

Пространственные и мощностные характеристики нанополей вблизи изолированных сферических частиц

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Е.К. Панина*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 9.04.2010 г.

Рассмотрены теоретические аспекты экстремальной фокусировки оптического поля в пространственную область с субволновыми размерами при использовании для этих целей изолированных сферических частиц нано- и микрометровых размеров. Представлены результаты численных расчетов интенсивности оптического поля у поверхности наносфер ряда металлов, находящихся в средах с различным показателем преломления, при облучении частиц лазерным излучением в широком спектральном диапазоне. Показано, что с уменьшением радиуса частицы происходят увеличение относительной интенсивности оптического поля поверхностных плазмонов и сокращение зоны нанофокусировки поля. Проведено сравнение полученных данных с результатами расчетов для наночастиц золота и алюминия, находящихся в воде. Численные расчеты иллюстрируют влияние толщины оболочки композитных наночастиц (диэлектрическое ядро и металлическая оболочка) на интенсивность оптического поля плазмонных мод. Исследован вопрос о локальных оптических фокусах прозрачной микрочастицы («фотонных наноструях»). Установлено, что варьирование размера микронной частицы, ее оптических свойств и параметров лазерного излучения позволяет эффективно управлять амплитудными и пространственными характеристиками области «фотонной наноструи».

Ключевые слова: поверхностный плазмон, металлическая наночастица, субдифракционная фокусировка излучения, фотонная наноструя; surface plasmon, metallic nanoparticles, subdiffraction focusing, photonic nanojets.

Введение

Прогресс в развитии нанотехнологий, наблюдающийся в последнее десятилетие, ведет к появлению новых материалов, содержащих наноразмерные частицы. Уникальность оптических свойств нанометровых частиц благородных металлов (золото, серебро) обусловлена наличием в спектрах их рассеяния и поглощения одного или нескольких пиков в видимой или ближней ИК-области. Эти пики связаны с так называемыми поверхностными плазмонными резонансами (плазмонами), которые возбуждаются коллективными колебаниями свободных электронов под действием электрического поля падающей световой волны. Большой интерес представляют также и высокие оптические нелинейности, обусловленные ярко выраженным эффектом усиления поля вблизи частиц при возбуждении плазмонного резонанса. Кроме того, важной для практики особенностью металлических наночастиц является их слабое взаимо-

действие с окружающей средой. Эти и другие нелинейно-оптические свойства металлических наночастиц представляются перспективными для использования их в оптике, химии и биологии (см. обзор [1]).

Современные нанотехнологии позволяют создавать не только нанообъекты различных форм, но и более сложные системы, состоящие, например, из излучающих наночастиц в виде стержней [2], подков [3], различных сфероидов и прикрепленных к ним металлических наносфер [4]. Каждая такая структура создается для наиболее эффективного решения конкретной практической задачи и призвана наилучшим образом сконфигурировать нанополе. Тем не менее наночастицы в форме идеальных сфер или цепочек сфер [5] именно ввиду своей высокой пространственной симметрии являются наиболее востребованными объектами для решения поставленных перед нанофотоникой задач.

Отдельное внимание уделяется исследованию наноструктур, состоящих из диэлектрического ядра и металлической оболочки. В ряде теоретических работ (например, [6]) было показано, что спектральное положение плазмонного резонанса таких композиционных наночастиц сильно зависит от соотношения радиусов ядра и оболочки. Это позволяет сдви-

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Екатерина Константиновна Панина (pek@iao.ru).

гать плазмонный резонанс из видимой области спектра в ближний ИК-диапазон, а следовательно, создавать композиционные наночастицы, избирательно поглощающие падающее излучение.

Важным аспектом проблемы управления оптическими нанополями, возникающими вблизи или на поверхности материальных сред, является возможность субдифракционной фокусировки светового поля сферическими диэлектрическими частицами микронных размеров — эффект так называемых «*фотонных наноструй*» [7–9]. Этот эффект, хотя и является прямым следствием формул теории Ми, приобрел особую важность именно вследствие развития нанофотоники. По сути дела, «наноструя» представляет собой область внешнего фокуса дифрагировавшей на прозрачной сфере световой волны, локализованную вблизи ее задней (теневого) поверхности и простирающуюся на расстояния порядка нескольких длин волн излучения в среде. Одним из ярких примеров практического использования «фотонной наноструи» является вариант помещения в ее зоне металлической наночастицы [10]. При этом «наноструя» вызывает гигантское усиление обратного рассеяния наночастицы, что приводит к изменению характеристик обратного рассеяния уже самой диэлектрической микросферы. Это позволяет конструировать на данной основе сенсор высокого пространственного разрешения и регистрировать присутствие объектов размерами в сотни раз меньше, чем размер самой диэлектрической микросферы.

В настоящей статье рассмотрен вопрос субдифракционной фокусировки оптического поля изолированными частицами в пространственную область с нанометровыми размерами. Основное внимание уделено численным расчетам характеристик формирующихся вблизи сферических частиц световых нанополей. При этом были рассмотрены как изолированные металлические наночастицы при возбуждении на их поверхности плазмонных резонансов, так и прозрачные микросферы, создающие эффект «фотонных наноструй».

1. Поверхностные плазмонные резонансы в металлах

При взаимодействии электромагнитного поля с металлической средой в ней возникают коллективные (когерентные) колебания свободных электронов в зоне области проводимости. Этот эффект известен как возбуждение поверхностных плазмонных резонансов, или *поверхностных плазмонов*. Плазмоны в металлических телах называют поверхностными плазмонами, поскольку электромагнитное поле плазмонных резонансов металлов существует только на их поверхности и излучается в окружающее пространство.

