

# Оптические элементы Гюйгенса и наноантенны Яги–Уда на основе диэлектрических наночастиц

А. Е. Краснок<sup>\*1)</sup>, А. Е. Мирошниченко<sup>†</sup>, П. А. Белов<sup>\*\*+</sup>, Ю. С. Кившарь<sup>\*†</sup>

<sup>\*</sup>С.-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики  
197101 С.-Петербург, Россия

<sup>+</sup>Queen Mary University of London, E14NS London, United Kingdom

<sup>†</sup>Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics and Engineering, Australian National University  
ACT 0200 Canberra, Australia

Поступила в редакцию 30 августа 2011 г.

В работе предложен новый класс оптических наноантенн на основе диэлектрических наночастиц и исследованы их основные характеристики. Показано, что одна диэлектрическая наночастица может обладать свойствами элемента Гюйгенса в оптической области длин волн. Аналитически и численно исследована наноантенна типа Яги–Уда, выполненная на основе диэлектрических наночастиц.

**1. Введение.** Изучение оптических наноантенн – это новое и быстро развивающееся направление в области современной оптики. В современной литературе наноантеннами называются устройства, которые преобразуют свободно распространяющееся оптическое излучение в поле, сильно локализованное в некоторой области, и наоборот [1–9]. Такие антенны интересны прежде всего тем, что они позволяют повысить эффективность контроля и управления электромагнитными полями на нанометровом масштабе.

Традиционно в области оптических длин волн управление электромагнитным полем происходит посредством линз, оптических волноводов, дифракционных элементов, т.е. приборов, размеры которых гораздо больше длины волны управляемого излучения. С другой стороны, управление электромагнитным излучением в радио- и СВЧ-диапазонах с помощью антенн, т.е. приборов, сравнимых с длиной волны, является устоявшейся техникой. Несмотря на огромную важность оптического диапазона частот, конкретные дизайны наноантенн и их практическая реализация стали обсуждаться лишь совсем недавно. Это обусловлено тем, что характерные размеры оптической антенны определяются рабочей длиной волны излучения, что составляет сотни нанометров. Поэтому возникает технологическая проблема воспроизведения объекта такого размера с нанометровой точностью. Благодаря тому что нанометровый масштаб длины становится более доступным для экспериментальных исследований, в последнее время наблюдается резкое увеличение количества публикуемых работ

на эту тему. С основными типами наноантенн и их экспериментальными реализациями можно ознакомиться, например, в обзоре [8]. В частности, недавно появились работы [1, 2, 4–9], в которых предлагаются конструкции наноантенн типа Яги–Уда. Эти наноантенны, подобно классической антенне Яги–Уда, имеют рефлектор и один или несколько директоров. Однако, в отличие от их классического аналога, узкая диаграмма направленности и высокий коэффициент усиления достигаются здесь за счет взаимодействия металлических элементов антенны в ближнем поле. На данный момент в литературе отсутствуют работы по наноантеннам на основе диэлектрических наночастиц, тогда как они обладают рядом преимуществ перед наноэлементами, изготовленными из металла. Во-первых, многие диэлектрические материалы обладают исключительно малым поглощением в оптической области частот. Во-вторых, как, например, показано в работе [10], существует область частот, в которой диэлектрическая частица обладает электрическим и магнитным откликами одновременно. Это дает возможность реализации на одной частице элемента Гюйгенса, что в оптической области частот представляется исключительно важным.

**2. Поляризуемость диэлектрических наночастиц. Элемент Гюйгенса.** Рассмотрим структуру, изображенную на рис. 1а. Рядом с элементарным диполем в его ближнее поле помещена сферическая диэлектрическая частица. Будем рассматривать частицы только тех размеров, для которых в оптической области частот поляризация имеет дипольный характер. Согласно теории Ми [11] для этого достаточно, чтобы выполнялось условие  $k_s R_s \approx 1$ , где  $k_s$  – волновое число электромагнитного поля в материале

