

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 621.378.33

Суперрезонанс: открытие, которое не было сделано более 100 лет назад

И.В. Минин[✉], О.В. Минин*

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30*

Поступила в редакцию 19.09.2023;
после доработки 17.10.2023;
принята к печати 18.10.2023

Теория Лоренца–Ми, описывающая рассеяние света сферическими частицами, была создана в 1908 г. Тем не менее большинство открытий, сделанных в течение последних 30 лет (например, фотонные струи, резонанс Фано, оптические анаполи, оптические вихри, акустические струи), могут быть описаны в рамках этой теории – они были «зашифрованы» в формулах Лоренца–Ми и фактически просто ждали, пока кто-нибудь их «расшифрует». В статье кратко рассмотрен новый эффект – суперрезонанс (и сопутствующий ему резонанс Фано крайне высокого порядка) в диэлектрических мезоразмерных сферах. Суперрезонанс позволяет генерировать магнитные поля с гигантской интенсивностью в «горячих точках» (полюсах) диэлектрической сферы. Этот эффект также можно объяснить с помощью теории Лоренца–Ми, однако он оставался скрытым внутри точного решения этой теории в течение почти 120 лет!

Ключевые слова: теория Ми, резонанс Фано высокого порядка, мезоразмерная сферическая частица, мезотроника, суперрезонанс, гигантские магнитные поля; Mie theory, high-order Fano resonance, mesoscale spherical particle, mesotronics, superresonance, giant magnetic field.

Введение

Почему небо на восходе и заходе солнца алое, а днем голубое? Во времена от Аристотеля и до Ньютона цвет неба рассматривался как результат «смешения света и тьмы», а Леонардо да Винчи предложил гипотезу, что голубой цвет неба есть смесь белого света, отражаемого атмосферой, с чернотой мирового пространства [1]. Ньютон утверждал, что голубой цвет неба обусловлен рассеянием света на мельчайших каплях воды в атмосфере [1]. Р. Клаузиус в 1847 г. на основании расчетов показал, что облако, состоящее из капелек малого размера, должно значительно увеличивать видимые размеры небесных светил. А цвет неба можно объяснить, если капли воды представить в виде тонкостенных пузырьков большого радиуса [1]. Э. Брюке в 1853 г. экспериментально продемонстрировал, что голубой цвет неба может быть обусловлен рассеянием света малыми частицами, которые не отражают излучение зеркально [2]. На самом деле цвета, которые мы видим на небе, образуются от солнечного света, который рассеивается частицами в атмосфере и описывается так называемым рэлеевским рассеянием: чем больше аэрозолей в атмосфере,

тем красочнее небо [3, 4]. Аналогичные необычные оптические эффекты рассеяния света на частицах размером, сравнимым с длиной волны, наблюдались во взвешях мелкодисперсной серы еще более века назад [5]. Более подробно хронологию исследований данного вопроса можно найти в обзорах [1, 2]. Многие открытия, сделанные в течение последних 30 лет в области оптики сферических диэлектрических частиц, такие как эффект фотонной струи, оптических анаполей и оптических вихрей и другие, могут быть описаны на основе теории Лоренца–Ми. Ниже приведена краткая история открытия еще одного оптического эффекта – суперрезонанса, также многие годы «скрытого» внутри точного решения этой теории.

Теория Ми

Для объяснения вышеупомянутых эффектов исследования лорда Рэля были развиты независимо Л. Лоренцем, А. Лава и П. Дебаем. Полное аналитическое решение проблемы рассеяния электромагнитных волн на сфере было получено Лоренцем в 1890 г. в виде бесконечной серии так называемых парциальных волн. Однако наибольшее распространение получила опубликованная в 1908 г. теория Густава Ми [6], справедливая для любого размера сферы (в длинах волн). В отличие от теории

* Игорь Владиленович Минин (prof.minin@gmail.com); Олег Владиленович Минин.

Лава [7], Ми кроме математической модели сопоставил основные выводы своей теории с оптическими свойствами коллоидных взвесей металлов, что сделало ее необычайно популярной (рис. 1).

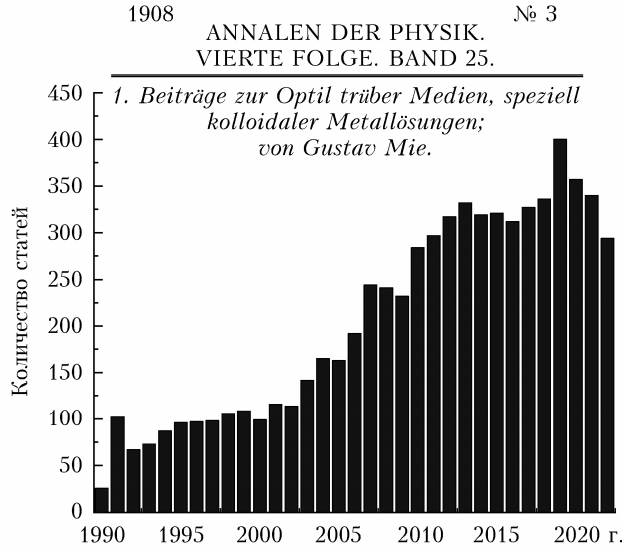


Рис. 1. Статистика опубликованных статей со ссылками на теорию Ми [6] по данным WoS за последние 30 лет. Первый пик публикаций после 1990 г. коррелирует с появлением плазмоники

Несмотря на более чем 100-летнюю историю изучения рассеяния света на сферических частицах, современные исследования позволили раскрыть неожиданные особенности аномального рассеяния Ми на малых, по сравнению с длиной волны, частицах. К ним, в частности, относятся: сложная структура ближнего поля с оптическими вихрями, оптические резонансы с инвертированной иерархией и т.п. [7–9]. Кроме того, аномальное рассеяние света на малых частицах демонстрирует квантовые резонансы Фано [9], которые могут иметь характерный асимметричный профиль с близкими локальными минимумом и максимумом. Такая нелоренцевская форма линии соответствует конструктивной и деструктивной интерференции разных собственных мод. При этом, например, деструктивная интерференция может привести к существенному подавлению рассеяния в заданном направлении. Заметим, что в изначальной квантово-механической теории Фано [10] диссипация как таковая отсутствует, в то время как в оптических резонансах Фано она существенна.

