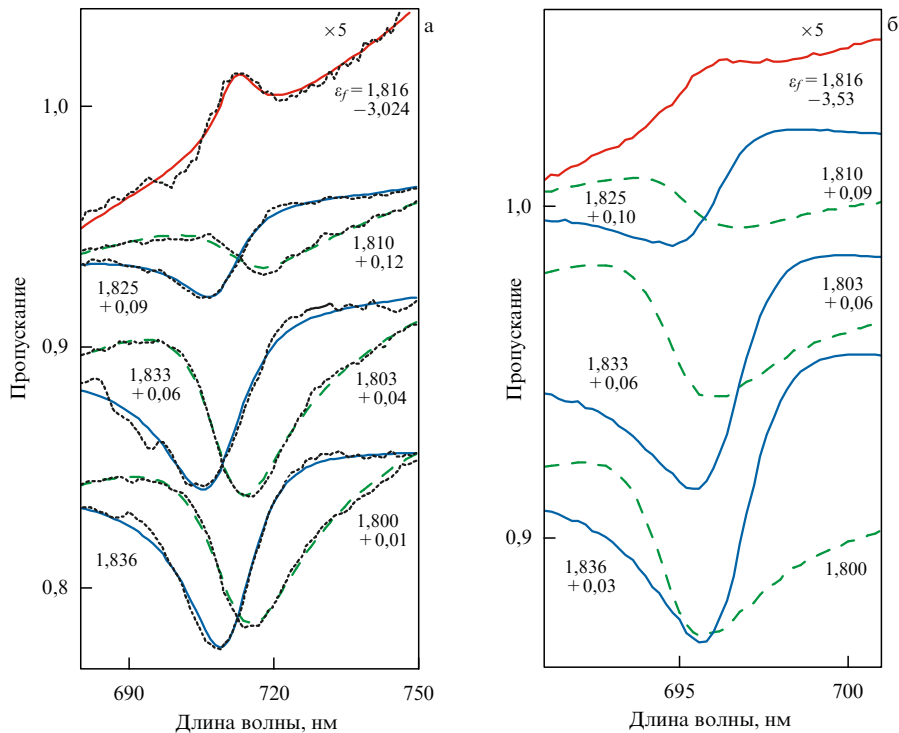


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Резонанс Фано в спектрах пропускания ФК опал–заполнитель при различных значениях диэлектрической проницаемости заполнителя ϵ_f . (а) Чёрные кривые — измеренные спектры пропускания образца толщиной 0,6 мм, $D = 316$ нм в области брэгговской линии (111). Цветные кривые — результат аппроксимации экспериментальных спектров по формуле Фано. (б) Результаты расчёта спектров пропускания неупорядоченного ФК опал–заполнитель. Величина смещения спектров по вертикали на рис. а, б указана около каждого спектра вместе со значением ϵ_f . (Из работы [53].)

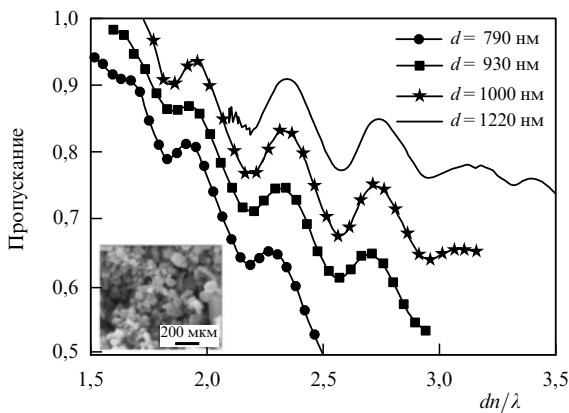


Рис. 4. Нормированное диффузное пропускание белого света через образцы фотонного стекла в зависимости от параметра dn/λ . Шкала соответствует спектральному диапазону 500–920 нм. Образцы состоят из сфер с четырьмя различными диаметрами d , толщина всех образцов порядка 100 мкм. На вставке приведено изображение фотонного стекла, полученное методом сканирующей электронной микроскопии. (Адаптированный рисунок из работы [54].)

той межуровневого перехода ω_0 и нерадикационным затуханием возбуждённого уровня Γ . При малом числе резонансных слоёв N высота и полуширина полосы отражения монотонно возрастают с увеличением N . При дальнейшем возрастании N наблюдается переход к режиму ФК, в котором полуширина полосы отражения насыщается, формируя брэгговскую фотонную стоп-зону.

Среди резонансных брэгговских систем отдельный интерес представляют неперриодические структуры с дальним порядком, в частности структуры Фибоначчи (рис. 5а) [55, 66–69]. Структура Фибоначчи, спектры

которой представлены на рис. 5б, была сформирована 21-й квантовой ямой GaAs толщиной 22 нм, выращенной между барьерами $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ толщиной 5 нм. Длина слоёв А и В, необходимая для создания резонансной брэгговской структуры Фибоначчи, достигалась добавлением промежуточных слоёв $\text{Al}_{0,04}\text{Ga}_{0,96}\text{As}$, так что толщина слоёв А и В составляла порядка 82 и 134 нм соответственно [55].

На рисунке 5 приведены спектры структур, у которых интервал между квантовыми ямами соответствует последовательности Фибоначчи (рис. 5б) и не соответствует (рис. 5в), являясь эквидистантным. Видно, что полосы отражения (стоп-зоны) являются достаточно плавными в случае периодической структуры и имеют сверхструктуру для образцов с последовательностью Фибоначчи. В этих спектрах сверхструктура прослеживается для экситонного резонанса как тяжёлых дырок (НН), так и лёгких дырок (ЛН). Наибольший эффект наблюдается при точном совпадении параметров $d/d_{\text{Bragg}} = 1$, где d — период структуры, $d_{\text{Bragg}} = \lambda_0/(2n)$.

2.3. Резонансные эффекты, связанные с границами фотонных кристаллов

Ещё один пример резонансных явлений — наблюдение оптического аналога таммовского состояния в спектрах пропускания магнитофотонных кристаллов [70]. Интерференционный резонанс, связанный с возбуждением таммовского состояния, локализован на границе между двумя 1D-фотонными структурами, каждая из которых содержит по пять слоёв брэгговских зеркал: $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ на левой половине образца и $\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}$ на его правой половине (Bi:YIG — иттриевый гранат с висмутовым замещением) (рис. 6а). Брэгговские зеркала поддержи-

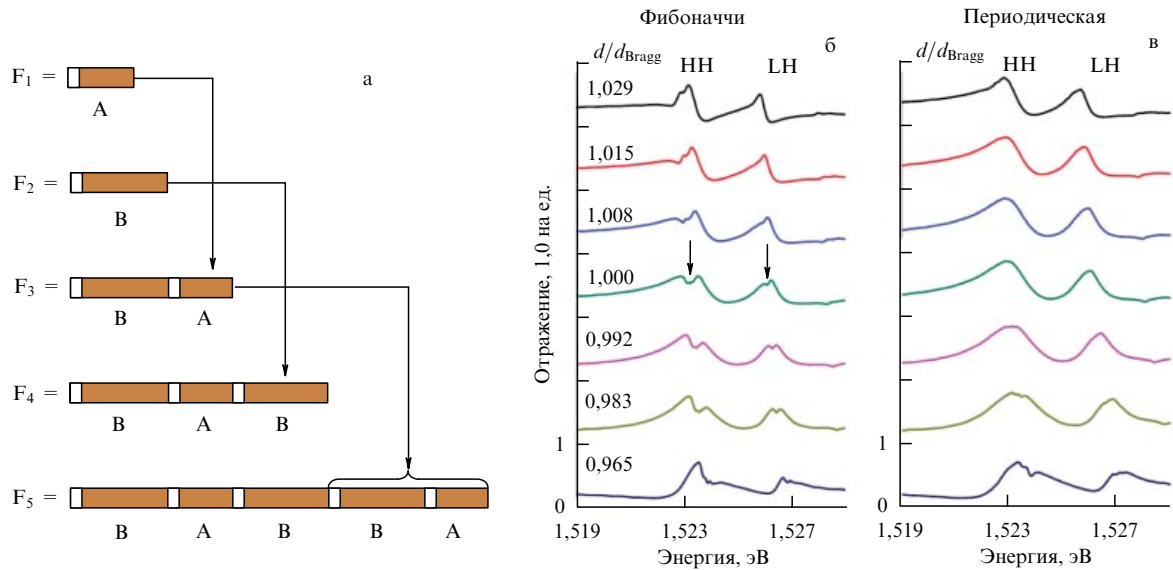


Рис. 5. (а) Алгоритм формирования структуры Фибоначчи с квантовыми ямами. (б, в) Экспериментальные спектры отражения в зависимости от нормированной толщины d/d_{Bragg} . Интервал между квантовыми ямами на рис. б соответствует последовательности Фибоначчи, на рис. в — эквидистантному интервалу $\lambda_0/2$. (По данным работы [55].)

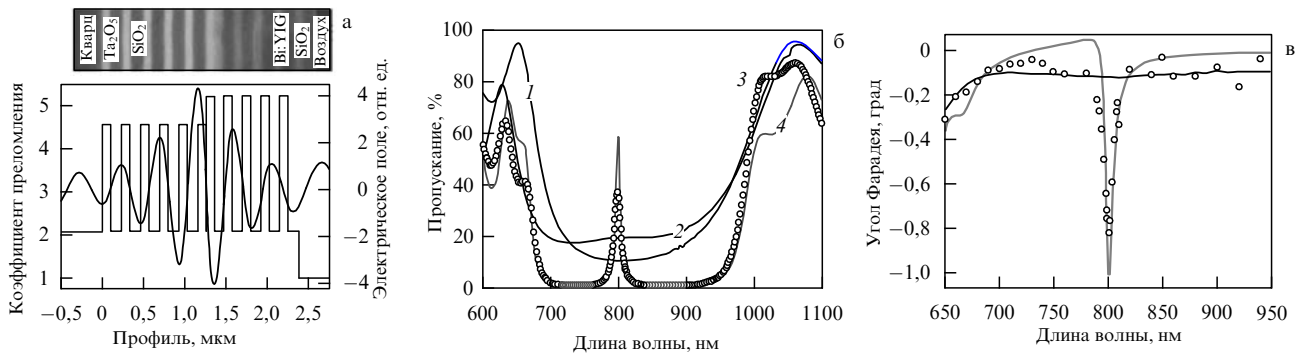


Рис. 6. (а) Распределение диэлектрической проницаемости одномерного магнитофотонного кристалла и результаты расчёта распределения электрического поля на резонансной частоте. На вставке показано изображение образца, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). (б) Спектры пропускания немагнитного ФК (кривая 1) и магнитного ФК (кривая 2). Спектры пропускания одномерного магнитофотонного ФК, состоящего из двух ФК (кривая 3), и расчётный спектр (кривая 4). (в) Спектр фарадеевского вращения: реперная структура $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})_5$ (чёрная кривая), одномерный магнитофотонный ФК: результаты эксперимента (кружки) и расчёт (серая кривая). (Адаптированный рисунок из работы [70].)

вают оптическое таммовское состояние, которое экспериментально наблюдалось в виде узкого резонанса на длине волны 800 нм внутри широкой фотонной запрещённой зоны (рис. 6б). На этой же длине волны зафиксировано увеличение фарадеевского угла вращения по сравнению с таковым неструктурированного магнитооптического материала (рис. 6в).

Таким образом, в 1D-магнитофотонном кристалле увеличение магнитного отклика происходит вследствие локализации электромагнитной волны, т.е. реализации многопроходного режима для резонансных мод внутри слоёв Bi:YIG. Это приводит к суммированию поворота плоскости поляризации при каждом проходе волны и достижению больших углов фарадеевского вращения на единицу оптического пути в структуре. Отметим, что поверхностным состояниям в ФК посвящён обзор [71].

