

СПЕКТРОСКОПИЯ
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 535.8+544.77.03

ТРАНСМИССИОННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КОРОТКИХ
ОПТИЧЕСКИХ ПЛАЗМОННЫХ ВОЛНОВОДОВ

© 2013 г. И. Л. Рассказов*, ***, В. А. Маркель**, С. В. Карпов*, ***

*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

**Университет Пенсильвании, 19104 Филадельфия, Пенсильвания, США

***Сибирский федеральный университет, 660028 Красноярск, Россия

E-mail: karpov@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 31.01.2013 г.
В окончательной редакции 25.03.2013 г.

Исследованы спектральные и трансмиссионные свойства оптических волноводов в виде различных конфигураций цепочек сферических наночастиц Ag, которые могут синтезироваться в условиях избирательного осаждения на диэлектрическую подложку из объема нанокolloида.

DOI: 10.7868/S0030403413110184

ВВЕДЕНИЕ

Возможность использования цепочек металлических наночастиц для передачи модулированного пространственно-локализованного оптического сигнала привлекает внимание в связи с перспективой создания оптических логических элементов с размерами, значительно меньшими длины волны [1, 2]. На оптических частотах излучение начинает играть существенную роль, и рассматривать несколько логических элементов, соединенных в одну микросхему, как электрическую цепь с сосредоточенными параметрами, вообще говоря, нельзя. В такой системе различные элементы будут обмениваться энергией с помощью излучения. Чтобы исключить “паразитные” связи такого рода, необходимо создать волноводы, способные передавать оптические сигналы в виде пространственно-локализованных возбуждений. Здесь под локализацией мы понимаем экспоненциальное затухание электромагнитного поля вдали от волновода, поперечные размеры которого сами малы по сравнению с длиной волны. Отметим, что обычные оптические волокна не удовлетворяют этому условию, поскольку сфокусировать оптическое излучение в пятно размером меньше длины волны невозможно. Кроме того, вблизи границы раздела двух сред при полном внутреннем отражении электромагнитная волна частично проникает из оптического волокна во внешнюю среду с экспоненциальной потерей энергии в поперечном направлении. При близком расположении соседних волноводов в условиях миниатюризации микросхем возможно взаимное проникновение передаваемых сигналов.

В связи с обрисованной выше проблемой, а также другими возможными приложениями (на-

пример, в спектроскопии) в литературе подробно рассматривались оптические плазмонные волноводы (ОПВ), представляющие собой цепочки близкорасположенных металлических наночастиц с размерами порядка десятков нанометров (вплоть до 5–8 нм), имеющих поверхностный плазмонный резонанс [1–46]. Сигнал в таких цепочках распространяется за счет возбуждения так называемого поверхностного плазмонного поляритона (ППП), который представляет собой групповое возбуждение в цепочке в отличие от локально возбуждаемого на одной частице поверхностного плазмона.

ППП в упорядоченных одномерных и двумерных структурах детально изучались в последние годы в связи с многочисленными применениями в наноплазмонике [47–53]. Электромагнитное поле ППП экспоненциально затухает в направлениях, перпендикулярных направлению его распространения. Это свойство оказалось весьма ценным для управления энергией излучения на субволновом масштабе [54, 55] и для миниатюризации оптических элементов [16].

Существует несколько способов нанофабрикации ОПВ. Метод химической самосборки (chemically-induced self-assembly, CISA) [56, 57] позволяет создавать цепочки и двумерные структуры из частиц очень маленького радиуса (около 5 нм) и формы, весьма близкой к сферической. Двумерные структуры, полученные этим методом, могут обладать высокой степенью упорядоченности. Однако при приготовлении одномерных цепочек методом CISA не удается избежать случайных ветвлений и изгибов. Более того, контроль за формой, межчастичными расстояниями, длиной и другими геометрическими параметрами

цепочки является весьма проблематичным для этого метода.

Часто используемая альтернатива CISA основана на различных способах литографии [58, 59]. Например, в работе [9] методом электронной лучевой литографии (electron beam lithography, EBL) были изготовлены ОПВ, состоящие из 80 золотых частиц с радиусом 25 нм и периодом (расстоянием между центрами двух ближайших соседей в цепочке) 75 нм. Полная длина ОПВ составляла 6 мкм. Значительно более длинные ОПВ, состоящие из 500 серебряных наноцилиндров, были получены в работе [60]. Высокоупорядоченные ОПВ с полной длиной порядка 100 мкм, состоящие более чем из 700 серебряных наносфероидов, были получены в работе [24] (отметим, что в настоящей работе рассматриваются намного более короткие цепочки, пригодные для практического использования). Однако метод EBL позволяет создавать частицы с радиусом, не меньшим чем примерно 25 нм. Это является препятствием для дальнейшей миниатюризации ОПВ.

В недавней работе [61] была продемонстрирована возможность получения ОПВ на диэлектрических подложках методом их электростатической функционализации с использованием нанощаблонов различных конфигураций, на которые подается электрический потенциал. Сферические частицы серебра размером порядка 5–8 нм образуются в коллоидном растворе и в дальнейшем осаждаются на прямую линию (шаблон), образованный поперечным срезом слоистой структуры, состоящей из тонкого слоя металла между двумя кварцевыми подложками (срез также покрывается тонким слоем кварца). При этом межчастичное расстояние может контролироваться электростатическими силами и полимерным адсорбционным слоем частиц. Предложенным методом возможно получение однородных цепочек ограниченной длины с определенной непериодичностью (неэквидистантностью) и с малой степенью дефектности, а также получение двухдородных цепочек и различных двумерных конфигураций (уголок, полуокружность и т.д.). Метод, предложенный в [61], сочетает высокую степень контролируемости геометрии ОПВ (как в методе EBL) и малые размеры частиц (как в методе CISA).