Напомним, что в соответствии с теорией Ми (часто называемой теорией Лоренца–Ми) [7, 11] рассеяние плоской линейно поляризованной электромагнитной волны на однородной сферической частице математически может быть записано в виде бесконечного ряда парциальных волн, каждая из которых представляется в виде суммы электрической и магнитной мод [11]. В сферических координатах $[r, \theta, \varphi]$ компоненты поля плоской волны с линейной поляризацией могут быть записаны как [11]:

$$E_r = e^{ik_m r \cos \theta} \sin \theta \cos \varphi,$$

$$H_r = \sqrt{\epsilon_m} e^{ik_m r \cos \theta} \sin \theta \sin \varphi,$$

$$E_\theta = e^{ik_m r \cos \theta} \cos \theta \cos \varphi,$$

$$H_\theta = \sqrt{\epsilon_m} e^{ik_m r \cos \theta} \cos \theta \sin \varphi,$$

$$E_\varphi = -e^{ik_m r \cos \theta} \sin \varphi,$$

$$H_\varphi = -\sqrt{\epsilon_m} e^{ik_m r \cos \theta}.$$

Внутреннее поле немагнитной сферы определяется из выражений

$$E_r^{(p)} = \frac{\cos \varphi}{(k_p r)^2} \sum_{n=1}^{\infty} n(n+1) {}^e A_n \Psi_n(k_p r) P_n^{(l)}(\cos \theta),$$

$$E_\theta^{(p)} = \frac{\cos \varphi}{k_p r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[{}^e A_n \Psi'_n(k_p r) P_n^{(l)}(\cos \theta) \sin \theta - i {}^m A_n \Psi_n(k_p r) \frac{P_n^{(l)}(\cos \theta)}{\sin \theta} \right],$$

$$E_\varphi^{(p)} = \frac{\sin \varphi}{k_p r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[{}^e A_n \Psi'_n(k_p r) \frac{P_n^{(l)}(\cos \theta)}{\sin \theta} - i {}^m A_n \Psi_n(k_p r) P_n^{(l)}(\cos \theta) \sin \theta \right],$$

$$H_r^{(p)} = \frac{\sqrt{\epsilon_m} \sin \varphi}{(k_p r)^2} \sum_{n=1}^{\infty} n(n+1) {}^m A_n \Psi_n(k_p r) P_n^{(l)}(\cos \theta),$$

$$H_\theta^{(p)} = i \frac{\sin \varphi}{k_0 r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[{}^e A_n \Psi_n(k_p r) \frac{P_n^{(l)}(\cos \theta)}{\sin \theta} + i {}^m A_n \Psi'_n(k_p r) P_n^{(l)}(\cos \theta) \sin \theta \right],$$

$$H_\varphi^{(p)} = i \frac{\cos \varphi}{k_0 r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[{}^e A_n \Psi_n(k_p r) P_n^{(l)}(\cos \theta) \sin \theta + i {}^m A_n \Psi'_n(k_p r) \frac{P_n^{(l)}(\cos \theta)}{\sin \theta} \right].$$

Здесь ϵ_m — диэлектрическая проницаемость; k_m и k_p — волновые числа среды и частицы соответственно.

Эффективности внешнего и внутреннего рассеяния математически связаны с выражениями для двух пар комплексных коэффициентов рассеяния (a_l, b_l) и (c_l, d_l) , которые выражаются через комбинации сферических функций Неймана, Бесселя и их производных [11]. Коэффициенты рассеяния для вычисления полей могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} {}^e B_n &= i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n, & {}^m B_n &= i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n, \\ {}^e A_n &= i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n, & {}^m A_n &= i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$a_n = \frac{y \Psi'_n(x) \Psi_n(y) - x \Psi_n(x) \Psi'_n(y)}{y \zeta'_n(x) \Psi_n(y) - x \zeta_n(x) \Psi'_n(y)},$$

$$\begin{aligned}
b_n &= \frac{y\Psi_n(x)\Psi'_n(y) - x\Psi_n(y)\Psi'_n(x)}{y\zeta'_n(x)\Psi'_n(y) - x\zeta'_n(x)\Psi'_n(y)}, \\
c_n &= \frac{y\zeta_n(x)\Psi'_n(x) - y\zeta'_n(x)\Psi_n(x)}{y\zeta'_n(x)\Psi'_n(y) - x\zeta'_n(x)\Psi'_n(y)}, \\
d_n &= \frac{y\zeta'_n(x)\Psi_n(x) - y\zeta_n(x)\Psi'_n(x)}{y\zeta_n(x)\Psi'_n(y) - x\zeta'_n(x)\Psi'_n(y)}. \quad (2)
\end{aligned}$$

Здесь $x = k_m a$ и $y = k_p a$, a — радиус сферической частицы;

$$P_n^m(\cos\theta) \equiv \frac{(1 - (\cos\theta)^2)^{m/2}}{2^n n!} \frac{d^{n+m}}{d(\cos\theta)^{n+m}} ((\cos\theta)^2 - 1),$$

$$m \geq 0;$$

$$P_n^m(\cos\theta) \equiv (-1)^{-m} \frac{(n+m)!}{(n-m)!} P_n^{-m}(\cos\theta), \quad m < 0$$

— функции Лаггера;

$$h_n^l(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} H_{n+(1/2)}^{(l)}(\rho)$$

— сферическая функция Ханкеля;

$$j_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{n+(1/2)}(\rho)$$

— сферическая функция Бесселя;

$$\zeta_n(x) = x h_n^{(1)}(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+(1/2)}^{(1)}(x);$$

$$\Psi_n(x) = \rho j_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{n+(1/2)}(x);$$

$$\zeta'_n(x) = \frac{\partial \zeta_n(x)}{\partial x}; \quad \Psi'_n(x) = \frac{\partial \Psi_n(x)}{\partial x}$$

— производные соответствующих функций [11].