2.4. Связанные состояния в континууме в фотонно-кристаллических мембранах

В литературе подробно описаны резонансные эффекты в фотонно-кристаллических мембранах, представляющих

собой профилированную тонкую пластину из высокоиндексного материала (обычно кремния), которая сверху и снизу окружена воздухом. Такие мембраны можно рассматривать и как волноводы, удерживающие свет в нормальном направлении благодаря полному внутреннему отражению, и как двумерные ФК, контролирующие световую волну в двух оставшихся направлениях [37, 38, 72]. В фотонно-кристаллических мембранах наблюдались резонансные состояния с очень большим временем жизни (в теории — стремящимся к бесконечности) — связанные состояния в континууме (ССК) [73, 74].

Отметим, что так называемые ССК были теоретически предсказаны на заре становления квантовой механики как состояния, имеющие энергию выше нуля (значение потенциала в удалённой области пространства), т.е. находящиеся в континууме свободных состояний, но при этом остающиеся вблизи некоторого потенциала сколь угодно долго [75].

В электродинамической задаче все фотоны имеют положительную энергию и связать фотон в потенциальной яме невозможно [38]. Поэтому задача о существова-

нии ССК для электромагнитных волн вызывает большой интерес. Отметим, что существует несколько механизмов формирования фотонных ССК. Наиболее известный механизм определяется симметрией мод. Если в мембране может существовать нечётная мода с нулевым волновым вектором, то такая мода не может быть связана с модами свободного пространства, поскольку последние являются чётными состояниями [76]. Кроме того, встречается реализация, описанная Г. Фридрихом и Д. Винтгеном для электронной задачи [77]. Если существуют две моды, которые ортогональны друг другу внутри системы и связаны между собой только через окружающее пространство, то эти моды гибридизируются таким образом, что у одной утекающие "хвосты" будут интерферировать конструктивно, а у другой "хвосты" будут интерферировать деструктивно и, соответственно, гасить друг друга. В результате в идеальном случае вторая мода является ССК [74].

Для наблюдения ССК обычно варьируют некоторый параметр (например, угол падения волны на образец) и отслеживают добротность резонансной линии. Пусть p — значение параметра, $p = p_0$ — условие возникновения ССК, тогда в некоторой окрестности $|p - p_0| < \delta_{\text{вис}}$ резонансное состояние начинает вести себя необычным образом. По мере приближения параметра к условию возникновения ССК $p = p_0$ ширина резонансной линии устремляется к нулю и спектральная особенность исчезает [73]. При дальнейшем изменении параметра ширина спектральной линии снова возрастает. Таким образом, на интервале $|p - p_0| < \delta_{\text{вис}}$ добротность Q демонстрирует характерную "резонансную" зависимость вида $Q \propto |p - p_0|^{-\alpha}$, где α — положительное число, зависящее от типа ССК.

Заметим, что в реальных системах ССК не могут существовать, однако могут возникать так называемые суперрезонансные состояния [78] с конечным временем жизни. Важно отметить, что суперрезонансные состояния — это не резонансы с рекордно высокой добротностью, а состояния, механизм возникновения которых соответствует механизму возникновения ССК. Добротность в окрестности $|p - p_0| < \delta_{\text{sc}}$ суперрезонансного состояния также демонстрирует "резонансную" зависимость, но не устремляется к бесконечности, оставаясь ограниченной некоторым значением насыщения $Q < Q_{\text{max}}$ [78]. Такая характерная "резонансная" зависимость добротности в окрестности суперрезонансного состояния позволяет отличить его от обычных резонансных состояний, для которых изменение параметров системы не приводит к появлению выраженных максимумов добротности. Высокодобротные суперрезонансные моды можно использовать для усиления нелинейных эффектов [79], а также для генерации лазерного излучения [80].

3. Резонансные структурные элементы

3.1. Оптические антенны

Появление ММ исторически связано с моделированием процессов в разряженной плазме с некоторой эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{eff} с помощью металлических проводов [5], а также с работой [6], в которой описана среда с эффективной магнитной восприимчивостью μ_{eff} , созданная с помощью кольцевых

резонаторов. Структурные элементы таких материалов, давно известные в радиофизике, используются в качестве антенн или их составных элементов [84].

При переходе к микро- и нанооптоэлектронным устройствам проблемы с уменьшением рабочей длины волны ММ были связаны не только с миниатюризацией структурных элементов, но и с тем обстоятельством, что металлы по-разному ведут себя в разных спектральных диапазонах. Изучение особенностей отклика структурных элементов ММ в оптическом диапазоне привело к формированию нового раздела фотоники — "оптические антенны" [85–87]. В отличие от структурных элементов ММ, оптические антенны предназначены для преобразования электромагнитных волн из дальней волновой зоны в ближние поля и наоборот.

Изначально в качестве наноантенн использовались вытянутые металлические элементы (напоминающие элементы радиоантенн) (рис. 7а–г), в которых возникает плазмонный резонанс [81, 88, 89]. Эффективная локализация электрического поля вследствие плазмонного резонанса возникает вблизи острых углов (рис. 7д, е), поэтому в качестве металлических наноантенн используют также элементы треугольной формы [82, 90, 91]. Такие антенны позволяют эффективно выводить свет из наноструктур или регистрировать генерацию гармоник при меньших интенсивностях полей накачки.

В 2012 г. в качестве наноантенн было предложено использовать слабопоглощающие диэлектрические частицы с высоким показателем преломления, которые помимо электрических резонансов обладают магнитными резонансами Ми [28]. Магнитные моды Ми возникают из-за "закрученных" токов смещения внутри сферической частицы, которые создают вторичное магнитное поле в поперечном направлении (рис. 7ж, з). В качестве высокоиндексного материала во многих работах применяют кремний. Хотя кремний является centrosymmetric материалом, но, как оказалось, в кремниевых антеннах можно наблюдать эффективную генерацию второй гармоники. В работе [83] было экспериментально и теоретически продемонстрировано, что на наночастицах, изготовленных методом лазерной абляции, наблюдаются сильные эффекты генерации второй гармоники. Эффект связан с гранулярной структурой таких нанокристаллических частиц (рис. 7и). Эффективность генерации зелёного света ($\lambda = 525$ нм) на кремниевой наночастице на два порядка выше, чем на неструктурированных плёнках кремния (рис. 7и). Этот результат достигнут благодаря оптимизации субкристаллических (гранулы) и кристаллических (размер) параметров наночастиц, поддерживающих магнитные дипольные резонансы Ми.

Отдельные элементы антенн группируют в кластеры, что позволяет повысить эффективность [95–97], а также сформировать диаграмму направленности [98]. В радиофизике хорошо известны антенны Яги–Уда, которые состоят из рефлектора, подавляющего излучение в направлении этого элемента, а также одного или нескольких директоров, перераспределяющих диаграмму направленности в другом направлении [99]. Для оптического диапазона предложены антенны Яги–Уда на основе металлических структурных элементов [100–102], а также на основе элементов, представляющих собой сферические кремниевые частицы [103, 104]. В работе [105] показано, что формирование диаграммы направленности в антеннах Яги–Уда можно интерпре-

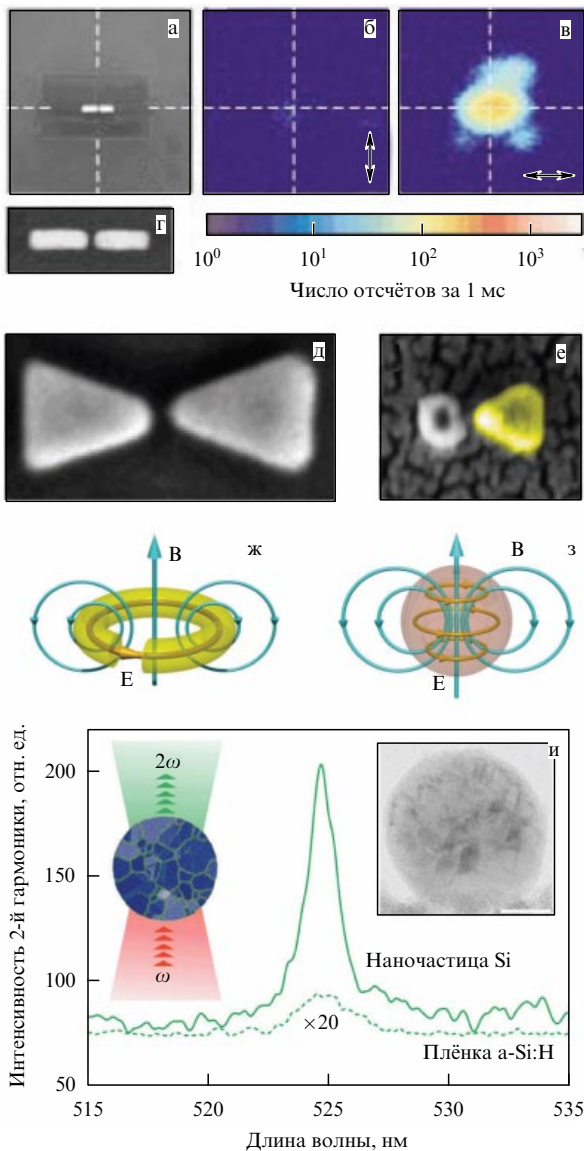


Рис. 7. (В цвете онлайн.) (а) Изображение резонансной популоволновой золотой наноантенны. Генерация света наноантенной при возбуждении лазерными импульсами, поляризованными поперёк (б) и вдоль антенны (в). Площадь изображения на рис. а–в 2×2 мкм. (г) Увеличенное изображение антенны, показанной на рис. а, площадь изображения 450×180 нм. (д) Изображение золотой наноантенны типа "бабочка". (е) Изображение треугольной золотой наноантенны (закрашена жёлтым цветом), модифицирующей спектр рассеяния палладиевой наночастицы для детектирования водорода. Схематическое представление распределения электрического и магнитного полей, создаваемого элементами с магнитным откликом: (ж) разомкнутый кольцевой резонатор и (з) сферическая частица с большим значением диэлектрической проницаемости. (и) Спектр генерации второй гармоники кремниевой наночастицей (сплошная кривая) по сравнению со спектром генерации второй гармоники плёнкой а-Si:H (штриховая кривая). На вставке в левой части рис. и — схема эксперимента, на вставке в правой части — изображение гранулированной структуры наночастицы, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии. (Рисунки а–г — адаптированные рисунки из [81], рис. д взят из [5], рис. е — адаптированный из [82], рис. ж, з — из работы [28], рис. и — адаптированный из [83].)

тирывать в рамках модели резонанса Фано. Резонансная частота большего по размеру рефлектора меньше частоты излучающего нанообъекта. В результате рефлектор переизлучает поле в противофазе, что приводит к де-

структивной интерференции излучения в направлении рефлектора. Меньший по размеру директор имеет большую резонансную частоту и поэтому переизлучает в фазе с источником.

3.2. Резонансы Фано

в однородных диэлектрических частицах

Интересные эффекты наблюдаются и на одиночных диэлектрических частицах. Благодаря богатому набору резонансных состояний между ними имеется интерференционное взаимодействие, приводящее к появлению резонансов Фано в спектрах рассеяния [60]. Так, в работах [106, 107], посвящённых рассеянию Ми на сферических частицах, был обнаружен резонанс Фано, возникающий благодаря взаимодействию дипольного резонанса (широкая полоса) с квадрупольным резонансом (узкая полоса). Как было показано численно [92, 108] и аналитически [93], в случае большого показателя преломления в диэлектрических сферических частицах и цилиндрах резонансное рассеяние Ми может быть описано как каскады резонансов Фано.