Целью настоящей работы является численное исследование спектров экстинкции и трансмиссионных (волноводных) свойств типичных ОПВ, полученных методом электростатической функционализации подложки. При этом мы сосредоточимся на сравнительно коротких волноводах различной конфигурации (уголки, полуокружности, двухдородные цепочки) и учтем характерную разупорядоченность. Отметим, что в предыдущих работах спектральные и трансмиссионные свойства ОПВ рассматривались, как правило, от-

дельно. В настоящее время в литературе нет прямого указания на степень и характер корреляции между этими, вообще говоря, связанными свойствами ОПВ. Поэтому представляется интересным рассмотреть обе характеристики одновременно и в рамках одной и той же модели, что и будет сделано ниже.

МОДЕЛЬ

Дипольное приближение

Значительная часть теоретических работ по оптике ОПВ основана на дипольном приближении [4, 7, 11, 12, 15, 18–22, 25–27, 49, 51, 62, 63], которое и будет использоваться в настоящей работе. Это приближение является наиболее простой моделью, способной, однако, качественно описать многие физические эффекты, имеющие место в ОПВ. Отметим, что дипольное приближение становится неприменимым для слишком малых межчастичных расстояний. Критерий применимости дипольного приближения зависит от поляризации ППП. Можно утверждать, что в случае поперечной поляризации дипольное приближение остается применимым для весьма малых межчастичных расстояний (например, оно все еще применимо для отношения межцентрового расстояния к диаметру сферических частиц $\xi \approx 1.2$). Для продольной же поляризации приближение становится неприменимым уже при $\xi \leq 1.4$. В этом случае следует учитывать мультиполи высших порядков [5]. В настоящей работе расчеты выполнены для таких параметров ОПВ, которые гарантируют применимость дипольного приближения с достаточной точностью. В этом подразделе основные уравнения дипольного приближения приведены для удобства читателя.

Рассмотрим N одинаковых сферических наночастиц с радиусом a , центры которых расположены в точках \mathbf{r}_n , $n = 1, \dots, N$. Дипольные моменты \mathbf{d}_n , наводимые на наночастицах и осциллирующие с частотой ω , связаны между собой и с внешним возбуждающим монохроматическим полем $\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ (временная зависимость $\exp(-i\omega t)$ далее во всех выражениях опущена) уравнением связанных диполей [63]:

$$\mathbf{d}_n = \alpha \left(\mathbf{E}_n + \sum_{m \neq n}^N \hat{G}_{nm} \mathbf{d}_m \right). \quad (1)$$

Здесь α — поляризуемость наночастицы, $\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}_n)$ — внешнее поле в точке \mathbf{r}_n , \hat{G}_{nm} — тензор межчастичного взаимодействия (функция Грина для электрического поля в свободном пространстве). Функция Грина \hat{G}_{nm} показывает электрическое поле в точке \mathbf{r}_n , созданное точечным диполем, расположенным в точке \mathbf{r}_m . Если $\mathbf{r}_{nm} = \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m$

есть трансляционный вектор между двумя частицами n и m , то можно написать

$$\hat{G}_{nm} = k^3 \left[A(kr_{nm}) \hat{I} + B(kr_{nm}) \frac{\mathbf{r}_{nm} \otimes \mathbf{r}_{nm}}{r_{nm}^2} \right], \quad (2)$$

где \hat{I} – единичный тензор, символ \otimes означает тензорное произведение, а функции $A(x)$ и $B(x)$ задаются следующими формулами:

$$\begin{aligned} A(x) &= (x^{-1} + ix^{-2} - x^{-3}) \exp(ix), \\ B(x) &= (-x^{-1} - 3ix^{-2} + 3x^{-3}) \exp(ix). \end{aligned} \quad (3)$$

Поляризуемость наночастицы сферической формы имеет вид

$$\alpha = \left(1/\alpha_{LL} - 2ik^3/3 \right)^{-1}, \quad (4)$$

где α_{LL} – квазистатическая поляризуемость, $k = |\mathbf{k}| = \sqrt{\varepsilon_r} \omega/c$ – волновое число в окружающей среде, $2ik^3/3$ – первая ненулевая излучательная поправка к мнимой части обратной поляризуемости (учет этой поправки важен для обеспечения сохранения энергии в системе [64]). Квазистатическая же поляризуемость задается известной формулой Лоренца–Лорентца

$$\alpha_{LL} = a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_h}{\varepsilon + 2\varepsilon_h}, \quad (5)$$

где ε и ε_h – диэлектрические проницаемости материала частицы и окружающей среды соответственно. При этом первая величина может быть комплексной, а вторая обычно предполагается чисто действительной.

Учет конечно-размерных эффектов

Как известно, вследствие квантовых эффектов конечного размера [65–68] диэлектрическая проницаемость наночастиц отличается от табличных значений, полученных обычно для макроскопических образцов. Учет этого отличия весьма прост, если при расчетах используется формула Друде. Мы же в этой работе будем использовать экспериментальные данные [69], которые учитывают не только вклад свободных электронов, но также межзонные переходы и дополнительные резонансы, имеющиеся, по всей видимости, в микроволновой области и имеющие отношения к возбуждению фононов в кристаллической решетке серебра. В этой ситуации для учета конечно-размерных эффектов можно воспользоваться методом, предложенным в работе [70], а именно записать

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{tab}} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_\infty \omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma(a)\omega}, \quad (6)$$

где ε_{tab} – табулированные значения диэлектрической проницаемости для серебра [69], γ_∞ – друдевская константа релаксации электронов для макрообразца, ω_p – плазменная частота (для серебра $\gamma_\infty = 2.5 \times 10^{13}$ Гц, $\omega_p = 1.4 \times 10^{16}$ Гц [69]) и, наконец, $\gamma(a) = \gamma_\infty (1 + l/a)$. Здесь l – длина свободного пробега электронов (для серебра, $l \approx 52$ нм [71]). Таким образом, дополнительные потери, обусловленные столкновением электронов с поверхностью наночастицы, учитываются в поправке к константе затухания [68].