Полная эффективность внешнего рассеяния представлена суммой частичных эффективностей рассеяния мультиполя n -го порядка:

$$Q_{\text{scat}} = \sum_{n=1}^{\infty} ({}^e Q_n + {}^m Q_n),$$

где

$${}^e Q_n = \frac{2(2n+1)}{y^2} |a_n|^2, \quad {}^m Q_n = \frac{2(2n+1)}{y^2} |b_n|^2 \quad (3)$$

описывают излучение, связанное с электрической и магнитной поляризуемостью соответственно. Заметим, что из (2) следует, что в случае идентичности показателя преломления среды и частицы коэффициенты (c_n , d_n) равны.

Диэлектрические частицы и новые оптические явления

Как известно, «le bon Dieu est dans le detail» [12]. Из формул Ми (1), (2) следует известная зависимость эффективности рассеяния от показателя преломления (точнее, контраста показателя преломления) сферической частицы. Так, для показателя преломления n , близкого к единице, линии эффек-

тивностей различных мультиполей существенно перекрываются друг с другом, что делает невозможным их селективное возбуждение и, следовательно, управление характеристиками рассеяния сферической частицы. При увеличении показателя преломления и малой диссипации в материале сферы возрастает поляризуемость частицы, что приводит к возрастанию резонансной амплитуды мод, собственная частота которых совпадает с частотой облучающей электромагнитной волны. А это означает высокую добротность соответствующего резонанса. Следовательно, резонансные линии различных собственных мод слабо перекрываются. Поэтому становится возможным возбуждение отдельных собственных мод за счет правильного выбора параметра размера Ми $x = ka$ сферы и ее показателя преломления.

Длина волны излучения в материале диэлектрической частицы меньше падающей длины волны в n раз, поэтому при диаметре частицы, сравнимом с длиной волны внутри сферы, мода сферической частицы с относительно высоким значением показателя преломления представляет собой магнитную дипольную моду, что связано с возбуждением циркулирующего тока поляризации внутри этой частицы. Следовательно, для любой сферы конечного размера всегда найдется такое значение показателя преломления ее материала, при котором длина волны излучения внутри частицы будет сопоставимой с ее радиусом. Существенно, что резонансы в диэлектрических сферах не фиксированы. Меняя параметр размера Ми x частицы и параметры внешнего окружения, можно контролируемо изменять спектральное положение и интенсивность резонансов.

Диэлектрические частицы с параметром размера Ми x порядка 10 [13–16] (диаметр частицы больше или равен длине волны) занимают малоисследованную нишу между наночастицами ($x < 1$) и частицами, для которых справедливы законы геометрической оптики ($x \sim 100$) [14]. Несмотря на то что локализованное поле ограничено диаметром сфер порядка $d > \lambda$, в последнее время для таких частиц обнаружен ряд новых важных оптических эффектов и свойств, отличных от таковых для малых частиц [16–18].

В диэлектрических частицах с низким показателем преломления (< 2) [14] был обнаружен и наблюдался ряд интересных явлений, нашедших многочисленные применения. Например, оптические сингулярности сложной внутренней структуры, которые образуют две «горячие точки» вблизи полюсов частиц [19], моды шепчущей галереи (МШГ). Заметим, что возможность создания диэлектрических резонаторов при полном внутреннем отражении от поверхности осесимметричного тела впервые продемонстрировал Р. Рихтмайер в 1939 г. [20]. Получение изображений со сверхвысоким разрешением, преодолевающим дифракционный предел, на основе МШГ было представлено в [14, 21]. В диэлектрических сферах с малым показателем преломления также были продемонстрированы сильная связь молекул с полостью [22], нерезонансные эффекты

фотонной струи [14, 23] и эффекты структурированных полей в форме фотонных крючков и петель, открытых в 2015 г. [24]. Последние упомянутые эффекты позволяют создать новый класс оптических ловушек для анизотропных нанообъектов [25, 26], оптических переключателей и т.д.

Все вышеперечисленное открывает новые направления исследований благодаря мезомасштабным диэлектрическим частицам с контрастом показателя преломления < 2 . Более того, эти открытия подчеркивают потенциал диэлектрических мезоразмерных частиц для различных приложений не только во всем электромагнитном спектре, но и в плазмонике и акустике [27, 28], а наличие ряда уникальных приложений указывает на новое перспективное направление в оптике, получившее название мезотроника [16, 28].

Эффект суперрезонанса

Управление оптическим излучением предполагает возможность регулирования электрической и особенно магнитной компонентами одновременно. Но на оптических частотах в связи с уменьшением вклада спиновых состояний электрона магнитный отклик материалов, встречаемых в природе, крайне мал. Б. Лукьянчук с коллегами [29] показал, что диэлектрические частицы с малым параметром размера Ми и высоким показателем преломления могут обладать наведенными магнитными моментами. Примечательно, что «магнитный свет» может наблюдаться в локализованных пучках (фотонных струях, крючках) и для мезоразмерных трехмерных частиц произвольной формы [28].

Среди упомянутых выше эффектов выделим недавно открытый эффект суперрезонанса. В работах [30, 31] было продемонстрировано, что слабо рассеивающие мезоразмерные диэлектрические сферы, расположенные в вакууме, могут поддерживать резонансы Фано очень высокого порядка. Суть рассматриваемого эффекта заключается в том, что для сферической слабодиссипативной диэлектрической частицы мода внутреннего резонанса высокого порядка интерферирует со всеми остальными модами. В результате такой интерференции резонансная линия имеет характерную форму резонанса Фано [10], которая наблюдается и для спектров напряженности электрического и магнитного полей на поверхности частицы [31]. Именно моды низкого порядка, формирующие фотонную струю низкой интенсивности, ответственны за асимметрию резонансной линии.