На рисунке 8а для дипольных мод TE_{0k} представлены спектры интегрального сечения рассеяния $Q_{sca,0}$ на бесконечном однородном цилиндре в зависимости от диэлектрической проницаемости ϵ . Масштабируемость уравнений Максвелла позволяет представлять спектры в зависимости от безразмерной величины, пропорциональной частоте, которую в теории Ми принято называть параметром размера: $x = kr = 2\pi r/\lambda$, где k — волновое число, r — радиус частицы, λ — длина волны в вакууме.

Для того чтобы убедиться в том, что спектры рассеяния Ми состоят из каскадов резонансов Фано, контуры резонансных линий TE_{nk} были аппроксимированы по формуле (1) и для каждой линии определялся параметр Фано q . В расчёте использовались профили 900 резонансных линий ($1 \leq k \leq 9$, диапазон $\epsilon = 1 - 100$ с шагом $\Delta\epsilon = 1$). Получены наборы значений q , которые фактически образуют непрерывные кривые, в точности соответствующие котангенциальной зависимости $q(x) \propto \cot x$ в формуле Фано (1). На вставке рис. 8а приведены зависимости $q(x)$ для дипольной моды TE_{0k} и мультипольных мод TE_{1k} и TE_{2k} [92]. В работе [93] аналогичные зависимости для параметра $q(x)$ получены аналитически для диэлектрической сферы (рис. 8б) и цилиндра.

Отметим, что спектры, похожие по форме на каскады резонансов Ми, были получены в расчётах при изучении взаимодействия двухуровневого атома и электромагнитных мод диэлектрической микросферы (мод шепчущей галереи) (рис. 8в) [94]. Также недавно сообщалось о резонансах Фано в рассеянии на цилиндрах, окружённых одноосной гиперболической средой [109].

3.3. Режимы невидимости резонансных частиц

В последние годы на фоне непрерывно растущего интереса к метаматериалам сформировалось новое направление научных исследований, связанное с невидимостью и маскировкой материальных объектов [15, 110, 111]. Результаты этих работ в какой-то мере стали воплощением излюбленной идеи писателей-фантастов о плаще-невидимке.

Невидимость в режиме интерференционного гашения рассеяния для объектов в оболочках реализовывалась, в частности, на основе нелинейных эффектов в многослой-

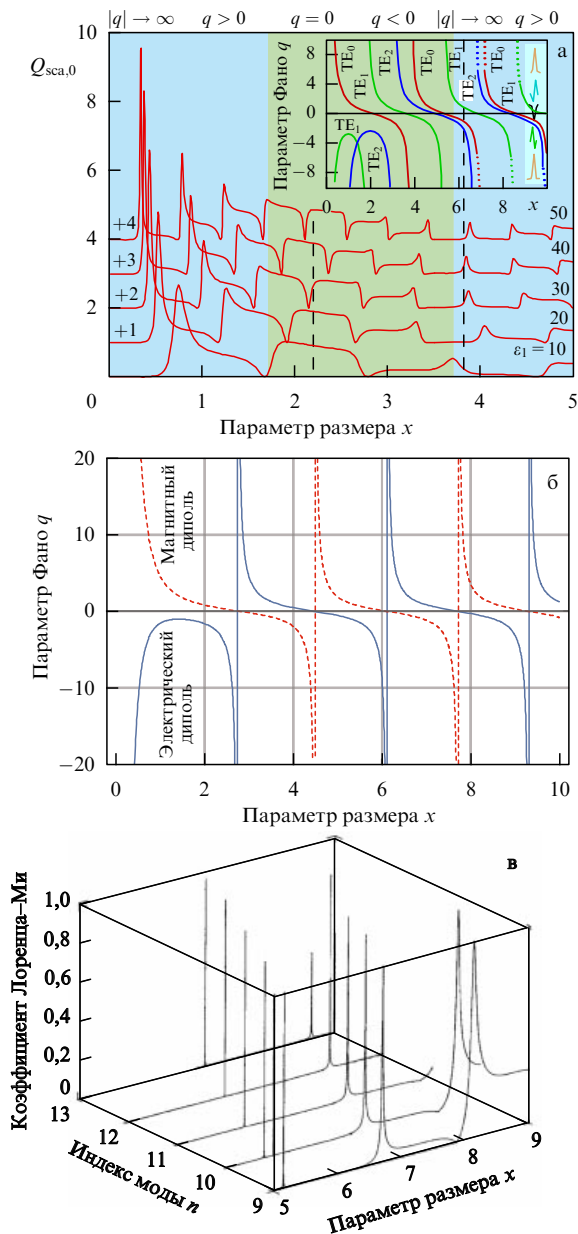


Рис. 8. (В цвете онлайн.) (а) Спектры интегрального сечения $Q_{sca,0}$ для дипольной моды TE_{0k} при рассеянии Ми на однородном цилиндре в зависимости от ϵ в нормированной частотной шкале $x = 2\pi r/\lambda$; на вставке — значения параметра Фано $q(x)$ для мод TE_{0k}, TE_{1k} и TE_{2k} . (б) Аналитически рассчитанные зависимости $q(x)$ для однородной диэлектрической сферы: синие сплошные кривые — $q(x)$ для электрических дипольных мод, красные штриховые кривые — $q(x)$ для магнитных дипольных мод. (в) Коэффициенты Лоренца–Ми для электрических моментов микросферы ($\epsilon = 6$), соответствующих модам шепчущей галереи (модам с большим значением орбитального момента n). (Рисунок а — адаптированный рисунок из [92], рис. б — из работы [93], рис. в — из работы [94].)

ных структурах [112] с использованием графеновых покрытий [113], а также в режиме магнитооптического эффекта, индуцированного внешним магнитным полем [114]. Однако в высококонтрастных диэлектрических частицах цилиндрической формы режима невидимости можно достичь даже без использования маскирующих оболочек благодаря резонансному рассеянию Ми, описываемому каскадом резонансов Фано. Как известно, интенсивность контура Фано обращается в нуль (при

$q = -\Omega$ в формуле (1)) вследствие деструктивной интерференции двух волн. Таким образом, комбинируя резонансное и нерезонансное рассеяние, можно создать условия для невидимости одиночной частицы в результате интерференционного гашения интенсивности рассеяния на частоте минимума контура Фано [16, 115, 116].

3.4. Суперрезонансные состояния в субволновых диэлектрических цилиндрах

В 2017 г. в работе [117] было теоретически продемонстрировано существование суперрезонансных состояний в субволновых диэлектрических цилиндрах. Напомним, что суперрезонансные состояния (которые обсуждались в разделе 2.4) обусловлены механизмом формирования, аналогичным механизму возникновения связанных состояний в континууме.

В конечных диэлектрических цилиндрах можно выделить два механизма формирования электромагнитных мод. Во-первых, это моды Ми, связанные с круглым профилем цилиндра. Во-вторых, это моды Фабри–Перо, возникающие между двумя плоскими границами на торцах цилиндра. При изменении высоты цилиндра l и сохранении его радиуса r частоты мод Ми будут изменяться незначительно, в отличие от мод Фабри–Перо (рис. 9). При определённых соотношениях r/l наблюдается область антипересечения (рис. 9б), связанная с формированием гибридного состояния. При этом моды внутри цилиндра остаются ортогональными и связь осуществляется через окружающее пространство, что соответствует механизму Г. Фридриха и Д. Винтгена [77], обсуждавшемуся в разделе 2.4 для фотонно-кристаллических мембран. В диэлектрических цилиндрах наблюдается типичное для суперрезонансных состояний "резонансное" увеличение добротности при достижении оптимального значения параметра r/l , после чего добротность моды снова возвращается к характерному значению для невзаимодействующих резонансов (рис. 9г).

На рисунке 9 показано формирование суперрезонансного состояния в диэлектрическом цилиндре с $\epsilon = 80$ за счёт гибридизации мод TE_{020} (квази-Ми) и TE_{012} (квази-Фабри–Перо). На осях отложены безразмерные величины, включая параметр размера $x = 2\pi r/\lambda$. То есть по заданным размерам образца можно определить частоту суперрезонансного состояния и, наоборот, по заданной частоте можно определить необходимые геометрические размеры образца. Вне области гибридизации добротность мод TE_{020} и TE_{012} порядка 10^2 [118]. Оптимальное значение $r/l = 0,703$ соответствует суперрезонансному состоянию с добротностью $Q \approx 6,5 \times 10^4$, которая на два порядка больше добротностей резонансов цилиндра TE_{020} (квази-Ми) и TE_{012} (квази-Фабри–Перо) вне области взаимодействия. Такая суперрезонансная мода может использоваться для эффективной локализации электромагнитной энергии в субволновом объёме. В теоретической работе [119] сообщалось о возможности использования суперрезонансных мод для повышения эффективности генерации второй гармоники.

В работе [120] в качестве высокоиндексного материала использовалась дистиллированная вода, которая при комнатной температуре имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon \approx 80$ в диапазоне частот 1–6 ГГц [121]. В измеренных спектрах рассеяния наблюдалась область антипересечения мод TE_{110} (квази-Ми) и TM_{111} (квази-Фабри–Перо). Однако большие материальные потери в

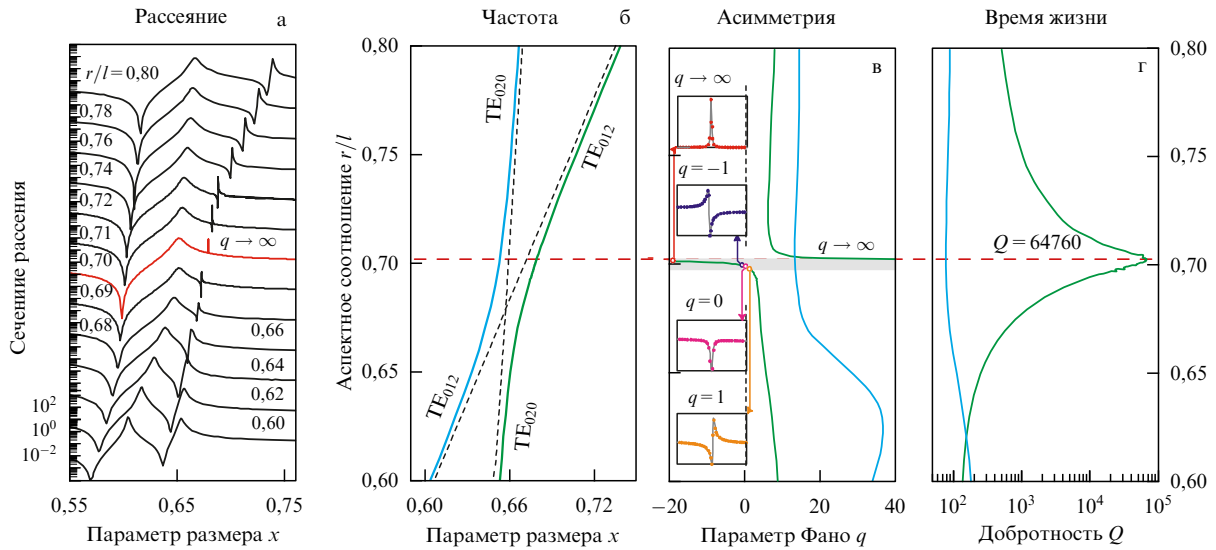


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Анализ фотонных мод TE_{020} (квази-Ми) и TE_{012} (квази-Фабри–Перо) в области антипересечения. (а) Спектры рассеяния TE -поляризованной плоской волны (магнитное поле осциллирует вдоль оси z , волновой вектор перпендикулярен оси z) на цилиндре ($\epsilon = 80$) в зависимости от параметра r/l . Суперрезонансная мода возникает при $r/l = 0,703$ (красный спектр). Спектры сдвинуты друг от друга на 100 дБ. (б) Частоты мод TE_{020} и TE_{012} . (в) Параметр Фано для обеих мод. На вставках показаны высокочастотные спектральные особенности в линейном масштабе для значений в узком диапазоне r/l , отмеченных различными цветами ($r/l = 0,698, q = 1; r/l = 0,699, q = 0; r/l = 0,700, q = -1; r/l = 0,703, q \rightarrow \infty$). (г) Добротность Q , демонстрирующая типичную для суперрезонатора зависимость с максимальным значением, близким к $Q = 65000$. Данные на рис. б–г получены посредством аппроксимации спектральных линий формулой Фано (1). Голубые и зелёные кривые соответствуют низкочастотным и высокочастотным ветвям. (Из работы [117].)