<sup>1)</sup> e-mail: krasnokfiz@mail.ru

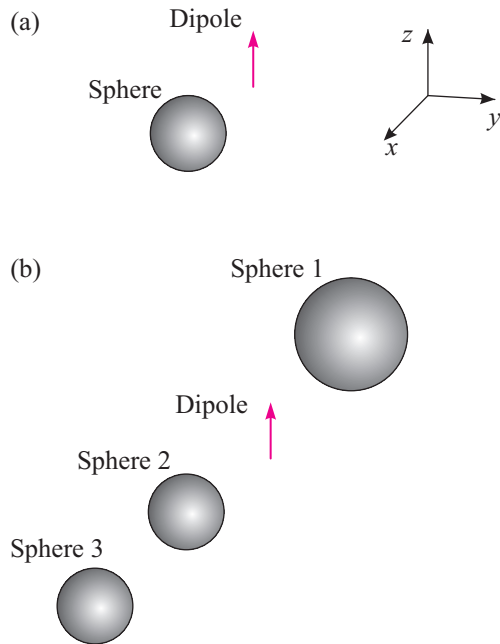


Рис. 1. Геометрии рассматриваемых задач. (а) – Элемент Гюйгенса. На рисунке изображен элементарный диполь (dipole). На расстоянии  $r_{ds} = 165$  нм (расстояние между центрами) от него помещена кремниевая наночастица (sphere) радиусом  $R_s = 65$  нм. (б) – Наноантенна Яги–Уда. Радиус большой сферы (sphere 1)  $R_{s1} = 75$  нм, малых сфер (sphere 2 и sphere 3)  $R_{s2}, R_{s3} = 60$  нм. Расстояние между центром сферы 1 и диполем  $r_{s1,d} = 190$  нм, между сферой 2 и диполем  $r_{s2,d} = 180$  нм, между сферой 2 и сферой 3  $r_{s2,s3} = 240$  нм

ле частицы, а  $R_s$  – ее радиус. Поэтому необходимо, чтобы диэлектрическая проницаемость материала, из которого изготовлена сфера, была существенно больше, чем диэлектрическая проницаемость окружающей ее среды. В качестве материала диэлектрической сферы выберем кремний. Называя кремниевую частицу диэлектрической, мы имеем в виду то, что ее оптический отклик не связан с плазмонным резонансом. Реальная часть диэлектрической проницаемости кремния в оптической области длин волн [12] приблизительно равна 16, а диссипативные потери в кремнии на один-два порядка меньше, чем в благородном металле (золото, серебро). Наибольший радиус кремниевой частицы, удовлетворяющей дипольному приближению, примерно равен 70 нм.

Для описания оптического отклика частицы воспользуемся известными [10, 13] выражениями для электрической и магнитной поляризуемостей:

$$\alpha^e = \frac{3i\varepsilon_h}{2k_h^3} a_1, \quad \alpha^m = \frac{3i}{2k_h^3} b_1, \quad (1)$$

где  $\alpha^e$  и  $\alpha^m$  – электрическая и магнитная поляризуемости соответственно,  $k_h$  и  $\varepsilon_h$  – волновое число и диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена частица, а коэффициенты  $a_1$  и  $b_1$  представляют собой амплитуды рассеянного поля в первом (дипольном) приближении [11]. На рис. 2 приведены гра-

