

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО/НАНОТЕХНОЛОГИЙ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 544.08

ЭФФЕКТ СУПЕРРЕЗОНАНСА В МИКРОННОЙ СФЕРЕ ИЗ БОРОСИЛИКАТНОГО СТЕКЛА В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

© О. В. Минин^{1,2}, И. В. Минин^{1,2}, S. Zhou³

¹Томский политехнический университет,
634050, г. Томск, просп. Ленина, 30

²Сибирский государственный университет геосистем и технологий,
630010, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 1

³Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology, Huaiyin Institute of Technology,
223003, Huai'an, China
E-mail: prof.minin@gmail.com

Показано, что в оптическом диапазоне для непоглощающих мезоразмерных сфер принципиально возможна реализация резонансов Фано высокого порядка, связанных с внутренними модами Ми. На основе моделирования по теории Ми показано, что для сферической мезоразмерной частицы, выполненной из реального диэлектрического материала — боросиликатного стекла ВК7, возможна генерация локализованных полей с экстремально высокой интенсивностью: порядка 10^7 для магнитного и 10^6 для электрического полей. Более того, продемонстрировано, что наличие в материале частицы малой диссипации может приводить не к снижению, а к увеличению интенсивности генерируемых полей. Последнее связано с необычным поведением коэффициентов рассеяния Ми внутреннего поля частицы в условиях суперрезонанса.

Ключевые слова: резонансы Фано, суперрезонанс, экстремальные поля, субволновая локализация поля.

DOI: 10.15372/AUT20220511

Введение. Для возникновения резонансов Фано решающую роль играют магнитные дипольные резонансы диэлектрической частицы [1, 2]. Возбуждённая 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 [2]. Однако резонансное возбуждение внутренних локализованных [3] гигантских, в первую очередь магнитных, полей в диэлектрической частице в оптике является нетривиальной задачей. Например, сильный магнетизм в оптическом диапазоне не может быть достигнут при использовании природных диэлектрических материалов [4]. В [5] было продемонстрировано, что реализация резонансов Фано высокого порядка, связанных с внутренними модами Ми, в оптическом диапазоне возможна в таких простых структурах, как непоглощающая мезоразмерная диэлектрическая сфера. Эти резонансы, возникающие при определённых значениях параметра размера частицы, равного $q = 2\pi a/\lambda$ (a — радиус частицы, λ — длина волны освещающего излучения), и её показателя преломления, могут давать коэффициенты усиления напряжённости как магнитного, так и электрического поля порядка 10^5 – 10^7 [5–7]. В этой связи такие резонансы Фано высокого порядка были названы «суперрезонансами» [5].

Важной особенностью указанных резонансов Фано высокого порядка в таких частицах является субволновая степень локализации поля, превышающей дифракционный предел,

как внутри частицы, так и на её поверхности [5, 6]. Последнее связано с образованием областей с крайне высокими значениями локальных волновых векторов [8, 9] и локальных оптических субволновых вихрей внутри частицы [5–9]. Эти уникальные характеристики суперрезонансов могут стать новой основой достижения сверхвысоких магнитных полей. В то же время указывается [5], что суперрезонансы рассматриваемой природы оказываются весьма чувствительными и к параметру размера частицы, и к диссипативным потерям в её материале. Более того, влияние окружающей частицу среды сводится к сдвигу резонансной частоты в синюю область [10].

На основе моделирования по теории Ми [11] резонансы Фано высокого порядка в сферических частицах кратко рассматривались в том числе для материала с показателем преломления около 1,5, характерного для типичных стёкол в оптическом диапазоне, в фундаментальном аспекте — без привязки к конкретному материалу и его свойствам.

В [5] в то же время остаётся открытым принципиальный вопрос: каких реальных максимальных значений усиления магнитного и электрического полей можно достичь для используемых в настоящее время оптических материалов?

Целью данной работы является демонстрация возможности генерации локализованных полей экстремально высокой интенсивности: порядка 10^7 для магнитного и 10^6 электрического полей с помощью сферической мезоразмерной частицы, выполненной из реального диэлектрического материала — боросиликатного стекла ВК7.