Другая особенность этого эффекта заключается в том, что в «горячих точках» [32] на полюсах сферы [30, 31, 33, 34], обусловленных специфическим поведением внутренних мод Ми, коэффициенты усиления напряженности магнитного и электрического полей могут достигать экстремально высоких значений (рис. 2), сравнимых с магнитными полями в нейтронных звездах. В окрестности

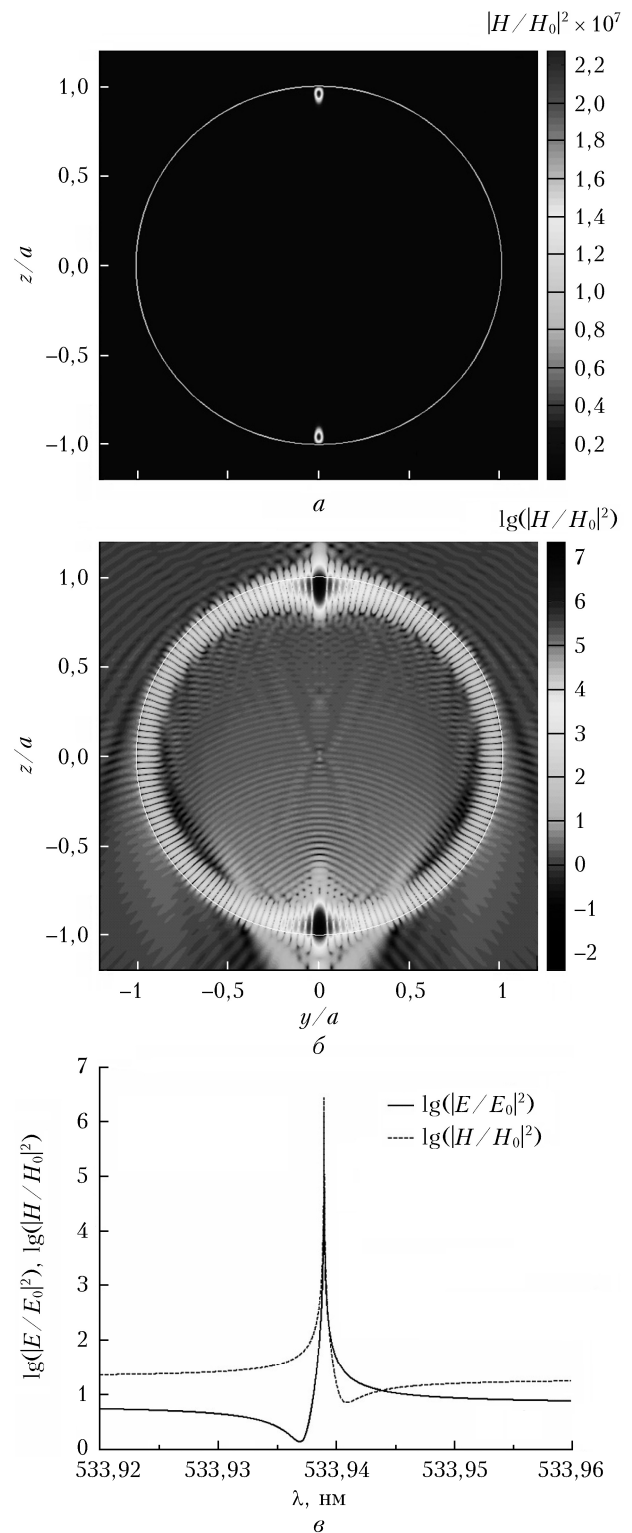


Рис. 2. Распределения нормированных на падающую волну интенсивностей магнитного поля на линейной (а) и логарифмической шкале (б) и структура резонанса Фано (в) для капли воды с параметром размера Ми $\chi \sim 70$ и номером резонансной моды $n = 86$. Адаптировано из [33]

«горячих точек» структура поля определяется в основном резонансной модой, распределение интенсивности которой имеет симметричный вид. Остальные

моды малого порядка ответственны за асимметрию распределения поля в окрестности этих точек. В области таких «горячих точек» наблюдается высокая степень локализации магнитных и электрических полей, превышающая дифракционный предел как внутри частицы, так и на ее поверхности [23, 30, 31, 33, 34]. Последнее связано с образованием областей, в которых значения локальных волновых векторов могут на порядки превышать значение волнового вектора падающей волны [15] из-за наличия оптических нановихрей. Существенно, что наличие нановихрей не связано с особенностями падающего оптического поля, а обусловлены исключительно рассеянием плоской линейно поляризованной волны, которая никаких особенностей не имеет.

Учитывая, что, как указывалось выше, резонансы в диэлектрических сферах не фиксированы (спектральное положение можно контролируемо изменять в зависимости от параметра размера Ми и параметров внешнего окружения), суперрезонансом называется резонанс, соответствующий максимальной интенсивности рассеянного поля из всего спектра резонансных линий в заданном диапазоне параметров размера Ми сферы (подробнее см. [31]).

Другой его особенностью является очень сложная трудно предсказуемая циркуляция энергии вблизи поверхности и внутри частицы, что приводит к возникновению оптических нановихрей [33] и других особенностей вектора Умова–Пойнтинга [28, 31, 34]. Отметим, что на удивление малая диссипация энергии в материале сферы может не ухудшать, как казалось бы, а наоборот, способствовать субдифракционной локализации поля [30, 34]. Основы физики этого эффекта также можно объяснить с помощью теории Ми, описывающей рассеяние света сферическими частицами: амплитуда резонансного внутреннего коэффициента рассеяния Ми при внесении малой диссипации в материал сферы может резко (порядка 20%) увеличиваться [34]. Заметим, что магнитная проницаемость в оптическом диапазоне обычно равна единице и диссипация связана в основном с электрическим полем, а ее наличие вносит асимметрию магнитного и электрического полей. В видимом диапазоне приемлемыми материалами с небольшой диссипацией (коэффициент поглощения на уровне 10^{-7}) являются, например, боросиликатное стекло, стекло OHARA-PBH (OHARA S-LAM7) и полиэстер, облученный ионами H^+ [35].