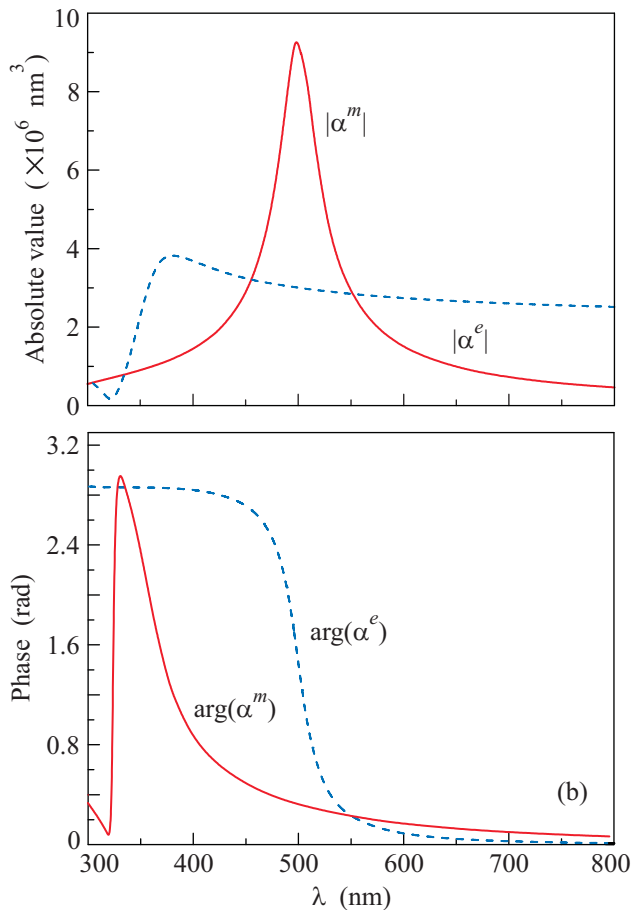


Рис. 2. Зависимости абсолютных значений (а) и фаз (б) электрической ( $\alpha^e$ ) и магнитной ( $\alpha^m$ ) поляризуемостей от длины волны для кремниевой частицы размером  $R_s = 65$  нм в свободном пространстве

фики абсолютных значений (а) и фаз (б) электрической и магнитной поляризуемостей кремниевой частицы с радиусом  $R_s = 65$  нм, расположенной в свободном пространстве. Как видно из рис. 2а, во всей оптической области поляризации обоих типов отличны от нуля. На рис. 2б приведены зависимости фазы электрической и магнитной поляризуемостей от длины волны. Как видно из рисунка, обе фазы плавно зависят от длины волны падающего излучения. Есть также широкий, порядка 200 нм, участок длин волн, в котором векторы электрического и магнитного дипольных моментов колеблются с большой разностью фаз.

Как известно, у зоны излучения диполя можно явно выявить две области, а именно дальнее и ближнее поле. В дальней зоне векторы электрического и магнитного полей колеблются с одинаковой фазой. Поэтому дальнее поле переносит энергию. В ближней зоне электрическое и магнитное поля колеблются в квадратуре. Поэтому среднее значение вектора Пойнтинга за период изменения поля равно нулю, а энергия из этой области не переносится. Между этими двумя предельными зонами расположена область, в которой разность фаз между напряженностями электрического и магнитного полей плавно меняется с расстоянием от  $\pi/2$  до нуля. Пусть рядом с элементарным излучателем помещена наночастица. Если магнитная поляризуемость у наночастицы отсутствует (металлическая наночастица), то наличие некоторой разности фаз между колебанием поля элементарного диполя и колебанием вектора поляризации наночастицы приведет к высвечиванию части энергии из ближней зоны. Однако зависимость фазы поляризуемости металлической частицы от длины волны претерпевает резкий скачок от нуля до  $\pi$  вблизи плазмонного резонанса, что усложняет точную настройку наноантенны на оптимальный режим работы. Вместе с тем если в наночастице возможно одновременное существование электрической и магнитной поляризации, то можно добиться более эффективного излучения энергии, запасенной в ближнем поле, в дальнюю зону. Именно такая ситуация реализуется в случае диэлектрических наночастиц, в которых возможен электрический и магнитный отклик.

### 3. Метод связанных дипольных уравнений.

Для аналитического решения задачи взаимодействия системы частиц с элементарным диполем мы используем метод системы связанных дипольных уравнений [13]. Преимуществом этого метода является наиболее полное описание ближнепольного взаимодействия системы диполей, включая диполи разной (электрической и магнитной) природы. Следуя этому методу, мы записываем систему уравнений для векторов электрического ( $\mathbf{P}_i$ ) и магнитного ( $\mathbf{M}_i$ ) моментов для каждой частицы в виде

$$\mathbf{P}_i = \alpha_i^e \left[ \sum_{j=1}^N \left( \hat{C}_{ij} \mathbf{P}_j - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \hat{G}_{ij} \mathbf{M}_j \right) + \mathbf{E}_{id} \right], \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_i = \alpha_i^m \left[ \sum_{j=1}^N \left( \hat{C}_{ij} \mathbf{M}_j + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \hat{G}_{ij} \mathbf{P}_j \right) + \mathbf{H}_{id} \right],$$