В металлах диэлектрическая проницаемость ϵ , характеризующая степень отклика вещества на приложенное электрическое поле, является существенно комплексной величиной: $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$. Оптические ха-

рактеристики металлов со свободными электронами хорошо описываются моделью Друде, которая сама является конкретизацией более общей модели Лоренца для вещества с электронным типом проводимости. Согласно этой модели диэлектрическая проницаемость вещества имеет следующую функциональную зависимость от частоты электромагнитной волны ω [11]:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma)}$$

Вещественная ϵ' и мнимая ϵ'' части диэлектрической проницаемости металла соответственно имеют вид

$$\epsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad \epsilon'' = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}. \quad (1)$$

Здесь ω_p — плазменная частота; γ — постоянная затухания, которая связана со средним временем τ между соударениями электронов в металле соотношением $\gamma = 1/\tau$ и имеет в металлах порядок $\sim 10^{-15}$ с.

Плазменная частота ω_p характеризует коллективные плазменные колебания электронов проводимости металла и определяется следующим соотношением: $\omega_p = \sqrt{4\pi\rho_e e^2/m^*}$, где ρ_e — концентрация свободных электронов; m^* — приведенная масса электрона; e — его заряд. Плазменные частоты большинства металлов лежат в диапазоне видимого и ультрафиолетового излучения, т.е. там, где выполняется неравенство $\omega \gg \gamma$. Так, например, по данным различных источников соответствующие плазменным частотам длины волн λ равны 92,8 нм для Al [12], 135,4 [13] и 129,6 нм для Ag [14]; 137,8 [15] и 129,5 нм для Au [16]. Поэтому в указанном диапазоне частот хорошим приближением для диэлектрической проницаемости (1) являются упрощенные зависимости:

$$\epsilon' = 1 - \omega_p^2/\omega^2, \quad \epsilon'' = \omega_p^2\gamma/\omega^3. \quad (2)$$

Из (2) следует, что при выполнении резонансного условия $\omega = \omega_p$ действительная часть диэлектрической проницаемости вещества ϵ' становится равной нулю, свет перестает распространяться в металле, а на его поверхности возбуждаются плазмонные моды.

На рис. 1 представлены зависимости действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей диэлектрической проницаемости от длины волны падающего излучения λ для трех металлов — Al, Ag, Au.

Рис. 2 демонстрирует аналогичные дисперсионные зависимости действительной n и мнимой k частей комплексного показателя преломления $m = \sqrt{\epsilon} = n - ik$. Графики построены по табличным данным работы [17], полученным из обработки большого массива экспериментальной информации, и являются наиболее часто используемыми различными авторами в практических исследованиях.

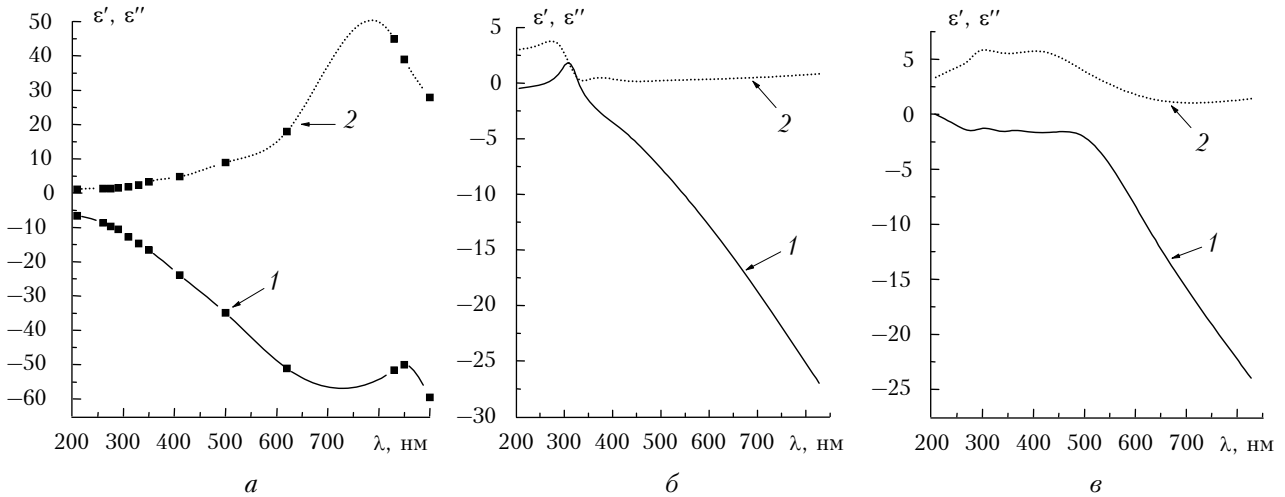


Рис. 1. Зависимость действительной ϵ' (1) и мнимой ϵ'' (2) частей диэлектрической проницаемости металлов Al (а), Ag (б) и Au (в) от длины волны падающего излучения λ [17]

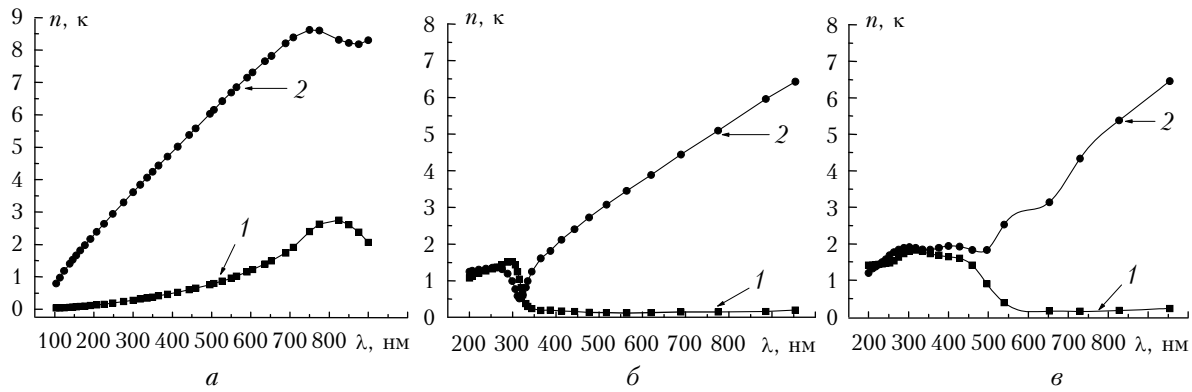


Рис. 2. Зависимость показателя преломления n (1) и поглощения κ (2) для Al (а), Ag (б) и Au (в) от длины волны падающего излучения λ [17]

