

01.1;10.5

Особенности генерации экстремальных электромагнитных полей в диэлектрической мезоразмерной сфере с учетом окружающей среды

© И.В. Минин¹, О.В. Минин¹, Song Zhou²¹ Томский политехнический университет, Томск, Россия² Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology, Faculty of Mechanical and Material Engineering, Huaiyin Institute of Technology, Huaian, China
E-mail: prof.minin@gmail.com

Поступило в Редакцию 7 июля 2022 г.

В окончательной редакции 7 августа 2022 г.

Принято к публикации 7 августа 2022 г.

Представлены результаты численного моделирования на основе теории Ми эффекта суперрезонанса (резонанса Фано высокого порядка) для мезоразмерной диэлектрической сферы, расположенной в воздухе, так как окружающая среда в виде вакуума — это идеализация, которая практически никогда не реализуется в природе. На примере частицы с показателем преломления 1.5 и параметром размера $q \sim 26$ и ~ 38 впервые продемонстрировано, что изменение показателя преломления окружающей среды на $2.4 \cdot 10^{-4}$ приводит к падению интенсивности поля в области теневого полюса сферы на порядок и смещению резонансного значения параметра размера q в коротковолновую область. При этом относительные интенсивности резонансных пиков как для магнитного, так и для электрического поля в окрестности полюсов сферы в оптическом диапазоне могут достигать значений, характерных для частицы в вакууме (порядка 10^6 – 10^7), при соответствующей корректировке резонансного параметра размера.

Ключевые слова: резонанс Фано высокого порядка, суперрезонанс, параметр размера, интенсивность поля.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.18.53398.19300

Интерес к физике генерации сверхсильных магнитных полей имеет долгую историю [1]. В то же время для создания интенсивных магнитных полей (МП) разрабатываются новые физические принципы. В фотонике для сферических частиц как резонатора при выполнении условия равенства длины волны излучения внутри частицы ее диаметру ($q \sim \pi/n$, где q — так называемый параметр размера Ми, равный $q = 2\pi a/\lambda$, a — радиус частицы, λ — длина волны освещающего излучения) наблюдается первый магнитодипольный резонанс. Так, в работе [2] для цилиндрических субволновых частиц с $q \sim 0.5$ и высоким показателем преломления усиление интенсивности магнитного поля составляло менее 500.

С другой стороны, среди обнаруженных в последнее время новых необычных оптических явлений в диэлектрических частицах [3,4] в рассматриваемом контексте отметим магнитный свет, фотонную струю, оптические нановихри. Последний эффект принципиально важен для генерации МП. Поскольку такие вихри имеют характерные масштабы существенно меньше λ [5], из закона Био—Савара следует, что открывается возможность для генерации сильных МП. Резонанс Фано высокого порядка [5] открывает альтернативный подход к достижению экстремальных электромагнитных полей в оптике, так как степень локализации вихрей повышается при переходе к более высоким мультиполярным порядкам [3,5–9] и приводит к специфическим оптическим явлениям, обусловленным интерференцией широкого спектра всех

внутренних мод с одиночной модой внутреннего резонанса высокого порядка [7–10]. Недавно было показано, что экстремально высокие магнитные и электрические поля с коэффициентами усиления напряженности как магнитного, так и электрического поля порядка 10^5 – 10^7 потенциально могут создаваться вблизи внутренней поверхности мезоразмерной диэлектрической сферы в вакууме благодаря резонансу Фано высокого порядка [7–9], обусловленному ближнеполюсными интерференционными эффектами. Там же была продемонстрирована характерная асимметричная форма резонансных линий, присущих резонансам Фано. При этом, однако, параметры генерируемых полей крайне чувствительны как к параметру размера частицы, так и к диссипативным потерям в ее материале [7,8].

