Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 3, с. 146 – 150

Фано резонанс высокого порядка в диэлектрической мезоразмерной сфере из материала с низким показателем преломления

И. В. Минин[*1)], *О. В. Минин*[*], *С. Джоу*[+2)]

[*] *Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия*

[+] *Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology, Faculty of Mechanical and Material Engineering, Huaiyin Institute of Technology, 223003 Huai'an, China*

Поступила в редакцию 14 июня 2022 г.
После переработки 16 июня 2022 г.
Принята к публикации 16 июня 2022 г.

Представлены результаты численного моделирования на основе теории Ми эффекта суперрезонанса для диэлектрической сферы с низким показателем преломления. Впервые показано, что не только ранее изученные слабодиссипативные мезоразмерные сферы из материала со "средним" (около 1.5) и высоким (более 2) показателем преломления, но и с низким (около 1.3) поддерживают резонанс Фано высокого порядка, связанного с внутренними модами Ми. При этом относительные интенсивности резонансных пиков как для магнитного, так и электрического полей в окрестности полюсов сферы в оптическом диапазоне могут достигать огромных значений порядка 10^6–10^7 для сферы из воды с параметром размера Ми около 70.

DOI: 10.31857/S1234567822150034, EDN: jffuvl

1 Введение. В последнее десятилетие для сферических диэлектрических частиц с размером более длины волны был обнаружен целый ряд новых необычных оптических явлений: фотонный наноджет, оптические нановихри, анапольные состояния, магнитный свет и др. [1–3]. Хотя интерес к частицам таких размеров возник еще более века назад при объяснении необычных оптических эффектов рассеяния света взвесями мелкодисперсной серы [4].

Среди многих интересных эффектов отметим резонансы Фано [5] высокого порядка в диэлектрических мезоразмерных сферах [6, 7]. Как оказалось, в отличие от частиц с радиусом, существенно меньше длины волны излучения (в которых оптические свойства обычно обусловлены, как правило, первыми тремя резонансами Ми [8–10]), в частицах с размером более длины волны наблюдаются резонансы Ми высокого ($l \geqslant 5$) порядка, что приводит к специфическим оптическим явлениям, обусловленными интерференцией широкого спектра всех внутренних мод с одиночной модой внутреннего резонанса высокого порядка. В свою очередь, эти интерференционные эффекты приводят, в частности, к формированию оптических вихрей внутри частицы [11] с характерными размерами существенно меньше дифракционного предела, аналогично рассеянию света на плазмонных наночастицах [12], и к субволновой локализации магнитных полей [6, 13]. Отметим, что резонансное возбуждение внутренних сильно локализованных, в первую очередь магнитных, полей в диэлектрической частице в оптике является нетривиальной задачей, поскольку сильный магнетизм в оптическом диапазоне не может быть достигнут при использовании природных диэлектрических материалов [14].

Ранее в [6, 7] было продемонстрировано, что реализация Фано резонансов высокого порядка, связанных с внутренними модами Ми, возникает при определенных значениях как параметра размера частицы, равного $q = 2\pi a/\lambda$ (a – радиус частицы, λ – длина волны освещающего излучения), так и ее показателя преломления, и могут давать коэффициенты усиления напряженности как магнитного, так и электрического поля порядка $10^5 \ldots 10^7$, что может также вызывать новые нелинейные эффекты. Резонансы Фано высокого порядка, для которого коэффициент усиления напряженности поля может достигать указанных выше значений, и названые "суперрезонансами" [6], весьма чувствительны как к параметру размера частицы, так и диссипативным потерям в ее материале. Использование резонансов Фано высокого порядка в диэлектрических мезоразмерных сферах недавно было признано многообещающей стратегией для повышения эффективности генерации сверхсильных магнитных и электрических по-

1) e-mail: prof.minin@gmail.com
2) S. Zhou.

лей и достижения новых функциональных возможностей [15].

Однако, насколько нам известно, до сих пор не было предложено ни одного исследования, демонстрирующего эффект суперрезонанса в диэлектрической сфере с низким показателем преломления, особенно в видимом диапазоне длин волн. Ранее возможность реализации резонансов Фано высокого порядка рассматривались только для сфер со средним (около 1.5) и высоким (около 4) показателем преломления материала. С целью выяснения границ существования данного эффекта для частиц с низким коэффициентом преломления в этом письме мы используем наш более ранний подход [6, 7] для возбуждения Фано резонансов высокого порядка в диэлектрической сферической частице с показателем преломления 1.33. Мы показываем, что в окрестности полюсов такой диэлектрической сферы наблюдается гигантское локальное усиление магнитного и электрического полей. Как и ранее, мы проводим наши исследования на основе строгой теории Ми [16] и выявляем вклад отдельной моды, а также подтверждаем, что в сферической частице с низким коэффициентом преломления возможно возбуждение Фано резонансов крайне высокого ($l = 86$) порядка с существенным усилением (до 10^7) интенсивностей магнитного и электрического полей.

