

УДК 535.36; 535.391

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВДОЛЬ ЦЕПОЧКИ НАНОЧАСТИЦ

В. М. Бабин<sup>1</sup>, В. В. Воробьев<sup>1</sup>, А. С. Медведев<sup>1</sup>, Е. С. Мирончук<sup>1</sup>,  
А. А. Нарич<sup>1,2</sup>, А. Д. Кондорский<sup>1,2</sup>

*Проведены численные расчеты и изучены спектральные характеристики и пространственные распределения полей при возбуждении цепочки из двух и трех наночастиц зондом оптического микроскопа ближнего поля. Установлено, что вблизи линии поглощения материала наночастиц существует набор частот, при которых электромагнитное поле может наиболее эффективно распространяться вдоль цепочки. Показано, что эффективность передачи электромагнитной энергии в результате квадрупольного взаимодействия между частицами может превышать эффективность передачи, обусловленную дипольным взаимодействием.*

**Ключевые слова:** наночастицы, ближнее поле, дипольное и квадрупольное взаимодействие, распространение электромагнитной энергии.

*Введение.* Одним из актуальных направлений современной физики является разработка нанофотонных устройств [1]. Элементами таких устройств являются разнообразные наноструктуры и квантовые точки, а передача сигналов между ними осуществляется с помощью световых полей, локализованных на нанометровых (субволновых) масштабах. Физические свойства таких локализованных световых полей радикально отличаются от обычных оптических полей (см., напр., [2, 3]). Существенным элементом нанофотонных устройств являются линии передачи сигнала, обеспечивающие передачу электромагнитной энергии на расстояния порядка  $\lambda$  при характерных размерах поперечной локализации поля, значительно меньших длины волны передаваемого излуче-

<sup>1</sup> МФТИ (Государственный университет), 141700, Московская область, г. Доломитовый, Институтский пер, 9.

<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kondor@sci.lebedev.ru.

ния ( $a \ll \lambda$ ). Одной из перспективных конструкций таких линий передачи является цепочка из сферических наночастиц (квантовых точек) [4, 5].

Настоящая работа посвящена изучению спектральных характеристик и пространственных распределений полей при возбуждении цепочки из двух и трех наночастиц внешним электромагнитным полем с частотами, близкими к частоте линии поглощения материала наночастицы. Известно, что вблизи линии поглощения поляризуемость материала существенно возрастает. Это должно приводить к более эффективному ближне-полюному взаимодействию между наночастицами и к повышению эффективности распространения электромагнитного поля вдоль цепочки частиц. С другой стороны, часть излучения поглощается, увеличивая диссипативные потери при такой передаче. Результирующее влияние этих двух конкурирующих факторов на эффективность распространения поля вдоль цепочки зависит как от конкретных значений оптических констант материала наночастицы (определяющих параметры дисперсионного контура линии поглощения), так и от геометрических характеристик, поскольку они существенно влияют на величины её дипольной, квадрупольной и мультипольных поляризуемостей (см., напр., [6]).

*Теоретическая модель и метод исследования.* Объектом исследований являлись цепочки из равномерно расположенных вдоль линии двух и трех сферических частиц, диэлектрическая проницаемость которых вблизи некоторой частоты  $\omega_0$  может быть описана лоренцовским контуром:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_0^2 f}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}.$$

Здесь  $\gamma$  – ширина линии поглощения,  $\varepsilon_\infty$  – значение диэлектрической проницаемости частицы вдали от полосы поглощения, а  $f$  – величина, определяемая приведенной силой осциллятора перехода на частоте  $\omega_0$ . Диаметры наночастиц выбирались равными одной десятой длины волны линии поглощения  $\lambda_0$ . Внешнее электромагнитное возбуждение, излучаемое зондом микроскопа ближнего поля, моделировалось точечным диполем, расположенным на оси цепочки наночастиц. Вектор диполя был направлен перпендикулярно оси, соединяющей центры частиц (см. рис. 1).