В то же время, насколько нам известно, до сих пор не было предложено ни одного исследования, демонстрирующего эффект влияния окружающей среды на генерацию экстремально больших полей в диэлектрической сфере в видимом диапазоне длин волн. Окружающая среда в виде вакуума — идеализация, которая практически никогда не реализуется в природе. Однако полного отсутствия окружающей среды не бывает. Для этой цели далее используем наш более ранний подход [7–9]. Мы показываем, что в присутствии воздуха вокруг диэлектрической мезоразмерной сферы положение резонансного размера частицы q смещается в коротковолновую область, а интенсивность полей в

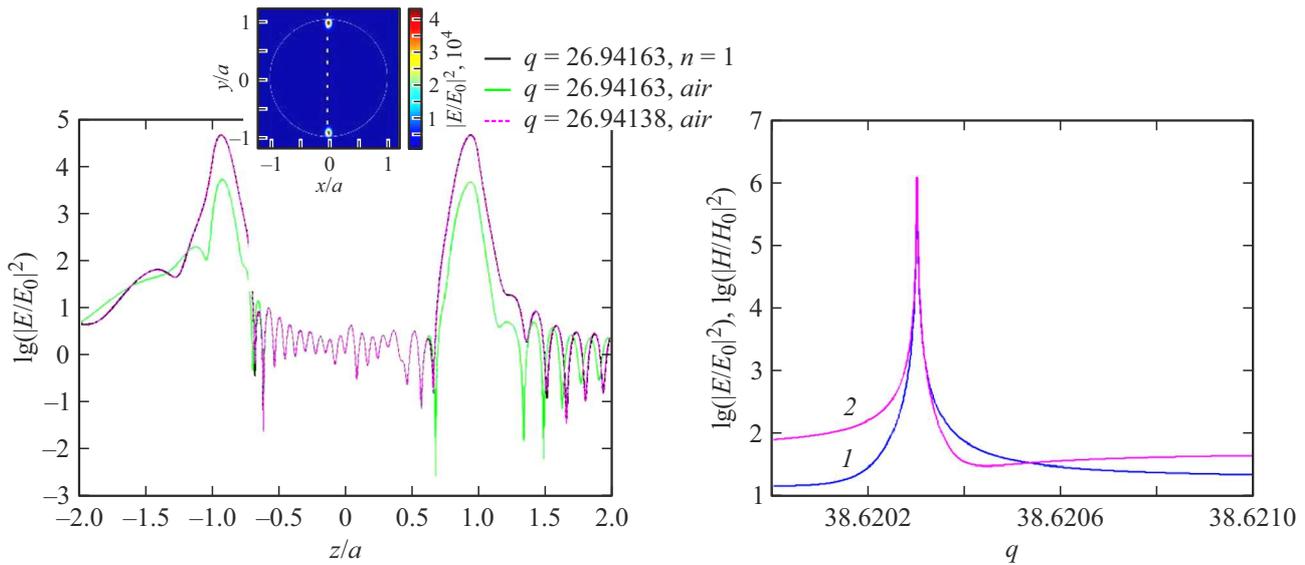


Рис. 1. Распределения интенсивности электрического поля для сферической частицы с $q = 26.94163$ и $n = 1.5$ в вакууме (черная линия) [7] и воздухе (зеленая линия) вдоль диаметра сферы (показан светлой пунктирной линией на вставке). Соответствующее распределение интенсивности поля для измененного резонансного значения $q = 26.94138$ сферы в воздухе показано фиолетовой линией. На вставке представлено расположение горячих точек на полюсах сферы. Справа приведен пример формы резонансных линий для интенсивностей электрического (1) и магнитного (2) полей, имеющих характерный несимметричный профиль Фано, для частицы с параметром размера $q \sim 38.6203$. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

окрестности полюсов частицы крайне чувствительна к значению показателя преломления среды. Как и ранее, мы проводим исследования на основе строгой теории Ми [7–9,11] и выявляем вклад отдельной моды, а также подтверждаем, что при соответствующей корректировке резонансного параметра размера частицы q в ней возможно возбуждение резонансов Фано высокого порядка с громадным усилением (до 10^7 – 10^8) интенсивностей магнитного и электрического полей.