Спектры экстинкции

Для расчета спектра экстинкции возьмем внешнее поле в виде плоской волны $\mathbf{E}_n = \mathbf{A} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_n)$, где \mathbf{A} – векторная амплитуда плоской волны. Сечение экстинкции для ОПВ задается формулой

$$\sigma_e = \frac{4\pi k}{|\mathbf{A}|^2} \text{Im} \sum_{n=1}^N \mathbf{d}_n \mathbf{E}_n^*(\mathbf{r}_n), \quad (7)$$

при этом сечения экстинкции, рассеяния и поглощения связаны соотношением $\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a$. В силу незначительного вклада в экстинкцию фактора рассеяния в исследуемых нами цепочечных структурах спектры экстинкции можно считать спектрами плазмонного поглощения в исследуемом диапазоне длин волн. В свою очередь эффективность экстинкции

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{N\pi a^2} \quad (8)$$

является безразмерной характеристикой, определяющей полосу плазмонного поглощения цепочечных структур из наночастиц серебра сферической формы.

Трансмиссионные свойства

Предположим, что ППП возбуждается в определенной точке пространства (допустим, $n = m$) посредством ближнепольного оптического зонда [3]. В таком случае внешнее поле, независимо от формы фронта электромагнитной волны, может быть определено как $\mathbf{E}_n = \mathbf{A} \delta_{nm}$. Строго говоря, поле любого ближнепольного зонда отлично от нуля во всех точках пространства, и приведенная формула не является точной. Однако данное приближение физически обосновано в силу кубического пространственного затухания электрического поля, создаваемого диполем. В таком случае в соответствии с терминологией [49, 72] решение уравнения (1) с правой частью $\mathbf{E}_n = \mathbf{A} \delta_{nm}$ можно записать как $\mathbf{d}_n = \hat{D}_{nm} \mathbf{A}$, где \hat{D}_{nm} – функция Грина для цепочки. Отметим, что для строго ли-

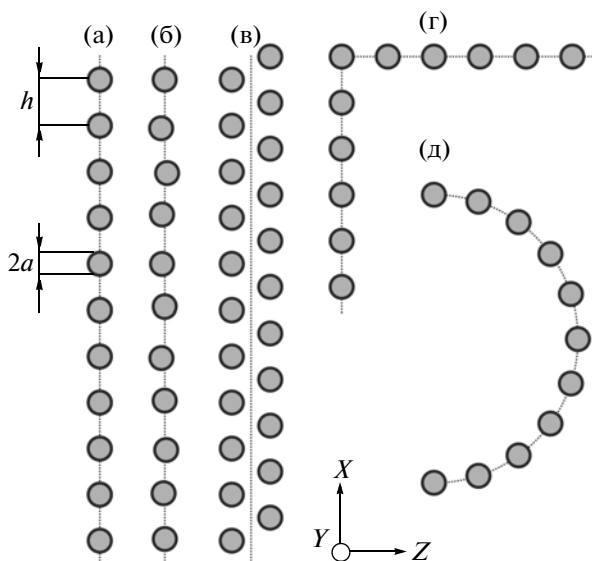


Рис. 1. Схематическая иллюстрация геометрии образцов ОПВ, использованных в численных расчетах: а — эквидистантная однодорожечная цепочка, б — квазиупорядоченная однодорожечная цепочка, в — эквидистантная упорядоченная двухдорожечная цепочка, г — эквидистантная упорядоченная цепочка в виде уголка, д — эквидистантная упорядоченная цепочка в виде полуокружности.

нейных ОПВ тензор \hat{D}_{nm} является строго диагональным. Однако для объектов, рассмотренных в настоящей работе, это не так. Тем не менее все компоненты \hat{D}_{nm} можно найти численным решением уравнения (1), используя различные поляризации возбуждающего излучения (различные направления вектора \mathbf{A}).

Для характеристики распространения оптического сигнала, возбуждаемого внешним электрическим полем на первой (крайней) частице цепочки ($m = 1$), воспользуемся нормированной функцией Грина [3]

$$F_n = \frac{\hat{D}_{n1}\mathbf{A}}{\hat{D}_{11}\mathbf{A}}. \quad (9)$$

Данный параметр характеризует степень затухания возбуждения на n -й (промежуточной) частице цепочки по сравнению с исходной ($m = 1$) частицей. Помимо этого мы будем говорить о функции $F_N(\lambda)$ ($n = N$) как о спектре пропускания ОПВ, хотя это название и не вполне соответствует установленной терминологии.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Геометрия исследованных образцов ОПВ

Геометрия образцов, использованных в численных расчетах, проиллюстрирована на рис. 1.

Рассмотрены однодорожечные (прямые, изогнутые и в виде уголка) и двухдорожечные ОПВ из 11 и 22 наночастиц соответственно. Каждая сферическая частица имеет радиус $a = 8$ нм, а расстояние между центрами ближайших соседей h может варьировать от 24 до 32 нм. Для $h = 24$ нм имеем для введенного выше параметра отношения межцентрового расстояния к диаметру $\xi = 1.5$, т.е. дипольное приближение заведомо выполняется для всех поляризаций. При моделировании двухдорожечных ОПВ (рис. 1в), в соответствии с результатами работы [61] ближайшие соседи помещались в вершинах равносторонних треугольников со стороной h .