2. Модель. Структура волн внутри и вблизи поверхности сферической частицы может быть точно определена с использованием теории рассеяния Ми с точки зрения свойств материала частицы и окружающей среды и параметра размера этой частицы. В соответствии с теорией Ми [16] мы рассматриваем рассеяние плоской, линейно поляризованной электромагнитной волны на сферической частице с показателем преломления 1.33, характерного для капли воды [17], параметром размера $q \sim 70$ в оптическом диапазоне длин волн ($\lambda = 400 \ldots 700$ нм). Не снижая общности задачи предполагается, что сфера находится в вакууме.

3. Результаты моделирования и обсуждения. Эффект определяющего влияния моды внутреннего резонанса высокого порядка на суперрезонанс продемонстрирован на рис. 1 для непоглощающей сферической частицы с показателем преломления $n = 1.33$ и параметром размера $q = 70.60$. Следуя идеологии работы [18], проведенный анализ коэффициентов Ми показал, что амплитуды всех мод достаточно малы, за исключением единственной резонансной TE моды с номером 86, амплитуда которой больше остальных примерно в 25 раз – такое высокое значение коэффициента Ми обусловлено конструктивной интерференцией единственной парциальной волны $l = 86$ внутри частицы. Параметр размера $q = 70.60$ сферы в оптическом диапазоне в данном случае был выбран исходя из того, что для меньших значений этой величины резонансные пики рассеяния имеют существенно меньшую интенсивность. На рисунке 1a, b показаны распределение интенсивностей электрического и магнитного полей, когда при моделировании были учтены все моды $1 < l < 100$. На рисунке 1e, f представлена эта же картина, где учтены все члены, кроме единственного резонансного члена с модой $l = 86$. В этом случае область локализации излучения имеет вид, характерный для фотонной струи [1, 3]. Таким образом, единственный член с единственной модой $l = 86$ в данном случае приводит к увеличению интенсивности рассеянного излучения более чем в 4000 раз.

Как видно из рис. 1a–d, в условиях суперрезонанса поле внутри сферической частицы приобретает форму, характерную для распределения поля одиночной собственной моды, находящейся в резонансе. В теории Ми это соответствует существенному преобладанию только одного члена в ряду внутренних полей (коэффициента c_n Ми [16] в данном случае), ответственного за возбужденную резонансную моду [6, 18]. В результате появляются две горячие точки в верхней и нижней вершинах сферической частицы вдоль направления распространения излучения (рис. 1a, b). При этом в резонансе резко возрастает амплитуда внутреннего магнитного и электрического полей сферической частицы вблизи ее полюсов благодаря конструктивной интерференции одной резонансной моды с широким спектром мод внутри частицы. Кроме того, конфигурация полей, соответствующих модам шепчущей галереи (МШГ) [19] (показано на рис. 1c, d соответственно для электрического и магнитного полей в логарифмическом масштабе) сохраняется, но их интенсивность на 4–5 порядков меньше интенсивности поля в горячих точках. Такая конфигурация поля характерна для резонансов Фано высокого порядка в диэлектрических сферах и не наблюдается в структуре поля, характерного для резонанса МШГ [19]. Отметим, что без учета резонансной моды $l = 86$ распределение интенсивности поля в области локализации излучения (фотонной струе) примерно одинаковы как для магнитного, так и электрического полей (рис. 1e, f) с интенсивностью существенно меньшей, чем в условиях суперрезонанса из-за радиационных потерь энергии возбужденных собственных мод через поверхность диэлектрической частицы. В то же время в условиях суперрезонанса (рис. 1a–d) интенсивность магнитного поля в