Для сферической частицы используем показатель преломления 1.5, характерный для диэлектриков в оптическом диапазоне. Сфера в отличие от ранее проведенных исследований [7–9] находится в воздухе с показателем преломления $n = 1.000241307$ [12]. Отметим, что в теории Ми параметр размера частицы включает в себя длину волны в окружающей среде, а показатель преломления частицы всегда подразумевается относительным. Однако простой пересчет данных моделирования для частицы в вакууме [7–9] в данные для частицы в среде (путем замены показателя преломления частицы на эквивалентный с учетом контраста показателя преломления частицы и среды) не является корректным. Это связано с тем, что относительный показатель преломления входит сложным образом в так называемые коэффициенты рассеяния Ми [11], зависимость которых от различных параметров задачи качественно разная при различных значениях этих параметров [13].

Эффект влияния окружающей среды на интенсивность электромагнитного поля вблизи полюсов сферической частицы показан на рис. 1 с параметрами частицы из работы [7], соответствующими резонансной ТМ моде

$l = 35$ и резонансному значению $q = 26.94163$ для вакуума. Анализ результатов показывает, что изменение показателя преломления окружающей среды на $2.4 \cdot 10^{-4}$ (с $n = 1$ для вакуума на $n = 1.000241307$ для воздуха) приводит к падению интенсивности поля в горячих точках на порядок и уменьшению резонансного значения параметра размера частицы с $q = 26.94163$ до 26.94138 . Отметим, что для магнитного поля соответствующие зависимости полностью аналогичны. При этом минимальные ширины распределения интенсивности поля на полувысоте (FWHM) в горячих точках для сферы в вакууме и воздухе примерно одинаковы и составляют $\text{FWHM}_{\text{air}} = 0.2058\lambda$ и $\text{FWHM}_{\text{vac}} = 0.20967\lambda$ соответственно, что, однако, в обоих случаях меньше дифракционного предела $\lambda/(2n) = 0.333\lambda$.

Объяснить достаточно высокую чувствительность интенсивности горячих точек к показателю преломления окружающей среды возможно с привлечением модальной теории [7,9,11,14]. В частности, в рассматриваемом примере поведение коэффициента A (прямо пропорционального коэффициенту Ми dn [9,11]) резонансной ТМ моды $l = 35$ в зависимости от изменения показателя преломления окружающей среду показано на рис. 2, а. Видно, что при изменении показателя преломления среды порядка $\delta n \sim 10^{-5}$ максимальная интенсивность поля в горячей точке и амплитуда резонансного коэффициента A резко уменьшаются. На рис. 2, б показано изменение резонансного коэффициента, соответствующего ТМ моде $l = 35$, от показателя преломления окружающей среды.