Для прямых однодорожечных ОПВ вводилась разупорядоченность, характерная для численных расчетов процесса синтеза цепочки [61]. Степень “дефектности” ОПВ, изображенных на рис. 1б, можно определить выражением

$$\eta = 1 - \frac{1}{N-1} \sum_{\{n,m\} \in \Omega} \frac{\cos^2 \varphi_{nm}}{2}, \quad 0 \leq \eta \leq 1, \quad (10)$$

где Ω — множество всех ближайших соседей в цепочке, φ_{nm} — угол между положительным направлением оси X и радиусом-вектором \mathbf{r}_{nm} , соединяющим n -ю и m -ю частицы. Степень дефектности равна нулю для упорядоченной цепочки с эквидистантным расположением частиц и $\eta \approx 0.1$ для квазиупорядоченных цепочек (рис. 1б).

ОПВ в виде уголка (рис. 1г) и в виде полуокружности (рис. 1д) состоят из 11 наночастиц каждый. При этом для полуокружности межцентровое расстояние, измеренное напрямую, составляет около 99.5% от межцентрового расстояния h , измеренного вдоль нанощаблона.

В качестве окружающей среды принимается вода с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_n = 1.78$ (без учета дисперсии), что близко по значению к диэлектрической проницаемости полимерного адсорбционного слоя частиц [61].

Спектральные характеристики

Перейдем к сравнению спектральных зависимостей величины F_N , определенной в уравнении (10), и спектров плазмонного поглощения (зависимость эффективности экстинкции Q_e (8) от длины волны внешнего излучения λ). Отметим, что спектр пропускания характеризует затухание оптического возбуждения в ОПВ в результате омических потерь, а также потерь на излучение. Последние отсутствуют в строго периодических линейных цепочках, но могут иметь место в области изгиба, при наличии дефектов и на концах цепочки, где периодичность нарушается.

Следует отметить, что в общем случае спектры плазмонного поглощения ОПВ зависят не только от поляризации внешнего излучения (направления вектора \mathbf{A}), но и от направления волнового вектора \mathbf{k} . Из рис. 2а видно, что наиболее сильная зависимость спектров плазмонного поглощения двухдорожечного ОПВ от направления волнового вектора \mathbf{k} проявляется при поляризации, направленной вдоль оси Y . При поляризации, направленной вдоль оси X или Z , соответствующие спектры данной зависимости практически не испытывают. Аналогичные тенденции наблюдаются и для однодорожечных ОПВ (данные не приводятся). Для ОПВ в виде полуокружности (рис. 2б) наблюдается слабая зависимость спектров плазмонного поглощения от направления волнового вектора \mathbf{k} при поляризации, направленной вдоль осей X , Y или Z (спектры плазмонного поглощения при поляризации, направленной вдоль оси Z , не приводятся на данном рисунке для удобства читателя). Последнее справедливо и в случае ОПВ в виде уголка (данные не приводятся). В дальнейшем для определенности будем рассматривать спектры плазмонного поглощения при $\mathbf{k} \parallel OY$ для поляризации, лежащей в плоскости цепочки (плоскости XOZ), и $\mathbf{k} \parallel OX$ для $\mathbf{A} \parallel OY$.

На рис. 3а и 3б представлены спектры пропускания упорядоченных и разупорядоченных однодорожечных линейных ОПВ с различным межцентровым расстоянием h и при различной поляризации внешнего излучения. Из зависимостей видно, что наиболее эффективное распространение ППП наблюдается в цепочках с наименьшим межцентровым расстоянием ($h = 24$ нм) и при продольной поляризации (направленной вдоль оси X). При этом длины волн, на которых ППП испытывает наименьшее затухание ($F_N \approx 5 \times 10^{-2}$), лежат в интервале 395–405 нм. С увеличением межцентрового расстояния наблюдается уменьшение максимального значения F_N . Для цепочек с $h = 28$ нм и $h = 32$ нм имеем $\max_{\lambda} F_N \approx 2 \times 10^{-2}$ и $\max_{\lambda} F_N \approx 10^{-2}$ соответственно. В случае же поперечной (направленной вдоль оси Y) поляризации при увеличении межцентрового расстояния спектральная зависимость F_N остается практически неизменной для цепочек с $h = 24$ –32 нм и принимает значения в пределах $\max_{\lambda} F_N \approx (6.4\text{--}6.7) \times 10^{-3}$. Кроме того, из рисунка видно, что для рассматриваемых ОПВ разупорядочение слабо влияет на спектры пропускания. Влияние разупорядоченности в большей степени проявляется при продольной поляризации и при малых межцентровых расстояниях, однако и в этом случае оно остается незначительным. Этот результат находится в согласии с [3].