Параметры задачи. Анализ [12, 13] показал, что в видимом диапазоне наиболее подходящим материалом для изготовления сферической частицы может быть боросиликатное стекло ВК7, обладающее наименьшим показателем поглощения и весьма слабой линейной зависимостью показателя преломления от температуры. Сферические частицы из такого материала используются в настоящее время в оптической микроскопии [14]. Далее на основе теории Ми рассмотрено рассеяние линейно-поляризованной плоской волны на мезоразмерной сфере из боросиликатного стекла ВК7 со следующими основными параметрами: длина волны излучения $\lambda = 532$ нм, комплексный показатель преломления материала частицы $n = n_s + ik$, где $n_s = 1,5195$, $k = 7,7608 \cdot 10^{-9}$ [12, 13]. Не снижая общности задачи с учётом [10], предполагается, что сфера находится в вакууме. Подробности математической формулировки теории Ми можно найти в [5, 11]. Поскольку сверхрезонансные моды являются возбуждаемыми внутренними модами парциальных волн [5], проанализируем соответствующие коэффициенты Ми (c — ТМ-мода, d — ТЕ-мода) [11].

Результаты и обсуждения. На рис. 1 показаны спектральные характеристики резонансов при рассеянии плоской волны на сферической частице из рассматриваемого материала в зависимости от её параметра размера. Из рис. 1, *a* следует, что для выбранного оптического материала с умеренным значением показателя преломления интерес представляет диапазон значений $q \approx 20$ –50. Следовательно, для получения эффектов суперрезонанса в видимой области спектра необходимы сферические частицы размером от 2 до 10 мкм. Заметим, что резонансы в таких диэлектрических сферах не фиксированы, а их спектральное положение можно контролируемо изменять, регулируя параметр размера, оптические свойства материала частицы и внешнего окружения [10].

На рис. 1, *b* виден очень узкий спектральный профиль резонансной моды для $q = 36,0782$, описываемый в рамках теории Фано, шириной обратно пропорциональной добротности моды [15] и составляющей в данном случае $Q \sim 4 \cdot 10^7$. Заметим, что для идеальной непоглощающей сферы ($k = 0$) соответствующая добротность, как показали симуляции, немного меньше — $Q \sim 3 \cdot 10^7$. При этом форма резонансной линии для интенсивности магнитного поля отличается от таковой для электрического поля, которая ближе к слабо несимметричной лоренцевской форме [16].

Распределения интенсивности электрического и магнитного полей для рассматриваемой сферической частицы в условиях суперрезонанса показаны на рис. 2.

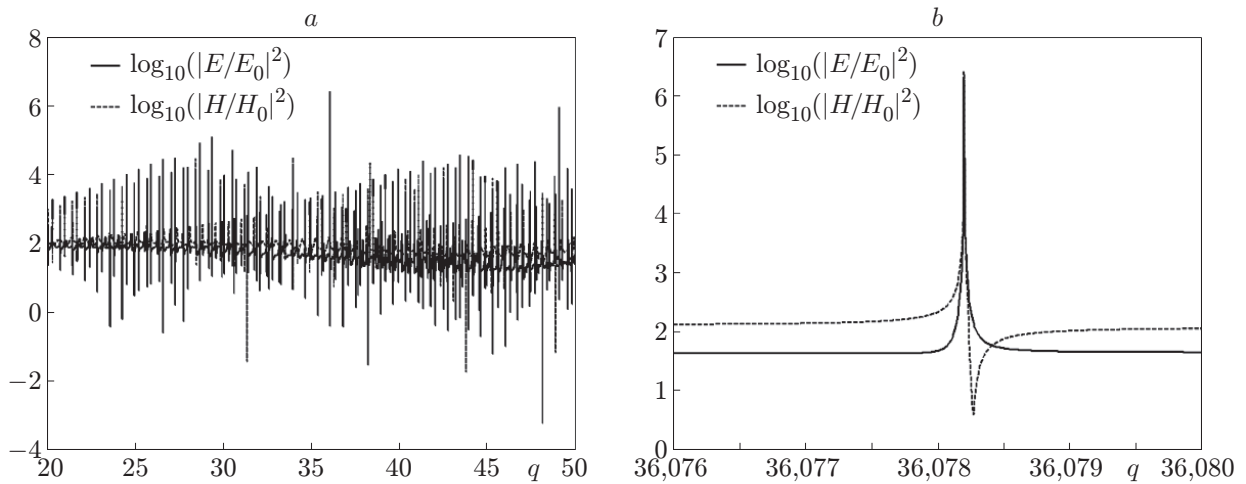


Рис. 1. Резонансные характеристики сферической частицы: спектральная зависимость интенсивности резонансов от параметра размера сферической частицы (а), вид резонансной линии для максимального значения усиления интенсивности магнитного поля (б)