Для проведения численного моделирования пространственного распространения электромагнитных полей в рассматриваемой модели использовался пакет программного обеспечения с открытым исходным кодом МЕЕР (MIT Electromagnetic Equation Propagation) [7], который реализует Метод Конечных Разностей во Временной Области (FDTD) для решения уравнений Максвелла (см. [8]). Расчет проводился следующим

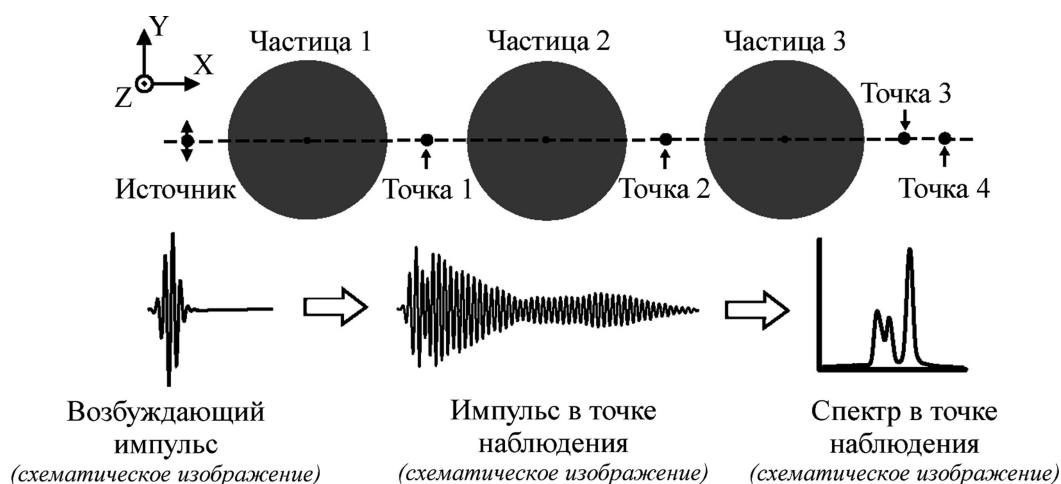


Рис. 1: Используемая теоретическая модель и схема расчета.

образом: временная зависимость излучения источника была задана в виде короткого импульса, обладающего гауссовым спектром с центральной частотой, соответствующей частоте линии поглощения  $\omega_0$ . Длительность импульса составляла около 6 колебаний несущей частоты. Решение уравнений Максвелла в области вокруг источника и наночастиц проводилось для длительности, в 20 раз большей, чем длительность возбуждающего импульса. В процессе компьютерного моделирования вычислялись зависимости полей от времени для точек, расположенных вокруг наночастиц и между ними. В результате расчета были получены спектры полей в этих точках и определена эффективность распространения электромагнитного поля на различных частотах.

Расположение источника, сферических наночастиц и точек наблюдения представлены на рис. 1. Расстояния между источником, краями сфер и точками наблюдения равны половине радиуса сфер. В расчетах используются относительные единицы (такие, что скорость света равна единице [7]). В этих единицах параметры дисперсионного контура (1) были выбраны следующими:  $\omega_0 = 2\pi\nu$ , где линейная частота  $\nu = 0.05$  отн. ед. (длина волны составляет 20 отн. ед.);  $\varepsilon_\infty = 1$ ;  $f = 1$  отн. ед.;  $\gamma = 10^{-4}$  отн. ед. Диаметр наночастиц составлял 2 отн. ед., а расстояние между ними 1 отн. ед. Результаты расчета могут быть масштабированы для различных спектральных диапазонов при условии, что соотношение между длиной волны линии поглощения и размером наночастицы сохраняется неизменным. Так, для длины волны  $\lambda = 500$  нм приведенные в данной работе результаты будут соответствовать случаю наночастиц с диаметром 50 нм и расстоянием между ними 25 нм.