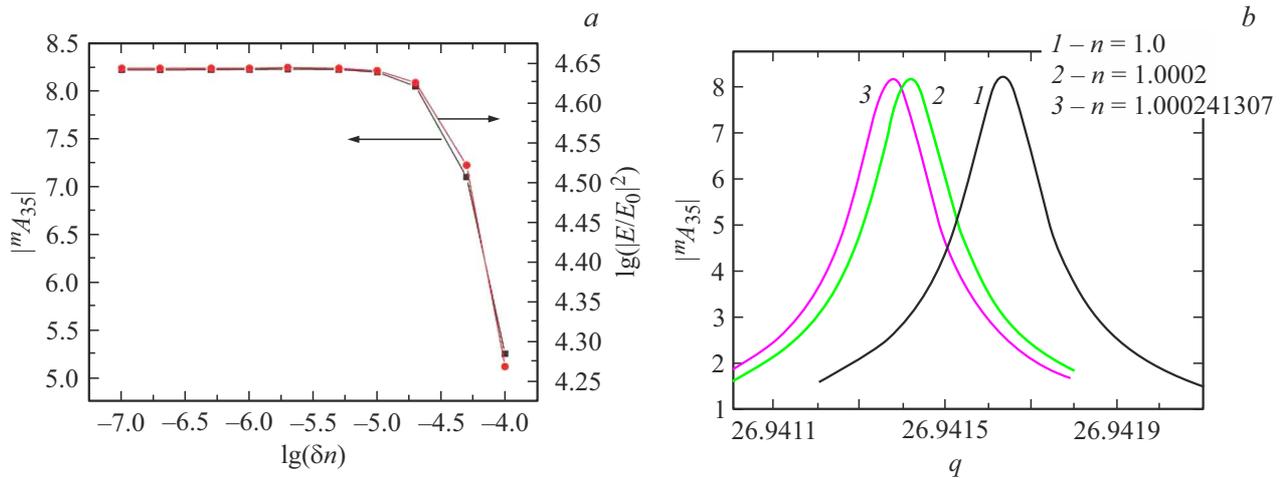


Рис. 2. *a* — зависимость амплитуды электрического поля и коэффициента рассеяния Ми резонансной ТМ моды $l = 35$ от изменения показателя преломления среды. *b* — зависимость коэффициента рассеяния Ми резонансной ТМ моды $l = 35$ от изменения резонансного значения параметра размера q для различных значений показателя преломления среды.