В теории Ми знаменатели амплитуд (a_n, c_n) и (b_n, d_n) одинаковы, т.е. положения этих резонансов близки, однако числители коэффициентов (c_n, d_n) никогда не стремятся к нулю. В результате значения амплитуд c_n и d_n не ограничиваются единицей, как амплитуды a_n и b_n в (2) [14, 31], а увеличиваются с ростом параметра размера Ми и показателя преломления. Полная эффективность внутреннего рассеяния может быть представлена суммой частичных эффективностей внутреннего рассеяния аналогично (3) [31]:

$$Q_{\text{int}} = \sum_{n=1}^{\infty} ({}^e F_n + {}^m F_n),$$

где

$${}^e F_n = \frac{2(2n+1)}{y^2} |c_n|^2, \quad {}^m F_n = \frac{2(2n+1)}{y^2} |d_n|^2. \quad (4)$$

Подробный анализ амплитуд коэффициентов рассеяния Ми (c_n, d_n) при суперрезонансе показывает, что основной фактор, ответственный за это явление, — сильное рассеяние одиночной моды высокого порядка во внутреннем электрическом или магнитном поле частицы. При резонансе (ТЕ- или ТМ-волны) модуль соответствующего парциального коэффициента (c_n или d_n) резко возрастает. Например, из выражений для парциальных коэффициентов c_n и d_n (2) можно записать необходимые условия для достижения резонанса:

$$\begin{aligned} \min [y \zeta'_n(x) \Psi_n(y) - x \zeta_n(x) \Psi'_n(y)], \\ \min [y \zeta_n(x) \Psi'_n(y) - x \zeta'_n(x) \Psi_n(y)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Для недиссипативных сфер (без потерь на поглощение) мнимая часть парциальных коэффициентов при резонансе равна нулю. Как следует из приведенных соотношений, четыре переменные — параметр размера Ми, номер резонансной моды и показатели преломления среды и материала сферы (через параметр Ми) — являются величинами, правильный выбор которых позволит добиться выполнения условия (5). Чем точнее будут выполнены условия (5) (для ТЕ- и ТМ-волн в зависимости от необходимости), тем точнее будут локализован соответствующий резонанс. Тенденция зависимости ширины и интенсивности резонансной линии от шага дискретизации (точности) параметра размера Ми для интенсивности электрического поля ранее была продемонстрирована в [36]. Например, для сферы из боросиликатного стекла [34] с параметром размера Ми $y \sim 30$ по мере роста точности дискретизации (уменьшения Δy с 10^{-4} до 10^{-9}) пиковая величина рассчитанного Q_{int} (4) увеличивается с $\sim 4 \cdot 10^3$ до $\sim 10^5$, а для сферы с $y = 36,0782$ — с $\sim 4,7 \cdot 10^4$ до $\approx 5 \cdot 10^6$ (рис. 3).

Чем точнее локализован резонанс, тем меньше ширина резонансной линии и выше ее интенсивность. Отметим, что с ростом показателя преломления материала сферы уменьшается номер резонансной моды и растет максимально достижимая интенсивность поля в резонансе. Однако для показателя преломления > 2 локализация поля смещается по направлению от внешней границы сферы к ее центру, что качественно можно объяснить на основе формулы для фокуса сферической линзы. В свою очередь, увеличение размера сфер приводит к возбуждению более выраженных сверхрезонансных мод с более сильной локализацией поля [33].

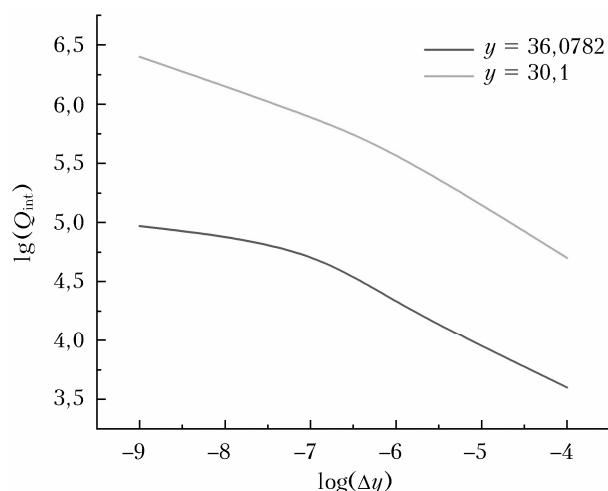


Рис. 3. Зависимость пиковой величины рассчитанного внутреннего рассеяния от точности дискретизации параметра размера Ми сферы Δy для двух резонансных значений параметра размера Ми боросиликатной сферы

Частица, окруженная вакуумом, является никогда не реализуемой в реальных физических условиях моделью. Поэтому исследование влияния параметров окружающей сферу среды поднимает рассматриваемые эффекты на гораздо более высокий уровень. Так, замена окружающей среды с вакуума на воздух приводит к смещению резонанса и его интенсивности, которые, однако, можно скорректировать изменением резонансного значения параметра размера Ми сферы [37].

Для многослойной сферической частицы (при концентрическом расположении слоев), как и для полый сферы, являющейся примером двуслойной частицы, появляется дополнительная степень свободы: меняя пространственное расположение слоев и их комплексные показатели преломления, можно управлять положением различных резонансов, в том числе добиваться их вырождения. Этот эффект был недавно продемонстрирован в [38, 39] для генерации гигантских магнитных полей в полый (цено-сфера) сфере. При этом концепция «резонатор в резонаторе», когда размеры внешнего и внутреннего радиусов диэлектрического слоя выбираются из условия суперрезонансов, позволяет дополнительно на порядок увеличить интенсивность магнитного поля [39]. Аналогичные структура поля и эффект суперрезонанса, как показало моделирование, будут наблюдаться, например, и для диэлектрических сфер с тонким металлическим покрытием. Математически выражения, связывающие различные парциальные сечения с коэффициентами рассеяния, формально совпадают с таковыми для однослойной частицы [40], однако сами коэффициенты рассеяния определяются через рекуррентные соотношения, число которых зависит от количества слоев сферы.

Поскольку при суперрезонансе наблюдается гигантское усиление магнитного и электрического полей, то увеличить уровень, например, магнитного поля возможно путем усиления мощности падающе-

го импульсного излучения. Однако стандартное решение Лоренца–Ми для диэлектрической сферы представляет собой линейную теорию, которая справедлива, когда можно пренебречь нелинейными эффектами. Но повышение мощности импульсного лазерного излучения может привести к проявлению сильной оптической нелинейности материала сферы за счет развития эффекта Керра и генерации плазмы свободных электронов в области «горячих точек» [41, 42].