2. Поверхностные плазмонные моды сферических металлических наночастиц

Для расчета пространственной структуры оптических полей в окрестности сферической частицы при освещении ее световым излучением традиционно используется теория Ми [11]. В рамках данной теории (полное) оптическое поле условно разделяется на падающее, внутреннее (дифрагированное) и рассеянное по отношению к частице поля, каждое из которых затем представляется в виде рядов (в общем случае с бесконечными пределами) по собственным функциям шара. В сферической системе координат этим функциям отвечают векторные сферические гармоники $\mathbf{M}_{\epsilon nm}^{(l)}$ и $\mathbf{N}_{\epsilon nm}^{(l)}$, где индексы m и n задают азимутальный и полярный номера гармоник, индекс l определяет род и тип сферической функции Бесселя, входящей в гармонику, а система обозначений e/o учитывает четный (*even*) или нечетный (*odd*) характер изменения гармоники по азимутальному углу. Коэффициенты разложения полей в рядах находятся обычным образом из условий непрерывно-

сти тангенциальных составляющих электрического поля оптической волны на поверхности частицы.

Для однородной сферической немагнитной частицы радиусом a_0 с комплексным показателем преломления $m_a = n_a - ik_a$, находящейся в среде с показателем преломления $m_m = n_m - ik_m$ (ниже будем считать окружающую частицу среду непоглощающей, $\kappa_m = 0$), эта процедура приводит к следующим выражениям для комплексной огибающей электрических полей рассеянной \mathbf{E}_S и дифрагированной волн \mathbf{E}_1 (считается, что на частицу падает плоская линейно поляризованная монохроматическая волна, в этом случае азимутальный индекс $m = 1$):

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n(m_r, x) \mathbf{N}_{e1n}^{(3)}(\mathbf{r}) - b_n(m_r, x) \mathbf{M}_{o1n}^{(3)}(\mathbf{r})), \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (c_n(m_r, x) \mathbf{M}_{e1n}^{(1)}(\mathbf{r}) - id_n(m_r, x) \mathbf{N}_{o1n}^{(1)}(\mathbf{r})).$$

Здесь \mathbf{r} — радиус-вектор точки со сферическими компонентами $\{r, \theta, \varphi\}$; $m_r = m_a/m_m$; $E_n = E_0 i^n (2n+1) / (n(n+1))$ — коэффициенты разложения по сфери-

ческим гармоникам падающей волны $\mathbf{E}_i = E_0 \times \exp\{ikr \cos\theta\} \mathbf{e}_x$ с амплитудой E_0 , распространяющейся вдоль оси z и поляризованной по оси x . Парциальные коэффициенты рядов (3) a_n, b_n, c_n, d_n , или так называемые коэффициенты Ми, зависят от относительного показателя преломления частицы m_r и параметра ее оптического размера (параметра дифракции) $x_a = a_0 2\pi/\lambda$ и вычисляются по известным рекуррентным схемам (см., например, [11]).

Мерой (линейной) оптической активности частицы является ее параметр дифракции x_a . Для лазерного излучения с длиной волны λ в видимом или ИК-диапазоне наночастицы попадают в разряд так называемых *рэлеевских* рассеивателей, т.е. частиц с параметром дифракции $x_a \ll 1$. В этом случае в ряде (3) значимыми являются только несколько первых членов разложения. Действительно, используя известную асимптотику для сферических функций Бесселя при исчезающе малом аргументе [18], выпишем выражения для двух первых пар коэффициентов ряда Ми (частица считается немагнитной):

$$\begin{aligned} a_1 &= -\frac{2ix^3}{3} \frac{m_a^2 - m_m^2}{m_a^2 + 2m_m^2} + O(x_a^5); \\ b_1 &= -\frac{ix^5}{45} (m_a^2 - m_m^2) + O(x_a^7), \\ a_2 &= -\frac{ix^5}{15} \frac{m_a^2 - m_m^2}{2m_a^2 + 3m_m^2} + O(x_a^7); \quad b_2 = O(x_a^7). \end{aligned} \quad (4)$$

Как видно из данных выражений, во-первых, всегда выполняется неравенство $|a_n| \gg |b_n|$ и, во-вторых, на некоторых частотах, когда знаменатели для парциальных коэффициентов в (4) принимают минимальное значение, возможен резкий рост амплитуды рассеянного поля, которому будет соответствовать и резонанс в сечении экстинкции наночастицы. Условием первых двух структурных резонансов Ми являются соответствующие равенства:

$$\varepsilon_a = -2\varepsilon_m \quad (5a)$$

и

$$\varepsilon_a = -\frac{2}{3}\varepsilon_m, \quad (5b)$$

где $\varepsilon_a = m_a^2, \quad \varepsilon_m = m_m^2$.

Области частот лазерного излучения, где приближенно (или точно) выполняются выражения (5), являются областями плазмонных резонансов частицы. Резонансную частоту (или длину волны λ_1) наименьшей парциальной моды металлического шара, задаваемую условием (5a), называют *частотой Фрелиха*. На этой частоте реализуется самый сильный плазмонный резонанс, и в силу особенностей спектрального поведения диэлектрической постоянной металлов частота Фрелиха всегда является самой низкой из резонансных плазмонных частот однородного металлического шара.