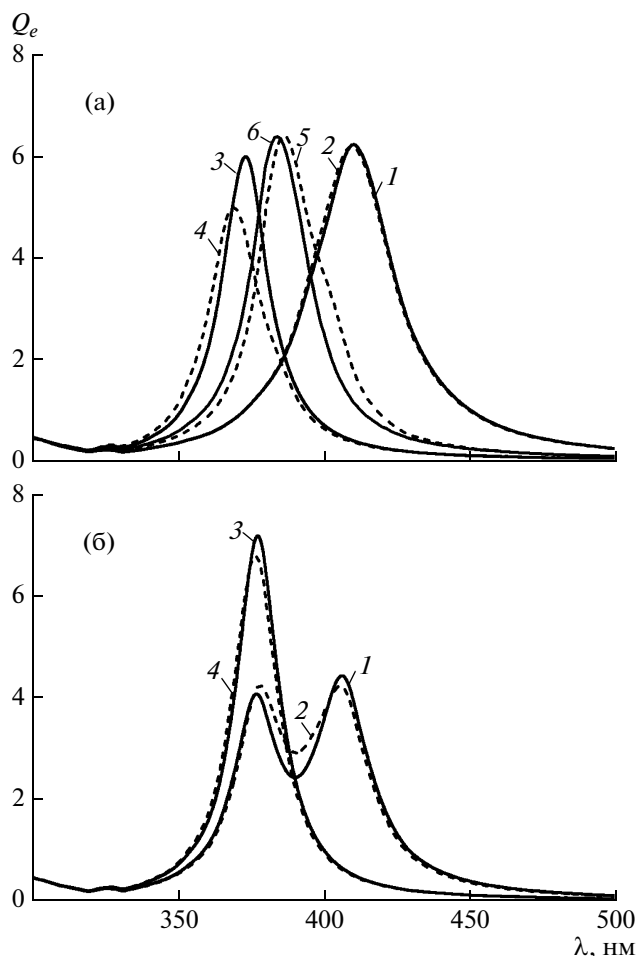


Рис. 2. Спектры экстинкции для упорядоченных ОПВ ($h = 24$ нм) в виде двухдорожечной цепочки (а) и в виде полуокружности (б) при различной поляризации внешнего излучения (различных направлениях вектора \mathbf{A}) и различных направлениях волнового вектора \mathbf{k} : 1 – $\mathbf{A} \parallel OX$ и $\mathbf{k} \parallel OY$, 2 – $\mathbf{A} \parallel OX$ и $\mathbf{k} \parallel OZ$, 3 – $\mathbf{A} \parallel OY$ и $\mathbf{k} \parallel OX$, 4 – $\mathbf{A} \parallel OY$ и $\mathbf{k} \parallel OZ$, 5 – $\mathbf{A} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \parallel OX$, 6 – $\mathbf{A} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \parallel OY$.

На рис. 3в и 3г для сравнения показаны спектры экстинкции для тех же ОПВ, что использовались для расчета кривых на рис. 3а и 3б. Из рисунка видно, что пики в спектрах экстинкции и спектрах пропускания коррелированы, но не совпадают. Несовпадение пиков обусловлено тем, что при вычислении спектров экстинкции внешнее поле возбуждает всю цепочку, в то время как при вычислении F_N внешнее поле возбуждает лишь крайнюю частицу в цепочке. Таким образом, правая часть в уравнениях связанных диполей (1) в этих двух случаях разная, что приводит к разным силам осциллятора для имеющихся в системе оптических резонансов. Кроме того, формула (7) подразумевает вычисление мнимой части, а формула (9) – абсолютного значения, что тоже может

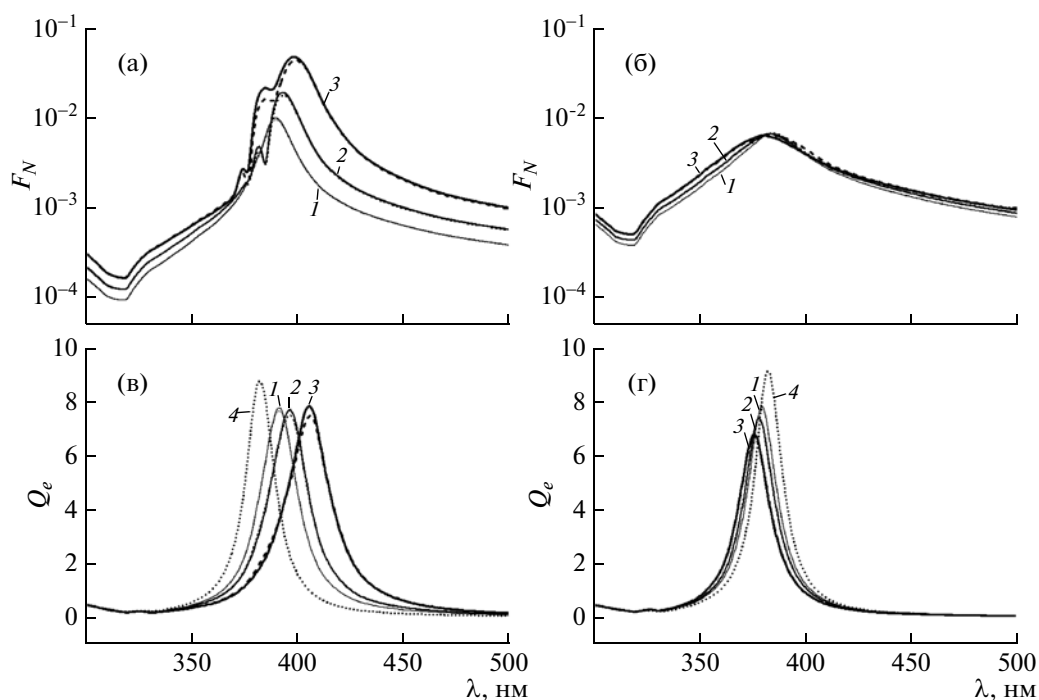


Рис. 3. Спектры пропускания (а, б) и экстинкции (в, г) для упорядоченных (сплошная линия) и разупорядоченных (пунктирная линия) однодорожечных ОПВ при продольной (а, в) и поперечной (б, г) поляризации внешнего излучения. Расчеты выполнены при различных значениях межцентрового расстояния h : 1 – 32, 2 – 28, 3 – 24 нм. Для сравнения представлен спектр плазмонного поглощения изолированной частицы (4).

привести к различным спектральным зависимостям. Сами же резонансные длины волн от типа возбуждения, разумеется, не зависят. Отметим также, что с увеличением межцентрового расстояния h положения максимумов в спектрах плазмонного поглощения приближаются к максимуму спектра изолированной частицы. В силу того, что спектральные свойства квазиупорядоченных ОПВ незначительно отличаются от соответствующих свойств упорядоченных ОПВ, далее будем рассматривать лишь строго эквидистантные упорядоченные ОПВ различных конфигураций.