где  $\mathbf{E}_{id} = \hat{C}_{id} \mathbf{P}_d$  и  $\mathbf{H}_{id} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \hat{G}_{id} \mathbf{P}_d$  – электрическое и магнитное поле элементарного диполя в точке, в

которой находится частица  $i$ ,  $\alpha_i^e$  и  $\alpha_i^m$  – электрическая и магнитная поляризуемости этой частицы,  $\mathbf{P}_d$  – дипольный момент элементарного диполя,  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  – электрическая и магнитная проницаемости вакуума, а суммирование проводится по всем  $N$  частицам системы. Операторы  $\hat{C}_{ij}$  и  $\hat{G}_{ij}$  по своему физическому смыслу являются, соответственно, электрическим и магнитным полем точечного электрического диполя частицы  $i$  в точке с радиусом-вектором  $\mathbf{r}_j$ . По дуальности те же операторы  $\hat{C}_{ij}$  и  $\hat{G}_{ij}$  определяют электрические и магнитные поля магнитного диполя. Они определяются следующими выражениями:

$$\hat{C}_{ij} = A_{ij} \hat{I} + B_{ij} (\mathbf{n}_{ij} \otimes \mathbf{n}_{ij}), \quad \hat{G}_{ij} = D_{ij} \mathbf{n}_{ji} \times \hat{I}, \quad (3)$$

где  $(\mathbf{n}_{ij} \otimes \mathbf{n}_{ij})$  есть диадное произведение единичных векторов в направлении радиуса-вектора  $\mathbf{r}_{ij}$  от частицы  $i$  к частице  $j$ ,  $\hat{I}$  – единичная матрица  $3 \times 3$ , а символом “ $\times$ ” обозначено векторное произведение единичного вектора  $\mathbf{n}_{ji}$  на следующий стоящий за ним вектор. Под функциями  $A_{ij}$ ,  $B_{ij}$  и  $D_{ij}$  понимаются следующие выражения:

$$A_{ij} = \frac{\exp(ik_h r_{ij})}{r_{ij}} \left( k_h^2 - \frac{1}{r_{ij}^2} + \frac{ik_h}{r_{ij}} \right), \quad (4)$$

$$B_{ij} = \frac{\exp(ik_h r_{ij})}{r_{ij}} \left( -k_h^2 + \frac{3}{r_{ij}^2} - \frac{3ik_h}{r_{ij}} \right),$$

$$D_{ij} = \frac{\exp(ik_h r_{ij})}{r_{ij}} \left( k_h^2 + \frac{ik_h}{r_{ij}} \right).$$

Решая систему уравнений (2) относительно векторов электрического ( $\mathbf{P}_i$ ) и магнитного ( $\mathbf{M}_i$ ) моментов каждой частицы, электрическое поле в дальней зоне можно восстановить по известной формуле [11]:

$$\mathbf{E}_s = \frac{k_h^2}{R} \sum_{j=1}^N \left[ \mathbf{P}_j - (\mathbf{s} \cdot \mathbf{P}_j) \mathbf{s} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} [\mathbf{s} \times \mathbf{M}_j] \right] \times \exp[ik_h (R - \mathbf{s} \cdot \mathbf{r}_j)], \quad (5)$$

где  $\mathbf{R} = R\mathbf{s}$  – радиус-вектор, направленный из начала системы координат в точку, в которой исследуется поле. При этом  $R \gg |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ .

**4. Моделирование элемента Гюйгенса.** Вернемся к случаю, изображенному на рис.1а. Фиксируем дипольный момент элементарного диполя и исследуем интенсивность излучения этой системы в дальней зоне. Решая систему уравнений (2) с учетом (3), получаем следующие отличные от нуля компоненты электрических и магнитных дипольных моментов:

$$P_{sz} = \alpha_s^e A_{sd} P_{dz}, \quad (6)$$

$$M_{sx} = \alpha_s^m \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} D_{sd} P_{dz}.$$