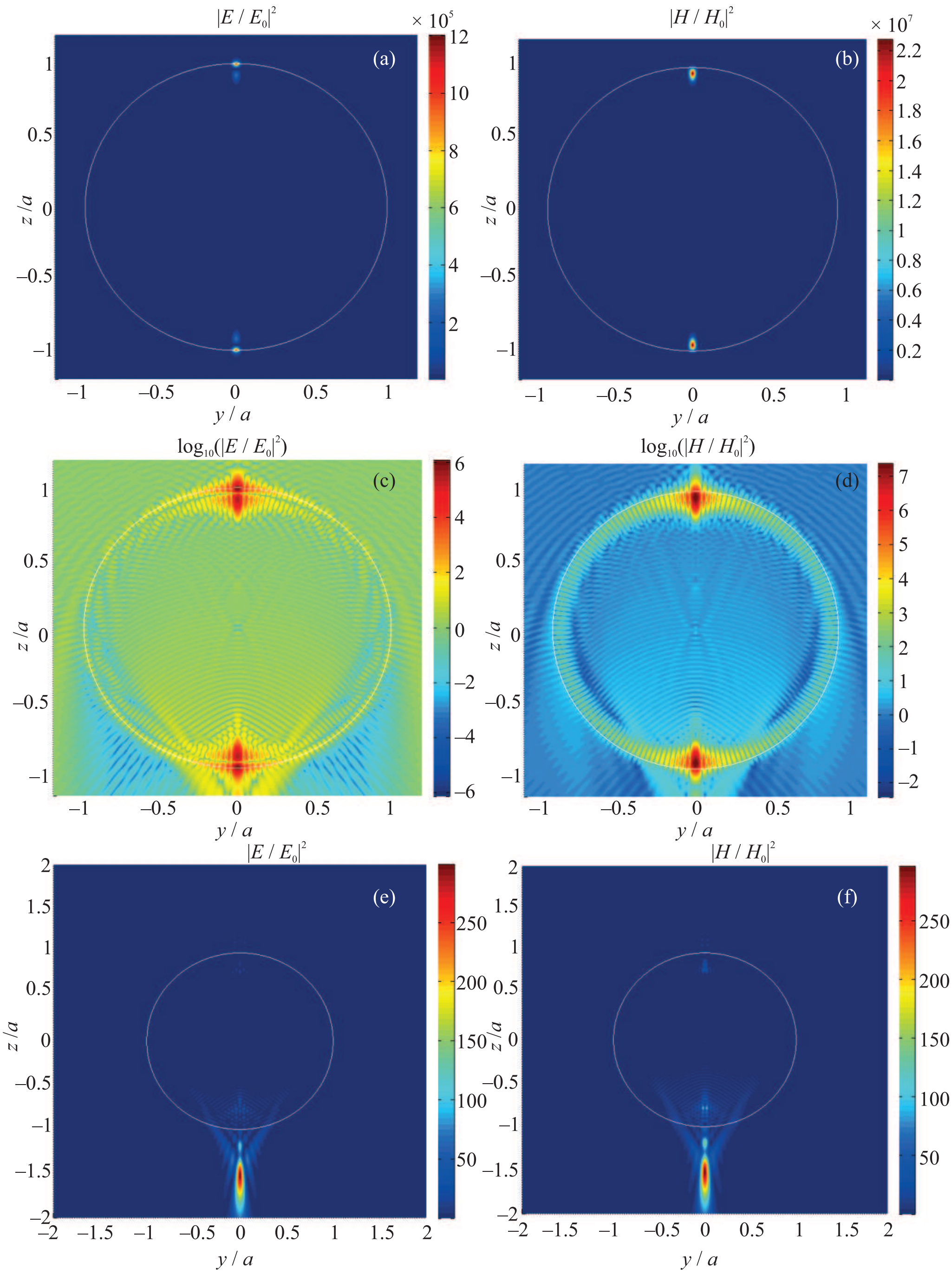

Рис. 1. (Цветной онлайн) Интенсивности электрического (левый столбец) и магнитного (правый столбец) полей в двух плоскостях для сферы. Распределения интенсивностей (a), (b) даны в линейном масштабе, (c), (d) – в логарифмическом. (a)–(d) – Учтены все моды $1 < l < 100$, (e), (f) – все моды кроме резонансной моды $l = 86$. Заметим, что масштаб картинок (e), (f) отличается от масштаба картинок (a)–(d), чтобы продемонстрировать область фокусировки без резонансной моды. Излучение падает сверху вниз

рассматриваемом случае на порядок превышает интенсивность электрического поля.