Таким образом, если сравнивать между собой спектры поглощения объемного образца металла

и металлической наночастицы, то основным отличием в последнем случае будет как раз наличие пиков поглощения на частотах плазмонных резонансов.

Пространственное распределение нормированной интенсивности электрического поля $B = |\mathbf{E}_s|/E_0^2$ для плазмонной моды Фрелиха в частице серебра, освещенной плоской волной, демонстрирует рис. 3.

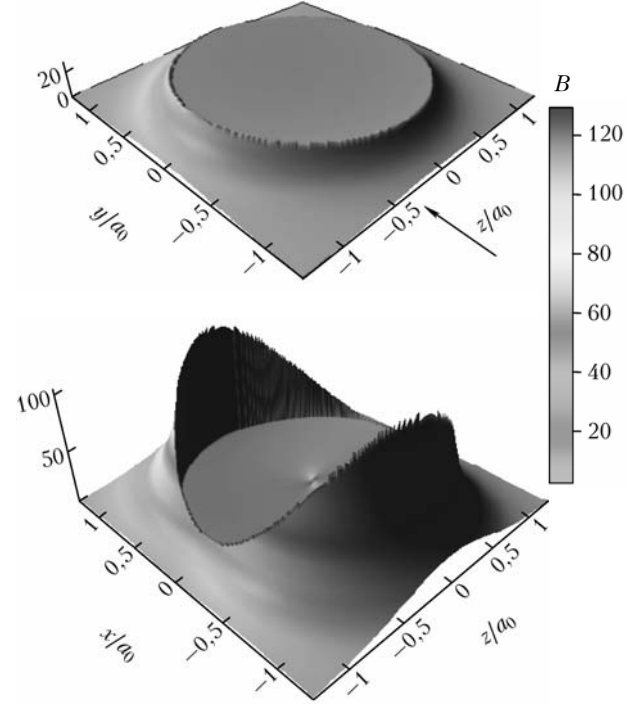


Рис. 3. Пространственное распределение относительной интенсивности оптического поля моды Фрелиха в окрестности сферической частицы серебра с $a_0 = 20$ нм в воздухе на длине волны $\lambda \approx 412$ нм: а – плоскость YZ; б – плоскость XZ. Направление падения излучения указано стрелкой

Расчет проведен по формулам теории Ми (3), (4) с учетом дисперсии диэлектрической проницаемости Ag (см. рис. 1, б). Показаны профили интенсивности для двух взаимно перпендикулярных сечений шара вдоль его главного диаметра, совпадающего с направлением распространения излучения.

Из рис. 3 отчетливо видно, что при плазмонном резонансе интенсивность оптического поля может возрастать на несколько порядков по сравнению с ее значением в падающей волне. Наибольшее значение интенсивности принимает непосредственно у поверхности шара, экспоненциально спадая до значения $B \approx 1$ при увеличении радиальной координаты на величину, примерно равную удвоенному радиусу частицы. Пространственное положение плазмона качественно соответствует распределению поля TM_n -резонансов, известных из теории открытых диэлектрических резонаторов [19], т.е. поле существует в узком кольце вокруг частицы (за ее пределами), локализованном как в радиальном, так и в азимутальном направлениях. Внутри частицы мода Фрелиха имеет однородную структуру.

Возбуждение плазмонных резонансов на поверхности металлических наночастиц, находящихся в воде, при варьировании длины волны лазерного излучения иллюстрирует рис. 4, где приведены максимально реализуемые значения интенсивности оптического поля у поверхности частицы.

Абсолютный максимум в представленных спектральных зависимостях относительной интенсивности оптического поля свидетельствует о выполнении условий (5) для конкретного размера частицы, т.е. о возбуждении плазмонных резонансов. Видна на рис. 4, а и хорошо известная тенденция к смещению резонансной частоты в «красную» область при увеличении радиуса частицы.

В случае относительно крупных металлических сфер, например при $a_0 = 70$ нм, для которых размерный параметр $x \approx 1$, помимо моды Фрелиха $\lambda_1 \approx 658$ нм достаточно эффективно возбуждаются и плазмонные моды более высокого порядка, что отвечает локальным максимумам на рис. 4, а на частотах $\lambda_2 \approx 435$ нм и $\lambda_3 \approx 389$ нм.

Важной особенностью формирования оптического поля плазмонов вблизи наночастиц является повышение его интенсивности с уменьшением радиуса частицы. В результате этого плазмонный резонанс на поверхности 10-нм частицы, как видно из рис. 4, а, почти в 5 раз сильнее по величине относительной интенсивности плазмонного резонанса частицы радиусом 70 нм.

Следует отметить, что для предельно малых частиц вступает в действие ограничение на длину свободного пробега электронов проводимости. Если средняя длина свободного пробега электронов становится сравнимой или больше размера частицы, модель диэлектрической проницаемости Друде (2) перестает работать. Влияние конечного размера наночастиц на их оптические свойства может быть приблизительно учтено, например, изменением значения постоянной затухания γ в выражении (2) следующим образом: $\gamma = \gamma_b + \gamma_a$, где γ_b — затухание объемного материала; γ_a — постоянная, связанная с ограничением радиуса частицы, причем $\gamma_a \sim 1/a_0$. По данным работы [11], для частиц серебра радиусом 11,5 нм мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ'' может увеличиться почти вдвое по сравнению с аналогичной величиной для объемного вещества. Ограничение длины свободного пробега электронов проводимости выражается в снижении максимума экстинкции, а значит, и величины подъема интенсивности поля B , поверхностных плазмонов в малых частицах.