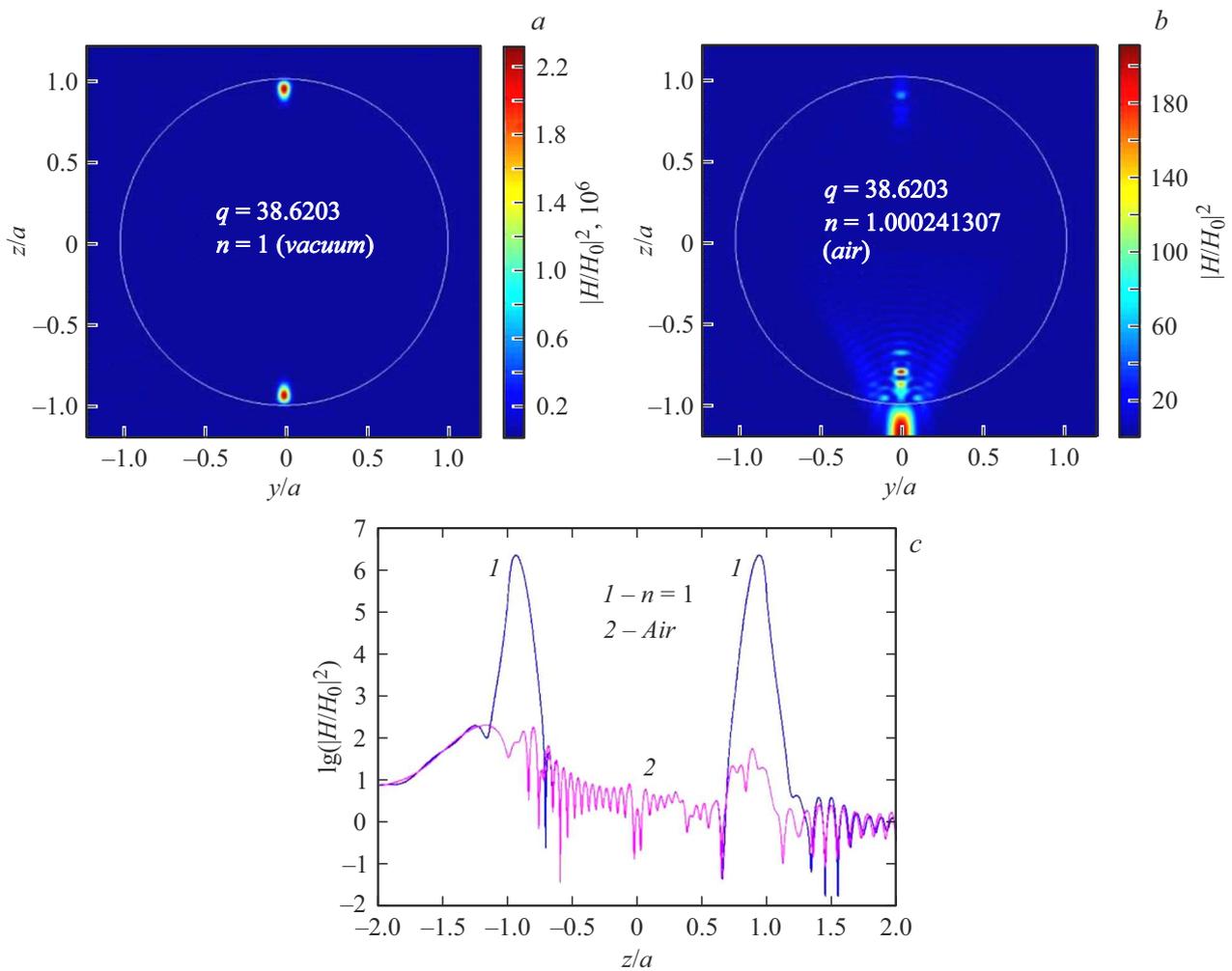


Рис. 3. Интенсивность магнитного поля для сферической частицы с параметром размера $q = 38.6203$, показателем преломления $n = 1.5$, соответствующей резонансной ТЕ моде $l = 51$, в вакууме (*a*) и воздухе (*b*). *c* — распределение интенсивности поля $|H/H_0|^2$ вдоль главного диаметра частицы в логарифмическом масштабе.

Для более высоких мод ($l = 51$) резонанса Фано сферической частицы с параметром размера $q = 38.6203$ (справа на рис. 1 показан характерный несимметричный профиль резонанса Фано для частицы с параметром размера $q \sim 38.6203$) изменение показателя преломления окружающей среды может не только уменьшать амплитуду интенсивности в горячих точках, но и изменять структуру волн вблизи частицы. Так, на рис. 3 показаны распределения интенсивности магнитного поля такой частицы в вакууме и воздухе. Видно, что изменение показателя преломления среды на $2.4 \cdot 10^{-4}$ в этом случае не только уменьшает максимальную интенсивность магнитного поля с $2 \cdot 10^6$ на два порядка, но и меняет структуру поля, характерную для суперрезонанса, на нерезонансную, типичную для фотонной струи (рис. 3, *b, c*), из-за нарушения конструктивной интерференции единственной парциальной волны с ТЕ модой $l = 51$ внутри частицы с другими модами. Заметим, что при условии коррекции параметра размера частицы в присутствии воздуха минимальный размер магнитной горячей точки составляет около $\text{FWHM} = 0.205\lambda$ при максимальной интенсивности магнитного поля порядка $1.8 \cdot 10^6$.