На рисунке 2 показана структура соответствующего Фано резонанса. Как видно, все резонансные линии (для E и H полей) достаточно узкие, а асимметричная форма резонансных линий характерна для резонанса Фано [5, 12, 20]. Спектральная узость собственных возбуждений частицы и соответственно узость излучаемых резонансных полос является одним из определяющих факторов. Из рисунка 2a

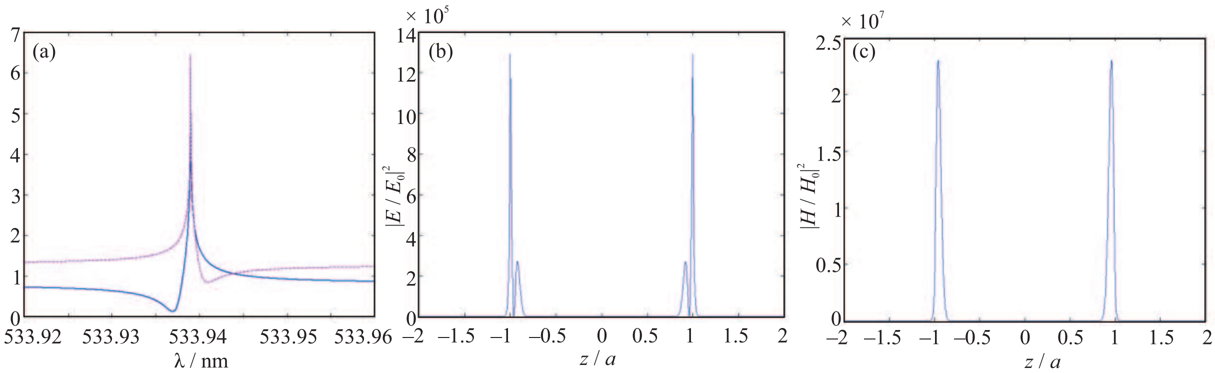

Рис. 2. (Цветной онлайн) Структура Фано резонанса (a) на $\lambda = 533.939$ нм для частицы с параметром размера $q = 70.60$. Синия линия – интенсивность электрического поля, красная – магнитного (в логарифмическом масштабе). Пики интенсивностей электрического (b) и магнитного (c) полей. Соответствующие максимальные значения равны $1.287 \cdot 10^6$ и $2.302 \cdot 10^7$. Распределения (b), (c) построены вдоль диаметра сферы в линейном масштабе

(показан в логарифмической шкале) следует, что в рассматриваемых условиях добротность сферической частицы составляет порядка $Q \sim 6 \cdot 10^8$ на резонансной длине волны $\lambda = 533.939$ нм. Ширина линий для интенсивностей электрическиго и магнитного полей на полувысоте, и соответственно, добротности примерно одинаковы.

Из рисунка 2a также отчетливо видно, что асимметрия интенсивностей резонансов для магнитного и электрического полей зеркальна. Более того, учитывая, что решающую роль в возникновении резонансов Фано играют магнитные дипольные резонансы изолированных мезоразмерных диэлектрических частиц [6, 7], то возбужденная на длине волны магнитного резонанса магнитная дипольная мода диэлектрической частицы может быть более сильной, чем отклик электрического диполя, и тем самым вносить основной вклад в эффективность рассеяния (см. рис. 2b, c). В данном случае интенсивность магнитного пика примерно на порядок больше, чем электрического.

На рисунке 3 показана строгая корреляция резонансного значения параметра размера сферы и резонансной моды от показателя преломления ее материала при фиксированном уровне интенсивности поля порядка 10^6–10^7. При этом учитывались результаты работ [6, 7] для частиц с более высоким показателем преломления.

Как и ожидалось, эти результаты подтверждают, что для наблюдения эффекта суперрезонанса, уменьшение показателя преломления сферической частицы приводит как к увеличению ее параметра размера, так и номера резонансной моды.

4. Заключение. Возбуждение резонансов Фано высокого порядка является нетривиальной задачей,

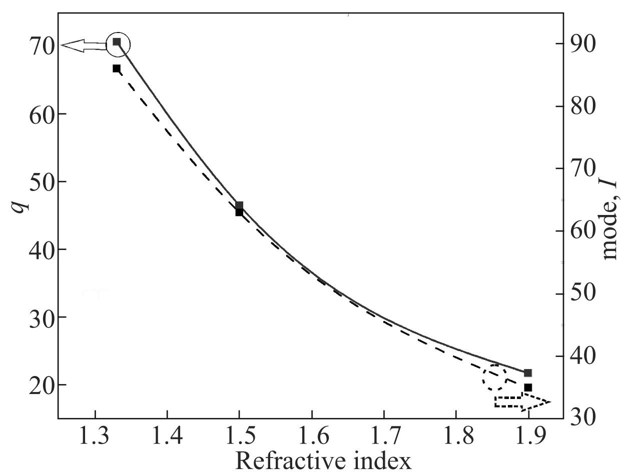

Рис. 3. Зависимость параметра размера q диэлектрической сферы и резонансной моды от показателя преломления материала частицы в области генерации максимальных магнитных и электрических полей порядка 10^6–10^7