Задача рассеяния ультракороткого импульса на сферической частице может быть решена методом спектрального Фурье-анализа, впервые, по-видимому, предложенного в [43], где теория Лоренца–Ми была обобщена для случая сферической частицы, облучаемой импульсом конечной длины. Данный метод позволяет свести задачу о рассеянии импульса к рассеянию на сфере набора монохроматических Фурье-гармоник. При этом рассеивающие свойства сферы характеризуются функцией спектрального отклика, представляющей собой классические ряды Ми, записанные для всех частот из спектра исходного импульса [44, 45]. Поскольку фемтосекундный лазерный импульс имеет широкий спектр, при облучении им сферической частицы практически всегда можно наблюдать резонансное возбуждение внутреннего оптического поля, при котором собственная частота высокодобротной резонансной моды частицы попадает в центральную часть спектра падающего излучения. Этим частично можно компенсировать недостаточную точность изготовления сферы (диаметра).

Суперрезонанс, как было упомянуто выше, характеризуется высокой чувствительностью к изменению не только параметра размера Ми, но также и оптических свойств материала частицы и среды. Гигантское увеличение внутреннего поля в «горячих точках» диэлектрической сферы при суперрезонансе за счет резонанса Фано высокого порядка может быть причиной понижения порога ионизации [46] до уровня, аналогичного порогу ионизации мономеров в фемтосекундных импульсах [47] и эффективной генерации суперконтинуума [48]. Оказалось, что в определенном диапазоне интенсивности конкуренция керровской и плазменной оптических нелинейностей может остановить и обратить назад стоксовое смещение резонанса за счет эффекта Керра.

Кроме того оптическая ионизация и плазмообразование в объеме собственной моды в окрестности горячих точек понижают интенсивность магнитного суперрезонанса и приводят к его частотному дроблению [49]. Поэтому с точки зрения генерации экстремальных магнитных полей мощность лазерного излучения, падающего на сферическую частицу (во взаимосвязи с оптическими свойствами материала этой частицы), сверху ограничена величинами, при которых плазмообразование в «горячих точках» не существенно.

Заключение

Знание основ теории и особенностей электромагнитного рассеяния необходимо для правильного понимания физики взаимодействия излучения с объектами. Исследования диэлектрических сферических частиц имеют большое практическое значение для широкого круга задач: от лазерного мониторинга атмосферы и сред [1, 2, 5, 7, 8, 50, 51] до диагностики материалов, микроскопии [14] и разработки оптических детекторов излучения [52, 53]. Как было показано выше, мезомасштабные [54, 55] диэлектрические сферы способны усиливать магнитное и электрическое взаимодействие света и материи на десятки порядков посредством зависящих от геометрии оптических резонансов Фано высокого порядка и генерации оптических вихрей внутри частицы. При этом экстремальный уровень генерируемых резонансных интенсивностей (относительно соответствующих интенсивностей в падающей волне) магнитного и электрического полей составляет порядка $10^6 - 10^8$ при разумной точности параметра размера Ми сферы. Локализация поля в области полюсов сферы («горячих точках») существенно меньше дифракционного предела, хотя для частиц с показателем преломления < 2 это является сложной задачей [14].

Более того, на удивление малая диссипация энергии в материале сферы может не ухудшать, а способствовать субдифракционной локализации поля: амплитуда резонансного внутреннего коэффициента рассеяния Ми при внесении малой диссипации в материал сферы может резко (порядка 20%) увеличиваться [34]. Примечателен тот факт, что эти эффекты удалось продемонстрировать не только в оптическом, инфракрасном и терагерцовом диапазонах, но и перенести в акустику [54] с привлечением соответствующего математического аппарата [55].

Таким образом, за последние 30 лет были сделаны новые открытия, причем подавляющее большинство связанных с ними физических явлений можно описать с помощью точного аналитического решения уравнений Максвелла для сферических частиц. Эти открытия были «зашифрованы» в формулах теории Лоренца–Ми, предложенной еще в 1908 г. Данная аналитическая теория до сих пор является основой для анализа различных оптических явлений, возникающих в результате резонансов Ми, связанных с возбуждением магнитных и электрических мод, поддерживаемых сферическими частицами. В частности, к ним относятся: эффект фотонной струи, резонанс Фано в плазмонных и метаматериалах с малым параметром размера Ми, резонанс Фано крайне высокого порядка в диэлектрических мезочастицах и резонансы Фано во временной области [56, 57], оптические анаполи [14, 16], образование нановихрей [14], акустическая струя [27], некоторые оптические эффекты в микрокаплях [58, 59].

Классическая теория рассеяния Лоренца–Ми может быть модифицирована и для решения задач

рассеяния света на кластере оптически подобных сферических частиц [60]. К упомянутому выше списку оптических эффектов теперь можно добавить эффект суперрезонанса, который также мог быть открыт в уже далеком 1908 г.

Мы убеждены, что обнаружение новых свойств резонансов Ми продолжает вдохновлять ученых на новые открытия, которые еще ждут своего исследователя. Однако, как сказал Лагранж о Ньюtone, «такие случайности встречаются только с людьми, которые их заслуживают» [61].

Благодарности. Работа выполнена в рамках Программы развития Томского политехнического университета.