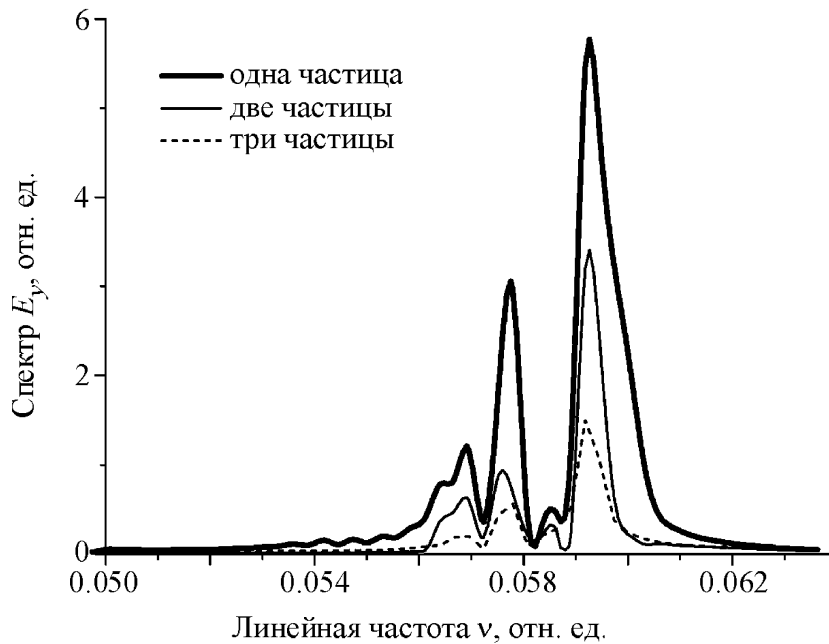


Рис. 2: Спектры поля в конце цепочки при различном числе входящих в нее наночастиц. Жирная линия – спектр в точке 1 при наличии только сферы 1. Тонкая линия – спектр в точке 2 при наличии сфер 1 и 2. Пунктир – спектр в точке 3 при наличии всех трех сфер.

*Результаты расчетов и обсуждение.* На рис. 2 представлены спектры, полученные в точках наблюдения 1, 2 и 3 для случая, когда присутствуют одна, две и три сферы, соответственно. Данный рисунок показывает, как в зависимости от частоты происходит затухание поля в конце цепочки с увеличением числа наночастиц. Как видно из рисунка, эффективное распространение поля вдоль цепочки происходит на определенных частотах, больших частоты линии поглощения. Данные частоты в нулевом приближении не зависят от числа частиц в цепочке и определяются индивидуальными свойствами наночастицы. Анализ спектра единичной наночастицы, проведенный с использованием теории Ми (см., напр., [9]), позволяет интерпретировать пик с частотой  $\sim 0.0578$  отн. ед. как резонанс дипольной поляризуемости, а пик с частотой  $\sim 0.0592$  отн. ед. – квадрупольной поляризуемости. Тот факт, что наиболее эффективно распространение электромагнитной энергии происходит именно на этих частотах, позволяет заключить, что основной вклад в процесс передачи оптического сигнала вносят дипольное (на частоте  $\sim 0.0578$  отн. ед.) и квадрупольное (на частоте  $\sim 0.0592$  отн. ед.) взаимодействия между наночастицами.