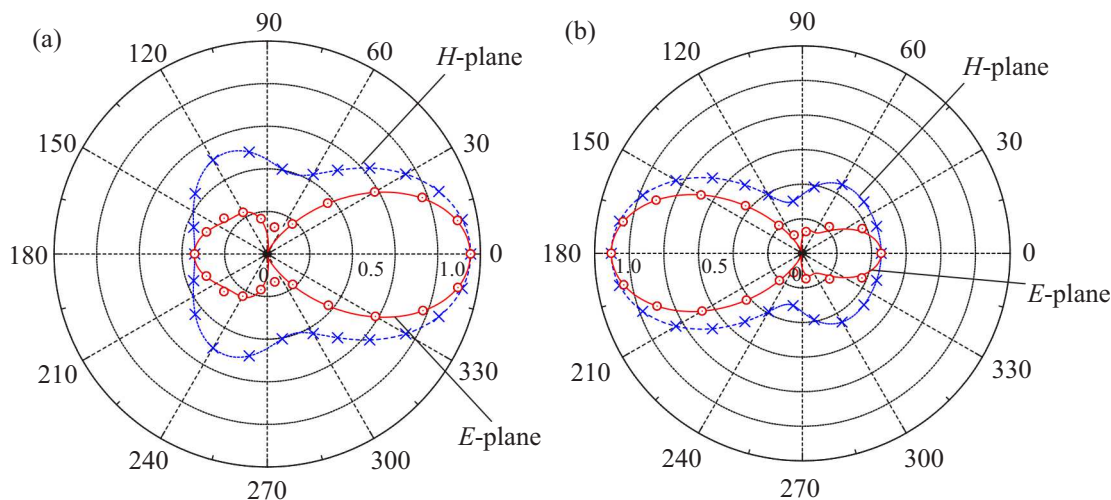


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения элемента Гюйгенса (рис. 1а) для  $E$ - и  $H$ -плоскостей (значки – численный результат; линии – аналитический). (а) – Длина волны излучения равна 570 нм. (б) – Длина волны излучения равна 490 нм. Значения нормированы на максимальную интенсивность излучения

Для численного исследования системы мы использовали коммерческий программный продукт CST Microwave Studio. На рис. 3а и б приведены диаграммы направленности излучения рассматриваемой системы. Видно, что для разных длин волн главный лепесток диаграммы направленности направлен по-разному. На длине  $\lambda = 570$  нм он направлен в положительную сторону оси  $x$ . На этой длине волны электрический и магнитный дипольные моменты частицы колеблются в фазе (рис. 2а). Для длины волны  $\lambda = 490$  нм главный лепесток направлен в отрицательную сторону оси  $x$ . На этой длине волны электрический и магнитный дипольные моменты колеблются с разностью фаз  $\arg(\alpha^m) - \arg(\alpha^e) = 1.3$  рад. Аналитические результаты полностью соответствуют результатам, полученным численно. Заметим, что эта особенность работы одной диэлектрической наночастицы как наноантенны связана исключительно с наличием у нее, наряду с электрическим, еще и магнитного дипольного момента. На рис. 4а приведены отношения мощности  $P_{fb}$  излучения в положительном и отрицательном направлениях для элемента Гюйгенса. Видно, что это отношение максимально для длин волн вблизи магнитного резонанса, где главный лепесток диаграммы направленности направлен в сторону от частицы. Кроме того, это отношение имеет минимум вблизи электрического резонанса. В этой области главный лепесток диаграммы направленности преимущественно в сторону от элементарного диполя. Зависимость отношения интенсивностей в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$  от длины волны проходит

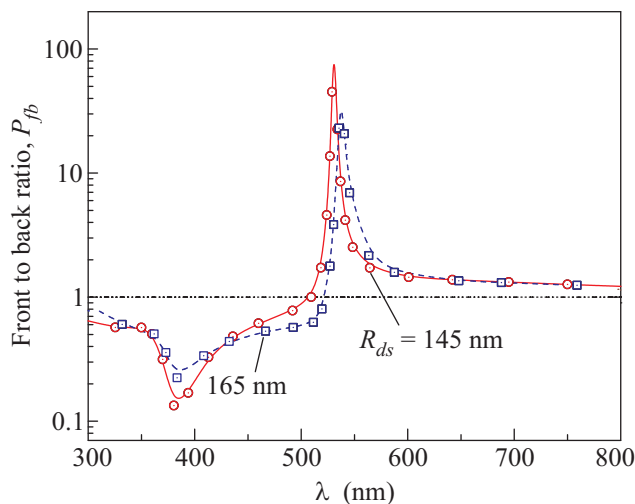


Рис. 4. Зависимость отношения излучения элемента Гюйгенса в положительном и отрицательном направлениях от длины волны (линии – аналитический результат; значки – численный)

через единицу в районе 520 нм. В этой области диаграмма направленности системы слабо отличается от диаграммы направленности уединенного элементарного диполя.