На рис. 4 представлены спектры пропускания (а) и спектры плазмонного поглощения (б) двухдорожечных ОПВ при трех различных поляризациях внешнего поля, направленных вдоль каждой из осей координат (рис. 1). Видно, что при поляризации, направленной вдоль оси X , как спектры пропускания, так и спектры плазмонного поглощения однодорожечных и двухдорожечных ОПВ практически не отличаются друг от друга. При этом ППП в двухдорожечных ОПВ распространяется практически так же эффективно и на тех же длинах волн, что и в однодорожечных ОПВ с тем же межцентровым расстоянием. При поляризациях, направленных вдоль осей Y и Z , в спектральных свойствах наблюдаются различия, обу-

словленные тем, что при таких поляризациях внешнего поля вклад второй дорожки в двухдорожечных ОПВ в спектральные характеристики становится существенным.

На рис. 4–6 для сравнения приводятся спектры экстинкции и пропускания (для поперечной и продольной поляризации) идеальных прямых однодорожечных цепочек, как ОПВ с наилучшими трансмиссионными характеристиками.

Спектры ОПВ в виде уголка (рис. 1г) при различной поляризации внешнего излучения показаны на рис. 5. Как видно из рисунка, при поляризациях излучения, направленных вдоль осей X и Z , спектры цепочки в целом имеют два максимума и являются приблизительно суммой спектров составных ее частей, представляющих однодорожечные ОПВ. Действительно, при таких поляризациях внешнего излучения одна часть цепочки направлена коллинеарно плоскости поляризации, а другая – ортогонально. В случае же поляризации, направленной вдоль оси Y , максимумы спектра цепочки в целом и ее составных частей практически совпадают со спектром однодорожечной цепочки (рис. 5б). Помимо этого обнаружено, что наиболее эффективное распространение ППП в таких ОПВ возможно при поляризации, направленной вдоль оси X (рис. 5а)

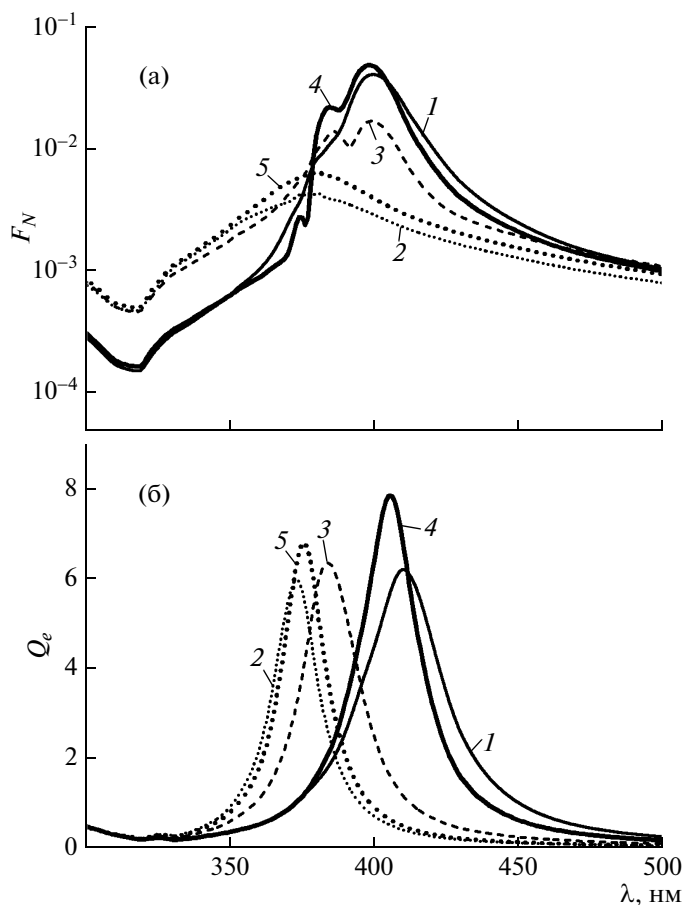


Рис. 4. Спектры пропускания (а) и экстинкции (б) при различной поляризации внешнего излучения для упорядоченного ($h = 24$ нм) двухдорожечного ОПВ: 1 – вдоль оси X , 2 – вдоль оси Y , 3 – вдоль оси Z , и упорядоченного однодорожечного ($h = 24$ нм) ОПВ: 4 – вдоль оси X , 5 – вдоль оси Y .