воде в микроволновом диапазоне не позволили наблюдать формирования высокодобротного связанного состояния в этой области. Проблему потерь можно решить, например, используя керамические материалы с малым поглощением. Следует ожидать появления экспериментальных работ, подтверждающих существование суперрезонансных мод в диэлектрических резонаторах.

4. Метаматериалы

4.1. Трёхмерные метаматериалы

Как известно, магнитная восприимчивость в обычных материалах на оптических частотах близка к единице [123], в отличие от диэлектрической проницаемости, которая в естественных материалах может принимать значения от $\epsilon \approx -15$ в металлах [124] до $\epsilon \approx 15$ в полупроводниках [125].

В.Г. Веселаго рассмотрел особенности решения электродинамической задачи с помощью диаграммы $\epsilon - \mu$ [11], в которой обе переменные могут принимать как положительные, так и отрицательные значения (рис. 10). Первому квадранту ($\epsilon > 0, \mu > 0$) соответствуют обычные решения уравнений Максвелла. Второму ($\epsilon < 0, \mu > 0$) и четвёртому ($\epsilon > 0, \mu < 0$) квадрантам соответствуют эванесцентные волны, которые затухают в процессе распространения по экспоненциальному закону. Основное внимание автор [11] уделяет третьему квадранту ($\epsilon < 0, \mu < 0$), поскольку у плоской волны в таких средах векторы \mathbf{E}, \mathbf{H} и \mathbf{k} составляют левую тройку, а коэффициент преломления принимает отрицательные значения. В таких "левосторонних" средах фазовая и групповая скорости имеют противоположные направления и должно наблюдаться обращение эффекта Доплера и эффекта Вавилова – Черенкова. В работе В.Г. Веселаго заложены основы нового направления по созданию

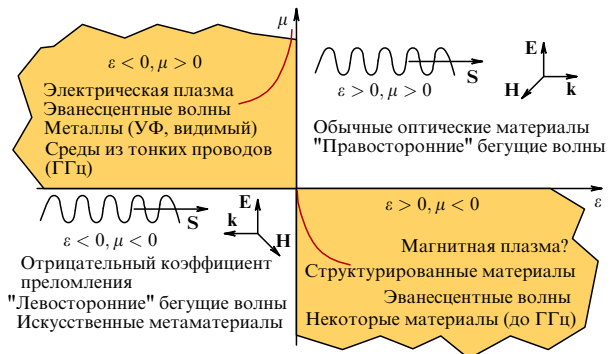


Рис. 10. Диаграмма, классифицирующая материалы по величине диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости. Квадранты 1 и 3: волнистая линия схематически показывает амплитуду поля в материалах, в которых распространяются бегущие волны (\mathbf{S} — вектор Умова–Пойнтинга, стрелками показаны тройки векторов $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k}$). Квадранты 2 и 4: красная экспоненциальная кривая соответствует амплитуде поля в материалах, в которых распространяются эванесцентные волны, экспоненциально затухающие с расстоянием. (Адаптированная диаграмма из [122].)

объектов с самыми необычными свойствами, например плоской линзы из левостороннего материала. Тем не менее результаты работы [11] долгое время рассматривались лишь как умозрительные построения, не имеющие ничего общего с реальным миром.

Как отмечалось во введении, в 1990-х годах Дж. Пендри изучал формирование плазмы, моделируя процессы в микроволновом диапазоне с помощью искусственных сред, состоящих из субволновых резонансных элементов [5]. Настоящей революцией стало осознание возможности создания искусственной среды с эффективной магнитной восприимчивостью [6]. В дальнейшем такие среды получили название "метаматериалы" [22]. В пионерских работах по изучению ММ эти объекты

определялись как искусственные среды с эффективными параметрами, природа которых связана с резонансным откликом структурных элементов на электрическое и магнитное поля [22, 126]. Важно отметить, что определение эффективных параметров возможно в результате процедуры гомогенизации в спектральной области, где длина волны существенно превышает характерные размеры постоянной решётки ММ.

В дальнейшем с использованием ММ было экспериментально продемонстрировано отрицательное преломление на призмах [23, 127], были также реализованы плоские линзы, предложенные Веселаго [13]. Помимо ММ, изготовленных из металлических компонентов типа разомкнутых кольцевых резонаторов, были созданы объекты с нетривиальными свойствами на основе диэлектрических структурных элементов, в которых могут возбуждаться магнитные резонансы M_i [27].

Полезно сравнить нормированные на длину волны размеры диэлектрических частиц с нормированными размерами разомкнутых кольцевых резонаторов. Резонанс M_i кремниевых частиц диаметром 160 нм соответствует длине волны 720 нм [128], т.е. диаметр диэлектрической частицы в 4,5 раза меньше длины волны. Для сравнения, металлические двойные разомкнутые кольцевые резонаторы, использовавшиеся в работе [22], имеют размер 3,3 мм при резонансной длине волны 62 мм, т.е. размер кольцевого резонатора в 19 раз меньше длины волны. Таким образом, диэлектрические структурные элементы имеют большие нормированные размеры по сравнению с таковыми металлических резонаторов, но такие структуры можно прототипировать во всём спектральном диапазоне. Также диэлектрические материалы обычно характеризуются малым поглощением, в то время как металлические структурные элементы обладают большими омическими потерями. Вопросы компенсации потерь с помощью усиливающей среды рассматриваются в обзоре [129].

Появление ММ придало существенный импульс развитию теории гомогенизации, которая рассматривает вопрос описания сложной структуры с помощью эффективных параметров [130]. Теория гомогенизации обосновывает переход от точных решений электромагнитной задачи (микроскопического описания) к усреднённым полям, которые распространяются по сплошной среде. Наиболее важной для практического использования, но в то же время и наиболее сложной проблемой гомогенизации являются граничные условия [131]. Вывод граничных условий Максвелла подразумевает однородность среды на сколь угодно малых расстояниях от границы раздела двух сред, что очевидным образом не соответствует случаю искусственных материалов [132]. Таким образом, при использовании эффективных материальных параметров в расчётах возникает некоторое расхождение с точным решением. Для устранения такого отклонения можно, например, ввести вспомогательный поверхностный слой с определёнными материальными параметрами [132].

Изготовление материалов с заданным распределением $\epsilon(\mathbf{r})$ и $\mu(\mathbf{r})$ благодаря правильно расположенным резонансным структурным элементам открывает самые широкие возможности для управления электромагнитными волнами. Согласно вариационному принципу Ферма свет распространяется между двумя точками пространства по наименьшему оптическому пути [133]. Хо-

рошо известный пример: изменение показателя преломления воздуха из-за неоднородного распределения температуры может приводить к появлению миражей. Для произвольного пространства можно ввести оптический метрический тензор, зависящий от коэффициента преломления [134]. Преобразуя координаты, можно изменять этот тензор таким образом, чтобы задача с новым распределением коэффициента преломления имела простое решение. Раздел оптики, основанный на использовании таких преобразований для решения задач электродинамики, получил название "трансформационной оптики" [15, 110, 111, 135].

Наиболее значимый результат трансформационной оптики связан с нахождением распределения материальных параметров ϵ и μ (обычно анизотропных), которые позволяют создавать маскирующие покрытия [136]. К однородному пространству применяют преобразование, "растягивающее" в некоторый макроскопический объём микроскопическую область, рассеянием на которой можно пренебречь. При этом в преобразованном пространстве параметры ϵ и μ будут зависеть от координат. В результате световая волна, проходящая практически без рассеяния в исходном пространстве, в преобразованном пространстве также будет двигаться без рассеяния, огибая при этом макроскопическую область, которая становится невидимой. Известно, что сделать объект полностью невидимым невозможно, однако этот запрет не мешает уменьшить рассеяние до пренебрежимо малой величины [137–139]. В данном случае в трансформированном пространстве при прохождении волны через макроскопический объект будет наблюдаться лишь малая компонента рассеяния, тождественная рассеянию на микроскопическом объекте в исходном пространстве до трансформации.

Для создания маскирующего покрытия необходимо задать требуемое распределение ϵ и μ в пространстве, чего можно добиться, используя резонансные структурные элементы [140]. В экспериментальных работах применялись элементы с магнитным и электрическим откликом на основе разомкнутых кольцевых резонаторов [141], спиралей [142], диэлектрических частиц с резонансами M_i [143].

Отметим, что помимо невидимости математический аппарат трансформационной оптики применяется для относительно простого описания рассеяния на плазмонных частицах [147]. Методы трансформационной оптики находят также применение в космологии. В работе [148] предложен метод экспериментального моделирования гравитационного искривления пространства вблизи массивных космических тел в лабораторных условиях. В этом методе используются материалы с пространственно зависимым оптическим метрическим тензором.

4.2. Метаповерхности

Создание трёхмерных ММ является сложной технологической задачей. При этом в ММ с отрицательной магнитной восприимчивостью электромагнитная волна затухает фактически на первом слое структурных элементов. Поэтому в настоящее время широкое распространение получили метаповерхности [25, 26, 87, 149] — упорядоченный набор резонансных элементов, расположенных в одной плоскости (например, на подложке). Обычные оптические элементы, такие как линзы, чет-