На рис. 4, б представлены результаты численных расчетов интенсивности оптического поля у поверхности частиц серебра радиусом 20 нм, находящихся в средах с различными показателями преломления. Видно, что при помещении наночастиц в оптически более плотную среду происходит не только увеличение интенсивности возбуждаемых плазмонных резонансов, но и смещение резонансных λ в более длинноволновую область спектра.

Значения максимально достижимых интенсивностей оптического поля плазмонов у поверхности

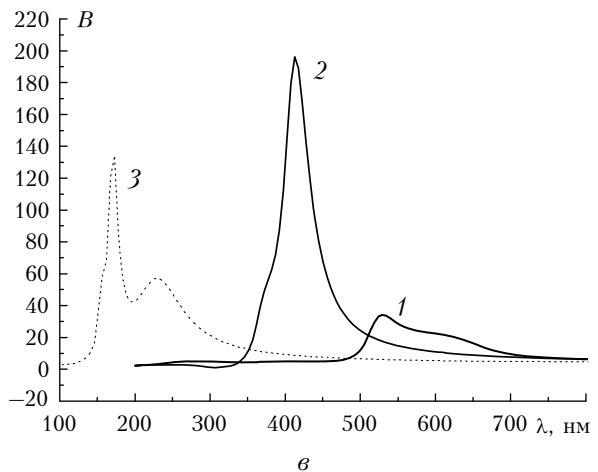
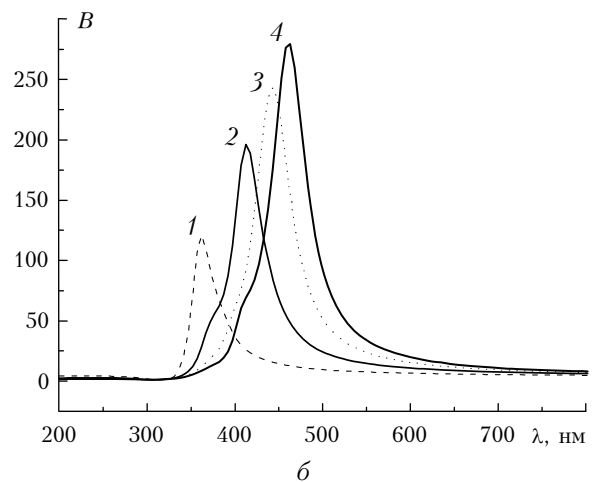
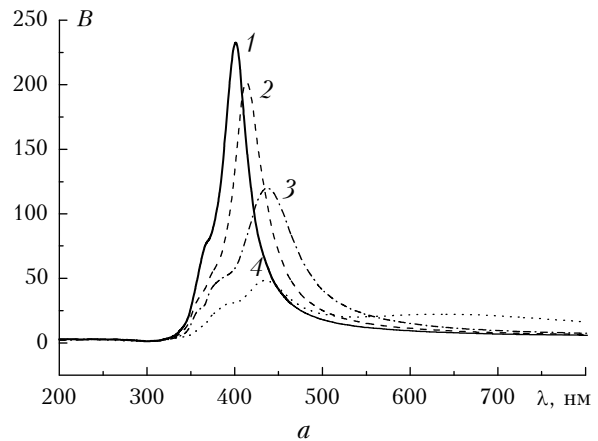


Рис. 4. Спектральный ход максимально достижимой интенсивности оптического поля у поверхности металлических частиц при облучении их лазерным излучением с различной длиной волны: а — частицы Ag радиусом $a_0 = 10$ (1), 20 (2), 30 (3) и 70 нм (4), показатель преломления окружающей среды $m_m = 1,33 - i \cdot 10^{-6}$; б — частицы Ag с $a_0 = 20$ нм, $m_m = 1,0 - i \cdot 10^{-6}$ (1); $1,33 - i \cdot 10^{-6}$ (2); $1,5 - i \cdot 10^{-6}$ (3); $1,6 - i \cdot 10^{-6}$ (4); в — частицы Au (1), Ag (2), Al (3) с $a_0 = 20$ нм, $m_m = 1,33 - i \cdot 10^{-6}$

сферических наночастиц радиусом 20 нм, находящихся в воде, при изменении длины волны лазерного излучения представлены на рис. 4, в. Расчеты

проведены для трех металлов: Ag, Au, Al. Как видно, интенсивность и положение возбуждаемых плазмонных резонансов существенным образом зависят от вещества частицы. Так, плазмонный резонанс на поверхности 20-нм частицы серебра почти в 10 раз сильнее по величине плазмонного резонанса частицы золота аналогичного размера. Значение резонансных длин волн, соответствующих плазменным частотам, также определяется типом металла.

3. Сферические наночастицы с металлической оболочкой

Одним из наиболее распространенных способов управления величиной и спектральным положением плазмонных резонансов наночастиц является изменение их структурного состава. Переход от однородного металлического шара к двухслойной частице, состоящей, например, из диэлектрического ядра и металлической оболочки, кардинально меняет спектральную картину экстинкции [11].

Интерес к изучению композитных наночастиц значительно вырос в последнее время [20–22]. Это связано прежде всего с тем, что изменение соотношения размера сферического диэлектрика и толщины металлического слоя позволяет менять длину волны резонансного поглощения энергии и, таким образом, создавать наносферы, избирательно поглощающие длины волн от синего края видимого света до ближней инфракрасной области. Напомним, что полностью диэлектрические наночастицы, в основном, рассеивают падающее излучение.