Список литературы

1. Хвостиков И.А. Теория рассеяния света и ее применение к вопросам прозрачности атмосферы и туманов // Успехи физ. наук. 1940. № 24. С. 165–227.
2. Розенберг Г.В. Рассеяние света в земной атмосфере (Очерк к 150-летию открытия Араго поляризации света дневного неба и 100-летию открытия Гови поляризации света при рассеянии) // Успехи физ. наук. 1960. № 71. С. 173–213.
3. Rayleigh L. XXXIV. On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky // Philos. Mag. 1899. V. 47, N 287. P. 375–384.
4. Young A.T. Rayleigh scattering // Phys. Today. 1982. V. 35, N 1. P. 42–48.
5. Keen B., Porter A. On the diffraction of light by particles comparable with the wavelength // Roy. Soc. Proc. A. 1913. V. 89. P. 370.
6. Mie G. Beitrage zur Optik truber Medien speziell kolloidaler Goldlosungen (Contributions to the optics of diffuse media, especially colloid metal solutions) // Ann. Phys. 1908. V. 25. P. 377–445.
7. Optical Effects Associated with Small Particles / R.K. Chang (Yale), P.W. Barber (Clarkson) (eds.). Singapore: World Scientific, 1988. 360 p.
8. Kerker M. The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. Elsevier Science, 2013. 688 p.
9. Luk'yanchuk B., Miroshnichenko A., Kivshar Y. Fano resonances and topological optics: An interplay of far- and near-field interference phenomena // J. Opt. 2013. V. 15. P. 073001.
10. Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1866–1878.
11. Bohren C., Huffman D. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1998. 530 p.
12. Fernandez-Dols J., Carrera P. Le bon dieu est dans le detail: Is smiling the recognition of happiness? // Behav. Brain Sci. 2010. V. 33, N 6. P. 446–447.
13. Minin O.V., Minin I.V. Optical phenomena in mesoscale dielectric particles // Photonics. 2021. V. 8, N 12. 591 p.
14. Luk'yanchuk B., Bekirov A., Wong Z., Minin I.V., Minin O.V., Fedyanin A. Optical phenomena in dielectric spheres with the size of several light wavelength (review) // Phys. Wave Phenomena. 2022. V. 30, N 5. P. 283–297.
15. Minin O.V., Minin I.V. Unusual optical effects in dielectric mesoscale particles // Proc. SPIE. 2022. P. 121930E. DOI: 10.1117/12.2634315.

16. Minin I.V., Minin O.V., Luk'yanchuk B.S. Mesotronic era of dielectric photonics // *Proc. SPIE*. 2022. DOI: 10.1117/12.2634133.
17. Tonkaev P., Kioshar Y. All-dielectric resonant meta-photonics: Opinion // *Opt. Mater. Express*. 2022. V. 12. P. 2879–2885.
18. Coe B., Olmos-Trigo J., Qualls D., Alexis M., Szczereba M., Abujetas D.R., Biswas M., Manna U. Unraveling dipolar regime and Kerker conditions in mid-index mesoscale dielectric materials // *Adv. Opt. Mater.* 2023. V. 11, N 3. P. 2202140.
19. Yue L., Yan B., Monks J., Dhama R., Jiang C., Minin O.V., Minin I.V., Wong Z. Full three-dimensional Poynting vector flow analysis of great field-intensity enhancement in specifically sized spherical-particles // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 20224.
20. Richtmyer R.D. Dielectric resonators // *J. Appl. Phys.* 1939. V. 10. P. 391–398.
21. Minin I.V., Minin O.V., Cao Y., Yan B., Wong Z., Luk'yanchuk B. Photonic lenses with whispering gallery waves at Janus particles // *Opto-Electron. Sci.* 2022. N 1. P. 210008.
22. Vasista A.B., Dias E.J.C., de Abajo F.J.G., Barnes W.L. Role of symmetry breaking in observing strong molecule-cavity coupling using dielectric microspheres // *Nano Lett.* 2022. V. 22. P. 6737.
23. Lock J.A., Adler C.L., Hovenac E.A. Exterior caustics produced in scattering of a diagonally incident plane wave by a circular cylinder: Semiclassical scattering theory analysis // *J. Opt. Soc. Am.* 2000. V. A17. P. 1846–1856.
24. Minin I.V., Minin O.V. *Diffraction Optics and Nanophotonics: Resolution Below the Diffraction Limit*. Berlin: Springer, 2016. 75 p.
25. Minin O.V., Chen W.-Y., Chien S.-C., Cheng C.-H., Minin I.V., Liu C.-Y. In-plane subwavelength optical capsule for lab-on-a-chip nano-tweezers // *Opt. Lett.* 2022. V. 47. P. 794–797.
26. Minin O.V., Minin I.V., Cao Y. Time domain self-bending photonic hook beam based on freezing water droplet // *Sci. Rep.* 2023. V. 13. P. 7732.
27. Minin O.V., Minin I.V. *The Photonic Hook. From Optics to Acoustics and Plasmonics*. Berlin: Springer, 2021. 77 p.
28. Minin I.V., Minin O.V. Mesotronics: Some new, unusual optical effects // *Photonics*. 2022. V. 9. P. 762.
29. Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Fu Y.H., Jing-Bo Z., Luk'yanchuk B.S. Magnetic light // *Sci. Rep.* 2012. V. 2. P. 492.
30. Yue L., Wang Z., Yan B., Monks J., Joya Y., Dhama R., Minin O.V., Minin I.V. Super-enhancement focusing of teflon spheres // *Ann. Phys.* 2020. V. 532. P. 2000373.
31. Wanc Z., Luk'yanchuk B., Yue L., Yan B., Monks J., Dhama R., Minin O.V., Minin I.V., Huang S., Fedyanin A. High order Fano resonances and giant magnetic fields in dielectric microspheres // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 20293.
32. Calandrini E., Cerea A., De Angelis F., Zaccaria R., Toma A. Magnetic hot-spot generation at optical frequencies: From plasmonic metamolecules to all-dielectric nanoclusters // *Nanophotonics*. 2019. V. 8, N 1. P. 45.
33. Minin I.V., Minin O.V., Zhou S. High-order Fano resonance in a mesoscale dielectric sphere with a low refractive index // *JETP Lett.* 2022. V. 116, N 3. P. 144–148.
34. Minin O.V., Minin I.V., Zhou S. Superresonance in micron borosilicate glass sphere in optical range // *Optoelectron. Instrum. Data Process.* 2022. V. 58, N 5. P. 514–519.
35. Kaňuchová Z., Baratta G.A., Gorozzo M., Strazzulla G. Space weathering of asteroidal surfaces. Influence on the UV-Vis spectra // *Astron. Astrophys.* 2010. V. 517. P. A60.
36. Chyiek P., Pendleton J.D., Pinnick R.G. Internal and near-surface scattered field of a spherical particle at resonant conditions // *Appl. Opt.* 1985. V. 24, N 23. P. 3940.
37. Minin I.V., Minin O.V., Zhou S. Features of the generation of extreme electromagnetic fields in a mesoscale dielectric sphere with regard to the environment // *Tech. Phys. Lett.* 2022. V. 48, N 18. P. 41–44.
38. Minin O.V., Zhou S., Minin I.V. Generation of giant magnetic fields in a hollow mesoscale sphere // *JETP Lett.* 2023. V. 118, N 3. P. 197–203.
39. Minin O.V., Zhou S., Minin I.V. Optical super-resonances in mesoscale dielectric cenosphere: Giant magnetic field generations // *Annalen der Physik*. 2023. P. 2300337. DOI: 10.1002/andp.202300337.
40. Ladutenko K., Pal U., Rivera A., Peca-Rodrigue O. Mie calculation of electromagnetic near-field for a multilayered sphere // *Comput. Phys. Commun.* 2017. V. 214. P. 225–230.
41. Geints Y.E. Angular patterns of nonlinear emission in dye water droplets stimulated by a femtosecond laser pulse for LiDAR applications // *Remote Sens.* 2023. V. 15. P. 4004.
42. Kempf H., Sulzer P., Liehl A., Leitenstorfer A., Tenne R. Few-femtosecond phase-sensitive detection of infrared electric fields with a third-order nonlinearity // *Commun. Phys.* 2023. V. 6. P. 145.
43. Chowdhury D., Hill S., Barber P. Time dependence of internal intensity of a dielectric sphere on and near resonance // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1992. V. 9, N 8. P. 1364–1373.
44. Mees L., Gouesbet G., Gréhan G. Scattering of laser pulses (plane wave and focused Gaussian beam) by spheres // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. P. 2546–2550.
45. Mees L., Gréhan G., Gouesbet G. Time-resolved scattering diagrams for a sphere illuminated by plane wave and focused short pulses // *Opt. Commun.* 2001. V. 194, N 1–3. P. 59–65.
46. Efimenko E., Malkov Y., Murzanov A., Stepanov A. Femtosecond laser pulse-induced breakdown of a single water microdroplet // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2014. V. 31. P. 534.
47. Gao X., Areev A., Korzekwa R., Wang X., Shim B., Downer M. Spatio-temporal profiling of cluster mass fraction in a pulsed supersonic gas jet by frequency-domain holography // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 114. P. 034903.
48. Favre C., Boutou V., Hill S., Zimmer W., Krenz M., Lambrecht H., Yu J., Chang R., Woeste L., Wolf J.-P. White-light nanosource with directional emission // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 035002.
49. Geints Y.E., Minin I.V., Minin O.V. Magnetic whispering-gallery super-resonance spoiling in a Drude–Kerr optical cavity // *Opt. Commun.* 2024. V. 554. P. 130149.
50. Trigub M.V., Vasnev N.A. Laser active optical systems based on copper bromide active medium for high contrast and power images active formation // *Opt. Laser Technol.* 2023. V. 161, N 5. P. 109147.
51. Кистенев Ю.В., Cuisset A., Романовский О.А., Жердева А.В. Исследование малых газовых составляющих на границе «водная поверхность – атмосфера» с использованием средств дистанционного и локального лазерного ИК-газоанализа. Обзор // *Оптика атмосф. и океана*. 2022. Т. 35, № 10. С. 799–810; Kiste-