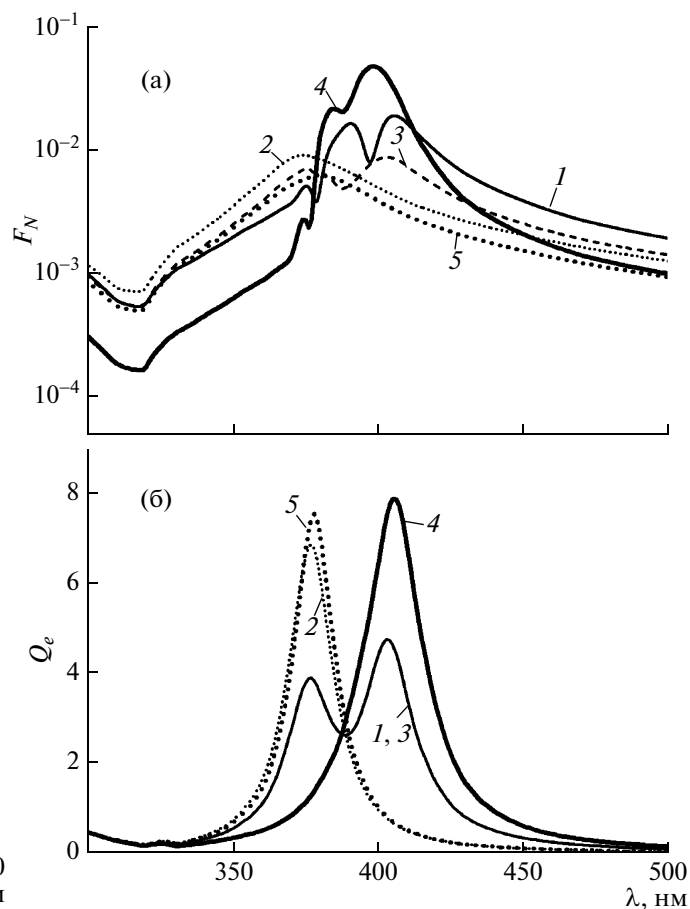


Рис. 5. Спектры пропускания (а) и экстинкции (б) при различной поляризации внешнего излучения для упорядоченного ($h = 24$ нм) ОПВ в виде уголка: 1 – вдоль оси X , 2 – вдоль оси Y , 3 – вдоль оси Z , и упорядоченного однодорожечного ($h = 24$ нм) ОПВ: 4 – вдоль оси X , 5 – вдоль оси Y .

на двух длинах волн: 391 и 405 нм. При этом $\max_{\lambda} F_N \approx 2 \times 10^{-2}$. В случае такой поляризации в центре уголка (на угловой частице) происходит поворот плоскости поляризации ППП и появление компоненты поляризации, направленной параллельно ортогональному фрагменту уголка. Появление поперечной компоненты поляризации обеспечивает в такой невыгодной геометрии ОПВ всего лишь в 2.5 раза меньшую эффективность распространения сигнала, чем в случае идеального однодорожечного ОПВ.

Аналогичные тенденции для спектров плазмонного поглощения также характерны и для ОПВ в виде полуокружности (рис. 1д). Из рис. 6б видно, что при поляризации внешнего излучения, направленной вдоль оси Y , спектр плазмонного поглощения имеет один максимум, который совпадает с максимумом спектра эквидистантной

однодорожечной цепочки, в то время как при других поляризациях (направленных вдоль осей X и Z) – два максимума, наличие которых обусловлено двумерной геометрией ОПВ в плоскости XOZ . Отличительной особенностью распространения ППП в подобной цепочке (при поляризации, направленной вдоль оси Z) является возможность передачи энергии плазмонного возбуждения с незначительно большими потерями ($F_N \approx 4 \times 10^{-2}$), чем в случае идеального однодорожечного ОПВ (рис. 6а). Это объясняется поворотом плоскости поляризации ППП при его распространении вдоль цепочки. Отметим также, что и при поляризации, перпендикулярной плоскости ОПВ в виде полуокружности, наблюдается приблизительно в 2 раза более эффективное распространение ППП, чем в случае такой же поляризации внешнего излучения, но для однодорожечного ОПВ.

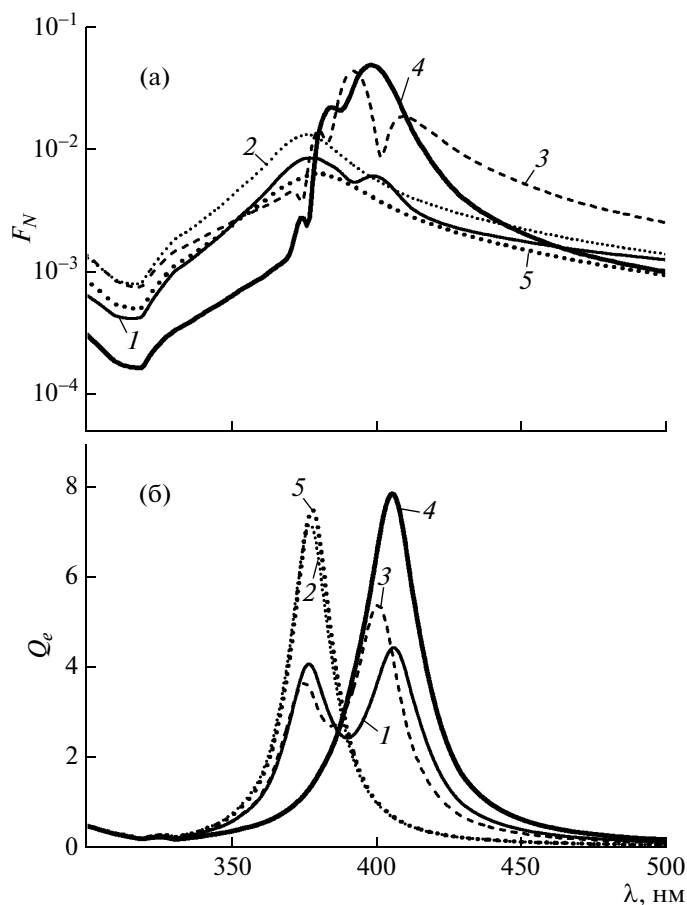


Рис. 6. Спектры пропускания (а) и экстинкции (б) при различной поляризации внешнего излучения для упорядоченного ($h = 24$ нм) ОПВ в виде полуокружности: 1 – вдоль оси X , 2 – вдоль оси Y , 3 – вдоль оси Z , и упорядоченного однодорожечного ($h = 24$ нм) ОПВ: 4 – вдоль оси X , 5 – вдоль оси Y .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сравниваются спектры экстинкции и пропускания ОПВ, состоящих из сферических серебряных наночастиц. Рассмотрены различные геометрические конфигурации ОПВ. Как следует из общей формы спектрального решения для уравнений связанных диполей (1), пики в обоих спектрах являются коррелированными, и небольшое различие в позициях пиков объясняется зависимостью сил осциллятора для резонансных мод ОПВ от формы внешнего излучения (E_n в формуле (1)). Показано, что слабая разупорядоченность или структурные несовершенства цепочки (случайные смещения частиц как вдоль, так и перпендикулярно оси ОПВ) существенно не влияют на трансмиссионные свойства ОПВ. Исследование спектров пропускания позволяет определить длину волны, на которой затухание оптического сигнала (поверхностного плазмонного поляритона) при распространении вдоль

ОПВ минимально. Если в каждом случае использовать оптимальную длину волны, то продольно-поляризованные ППП распространяются с меньшим затуханием, чем в случае поперечной поляризации. Отметим, однако, что этот результат может измениться в случае использования несферических частиц.