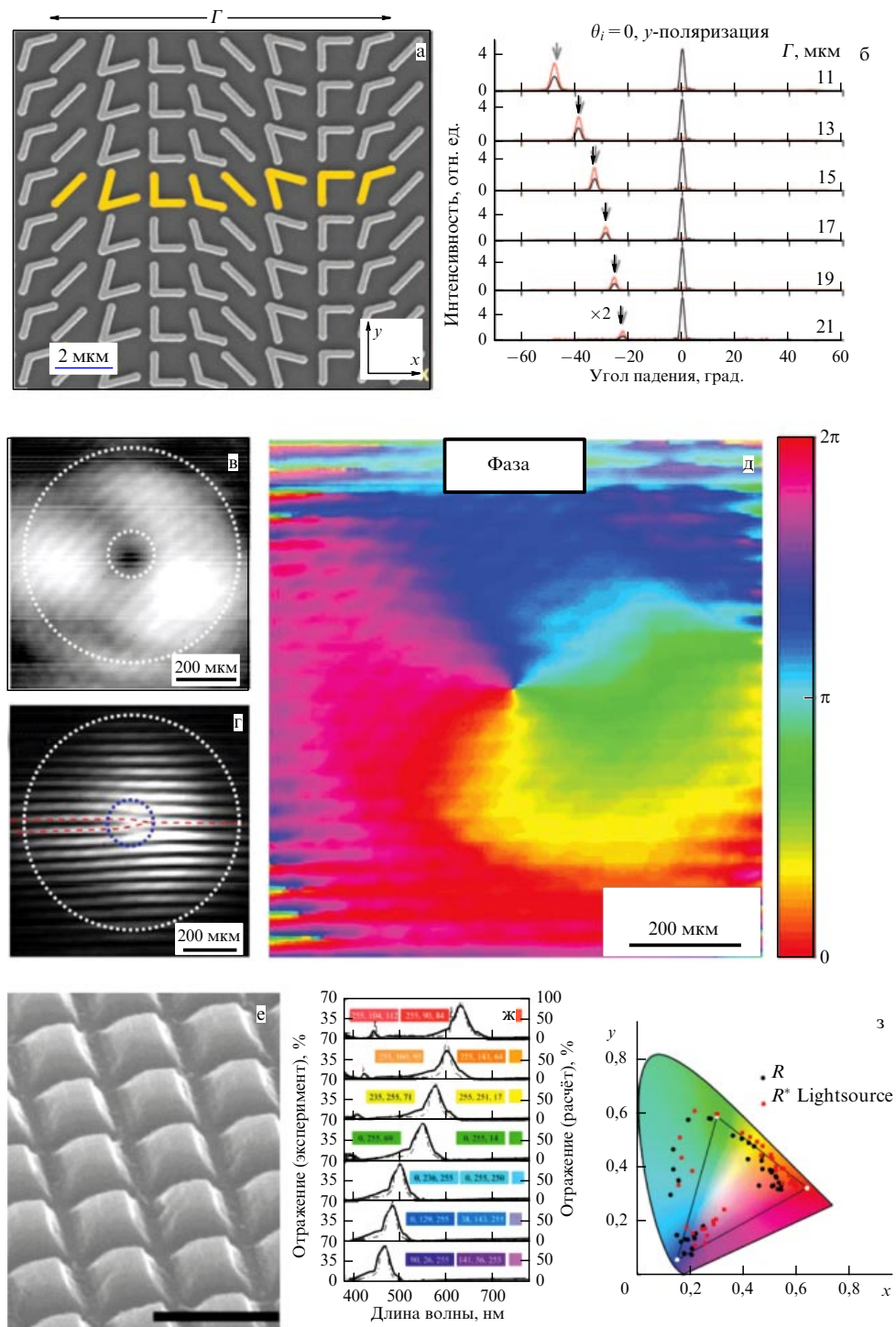


Рис. 11. (В цвете онлайн.) (а) Изображение метаповерхности-дефлектора, состоящей из V-образных золотых антенн. Кристаллическая ячейка выделена жёлтым цветом (из работы [144]). (б) Измеренная угловая зависимость интенсивности отклонённого луча при разных размерах ячейки Γ . Оранжевая и чёрные кривые — измерения соответственно с поляризационным фильтром и без него. Поляризатор использовался для выделения отклонённого луча, поляризованного перпендикулярно падающему пучку (из работы [144]). (в) Профиль интенсивности (в логарифмическом масштабе) вихревого пучка, созданного метаповерхностью (из работы [145]). (г) Интерферограмма пучка, демонстрирующая характерное разветвление максимумов интенсивности (из работы [145]). (д) Восстановленная фаза пучка на расстоянии 4 см от метаповерхности (из работы [145]). (е) Изображение метаповерхности из TiO_2 для насыщенных цветных микроизображений (из работы [146]). (ж) Измеренные и рассчитанные спектры отражения образцов разной окраски (из работы [146]). (з) Полученные цвета на стандартной цветовой палитре CIE 1931 (из работы [146]).

вертьволновые пластины и пластинки с записанными голограммами, реализуют свой функционал благодаря плавному изменению волнового фронта по мере распространения излучения на расстояниях, значительно пре-

вышающих длину волны. Таким образом, вдоль оптического пути постепенно накапливаются существенные изменения амплитуды, фазы или поляризации световых волн.

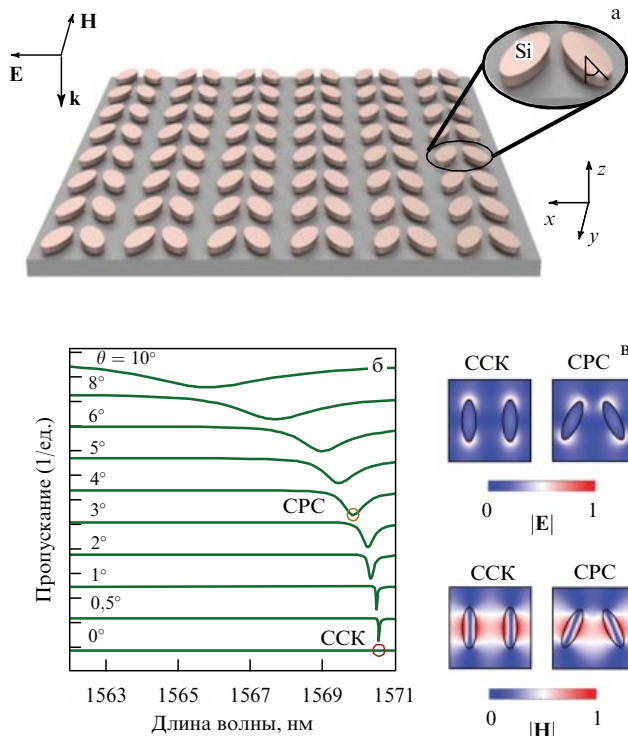


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Метаповерхность, состоящая из пар кремниевых резонаторов с профилем в виде эллипсов, большие оси которых повернуты под углом $\pm\theta$ к оси y . Параметры: постоянная квадратной решётки 1320 нм, полуоси эллипса 330 и 110 нм, высота 200 нм, расстояние между эллипсами 600 нм. (б) Спектры пропускания в зависимости от угла θ . Спектры сдвинуты по вертикали на 1,5 ед. (в) Распределение электрического и магнитного поля для связанного состояния в континууме (ССК) и для суперрезонансного состояния (СРС). (Из работы [155].)

Использование метаповерхностей, состоящих из слоя резонаторов-рассеивателей, позволяет создавать плоские оптические элементы, которые модифицируют волновой фронт на субволновых расстояниях. Как известно, при прохождении резонансной частоты фаза отклика изменяется на π , поэтому отдельные резонаторы, обладающие определённым откликом на падающую электромагнитную волну заданной частоты, согласно принципу Гюйгенса, формируют волновой фронт с нужными характеристиками.

Например, на рисунке 11а приведена состоящая из восьми V-образных резонансных рассеивателей ячейка метаповерхности (из работы [144]), которая спроектирована таким образом, что фазовый сдвиг волны инфракрасного диапазона увеличивается на $\pi/4$ от элемента к элементу. В результате в ячейке фаза рассеянной волны пробегает 2π и проходящий луч отклоняется от нормали с помощью плоского устройства (рис. 11б).

Также метаповерхности позволяют генерировать пучки с оптическими вихрями. В работе [145] продемонстрирована гюйгенсовская метаповерхность (формирующая рассеяние вперёд), состоящая из кремниевых нанодисков, расположенных в узлах квадратной решётки. Метаповерхность была разделена на четыре квадранта, которые различаются постоянной решётки, изменяющей параметры связи между резонансами в рассеивателях, что приводило к изменению фазы проходящего поля. При прохождении через такую метаповерхность гауссов пучок превращается в пучок с оптическим вихрем, па-

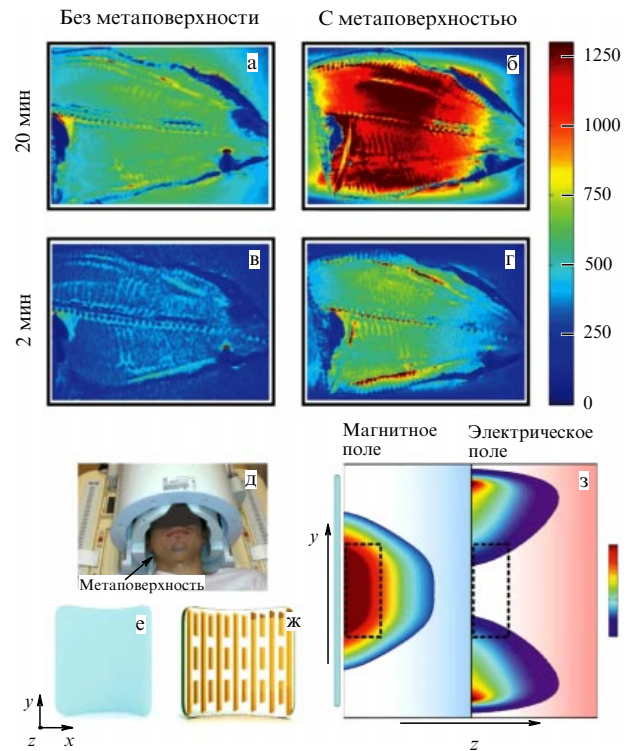


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Усиливающие метаповерхности для магнитно-резонансной томографии. МРТ-изображения, полученные без использования (а) и с использованием метаповерхности (б) при времени накопления сигнала 20 мин. МРТ-изображения, полученные без использования (в) и с использованием метаповерхности (г) при времени накопления сигнала 2 мин. Видно, что метаповерхности позволяют ускорить процесс МРТ-исследования в 10 раз. (д) Фотография процедуры регистрации МРТ-изображения головы человека с помощью усиливающей метаповерхности. (е, ж) Схема гибридной метаповерхности, состоящей из материала с высоким показателем преломления (е), совмещённого с металлическими антеннами (ж). (з) Результаты расчёта распределения магнитного (слева) и электрического (справа) полей вблизи метаповерхности, показанной тонким голубым прямоугольником, вытянутым вдоль оси y . Рабочая область усиления отмечена штриховым прямоугольником. (Рисунки а–г — из работы [18], рис. д–з — из работы [151].)

раметры которого показаны на рис. 11в–д. В интерферограмме наблюдается дислокация максимумов, что является характерной чертой вихревых состояний [150].

Метаповерхности применяются для формирования голографических пластинок субволновой толщины [152], поляризаторов [153], устройств для поворота проходящих или отражённых лучей [144], плоских линз [154] и других оптических элементов. Кроме того, резонансные элементы метаповерхностей могут селективно отражать свет определённых частот, что открывает возможность для создания насыщенных цветных рисунков с высоким разрешением [146]. На рисунке 11е–з показана метаповерхность, позволяющая формировать изображение с разрешением порядка 16000 dpi (точек на дюйм).

Расположение резонансных рассеивателей в периодическую решётку может привести к формированию ССК, близких к тем, которые мы обсуждали в разделе 2.4. В метаповерхностях ССК могут возникать благодаря резонансным модам отдельных структурных элементов, поэтому такие состояния слабее зависят от числа периодов и направления волнового вектора, чем ССК в фотонно-кристаллических мембранах. На метаповерхностях,

состоящих из диэлектрических цилиндров, соединённых перемычками, наблюдалась лазерная генерация [156], причём даже на образцах, состоящих всего из 64 цилиндров. Как и в фотонно-кристаллических мембранах, в метаповерхностях могут возникать ССК, защищённые симметрией (рис. 12). Для метаповерхностей, образованных элементами с нарушенной симметрией инверсии, было определено значение параметра, характеризующего ССК: $Q \propto |p - p_0|^{-\alpha}$, где $\alpha = 2$ [155].

Другое интересное направление в использовании метаповерхностей состоит в перераспределении электромагнитного поля в ближней волновой зоне. Решение такой задачи нашло применение в магнито-резонансной томографии (МРТ) живых тканей [18, 151]. Для получения изображения требуется сильное магнитное поле, при этом сильное электрическое поле оказывает негативное воздействие на живой организм. Специально спроектированная метаповерхность позволяет разделить в пространстве области локализации магнитного поля внутри исследуемого организма и электрического поля вне живой ткани (рис. 13).