Как видно на рис. 2, в условиях суперрезонанса поле внутри сферической частицы меняет свою пространственную конфигурацию и приобретает форму, характерную для распределения поля одиночной собственной моды, которая находится в резонансе. В теории Ми это соответствует существенному преобладанию только одного члена в ряду внутренних полей (коэффициента c_n Ми в данном случае), ответственного за возбуждённую резонансную моду (рис. 3). В результате появляются две «горячие точки» в верхней и нижней вершинах сферической частицы вдоль направления распространения излучения (см. рис. 2). При этом в резонансе резко возрастает амплитуда внутреннего магнитного и электрического полей сферической частицы вблизи её полюсов. Кроме того, конфигурация полей, соответствующих модам шепчущей галереи [17, 18] (см. рис. 2), 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 [5].

Максимальная интенсивность поля в горячих точках для рассматриваемых параметров задачи составляет $|E/E_0|^2 \sim 1,9 \cdot 10^6$ для электрического и $|H/H_0|^2 \sim 3,1 \cdot 10^7$ для магнитного полей. Отметим, что для идеальной непоглощающей сферы ($k = 0$) значения составляют $|E/E_0|^2 \sim 1,01 \cdot 10^6$ для электрического и $|H/H_0|^2 \sim 1,7 \cdot 10^7$ для магнитного полей. Следовательно, малая диссипация в материале частицы может приводить не к уменьшению, как казалось бы, а к увеличению пиковых значений интенсивности поля в горячих точках примерно в 2 раза. Объяснение этого эффекта заключается в необычном поведении соответствующего коэффициента Ми резонансной моды.

На рис. 3 показаны значения амплитуд коэффициентов компонент электромагнитного поля ${}^e A_n$ и ${}^m A_n$ в условиях суперрезонанса, пропорциональных коэффициентам Ми c_n и d_n [11]:

$${}^e A_n = i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n, \quad {}^m A_n = i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n.$$

Более детально выражения для рассеянных полей в среде и внутри немагнитной сферы обсуждаются в [11]. Такое распределение характерно для резонанса Фано: взаимодействие