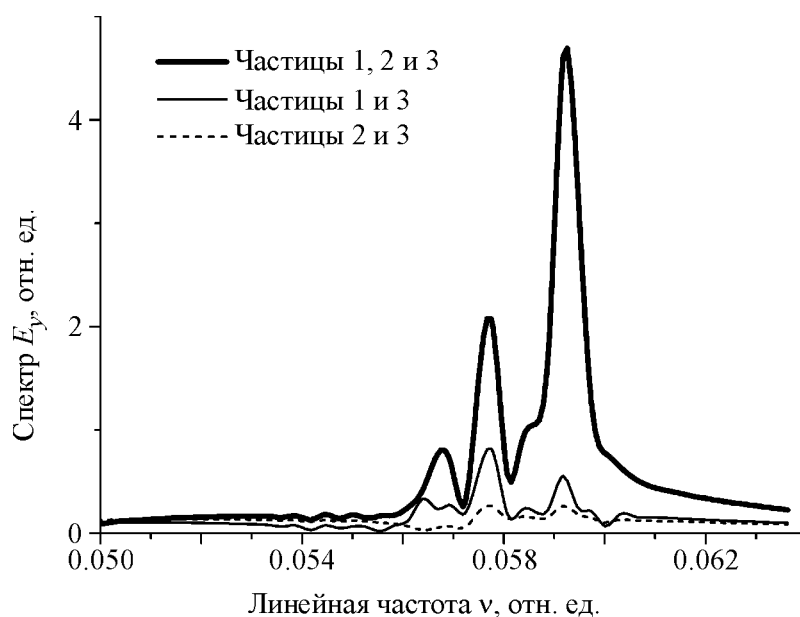


Рис. 3: Спектры поля в дальней от источника точке (точка 4 на рис. 1) при отсутствии крайней левой или крайней правой наночастицы. Жирная линия – присутствуют все три наночастицы. Тонкая линия – присутствуют наночастицы 1 и 2. Пунктир – присутствуют наночастицы 2 и 3.

На рисунке 3 представлены спектры, рассчитанные для точки 4, находящейся на наибольшем отдалении от источника (см. рис. 1) при отсутствии крайней левой или крайней правой наночастицы. Удаление одной из крайних наночастиц приводит либо к увеличению расстояния от источника до начала цепочки (удаление частицы 1), либо к увеличению расстояния до точки наблюдения (удаление частицы 2). В обоих случаях эффективность распространения электромагнитного поля сильно уменьшается. При этом наиболее существенно это уменьшение происходит на частоте  $\sim 0.0592$  отн. ед. Это подтверждает предположение, что механизмом передачи электромагнитной энергии на этой частоте является квадрупольное взаимодействие между наночастицами.

*Заключение.* Теоретически исследованы спектральные характеристики и получены пространственные распределения полей при возбуждении цепочки из двух и трех наночастиц зондом оптического микроскопа ближнего поля на частотах, близких к частоте линии поглощения материала наночастиц. Показано, что на определенных частотах, лежащих выше линии поглощения, поле может эффективно распространяться вдоль цепочки. Данные частоты почти не зависят от числа частиц в цепочке и определяются свойствами отдельной наночастицы. Обнаруженные спектральные особенности, прояв-

ляющиеся в наличии спектральных пиков в амплитуде электрического поля в конце цепочки, интерпретированы в терминах резонансов дипольной и квадрупольной поляризуемостей частицы. Сделан вывод о том, что в зависимости от частоты света передача электромагнитной энергии может происходить как в результате дипольного, так и квадрупольного взаимодействия между частицами. Установлено, что эффективность передачи электромагнитной энергии в результате квадрупольного взаимодействия может превышать эффективность передачи, обусловленную дипольным взаимодействием.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение N 8576 от 13.09.2012).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] M. Ohtsu, K. Kobayashi, T. Kawazoe, et al., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **8**, 839 (2002).
- [2] Л. Новотный, Б. Хехт, *Основы нанооптики* (М., Физматлит, 2009).
- [3] T. I. Kuznetsova and V. S. Lebedev, *Phys. Rev. B* **70**, 035107 (2004); *Phys. Rev. E* **78**, 016607 (2008).
- [4] S. A. Mayer, P. G. Kik, H. A. Atwater, et al., *Nature Mater.* **2**, 229 (2003).
- [5] S. A. Mayer, M. L. Brongersma, P. G. Kik, et al., *Adv. Mater.* **15**, 562 (2003).
- [6] W. Ekardt, *Phys. Rev. B* **32**, 1961 (1985).
- [7] <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>.
- [8] A. Taflov and S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (2nd Ed) ISBN 1-58053-076-1 (Artech House, Boston, 2000).
- [9] К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М., Мир, 1986).

Поступила в редакцию 13 декабря 2012 г.