5. Фотонный фазовый переход

Исторически сложилось так, что ММ и ФК в течение длительного времени рассматривались как два существенно различных класса рукотворных фотонных структур — они исследовались разными группами, результаты докладывались на различных конференциях. Однако целый ряд материалов, которые принято относить либо к ФК, либо к ММ, имеют много общего, что касается и структуры, и электромагнитных свойств, и областей практического применения. Ещё в 2002 г. С. О'Брайен и Дж. Пендри теоретически показали, что ММ с эффективной отрицательной магнитной восприимчивостью могут быть созданы на основе периодической структуры, образованной элементами с положительной диэлектрической проницаемостью, т.е. на основе ФК [27]. Было установлено, что квадратная решётка цилиндров с высоким значением диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 200$) обладает отрицательной эффективной магнитной восприимчивостью, $\mu < 0$, в спектральной области, соответствующей резонансу Ми. В то же время аналогичная структура цилиндров с малыми значениями диэлектрической проницаемости ($\epsilon \approx 4$) является классическим ФК [38]. Таким образом, при изменении величины диэлект-

рической проницаемости в фотонной структуре появляется отрицательная магнитная восприимчивость. Как известно, появление новых физических свойств у материалов (в первую очередь у величин, названных в классическом курсе [157] "обобщённой восприимчивостью"), которое наблюдается при изменении каких-либо параметров, принято связывать с фазовыми переходами.

Напомним, что свойства ФК определяет брэгговское рассеяние, связанное с периодичностью структуры. На границе зоны Бриллюэна так называемые световые конусы, соответствующие модам электромагнитных волн в однородном пространстве, расщепляются в точке пересечения, образуя брэгговскую запрещённую зону (рис. 14а). У метаматериалов фундаментальная (т.е. самая низкая по частоте) запрещённая зона образуется в результате взаимодействия локального резонанса и светового конуса (рис. 14б, в). В отличие от запрещённой зоны ФК, запрещённая зона ММ лежит внутри зоны Бриллюэна (рис. 14б, в). Зонные диаграммы ММ (см., например, [27, 122]) имеют вид, соответствующий рис. 14в.

5.1. Построение фотонной фазовой диаграммы

Авторы работы [27] для ММ со структурой квадратной решётки из диэлектрических цилиндров определяли магнитную восприимчивость $\mu < 0$ исходя из спектров пропускания и отражения. Последующие работы показали существенные недостатки такого метода гомогенизации фотонной структуры [132]. В частности, дисперсионные кривые эффективных параметров из работы [27] не соответствуют принципу причинности, кроме того, величина μ зависит от числа периодов структуры. Тем не менее основным препятствием для гомогенизации структуры является проявление пространственной дисперсии. Сильная пространственная дисперсия наблюдается на частотах брэгговских запрещённых зон, а на более низких частотах, включая области с $\mu < 0$, гомогенизация не лишена смысла. Таким образом, фотонную структуру можно отнести к классу ММ в случае, когда запрещённая зона, связанная с $\mu < 0$, расположена ниже брэгговской запрещённой зоны. Отметим, что интерпретация расчётных и экспериментальных данных осложняется тем, что при близких значениях брэгговской частоты и частоты локального резонанса брэгговская запрещённая зона и, соответственно, область сильной пространственной дисперсии существенно уширяются

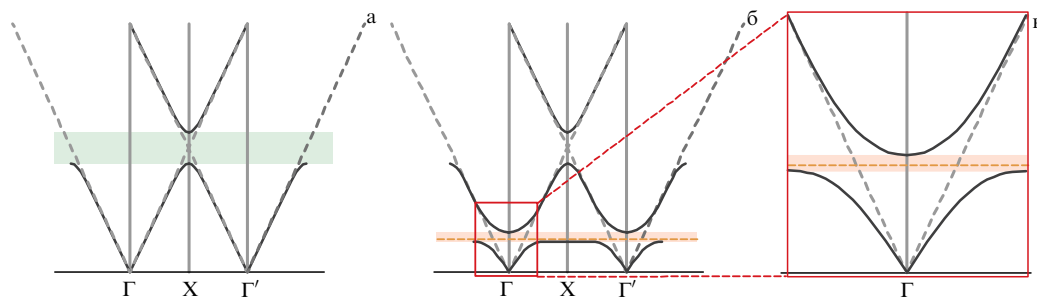


Рис. 14. (В цвете онлайн.) (а) Схема формирования брэгговской стоп-зоны, определяющей свойства ФК для волновых векторов на отрезке $\Gamma-X-\Gamma'$ (Γ' — точка Γ , смещённая на вектор обратной решётки). Штриховые прямые — проекция невозмущённых световых конусов на плоскость ω, k . Сплошные кривые — собственные состояния ФК. (б) Схема формирования запрещённой зоны, связанной с локальным резонансом в ММ. Серая штриховая линия — проекция невозмущённых световых конусов. Оранжевая горизонтальная штриховая линия — невозмущённое локальное состояние. Сплошные линии — собственные фотонные состояния ММ. (в) Запрещённая зона, связанная с локальным состоянием, в увеличенном масштабе. (Из работы [158].)

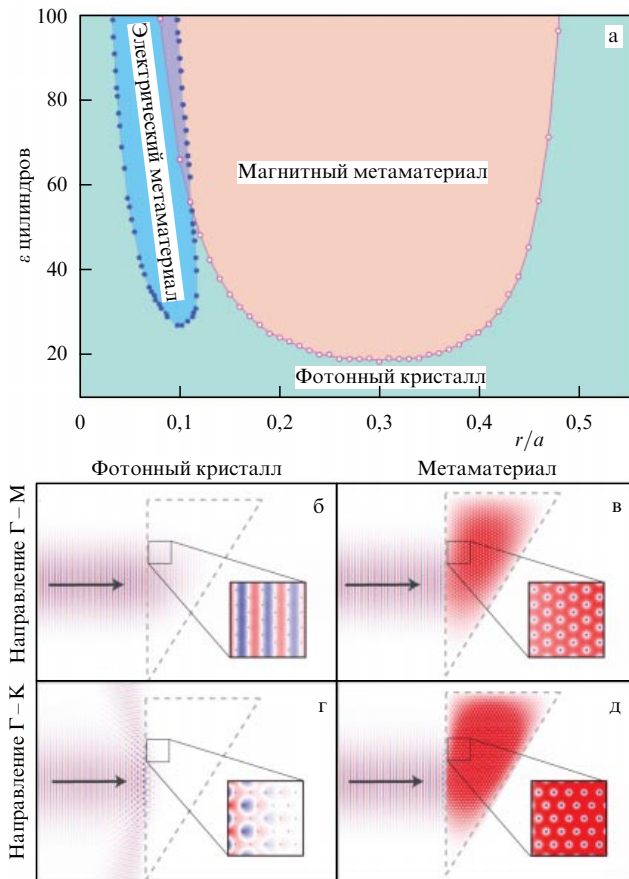


Рис. 15. (а) Фазовая диаграмма фотонный кристалл–метаматериал для двумерных структур с квадратной решёткой, образованной диэлектрическими цилиндрами в поляризациях ТЕ (магнитный ММ) и ТМ (электрический ММ). Кружки указывают точки, в которых запрещённая зона Ми TE_{01} отщепляется от брэгговской стоп-зоны, становясь фундаментальной запрещённой зоной в частотном спектре. (Адаптированный рисунок из [39, 159].) (б–д) Распределение электрического поля в призме, состоящей из диэлектрических цилиндров с $r/a = 0,07$, в двух состояниях: (б, г) фотонный кристалл при $\varepsilon = 8$, $a/\lambda = 0,575$ и (в, д) метаматериал при $\varepsilon = 40$, $a/\lambda = 0,505$ и двух направлений распространения света: $\Gamma-M$ (б, в) и $\Gamma-K$ (г, д). (Из работы [160].)

[64, 65], что соответствует случаю резонансных ФК, обсуждавшихся в разделе 2.

При непрерывном варьировании параметров структуры (постоянной решётки, диэлектрической проницаемости цилиндров) наблюдается качественное перестраивание фотонной зонной диаграммы, что сопровождается изменением электромагнитных свойств, в частности появлением отрицательной магнитной восприимчивости в определённом спектральном интервале. Поэтому переход от ФК к ММ, исследованный в работах [39, 159], может быть назван фотонным фазовым переходом.

Отметим, что вопрос о выборе метода гомогенизации структуры в работе [39] не обсуждался, однако взаимосвязь запрещённой зоны с отрицательным откликом магнитного резонанса Ми не вызывает сомнений, поскольку были проведены три независимые серии расчётов: 1) спектров резонансного рассеяния Ми на одиночном цилиндре; 2) зонных диаграмм бесконечного кристалла; 3) спектров пропускания конечного образца. Результаты трёх серий полностью согласуются между собой. Карта запрещённых зон в зависимости от ε де-

монстрирует отщепление самой низкочастотной зоны Ми (TE_{01} в ТЕ-поляризации и TM_{01} в ТМ-поляризации) и превращение её в фундаментальную фотонную зону ММ. На основании анализа расчётных данных в осях r/a и ε были построены фазовые диаграммы фотонный кристалл–метаматериал для ТЕ-поляризации ("магнитный ММ", магнитное поле осциллирует вдоль оси цилиндра [39]) и ТМ-поляризации ("электрический ММ", электрическое поле осциллирует вдоль оси цилиндра [159]) (рис. 15а).

Диаграмма позволяет однозначно определить, относится ли структура к классу ФК (фундаментальная запрещённая зона связана с брэгговским резонансом), или к ММ (фундаментальная запрещённая зона связана с локальными резонансами Ми в диэлектрических цилиндрах). При этом в спектральной области резонанса Ми запрещённая зона определяет интервал частот с отрицательной магнитной восприимчивостью в изначально диэлектрической структуре, что и является определяющим фактором при интерпретации наблюдаемых явлений как фазового перехода нового типа.

Для демонстрации возможности гомогенизации структуры в фазе ММ были рассчитаны распределения полей в имевших вид треугольной призмы образцах, образованных диэлектрическими цилиндрами с квадратной [159] и простой треугольной решётками. Вычислялось распределение интенсивности электрического поля при падении на призму гауссова пучка вдоль направлений $\Gamma-M$ и $\Gamma-K$ (рис. 15б–д). В фотонно-кристаллической фазе ($\varepsilon = 8$) поле имеет типичный для ФК "полосатый" вид (поле в соседних ячейках осциллирует в противофазе). Для направления $\Gamma-K$ частота $a/\lambda = 0,575$ попадает в стоп-зону и наблюдается экспоненциальное затухание светового пучка. Таким образом, распределение полей является неоднородным и существенно зависит от ориентации осей ФК. В режиме ММ ($\varepsilon = 40$) распределение поля на частоте $a/\lambda = 0,505$ однородно по всей структуре (поле в соседних ячейках осциллирует в фазе) и оно не зависит от ориентации кристаллических осей.

5.2. Реализация диэлектрических метаматериалов

Об экспериментальном наблюдении фотонного фазового перехода и реализации диэлектрического ММ сообщалось в работе [39]. Образец представлял собой набор пластиковых трубок, закреплённых в системе подвижных держателей, что позволяло в эксперименте изменять параметр r/a , сохраняя квадратную симметрию базиса двумерной фотонной структуры. Для изменения диэлектрической проницаемости образца трубки заполнялись водой, которая в микроволновом диапазоне имеет сильную температурную зависимость $\varepsilon(T) = 50 - 80$ в диапазоне $T = 20 - 90^\circ\text{C}$. Измерялись спектры пропускания такой структуры в зависимости от параметров r/a и ε . Экспериментальные данные прекрасно согласовывались с расчётными, в том числе наблюдалось отщепление наинизшей моды Ми от брэгговской зоны, т.е. фазовый переход ФК \rightarrow ММ.