На рис. 5 показаны результаты численных расчетов, иллюстрирующие влияние толщины металлической оболочки на максимальную степень подъема интенсивности оптического поля в окрестности композитной наночастицы, образованной из ядра SiO_2 ($m = 1,47 - i \cdot 10^{-6}$) и оболочки из Ag при различном соотношении радиусов соответствующих слоев a_c/a_{sh} (a_c и a_{sh} – внешний радиус ядра и оболочки). Расчеты выполнены по соответствующим формулам теории Ми для двухслойной частицы [11].

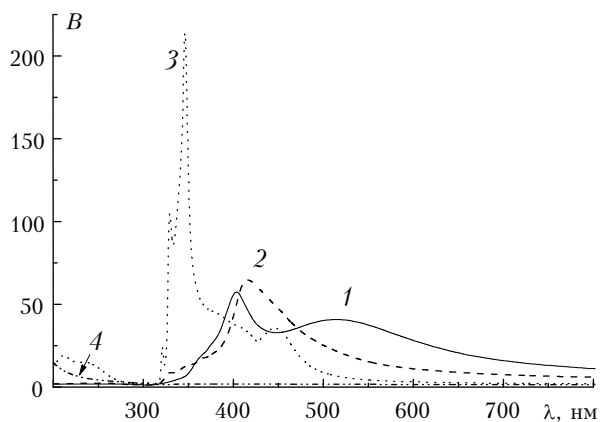


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, для композитных сферических частиц с кремниевой сердцевиной и оболочкой из серебра различной толщины: $a_c = 0$ нм, $a_{sh} = 50$ нм (1); $a_c = 20$ нм, $a_{sh} = 30$ нм (2); $a_c = 40$ нм, $a_{sh} = 10$ нм (3) и $a_c = 50$ нм, $a_{sh} = 0$ нм (4)

Из рис. 5 видно, что уменьшение толщины металлической оболочки частицы приводит к смещению частот плазмонных резонансов в коротковолновую область спектра, а также к резкому увеличению интенсивности в плазмонных модах. При одинаковом внешнем радиусе двухслойная частица по уровню максимальной величины интенсивности оптического поля значительно превосходит однородную металлическую сферу.

4. «Фотонные наноструи» диэлектрической микросферы

Локальное увеличение оптического поля на нанометровых масштабах возможно не только путем помещения в исследуемую среду металлических нанообъектов и возбуждения их поверхностных плазмонов. Существует также и другой способ, связанный с особенностью формирования поля волны упругого рассеяния сферическими диэлектрическими частицами микронного размера. Речь в данном разделе пойдет о локальных оптических фокусах прозрачной микрочастицы, или так называемых «фотонных наноструях» (*photonic nanojets*) [8].

Из теории дифракции световой волны на сфере малого поглощения известно, что оптическое поле как внутри, так и вне частицы характеризуется наличием пространственных зон фокусировки, называемых внутренними и внешним фокусами поля (рис. 6).

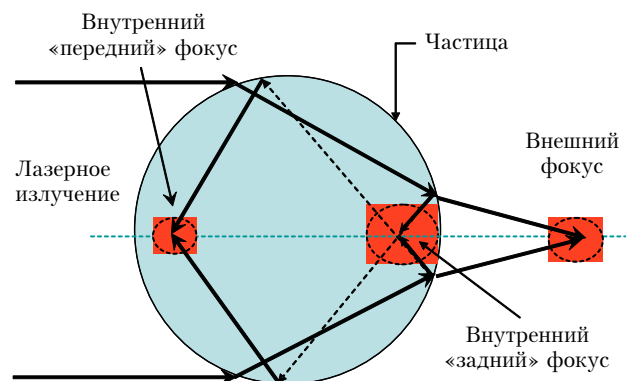


Рис. 6. Схема формирования зон фокусировки оптического поля при рассеянии излучения на сферической частице. Стрелками показан ход световых лучей

Их появление обусловлено кривизной поверхности сферической частицы, приводящей к соответствующим деформациям фазового фронта падающей на частицу световой волны. Интенсивность поля в зонах фокусировки может на несколько порядков превышать ее первоначальное значение, а пространственные размеры фокусов могут составлять доли длины волны падающего излучения. Сферическая частица, таким образом, выполняет роль микролинзы, фокусирующей световое излучение в экстремально малом объеме.

Определенным подбором оптических свойств материала частицы и ее размера удается добиться достаточно нехарактерного для традиционных фокусирующих оптических элементов соотношения между

длиной и шириной перетяжки внешнего фокуса излучения. Зона фокусировки вытягивается вдоль направления падения излучения, приобретая форму световой струи (отсюда и название), сохраняя при этом достаточно узкий субволновой размер в поперечном направлении. Очевидной областью приложения данного эффекта является возможность расположения в пределах фотонной струи металлических наночастиц, возбуждения в них плазмонных резонансов, которые дополнительно усилят интенсивность падающего на них поля и сконцентрируют его еще в более малой области.

Иллюстрацией эффекта появления световой наноструи служит рис. 7, на котором приведены тонные распределения относительной интенсивности лазерного излучения в окрестности сферических частиц латекса ($m_a = 1,6 - i \cdot 0$) различного радиуса, помещенных в чистую воду ($m_m = 1,33 - i \cdot 10^{-6}$).

Видно, как изменяется характер распределения поля с увеличением размера частиц. Если для оптически малой сферы ($x = 1,2$, рис. 7, *a*) максимум интенсивности поля B_{\max} находится внутри ее теневой полусферы (левая половина на каждом из рисунков), то при $a_0 = 0,5$ мкм область максимальной интенсивности перемещается за пределы частицы, т.е. поле как бы «вытекает» из частицы в форме фотонной струи.

Характерная продольная длина струи l_{ph} по уровню $1/e$, как следует из рис. 7, *б* и таблицы, равна длине волны излучения в воде, при этом в поперечном направлении ее средний радиус a_{ph} не превышает $\sim \lambda m_m/3$.