Таким образом, возбуждение резонансов Фано высокого порядка является нетривиальной задачей, так как требуется не только прецизионная подгонка параметра размера сферы при заданном показателе преломления ее материала, но и учет параметров окружающей среды. Мы показали, что малое изменение показателя преломления среды на $2.4 \cdot 10^{-4}$ приводит к падению интенсивности поля в области теневого полюса сферы на порядок и заметному смещению резонансного значения параметра размера в коротковолновую область. Поэтому результаты исследований сферической частицы в вакууме без учета параметров окружающей среду имеют скорее академическую направленность. С другой стороны, возбуждение суперрезонанса сферической частицы в среде позволяет осуществить прецизионный контроль изменения показателя преломления среды для различных сенсоров. В дальнейшем для выяснения предельно достижимых параметров генерируемых электромагнитных полей на основе резонансов Фано высокого порядка необходимо будет изучить роль шероховатости поверхности частицы, рассеяние на неоднородностях ее материала, несферичности поверхности и т.п. Например, в условиях суперрезонанса ширина резонансной линии составляет порядка λ/Q , где Q — добротность ($Q \sim 10^5 - 10^7$ [9]), что достаточно трудно измерить в оптике. В этом случае любые неоднородности такого порядка будут смещать и разрушать резонанс. Более того, с учетом значительной чувствительности параметров резонанса к параметрам окружающей среды последнее, возможно, потребует дополнительных мер по их стабилизации. С другой стороны, это может быть использовано как пороговый датчик изменения параметров окружающей среды для ряда приложений (см., например, [15]). Исследования в этих направлениях предполагается продолжить.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Программы развития Томского политехнического университета и Программы естественно-научных исследований Хуайань (№ НАВ202153).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H.P. Furth, *Science*, **132** (3424), 387 (1960). JSTOR [Электронный ресурс]. <http://www.jstor.org/stable/1705845> (дата обращения 20.06.2022).
- [2] P. Kapitanova, V. Ternovski, A. Miroshnichenko, N. Pavlov, P. Belov, Y. Kivshar, M. Tribelsky, *Sci. Rep.*, **7**, 731 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-00724-5
- [3] B.S. Luk'yanchuk, R. Paniagua-Dominguez, I.V. Minin, O.V. Minin, Z. Wang, *Opt. Mater. Express*, **7** (6), 1820 (2017). DOI: 10.1364/OME.7.001820
- [4] O.V. Minin, I.V. Minin, *Photonics*, **8** (12), 591 (2021). DOI: 10.3390/photonics8120591
- [5] B.S. Luk'yanchuk, A. Miroshnichenko, Y.S. Kivshar, *J. Opt.*, **15** (7), 073001 (2013). DOI: 10.1088/2040-8978/15/7/073001
- [6] P. Tonkaev, Y. Kivshar, *Opt. Mater. Express*, **12** (7), 2879 (2022). DOI: 10.1364/OME.467655
- [7] Z. Wang, B. Luk'yanchuk, L. Yue, B. Yan, J. Monks, R. Dhama, O.V. Minin, I.V. Minin, S. Huang, A. Fedyanin, *Sci. Rep.*, **9**, 20293 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-56783-3
- [8] L. Yue, Z. Wang, B. Yan, J. Monks, Y. Joya, R. Dhama, O.V. Minin, I.V. Minin, *Ann. Phys.*, **532** (10), 2000373 (2020). DOI: 10.1002/andp.202000373
- [9] И.В. Минин, О.В. Минин, С. Джоу, *Письма в ЖЭТФ*, **116** (3), 146 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822150034
- [10] X. Cai, J. Wang, M. Strain, B. Johnson-Morris, J. Zhu, M. Sorel, J.L. O'Brien, M. Thompson, S. Yu, *Science*, **338**, 363 (2012). DOI: 10.1126/science.1226528
- [11] C. Bohren, D. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles* (Wiley-VCH, 1998).
- [12] P. Ciddor, *Appl. Opt.*, **35** (9), 1566 (1996). DOI: 10.1364/AO.35.001566
- [13] М.И. Трибельский, А.Е. Мирошниченко, *УФН*, **192** (1), 45 (2022). DOI: 10.3367/UFNr.2021.01.038924 [M.I. Tribelsky, A.E. Miroshnichenko, *Phys. Usp.*, **65** (1), 40 (2022). DOI: 10.3367/UFNe.2021.01.038924].
- [14] T. Hoang, Y. Duan, X. Chen, G. Barbastathis, *Opt. Express*, **23** (9), 12337 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.012337
- [15] Н.В. Крыжановская, И.А. Мельниченко, А.С. Букатин, А.А. Корнев, Н.А. Филатов, С.А. Щербак, А.А. Липовский, А.С. Драгунова, М.М. Кулагина, А.И. Лихачев, М.В. Фетисова, И.В. Редуто, М.В. Максимов, А.Е. Жуков, *Письма в ЖТФ*, **47** (19), 30 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.19.51510.18878 [N.V. Kryzhanovskaya, I.A. Melnichenko, A.S. Bukatin, A.A. Kornev, N.A. Filatov, S.A. Shcherbak, A.A. Lipovskii, A.S. Dragunova, M.M. Kulagina, A.I. Likhachev, M.V. Fetisova, I.V. Reduto, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, *Tech. Phys. Lett.*, **48**, 74 (2022). DOI: 10.1134/S1063785022030063].