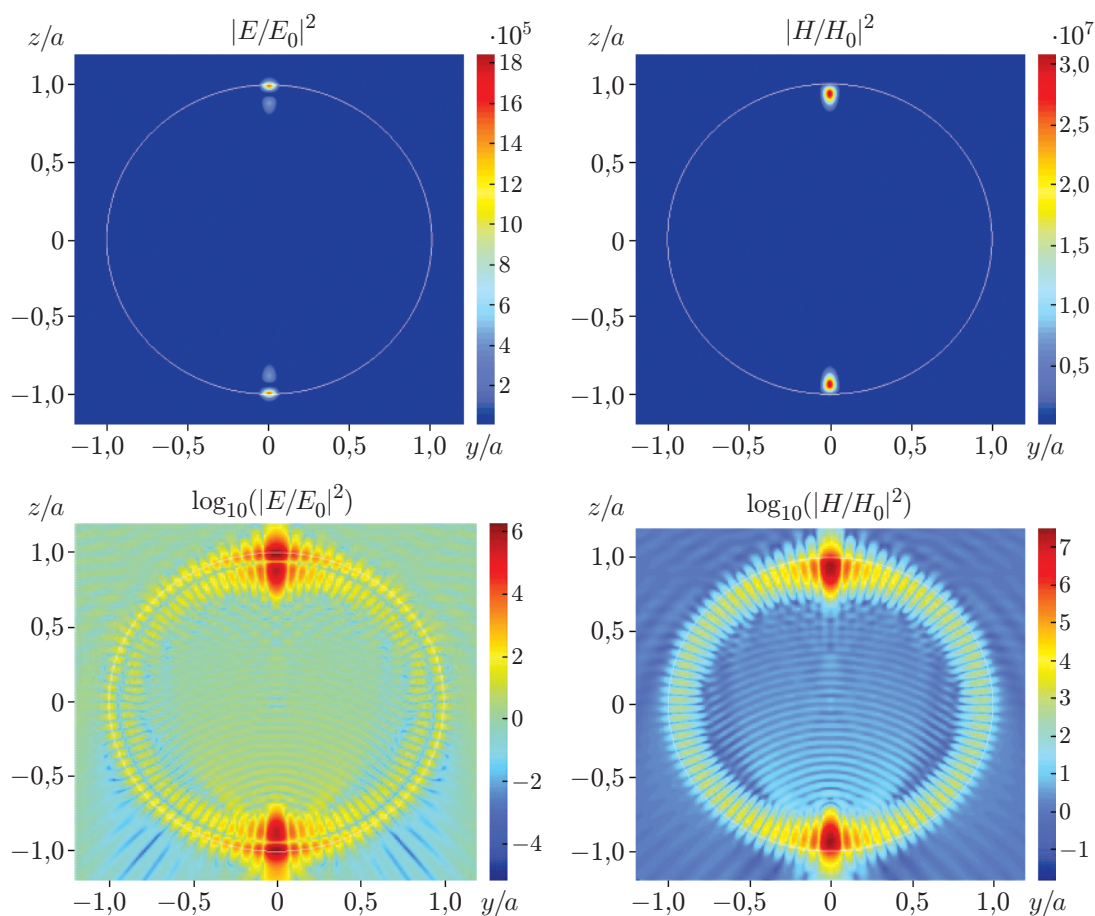


Рис. 2. Распределения интенсивности электрического (левый столбец) и магнитного (правый столбец) полей в сферической частице. В нижней строке каждого столбца показаны эти же распределения в логарифмическом масштабе

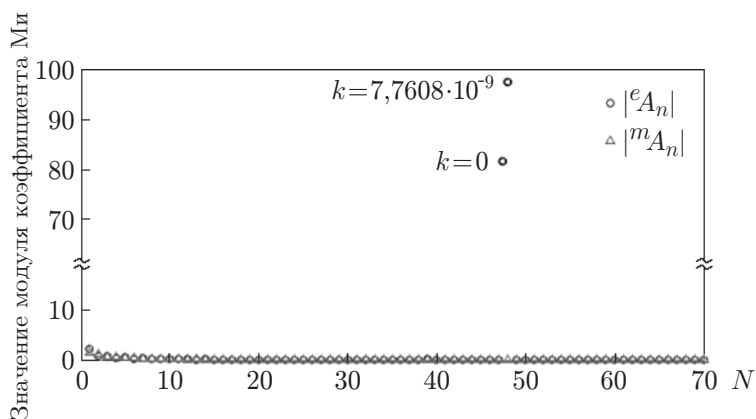


Рис. 3. Зависимость амплитуды внутренних коэффициентов рассеяния M_i от номера моды

отдельной высокоинтенсивной моды со всеми остальными внутренними низкоинтенсивными модами. Из этих данных следует, что амплитуда только одной моды, соответствующая номеру $N = 48$, существенно (около 100 раз) превалирует над другими модами.

Более того, оказалось, что введение в материал сферической частицы малой диссипации увеличивает амплитуду коэффициента резонансной моды $|^e A_{48}|$ в рассматриваемом случае примерно на 20 % (с 71,7 до 97,5 %), что и приводит к эффекту усиления интенсивности поля в горячих точках.

В целом для сферической частицы, выполненной из боросиликатного стекла ВК7, в оптическом диапазоне пространственный размер области локализации поля в горячих точках имеет субдифракционный размер. Так, полуширина области фокусировки на теневой поверхности сферической частицы для магнитного поля составляет $0,214\lambda$, что существенно меньше дифракционного предела $\lambda/2n_s = 0,329\lambda$. При этом для резонансного значения размера частицы $q = 36,0782$ (радиус частицы около 3 мкм на длине волны $\lambda = 532$ нм) максимальная интенсивность поля в горячих точках для стеклянной сферы из ВК7 составляет примерно $|E/E_0|^2 \approx 2 \cdot 10^6$ для электрического и $|H/H_0|^2 \approx 3 \cdot 10^7$ для магнитного полей. Это открывает путь для реализации беспрецедентного управления гигантскими электромагнитными полями на оптических частотах с глубокой субволновой пространственной локализацией.