##### 5. Диэлектрическая наноантенна Яги–Уда.

Для улучшения характеристик наноантенны добавим к системе с рис. 1а еще две диэлектрические наночастицы, как это показано на рис. 1б. Полученная таким образом структура соответствует геометрии наноантенны Яги–Уда. Частица большего радиуса (sphere 1) выполняет роль рефлектора, а малого (sphere 2 и

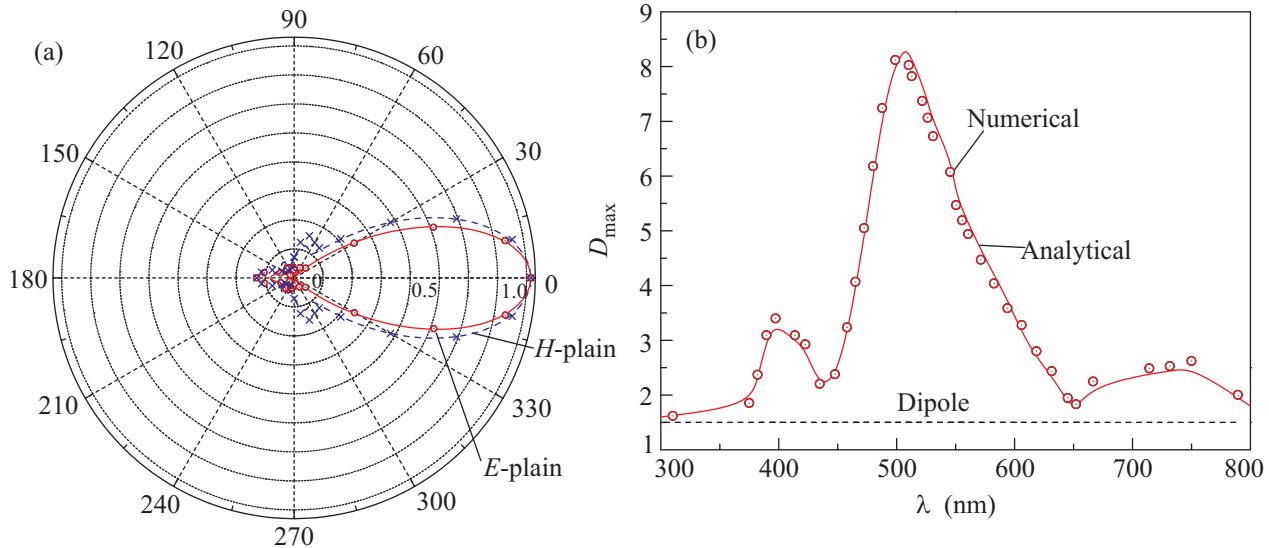


Рис. 5. (а) – Диаграммы направленности излучения системы наноантенна Яги–Уда для  $E$ - и  $H$ -плоскостей (линии – аналитический результат; значки – численный). Длина волны излучения равна 500 нм. Значения нормированы на максимальную интенсивность излучения. (б) – Зависимость максимального значения коэффициента направленности  $D_{\max}$  от длины волны излучения

sphere 3), роль директора. На рис. 5а приведены диаграммы направленности излучения этой наноантенны для  $E$ - и  $H$ -плоскостей при длине волны излучения 500 нм. Эти диаграммы нормированы на максимальное значение. Видно, что в этом случае главный лепесток диаграммы стал гораздо острее, а излучение назад практически отсутствует. Угловая ширина главного лепестка примерно равна  $40^\circ$ . Аналитическое решение несколько отличается от численного из-за приближений, используемых в методе связанных дипольных уравнений (мы не учитываем возбуждения высших мультиполей в большой частице). Однако это отличие не превышает пяти процентов. Исследуем зависимость максимального значения коэффициента направленности излучения системы с рис. 1б от длины волны. Эта величина определяется выражением [8]:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{P_{\text{rad}}} \max[p(\theta, \varphi)], \quad (7)$$