В работе [158] приведены фазовые диаграммы фотонный кристалл–метаматериал для структур из кремниевых цилиндров. Рассматривалась в том числе структура с треугольной решёткой, у которой минимальная частота брэгговских резонансов выше, чем у квадратной решётки. Благодаря этому кремниевая структура с

диэлектрической проницаемостью $\epsilon > 13,5$ в спектральном интервале $\lambda < 800$ нм может перейти в фазу магнитного ММ.

6. Заключение

В завершение данного обзора следует отметить, что, несмотря на многочисленные работы, посвящённые исследованию резонансных эффектов в фотонных структурах, в ближайшее время следует ожидать публикации новых нетривиальных результатов, столь же неожиданных, как лазерная генерация с размером моды, на два порядка меньшим дифракционного предела, на плазмонной структуре [163] или беспороговый лазерный эффект на коаксиальных нанорезонаторах [161] (рис. 16а).

Действительно, большинство направлений в нанопотонике, которые возникли в последние годы, связано с различными резонансными явлениями. Перечислим лишь некоторые оригинальные результаты: наблюдение резонанса Фано в топологических изоляторах Bi_2Se_3 и $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ [164, 165], широкополосная перестройка механических резонансов с помощью плазмонных ММ [21], оптическое переключение в резонансных плазмонно-атомных системах [166], ультракороткий импульсный лазер с механизмом генерации в гигагерцовом диапазоне, основанным на резонансе между волноводной мо-

дой и модой структурного дефекта (фано-лазер) [162] (рис. 16б), деформационный эффект Парселла в наночастицах [167], резонансные сенсоры для идентификации молекулярных монослоёв [168], спектральное разделение оптических спинов, основанное на резонансе Фано [169], лазерная генерация на метаповерхности [156] (рис. 16в, г), а также целый ряд других работ, цитированных в настоящем обзоре. Необходимо также отметить нелинейные структуры, которые выводят функциональные свойства ФК и ММ на новый уровень. Различные режимы генерации и смешивания, которые могут быть реализованы на нелинейных метаповерхностях, рассматриваются в работе [170].

В настоящем обзоре обсуждались различные резонансные явления, многие из которых могут быть объединены и интерпретированы в рамках простой модели на основе двух связанных механических осцилляторов [60]. В рамках этой модели была предложена фазовая диаграмма с осями, соответствующими константам затухания осцилляторов. На фазовой диаграмме отражены области существования, в том числе области сосуществования, различных резонансных режимов, соответствующих слабой связи (резонанс Фано, электромагнитно-индуцированная прозрачность, эффекты Керкера и Бормана) и сильной связи (нарушение PT -симметрии). Чёткое представление о характерных особенностях каж-

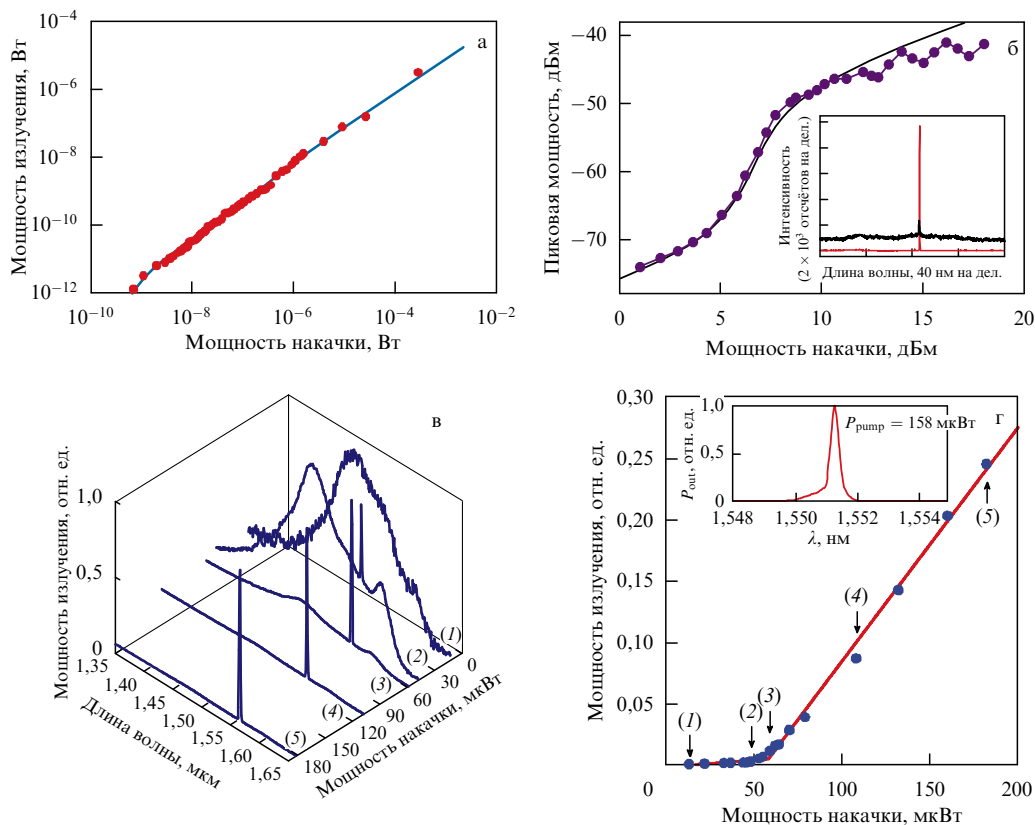


Рис. 16. (В цвете онлайн.) (а) Демонстрация беспороговой генерации коаксиального нанорезонатора при температуре 4,5 К (из работы [161]). (б) Пиковая мощность излучения фано-лазера в зависимости от мощности накачки. Синие кружки — экспериментальные данные, чёрная кривая — аппроксимация эксперимента кинетическим уравнением, в результате которой определён уровень спонтанного излучения порядка 1 %; на вставке показан спектр линии при мощности накачки 7,5 дБм (красная кривая) и 3 дБм (чёрная кривая). Для наглядности чёрная кривая сдвинута по вертикали, кроме того, время накопления спектрометра в 12 раз больше, чем при регистрации красной кривой. (Из работы [162].) (в) Лазерная генерация на метаповерхности в режиме ССК (из работы [156]). Трансформация нормированного спектра излучения в линию генерации $\lambda = 1551,4$ нм при увеличении мощности накачки. (г) Выходная мощность в зависимости от мощности накачки в области лазерной линии; на вставке — спектр лазерной линии при мощности накачки 158 мкВт. Измеренная полуширина (0,33 нм) ограничена приборной характеристикой. (Из работы [156].)

дого резонансного эффекта является ключевым для успешного проектирования надёжных функциональных устройств фотоники.

Благодарности. Авторы благодарят А.А. Каплянского за поддержку и обсуждение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант 3.1500.2017/4.6), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-02-00427) и Президиума РАН (Программа 7 "Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов").

Список литературы

- John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)
- Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
- Rayleigh Lord *Phil. Mag.* **5** 24 145 (1887)
- Быков В П *ЖЭТФ* **62** 505 (1972); Bykov V P *Sov. Phys. JETP* **35** 369 (1972)
- Pendry J B et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773 (1996)
- Pendry J B et al. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075 (1999)
- Markoš P, Soukoulis C M *Phys. Rev. B* **65** 033401 (2001)
- Engheta N, Ziolkowski R W (Eds) *Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Explorations* (New York: Wiley-IEEE Press, 2006)
- Capolino F (Ed.) *Theory and Phenomena of Metamaterials* (Boca Raton, FL: CRC Press-Taylor and Francis, 2009)
- Sarychev A K, Shalaev V M *Electrodynamics of Metamaterials* (Singapore: World Scientific, 2007); Пер. на русск. яз.: Сарычев А К, Шалаев В М *Электродинамика метаматериалов* (М.: Научный мир, 2011)
- Веселаго В Г *УФН* **92** 517 (1967); Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)
- Linden S et al. *Science* **306** 1351 (2004)
- Fang N et al. *Science* **308** 534 (2005)
- Liu Z et al. *Science* **315** 1686 (2007)
- Pendry J B, Schurig D, Smith D R *Science* **312** 1780 (2006)
- Chen P-Y, Soric J, Alù A *Adv. Mater.* **24** OP281 (2012)
- Rybin M V et al. *Sci. Rep.* **5** 8774 (2015)
- Slobozhanyuk A P et al. *Adv. Mater.* **28** 1832 (2016)
- Tittl A et al. *Science* **360** 1105 (2018)
- Landy N I et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402 (2008)
- Zhu H, Yi F, Cubukcu E *Nature Photon.* **10** 709 (2016)
- Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
- Parazzoli C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 107401 (2003)
- Valentine J et al. *Nature* **455** 376 (2008)
- Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M *Science* **339** 1232009 (2013)
- Yu N, Capasso F *Nature Mater.* **13** 139 (2014)
- O'Brien S, Pendry J B *J. Phys. Condens. Matter* **14** 4035 (2002)
- Kuznetsov A I et al. *Sci. Rep.* **2** 492 (2012)
- Moitra P et al. *Nature Photon.* **7** 791 (2013)
- Yang Y et al. *Nature Commun.* **5** 5753 (2014)
- Jahani S, Jacob Z *Nature Nanotechnol.* **11** 23 (2016)
- Kuznetsov A I et al. *Science* **354** aag2472 (2016)
- Staude I, Schilling J *Nature Photon.* **11** 274 (2017)
- Vlasov Yu A et al. *Nature* **414** 289 (2001)
- López J F G, López C, in *Optical Properties of Photonic Structures: Interplay of Order and Disorder* (Boca Raton, FL: CRC Press-Taylor and Francis, 2016) p. 197
- Galisteo-López J F et al. *Phys. Rev. B* **68** 115109 (2003)
- Sakoda K *Optical Properties of Photonic Crystals* 2nd ed. (Berlin: Springer, 2005)
- Joannopoulos J D et al. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* 2nd ed. (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2008)
- Rybin M V et al. *Nature Commun.* **6** 10102 (2015)
- Ashcroft N W, Mermin N D *Solid State Physics* Vol. 1 (New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976); Пер. на русск. яз.: Ашкрофт Н, Мермин Н *Физика твердого тела* Т. 1 (М.: Мир, 1979)
- Shishkin I I et al. *Phys. Rev. B* **89** 035124 (2014)
- Zakhidov A A et al. *Science* **282** 897 (1998)
- Astratov V N et al. *Nuovo Cimento D* **17** 1349 (1995)
- Miguez H et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 1148 (1997)
- Mazurenko D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 213903 (2003)
- Wijnhoven J E G J, Vos W L *Science* **281** 802 (1998)
- Romanov S G et al. *Phys. Rev. E* **63** 056603 (2001)
- Galisteo-López J F et al. *Photon. Nanostruct. Fundament. Appl.* **2** 117 (2004)
- van Driel H M, Vos W L *Phys. Rev. B* **62** 9872 (2000)
- Gajiev G M et al. *Phys. Rev. B* **72** 205115 (2005)
- Baryshev A V et al. *Phys. Rev. B* **76** 014305 (2007)
- Мороз А В, Лимонов М Ф, Рыбин М В, Самусев К Б *ФТТ* **53** 1045 (2011); Moroz A V, Limonov M F, Rybin M V, Samusev K B *Phys. Solid State* **53** 1105 (2011)
- Rybin M V et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 023901 (2009)
- García P D, Sapienza R, López C *Adv. Mater.* **22** 12 (2010)
- Hendrickson J et al. *Opt. Express* **16** 15382 (2008)
- Baryshev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 063906 (2007)
- Rybin M V et al. *Phys. Rev. B* **77** 205106 (2008)
- Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257 (2010)
- Luk'yanchuk B et al. *Nature Mater.* **9** 707 (2010)
- Limonov M F, Rybin M V, Poddubny A N, Kivshar Y S *Nature Photon.* **11** 543 (2017)
- Fano U *Phys. Rev.* **124** 1866 (1961)
- Connerade J-P, Lane A M *Rep. Prog. Phys.* **51** 1439 (1988)
- Poddubny A N, Rybin M V, Limonov M F, Kivshar Y S *Nature Commun.* **3** 914 (2012)
- Ivchenko E L et al. *Phys. Rev. B* **70** 195106 (2004)
- Ивченко Е Л, Поддубный А Н *ФТТ* **55** 833 (2013); Ivchenko E L, Poddubny A N *Phys. Solid State* **55** 905 (2013)
- Poddubny A N, Ivchenko E L *Physica E* **42** 1871 (2010)
- Poddubny A N et al. *Phys. Rev. B* **80** 115314 (2009)
- Poddubny A N et al. *Phys. Rev. B* **77** 113306 (2008)
- Werchner M et al. *Opt. Express* **17** 6813 (2009)
- Goto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 113902 (2008)
- Виноградов А П и др. *УФН* **180** 249 (2010); Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **53** 243 (2010)
- Тиходеев С Г, Гиппиус Н А *УФН* **179** 1003 (2009); Tikhodeev S G, Gippius N A *Phys. Usp.* **52** 945 (2009)
- Hsu C W et al. *Nature* **499** 188 (2013)
- Yang Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 037401 (2014)
- von Neuman J, Wigner E *Phys. Z.* **30** 467 (1929)
- Lee J et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 067401 (2012)
- Friedrich H, Wintgen D *Phys. Rev. A* **32** 3231 (1985)
- Rybin M, Kivshar Yu *Nature* **541** 164 (2017)
- Krasikov S D, Bogdanov A A, Iorsh I V *Phys. Rev. B* **97** 224309 (2018)
- Hirose K et al. *Nature Photon.* **8** 406 (2014)
- Mühlschlegel P et al. *Science* **308** 1607 (2005)
- Liu N et al. *Nature Mater.* **10** 631 (2011)
- Makarov S V et al. *Nano Lett.* **17** 3047 (2017)
- Schelkunoff S A, Friis H T *Antennas. Theory and Practice* (New York: Wiley, 1952); Пер. на русск. яз.: Шелкунов С А, Фриис Г Т *Антенны. Теория и практика* (М.: Сов. радио, 1955)
- Novotny L, van Hulst N *Nature Photon.* **5** 83 (2011)
- Краснок А Е и др. *УФН* **183** 561 (2013); Krasnok A E et al. *Phys. Usp.* **56** 539 (2013)
- Meinzer N, Barnes W L, Hooper I R *Nature Photon.* **8** 889 (2014)
- Taminiau T H et al. *Nano Lett.* **7** 28 (2007)
- Large N et al. *Nano Lett.* **10** 1741 (2010)
- Kim S et al. *Nature* **453** 757 (2008)
- Kinkhabwala A et al. *Nature Photon.* **3** 654 (2009)
- Rybin M V et al. *Opt. Express* **21** 30107 (2013)
- Tribelsky M I, Miroshnichenko A E *Phys. Rev. A* **93** 053837 (2016)
- Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Phys. Rev. A* **59** 2996 (1999)
- Bakker R M et al. *Nano Lett.* **15** 2137 (2015)
- Lu G et al. *Laser Photon. Rev.* **9** 530 (2015)
- Yan J et al. *ACS Nano* **9** 2968 (2015)
- Xi Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 113903 (2016)
- King R W P, Fikioris G J, Mack R B *Cylindrical Antennas and Arrays* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002)