В то же время может потребоваться спектрально перестраиваемый лазерный источник при фиксированном значении резонансного параметра размера частицы или точная подгонка диаметра сферы для фиксированной длины волны освещения. Поэтому для осуществления экспериментальной проверки указанного эффекта в оптическом диапазоне необходимо учесть следующие основные особенности. Для возбуждения суперрезонанса возможно использовать фемтосекундный лазерный импульс, который имеет широкий спектр. При рассеянии такого излучения на частице всегда будет реализовываться её резонансное возбуждение благодаря попаданию собственной частоты высокодобротной резонансной моды частицы в центральную часть спектра падающего излучения. Заметим, что в спектре оптических констант боросиликатного стекла ВК7 имеется достаточно протяжённый участок, где эти величины практически постоянны [12, 13]. Дополнительно необходимо будет принять меры, чтобы ширина облучающего гауссового пучка была больше, чем диаметр частицы [19, 20]. Кроме того, наиболее заметными нелинейно-оптическими эффектами в прозрачном диэлектрике являются оптический пробой и керровская самофокусировка [21]. Оценки показывают, что с учётом эффекта внутренней фокусировки оптического поля сферической поверхностью частицы условие отсутствия нелинейных эффектов при дифракции импульса на сферической частице приводит к ограничению мощности облучения порядка $I_0 < 10^{10}$ Вт/см² [22]. Также для получения рекордного усиления электромагнитных полей в оптическом диапазоне необходимо контролировать сферичность формы частицы — отклонение сферичности формы частицы от идеальной будет приводить к расщеплению резонансной моды на мультиплет и, как следствие, к снижению резонансных свойств [23]. Эти вопросы требуют более тщательного изучения.

Заключение. Таким образом, результаты исследований подтверждают исходное предположение о том, что возбуждение резонансов высокого порядка во внутреннем поле способствует субволновой локализации как магнитного, так и электрического поля в области полюсов сферы вблизи её поверхности.

Для сферы, выполненной из боросиликатного стекла ВК7, в оптическом диапазоне полуширина области фокусировки на теневой поверхности сферической частицы для магнитного поля составляет $0,214\lambda$ при максимальной интенсивности поля в «горячих точках» порядка $|E/E_0|^2 \sim 2 \cdot 10^6$ для электрического и $|H/H_0|^2 \sim 3 \cdot 10^7$ для магнитного полей. Для сферической частицы, выполненной из боросиликатного стекла ВК7, в оптическом диапазоне пространственный размер области локализации поля в горячих точках

имеет субдифракционный размер. Так, полуширина области фокусировки на теневой поверхности сферической частицы для магнитного поля составляет $0,214\lambda$, что существенно меньше дифракционного предела $\lambda/2n_s = 0,329\lambda$. При этом для резонансного значения размера частицы $q = 36,0782$ (радиус частицы около 3 микрон на длине волны $\lambda = 532$ нм) максимальная интенсивность поля в горячих точках для стеклянной сферы из BK7 составляет примерно $|E/E_0|^2 \sim 2 \cdot 10^6$ для электрического и $|H/H_0|^2 \sim 3 \cdot 10^7$ для магнитного полей.

Диэлектрические мезомасштабные сферические частицы со средним показателем преломления $n_s \sim 1,5$, характерного для оптического диапазона, демонстрируют магнитные и электрические резонансы Фано высокого порядка. Это открывает путь для реализации беспрецедентного управления гигантскими электромагнитными полями на оптических частотах с глубокой субволновой пространственной локализацией.