где  $P_{\text{rad}}$  – интегральная мощность излучения,  $\theta$  и  $\varphi$  – стандартные координаты сферической системы координат, а  $p(\theta, \varphi)$  мощность, излучаемая системой в направлении  $(\theta, \varphi)$ . На рис. 5б изображена зависимость  $D_{\max}$  для наноантенны Яги–Уда от длины волны. Максимум этой зависимости расположен на длине волны 500 нм, т.е. в области магнитного резонанса. Именно благодаря наличию в каждой из наночастиц магнитной поляризуемости и обеспечивается высокий коэффициент направленности. Характерис-

тики направленного действия наноантенны Яги–Уда можно улучшить путем добавления к конструкции с рис. 1б дополнительных директоров.

**6. Заключение.** В работе предложен новый класс наноантенн на основе диэлектрических наночастиц. Исследована работа одной кремниевой наночастицы как элемента Гюйгенса в качестве элементарной наноантенны. Предложенный вариант наноантенны на одной наночастице, по-видимому, является наиболее компактным и простым в реализации из известных на сегодняшний день. Показано, что работа такой наноантенны существенно зависит от разности фаз между полем элементарного диполя и векторами электрической и магнитной поляризации наночастицы.

Аналитически и численно исследована наноантенна типа Яги–Уда, выполненная на основе трех диэлектрических наночастиц. Показана возможность настройки такой наноантенны на высокий коэффициент направленности. Существенным преимуществом наноантенны Яги–Уда на основе диэлектрических наночастиц перед антеннами на частицах из металла является возможность работы в существенно более широком диапазоне длин волн. Антенны такого типа могут найти свое применение в нанооптике. При этом ввиду слабого поглощения в диэлектрике снимается проблема возрастания нерадикационных потерь при приближении диполя к частице.

В данной работе мы рассматривали только “классический” механизм усиления интенсивности излу-

чения в дальнюю зону, не останавливаясь на вопросе о возможном изменении времени жизни диполя квантовой природы в возбужденном состоянии (фактор Парселла). Выяснение этого вопроса составит цель дальнейшего исследования диэлектрических наноантенн.

Исследования выполнены в Санкт-Петербургском государственном университете информационных технологий, механики и оптики при финансовой поддержке в рамках гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (договор # 11.G34.31.0020 от 28 ноября 2010 г.).

Авторы выражают признательность К.Р. Симовскому и С.И. Масловскому за плодотворные обсуждения и ценные замечания. Краснок А.Е. благодарит за поддержку фонд “Династия” Дмитрия Зими́на. Мирошниченко А.Е. и Кившарь Ю.С. благодарят за поддержку Австралийский исследовательский совет.

1. L. Novotny, *Nature* **455**, 887 (2008).
2. T. H. Taminiau, F. D. Stefani, and N. van Hulst, *Opt. Express* **16**, 10858 (2008).
3. P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny, *Advances in Optics and Photonics* **1**, 438 (2009).
4. A. F. Koenderink, *Nano Lett.* **9**, 4228 (2009).
5. T. Pakizeh and M. Kall, *Nano Lett.* **9**, 2343 (2009).
6. A. G. Curto, G. Volpe, T. H. Taminiau et al., *Science* **329**, 930 (2010).
7. T. Kosako, Y. Kadoya, and H. F. Hofmann, *Nature Photon.* **4**, 312 (2010).
8. L. Novotny and N. van Hulst, *Nature Photon.* **5**, 83 (2011).
9. A. E. Miroshnichenko, I. S. Maksymov, A. R. Davoyan et al., *Phys. Status Solidi RRL.* **5**, 347 (2011).
10. A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel et al., *Phys. Rev. B* **82**, 045404 (2010).
11. J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, N.Y. – London, McGraw-Hill, 1941.
12. E. Palik, *Handbook of Optical Constant of Solids*, San Diego, Academic, 1985.
13. O. Merchiers, F. Moreno, F. Gonzalez, and J. M. Saiz, *Phys. Rev. A* **76**, 043834 (2007).