100. Li J, Salandrino A, Engheta N *Phys. Rev. B* **76** 245403 (2007)
101. Curto A G et al. *Science* **329** 930 (2010)
102. Dorfmueller J et al. *Nano Lett.* **11** 2819 (2011)
103. Krasnok A E et al. *Opt. Express* **20** 20599 (2012)
104. Filonov D S et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 201113 (2012)
105. Rybin M V et al. *Phys. Rev. B* **88** 205106 (2013)
106. Tribelsky M I et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 043903 (2008)
107. Tribelsky M I, Miroshnichenko A E, Kivshar Y S *Europhys. Lett.* **97** 44005 (2012)
108. Kong X, Xiao G J. *Opt. Soc. Am. A* **33** 707 (2016)
109. Rituraj, Catrysse P B, Fan S *Opt. Express* **27** 3991 (2019)
110. Leonhardt U *Science* **312** 1777 (2006)
111. Кильдишев А В, Шалаев В М *УФН* **181** 59 (2011); Kildishev A V, Shalaev V M *Phys. Usp.* **54** 53 (2011)
112. Zharova N A et al. *Opt. Express* **20** 14954 (2012)
113. Chen P-Y, Alù A *ACS Nano* **5** 5855 (2011)
114. Kort-Kamp W J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 215504 (2013)
115. Ruan Z, Fan S J. *Phys. Chem. C* **114** 7324 (2010)
116. Edwards B et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 153901 (2009)
117. Rybin M V et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 243901 (2017)
118. Van Bladel J *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **23** 199 (1975)
119. Carletti L et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 033903 (2018)
120. Bogdanov A A et al. *Adv. Photon.* **1** 016001 (2019)
121. Kaatz U *J. Chem. Eng. Data* **34** 371 (1989)
122. Ramakrishna S A *Rep. Prog. Phys.* **68** 449 (2005)
123. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2013); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
124. Johnson P B, Christy R W *Phys. Rev. B* **6** 4370 (1972)
125. Aspnes D E, Studna A A *Phys. Rev. B* **27** 985 (1983)
126. Shelby R A et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 489 (2001)
127. Shelby R A, Smith D R, Schultz S *Science* **292** 77 (2001)
128. Zywiets U et al. *Nature Commun.* **5** 3402 (2014)
129. Дорофеенко А В и др. *УФН* **182** 1157 (2012); Dorofeenko A V et al. *Phys. Usp.* **55** 1080 (2012)
130. Виноградов А П, Дорофеенко А В, Зухди С *УФН* **178** 511 (2008); Vinogradov A P, Dorofeenko A V, Zuhdi S *Phys. Usp.* **51** 485 (2008)
131. Виноградов А П *Электродинамика композитных материалов* (М.: Эдиториал УРСС, 2001)
132. Симовский К Р *Оптика и спектроскопия* **107** 766 (2009); Simovski C R *Opt. Spectrosc.* **107** 726 (2009)
133. Feynman R P, Leighton R B, Sands M *The Feynman Lectures on Physics* Vol. 3 (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1965); Пер. на русск. яз.: Фейнман Р, Лейтон Р, Сэндс М *Фейнмановские лекции по физике* Т. 3 (М.: Эдиториал УРСС, 2016)
134. Jackson J D *Classical Electrodynamics* 3rd ed. (New York: Wiley, 1999)
135. Xu L, Chen H *Nature Photon.* **9** 15 (2015)
136. Дубинов А Е, Мытарева Л А *УФН* **180** 475 (2010); Dubinov A E, Mutaeva L A *Phys. Usp.* **53** 455 (2010)
137. Wolf E, Habashy T J. *Mod. Opt.* **40** 785 (1993)
138. Розанов Н Н *УФН* **181** 787 (2011); Rozanov N N *Phys. Usp.* **54** 763 (2011)
139. Дубинов А Е, Мытарева Л А *УФН* **182** 337 (2012); Dubinov A E, Mutaeva L A *Phys. Usp.* **55** 315 (2012)
140. Щелокова А В и др. *УФН* **185** 181 (2015); Shchelokova A V et al. *Phys. Usp.* **58** 167 (2015)
141. Schurig D et al. *Science* **314** 977 (2006)
142. Guven K et al. *New J. Phys.* **10** 115037 (2008)
143. Semouchkina E et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 233503 (2010)
144. Yu N et al. *Science* **334** 333 (2011)
145. Chong K E et al. *Nano Lett.* **15** 5369 (2015)
146. Sun S et al. *ACS Nano* **11** 4445 (2017)
147. Pendry J B et al. *Science* **337** 549 (2012)
148. Sheng C et al. *Nature Photon.* **7** 902 (2013)
149. Ремнев М А, Климов В В *УФН* **188** 169 (2018); Remnev M A, Klimov V V *Phys. Usp.* **61** 157 (2018)
150. Berry M V et al. *Eur. J. Phys.* **1** 154 (1980)
151. Schmidt R et al. *Sci. Rep.* **7** 1678 (2017)
152. Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M *Nature Commun.* **4** 2807 (2013)
153. Guo T, Argyropoulos C *Opt. Lett.* **41** 5592 (2016)
154. Khorasaninejad M et al. *Nano Lett.* **15** 5358 (2015)
155. Koshelev K et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 193903 (2018)
156. Kodigala A et al. *Nature* **541** 196 (2017)
157. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Физматлит, 2013); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* Vol. 1 (Oxford: Pergamon Press, 1980)
158. Li S V, Kivshar Y S, Rybin M V *ACS Photon.* **5** 4751 (2018)
159. Maslova E E, Limonov M F, Rybin M V *Opt. Lett.* **43** 5516 (2018)
160. Маслова Е Э, Лимонов М Ф, Рыбин М В *Письма в ЖЭТФ* **109** 347 (2019); Maslova E E, Limonov M F, Rybin M V *JETP Lett.* **109** 340 (2019)
161. Khajavikhan M et al. *Nature* **482** 204 (2012)
162. Yu Y et al. *Nature Photon.* **11** 81 (2017)
163. Oulton R F et al. *Nature* **461** 629 (2009)
164. Tung L-C et al. *Phys. Rev. B* **93** 085140 (2016)
165. Glinka Y D et al. *J. Phys. Condens. Matter* **28** 165601 (2016)
166. Stern L, Grajower M, Levy U *Nature Commun.* **5** 4865 (2014)
167. Schmidt M K et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 064301 (2018)
168. Wu C et al. *Nature Mater.* **11** 69 (2012)
169. Piao X et al. *Sci. Rep.* **5** 16585 (2015)
170. Krasnok A, Tymchenko M, Alù A *Mater. Today* **21** (1) 8 (2018)

Resonance effects in photonic crystals and metamaterials (100th anniversary of the Ioffe Institute)

M.V. Rybin*, M.F. Limonov

Ioffe Institute, ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation

E-mail: * m.rybin@mail.ioffe.ru

We review experimental and theoretical studies of resonance effects in electromagnetic spectra of various photonic structures. We briefly represent the history of the research areas related to photonic crystals and metamaterials. Considered initially as two different classes of man-made objects, they are now increasingly frequently analyzed from a common perspective. We focus on the phase transition between the photonic-crystal and metamaterial regimes that is accompanied by the emergence of negative magnetic susceptibility in a purely dielectric 2D structure. The main mechanisms that drive the resonant processes related to extended (i.e., nonlocal) Bragg resonances in photonic crystals and local resonances on individual structural elements of metamaterials are considered. We discuss in detail the electromagnetic properties of weakly absorbing dielectric particles with a high refractive index that exhibit, in addition to electrical resonances, intensive magnetic Mie resonances. The importance of this area is evidenced by the vast number of research that aim at creating the elemental base of photonics.

Keywords: photonic crystals, metamaterials, optical antennas, Mie resonances, resonance effects, photonic phase transitions, Fano resonance, metasurfaces

PACS numbers: **42.25** - p, **42.70**.Qs, **78.67**.Pt

Bibliography — 170 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (8) 881–898 (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.03.038543>

Received 7 September 2018, revised 28 February 2019

Physics – Uspekhi **62** (8) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.03.038543>