Характеристики продольного и поперечного распределения относительной интенсивности в области «фотонной струи» вблизи частиц латекса различного радиуса a_0 при их освещении лазерным излучением $\lambda = 532$ нм

a_0 , мкм	B_{\max}	l_{ph} , нм	a_{ph} , нм
0,1	2	124	120
0,5	20	426	266
1	28	1600	320
5	120	10640	638

Для еще более крупных частиц (рис. 7, *в, г*) фотонная струя «отрывается» от задней поверхности частицы, формируя самостоятельную зону высокой интенсивности на достаточном удалении от нее. При этом растут как ее протяженность и степень подъема интенсивности, так и поперечный размер. Так, например, для $a_0 = 5$ мкм область струи начинается на расстоянии примерно в 4 мкм от поверхности частицы и имеет протяженность ~ 11 мкм, т.е. порядка 22λ , при поперечном радиусе $\sim \lambda$.

Дальнейшее развитие методики получения локализованных фотонных потоков от микрочастиц возможно путем использования остро фокусированного лазерного пучка при освещении частицы [9] либо ее резонаторных свойств [10]. В последнем случае подбором определенного соотношения между длиной волны излучения и радиусом частицы добиваются возбуждения морфологического резонанса в упругом рассеянии. Это, во-первых, повышает уровень интенсивности в «фотонной струе» и, во-вторых, сокращает ее поперечный размер практически вдвое.

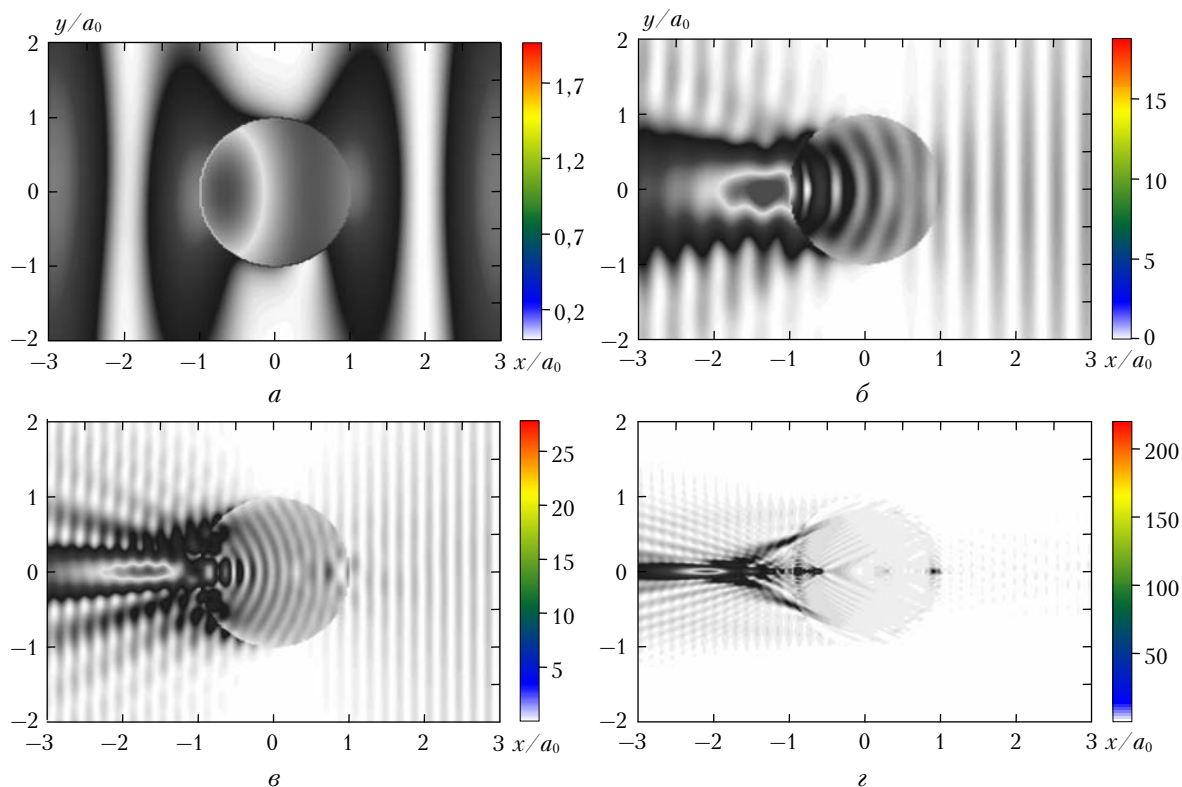


Рис. 7. Тонные распределения относительной интенсивности оптического поля в окрестности частиц латекса с $a_0 = 0,1$ (*a*), $0,5$ (*б*), 1 (*в*) и 5 мкм (*г*), освещенных лазерным пучком $\lambda = 532$ нм. Излучение падает справа

Заключение

В статье обсуждается возможность экстремальной фокусировки оптического пучка в пространственную область с субволновым размером при использовании особенностей взаимодействия излучения с изолированными сферическими частицами. Рассмотрены два основных способа преодоления дифракционного предела фокусировки: при помощи плазмонных резонансов металлических нанометровых частиц либо с использованием фотонных нанопотоков от диэлектрических сфер микронных размеров.

На основании проведенных численных расчетов интенсивности оптического поля у поверхности частиц серебра различного радиуса при облучении их лазерным излучением с различной длиной волны установлено:

1) с уменьшением радиуса частицы происходит увеличение относительной интенсивности оптического поля плазмонов на поверхности наночастиц и сокращение зоны фокусировки поля;

2) помещение наночастиц серебра в оптически более плотную среду приводит не только к увеличению интенсивности возбуждаемых плазмонных резонансов, но и к смещению резонансных λ в более длинноволновую область спектра;

3) значение резонансных длин волн, соответствующих плазменным частотам, а также интенсивность оптического поля у поверхности сферических наночастиц существенным образом зависят от типа металла.