- nev Yu.V., Cuisset A., Romanovskii O.A., Zherdeva A.V. A study of trace atmospheric gases at the water – atmosphere interface using remote and local IR laser gas analysis: A review // *Atmos. Ocean. Opt.* 2022. V. 35, N S1. P. S17–S29.
52. Garín M., Fenollosa R., Alcubilla R., Shi L., Marsal L.F., Meseguer F. All-silicon spherical-Mie-resonator photodiode with spectral response in the infrared region // *Nat. Commun.* 2014. V. 5. P. 3440.
 53. Minin O.V., Minin I.V., Li Y., Han J. Improvement of IR pyroelectric detector performance in THz range using wavelength-scale sphere-based Terajet effect // *PIER Lett.* 2021. V. 101. P. 29–34.
 54. Minin O.V., Minin I.V. Extreme effects in field localization of acoustic wave: Super-resonances in dielectric mesoscale sphere immersed in water // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2019. V. 516. P. 012042.
 55. Anderson V.C. Sound scattering from a fluid sphere // *JASA.* 1950. V. 22. P. 426–431.
 56. Wickenhauser M., Burgdörfer J., Krausz F., Drescher M. Time resolved Fano resonances // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 023002.
 57. Minin O.V., Zhou S., Minin I.V. High order unconventional Fano resonance in the time domain for a freezing water microdroplet // *ArXiv:* 5157800. 2023. DOI: 10.1364/opticaopen.24320959.v1.
 58. Дацюк В.В., Измайлов И.А. Оптика микрокапель // *Успехи физ. наук.* 2001. Т. 171, № 10. С. 1117–1129.
 59. Minin O.V., Cao Y., Minin I.V. Future green technology: A freezing water micro-droplet as an optical switch based on a time-domain photonic hook // *Nanomaterials.* 2023. N 13. P. 2168.
 60. Xu H.-X. A new method by extending Mie theory to calculate local field in outside/inside of aggregates of arbitrary spheres // *Phys. Lett. A.* 2003. V. 312. P. 411–419.
 61. Jones H.B. *Faraday's Life and Letters.* Oxford: Longmans, Green & Co., 1870. 2 ed. V. II. P. 390–391.

I.V. Minin, O.V. Minin. Superresonance: a discovery that was not made more than 100 years ago.

Although the Mie theory was created about 120 years ago, most of the discoveries made during the last 30 years can be described on the basis of this theory (photon jet, Fano resonance, optical anapoli, optical vortices, acoustic jet). They were “encoded” in the Lorenz–Mie formulas and were just waiting for someone to decipher them. The article briefly discusses a new effect – superresonance (and the accompanying Fano resonance of an extremely high order), which describes the scattering of light by spherical particles. Superresonance could also have been discovered as early as in 1908 and its basic physics can also be explained using the Mie theory. However, this effect remained hidden inside the exact Mie solution for almost 120 years!