Финансирование. Работа поддержана программой развития Томского политехнического университета и Natural Science Research Program of Huai'an (No. HAW202153).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Colom R., Mcphedran R., Stout B., Bonod N.** Modal analysis of anapoles, internal fields and Fano resonances in dielectric particles // *JOSA B*. 2019. **36**, N 8. P. 2052–2061.
2. **Luk'yanchuk B., Miroschnichenko A., Kivshar Y.** Fano resonances and topological optics: An interplay of far- and near-field interference phenomena // *Journ. Opt.* 2013. **15**, Iss. 7. P. 073001.
3. **Sajeev J.** Localization of light // *Phys. Today*. 1991. **44**, N 5. P. 32–34.
4. **Cai W., Chettiar U., Yuan H. et al.** Metamagnetics with rainbow colors // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 6. P. 3333–3341.
5. **Wang Z., Luk'yanchuk B., Yue L. et al.** High order Fano resonances and giant magnetic fields in dielectric microspheres // *Sci. Rep.* 2019. **9**. P. 20293.
6. **Yue L., Wang Z., Yan B. et al.** Super-enhancement focusing of teflon spheres // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2020. **532**, N 10. P. 2000373.
7. **Yue L., Yan B., Monks J. et al.** Full three-dimensional Poynting vector flow analysis of great field-intensity enhancement in specifically sized spherical-particles // *Sci. Rep.* 2019. **9**. P. 20224.
8. **Berry M. V.** Superoscillations and leaky spectra // *Journ. Phys. A. Math. Theor.* 2018. **52**, N 1. P. 015202.
9. **Minin O. V., Minin I. V.** Optical phenomena in mesoscale dielectric particles // *Photonics*. 2021. **8**, N 12. 591.
10. **Минин И. В., Минин О. В., Zhou S.** Особенности генерации экстремальных электромагнитных полей в диэлектрической мезоразмерной сфере с учётом окружающей среды // *Письма в Журнал технической физики*. **48**, № 18. С. 41–44.
11. **Bohren C. F., Huffman D. R.** Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Hoboken: John Wiley & Sons, 2007. 544 p.
12. **Su L., Chen Y., Yi A. et al.** Refractive index variation in compression molding of precision glass optical components // *Appl. Opt.* 2008. **47**, N 10. P. 1662–1667.
13. **Rocha A., Silva J., Lima S. et al.** Measurements of refractive indices and thermo-optical coefficients using a white-light Michelson interferometer // *Appl. Opt.* 2016. **55**, N 24. P. 6639–6643.
14. **Agbana T., Diehl J., van Pul F. et al.** Imaging & identification of malaria parasites using cellphone microscope with a ball lens // *PLoS ONE*. 2018. **13**, N 10. P. e0205020.

15. **Christopoulos T., Tsilipakos O., Sinatkas G., Kriezis E.** On the calculation of the quality factor in contemporary photonic resonant structures // *Opt. Express*. 2019. **27**, N 10. P. 14505–14522.
16. **Petrakis L.** Spectral line shapes: Gaussian and Lorentzian functions in magnetic resonance // *Journ. Chem. Educ.* 1967. **44**, N 8. P. 432–439.
17. **Oraevsky A. N.** Whispering-gallery waves // *Quant. Electron.* 2002. **32**, N 5. P. 377–400.
18. **Grujic K., Hole J. P., Helles O. G., Wilkinson J. S.** Whispering gallery mode excitation in borosilicate glass microspheres by K⁺ ion-exchanged channel waveguide coupler // *Proc. of the 8th Int. Conference on Laser Beam Control and Applications (SPIE: Photonics West)*. San José, Costa Rica, 22–26 Jan, 2006. 61010. DOI: 10.1117/12.669565.
19. **Khaled E., Hill S., Barber P., Chowdhury D.** Near-resonance excitation of dielectric spheres with plane waves and off-axis Gaussian beams // *Appl. Opt.* 1992. **31**, Iss. 9. P. 1166–1169.
20. **Zambrana-Puyalto X., D'Ambrosio D., Gagliardi G.** Excitation mechanisms of whispering gallery modes with direct light scattering // *Laser and Photon. Rev.* 2021. **15**, N 5. P. 2000528.
21. **Couairon A., Myzyrowicz A.** Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* 2007. **441**, Iss. 2–4. P. 47–189.
22. **Гейнц Ю., Землянов А., Панина Е.** Субдифракционная локализация поля при рассеянии фемтосекундного лазерного излучения на диэлектрической микросфере // *Квантовая электроника*. 2014. **44**, № 1. С. 48.
23. **Cantrell C.** Theory of nonlinear optics in dielectric spheres. II. Coupled-partial-wave theory of resonant, resonantly pumped stimulated Brillouin scattering // *JOSA B*. 1991. **8**, Iss. 10. P. 2158–2180.

Поступила в редакцию 22.07.2022

После доработки 14.08.2022

Принята к публикации 29.08.2022