поскольку требуется прецизионная подгонка параметра размера сферы. Мы показали, что рассеяние света мезоразмерной диэлектрической сферой с малыми потерями и низким показателем преломления позволяет повторить оптические эффекты резонанса Фано высокого порядка, обнаруженные ранее для сфер с высоким и средним показателем преломления. Так, для частицы с показателем преломления 1.33 и параметром размера $q = 70.60$ (что на длине волны около $\lambda = 534$ нм соответствует диаметру сферы около 12 микрон) обеспечивается добротность порядка $Q \sim 6 \cdot 10^8$, а резонансная мода имеет экстремально высокий номер $l = 86$. При этом возможна генерация электрического и магнитного полей с интенсивностями в полюсах сферы около 10^6 и 10^7, соответственно. Рассмотренные эффекты хорошо подходят для диэлектрической фотоники следующего поколения, мезотроники [15] и расширяют палитру средних и высоких показателей преломления. Кроме того, возбуждение Фано резонансов высокого порядка позволяет повысить чувствительность резонансных мезоразмерных диэлектрических сферических структур, в материалах которых эффект диссипации может быть небольшим [21].

Работа выполнена в рамках Программы развития Томского политехнического университета и Программы естественнонаучных исследований Хуайань (# HAB202153).

1. B. S. Luk'yanchuk, R. Paniagua-Domınguez, I. V. Minin, O. V. Minin, and Z. Wang, Opt. Mat. Express **7**, 1820 (2017).
2. B. S. Luk'yanchuk, A. Bekirov, Z. Wang, I. V. Minin, O. V. Minin, and A. Fedyanin, Physics of Wave Phenomena **30**(4), 217 (2022).
3. O. V. Minin and I. V. Minin, Photonics **8**(12), 591 (2021).
4. B. Keen and A. Porter, Roy. Soc. Proc. A **89** 370 (1913).
5. X. Kong and G. Xiao, J. Opt. Soc. Am. A **33**, 707 (2016).
6. Z. Wang, B. Luk'yanchuk, L. Yue, B. Yan, J. Monks, R. Dhama, O. V. Minin, I. V. Minin, S. Huang, and A. Fedyanin, Sci. Rep. **9**, 20293 (2019).
7. L. Yue, Z. Wang, B. Yan, J. Monks, Y. Joya, R. Dhama, O. V. Minin, and I. V. Minin, Ann. Phys. (Berlin) **532**, 2000373 (2020).
8. A. Kuznetsov, A. Miroshnichenko, M. Brongersma, Y. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, Science **354**, 6314, aag2472 (2016).
9. S. Kruk and Y. Kivshar, ACS Photonics **4**, 2638 (2017).
10. N. Bonod and Y. Kivshar, C. R. Physique **21**(4-5), 425 (2020).
11. X. Cai, J. Wang, M. Strain, B. Johnson-Morris, J. Zhu, M. Sorel, J. L. O'Brien, M. Thompson, and S. Yu, Science **338**, 363 (2012).
12. B. S. Luk'yanchuk, A. Miroshnichenko, and Y. S. Kivshar, J. Opt. **15**, 073001 (2013).
13. L. Yue, B. Yan, J. Monks, R. Dhama, C. Jiang, O. V. Minin, I. V. Minin, and Z. Wang, Sci. Rep. **9**, 20224 (2019).
14. W. Cai, U. Chettiar, H. Yuan, V. de Silva, A. Kildishev, V. Drachev, and V. Shalaev, Opt. Express **15**, 3333 (2007).
15. I. V. Minin, O. V. Minin, and B. S. Luk'yanchuk, Proc. SPIE 12152, Mesophotonics: Physics and Systems at Mesoscale, 121520D (24 May 2022), **12152**, 121520D-1 (2022); doi: 10.1117/12.2634133.
16. C. Bohren and D. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, WILEY-VCH Verlag, N.Y. (1998).
17. G. Hale and M. Querry, Appl. Opt. **12**, 555 (1973).
18. T. Hoang, Y. Duan, X. Chen, and G. Barbastathis, Opt. Express **23**(9), 12337 (2015).
19. A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Conti, S. Pelli, S. Soria, and G. Righini, Laser Photonics Rev. **4**(3), 457 (2010).
20. R. Colom, R. Mcphedran, B. Stout, and N. Bonod, J. Opt. Soc. Am. B **36**, 2052 (2019).
21. A. Rocha, J. Silva, S. Lima, L. Nunes, and L. Andrade, Appl. Opt. **55**, 6639 (2016).