Исследование диэлектрических наночастиц с металлической оболочкой показало, что уменьшение толщины металлической оболочки частицы приводит к резкому увеличению интенсивности в плазмонных модах, а также к смещению частот плазмонных резонансов в коротковолновую область спектра.

Рассмотрен вопрос о формировании локальных оптических фокусов прозрачной микрочастицы («фотонных наноструй»). Проведены численные расчеты распределения относительной интенсивности лазерного излучения в окрестности сферических частиц латекса различного радиуса, находящихся в чистой воде.

Установлено, что варьированием размера микронной частицы, ее оптических свойств и параметров лазерного излучения можно эффективно управлять амплитудными и пространственными характеристиками области «фотонной наноструи».

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы № 8.1 ОФН РАН.

1. Sugiura T., Kawata S., Okada T. Fluorescence imaging with a laser trapping scanning near-field optical microscope // *J. of Microscopy*. 1999. V. 194. Pt. 2/3. P. 291–294.
2. Denk W., Pohl D.W. Near-field optics: Microscopy with nanometer-size fields // *J. Vac. Sci. and Technol. B*. 1991. V. 9. Iss. 2. P. 510–513.

3. *Lyshevski S.E.* Nano- and micro-electromechanical systems: fundamentals of nano- and microengineering. CRC Press, 2005. 722 p.
4. *Katawa S.* Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons. Berlin; N.Y.: Springer, 2001. 210 p.
5. *Симовский К.П., Третьяков С.А., Viitanen A.J.* Субволновое изображение в сверхлинзе плазмонных наносфер // *Письма в ЖТФ*. 2007. Т. 33. Вып. 6. С. 76–82.
6. *Neeves A.E., Birnboim M.H.* Composite structures for the enhancement of nonlinear-optical susceptibility // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1989. V. 6. Iss. 4. P. 787–796.
7. *Ferrand P., Wenger J., Devilez A., Pianta M., Stout B., Bonod N., Popov E., Rigneault H.* Direct imaging of photonic nanojets // *Opt. Express*. 2008. V. 16. N 10. P. 6930–6940.
8. *Chen Z., Taflove A., Backman V.* Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: A potential novel visible-light ultramicroscopy technique // *Opt. Express*. 2004. V. 12. N 7. P. 1214–1220.
9. *Devilez A., Stout B., Bonod N., Popov E.* Spectral analysis of three-dimensional photonic jets // *Opt. Express*. 2008. V. 16. N 18. P. 14200–14212.
10. *Heifetz A., Simpson J.J., Kong S.-C., Taflove A., Backman V.* Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere // *Opt. Express*. 2007. V. 15. N 25. P. 17334–17342.
11. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 662 с.
12. *Ehrenreich H., Philipp H.R., Segall B.* Anisotropy corrections to the valence band in the magnetic field // *Phys. Rev.* 1963. V. 132. N 5. P. 1918–1928.
13. *Granqvist C.G., Hunderi O.* Optical properties of ultrafine gold particles // *Phys. Rev. B*. 1977. V. 16. N 8. P. 3513–3538.
14. *Kreibig U., Fragstein C.V.* The limitation of electron mean free path in small silver particles // *Z. Physik. A*. 1969. V. 224. P. 307–323.
15. *Хлебцов Н.Г., Богатырев В.А., Дыкман Л.А., Мельников А.Г.* Спектральные свойства коллоидного золота // *Оптика и спектроскопия*. 1996. Т. 80. № 1. С. 128–137.
16. *Pinchuk A., von Plessen G., Kreibig U.* Influence of interband electronic transitions on the optical absorption in metallic nanoparticles // *J. Appl. Phys. D*. 2004. V. 37. N 22. P. 3133–3139.
17. *Lynch D.W., Hunter W.R.* Handbook of Optical Constants of Solids / Ed. by E.D. Palik. N.Y.: Academic, 1985. 286 p.
18. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 832 с.
19. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зув В.Е., Кабанов А.М., Позодаев В.А.* Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
20. *Averitt R.D., Westcott S.L., Halas N.J.* Linear optical properties of gold nanospheres // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1999. V. 16. N 10. P. 1824–1832.
21. *Lin A.W.H., Lewinski N.A., Lee M.-H., Drezek R.A.* Reflectance spectroscopy of gold nanoshells: computational predictions and experimental measurements // *J. of Nanoparticle Res.* 2006. V. 8. N 5. P. 681–692.
22. *Stout B., Andraud C., Stout S., Lafait J.* Absorption in multiple scattering systems of coated spheres // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 2003. V. 20. N 6. P. 1050–1059.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina. **Spatial and energy characteristics of nanofields in the vicinity of isolated spherical particles.**

Theoretical aspects of the extreme focusing of the optical field to a spatial zone of the subwavelength size are considered in the case of using isolated spherical nanometer-sized particles for this purpose. The intensity of the optical field near the surface of nanospheres of some metals in environments with different values of the refractive index under the exposure to laser radiation in a wide spectral range is calculated numerically. It is shown that as the particle radius decreases, the relative intensity of the optical field of surface plasmons increases and the zone of field nanofocusing shortens. The obtained data are compared with the calculations for gold and aluminum nanoparticles in water. Numerical results illustrating the influence of the shell thickness of composite nanoparticles (dielectric nucleus and metal shell) on the intensity of the optical field of plasmon modes are obtained. The problem of local optical foci of a transparent microparticle or the so-called photonic nanojets is considered. It is found that varying the size of a micron particle, its optical properties, and laser radiation parameters, it is possible to control efficiently the amplitude and spatial characteristics of the photonic nanojet zone.