Установлено, что наименьшее затухание оптического сигнала может быть достигнуто в ОПВ в виде прямых однодорожечных и двухдорожечных цепочек. Более сильное затухание наблюдается в цепочках в виде дуги и уголка. Однако в таких типах ОПВ проявляется другой важный эффект – поворот плоскости поляризации ППП. Наиболее ярко этот эффект проявляется в процессе распространения ППП вдоль цепочек в виде дуги, что позволяет использовать структуры этого типа в качестве наноразмерного поляризационного устройства (результаты этих исследований будут представлены в отдельном сообщении).

Расчеты спектрально-трансмиссионных свойств цепочек с большим количеством сферических частиц показывают большее затухание и незначительный сдвиг спектрального максимума полосы пропускания в длинноволновый диапазон при продольной, и в коротковолновый диапазон при поперечной поляризации возбуждающего излучения.

В.А. Маркель выражает благодарность US NSF за финансовую поддержку по гранту DMS1216970. С.В. Карпов и И.Л. Рассказов выражают благодарность за финансовую поддержку проектов Президиума РАН № 24.29 и № 24.31, ОФН РАН № III.9.5, СО РАН № 43, СО РАН – СФУ № 101, Министерства образования и науки РФ, соглашение № 14.В37.21.0457.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maier S.A., Kik P.G., Atwater H.A. // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 205402.
2. Girard C., Quidant R. // Opt. Exp. 2004. V. 12. № 25. P. 6141.
3. Markel V.A., Sarychev A.K. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 085426.
4. Weber W.H., Ford G.W. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 125429.
5. Zhao L., Kelly K.L., Schatz G.C. // J. Phys. Chem. B. 2003. V. 107. P. 7343.
6. Govyadinov A.A., Markel V.A. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 035403.
7. Brongersma M.L., Hartman J.W., Atwater H.A. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. № 24. P. 16356.
8. Bozhevolnyi S.I., Erland J., Leosson K., Skovgaard P.M.W., Hvam J. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. № 14. P. 3008.
9. Maier S.A., Kik P.G., Atwater H.A. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. № 9. P. 1714.

10. *Maier S.A., Kik P.G., Atwater H.A., Meltzer S., Harel E., Koel B.E., Requicha A.G.* // *Nature Materials*. 2003. V. 2. P. 229.
11. *Zou S., Janel N., Schatz G.C.* // *J. Chem. Phys.* 2004. V. 120. № 23. P. 10871.
12. *Zou S., Schatz G.C.* // *J. Chem. Phys.* 2004. V. 121. № 24. P. 12606.
13. *Panoiu N.C., Osgood R.M.* // *Nano Letters*. 2004. V. 4. № 12. P. 2427.
14. *Sweatlock L.A., Maier S.A., Atwater H.A., Peninkhof J.A., Polman A.* // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. P. 235408.
15. *Citrin D.S.* // *Nano Letters*. 2005. V. 5. № 5. P. 985.
16. *Engheta N., Salandrino A., Alu A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 095504.
17. *Bozhevolnyi S.I., Volkov V.S., Devaux E., Laluet J.-Y., Ebbesen T.W.* // *Nature*. 2006. V. 440. P. 508.
18. *Citrin D.S.* // *Opt. Lett.* 2006. V. 31. № 1. P. 98.
19. *Zou S., Schatz G.C.* // *Nanotechnology*. 2006. V. 17. P. 2813.
20. *Zou S., Schatz G.C.* // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. P. 125111.
21. *Alu A., Engheta N.* // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. P. 205436.
22. *Koenderink A.F., Polman A.* // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. P. 033402.
23. *Koenderink A.F., Waele R., Prangma J.C., Polman A.* // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 76. P. 201403.
24. *Crozier K.B., Togan E., Simsek E., Yang T.* // *Opt. Exp.* 2007. V. 15. № 26. P. 17482.
25. *Fung K.H., Chan C.T.* // *Opt. Lett.* 2007. V. 32. № 8. P. 973.
26. *Fung K.H., Chan C.T.* // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77. P. 205423.
27. *Citrin D.S., Wang Y., Zhou Z.* // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2008. V. 25. № 6. P. 937.
28. *Kaplan A.E., Volkov S.N.* // *Phys. Usp.* 2009. V. 52. P. 506.
29. *Van Orden D., Fainman Y., Lomakin V.* // *Opt. Lett.* 2009. V. 34. P. 973.
30. *Auguie B., Barnes W.L.* // *Opt. Lett.* 2009. V. 34. P. 401.
31. *Auguie B., Bendana X.M., Barnes W.L., Garcia de Abajo F.J.* // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 82. P. 155447.
32. *Jacak W., Krasnyj J., Jacak J., Chepok A., Jacak L., Donderowicz W., Hu D.Z., Schaadt D.M.* // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 108. P. 084304.
33. *Conforti M., Guasoni M.* // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2010. V. 27. P. 1576.
34. *Bustos-Marun R.A., Coronado E.A., Pastawski H.M.* // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 82. P. 035434.
35. *Volkov S.N., Kaplan A.E.* // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 81. P. 043801.
36. *Fung K.H., Tang R.C.H., Chan C.T.* // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. P. 2206.
37. *Guasoni M.* // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2011. V. 28. P. 1396.
38. *Guasoni M., Conforti M.* // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2011. V. 28. P. 1019.
39. *Willingham B., Link S.* // *Opt. Exp.* 2011. V. 19. P. 6458.
40. *Zheng M.J., Lei D.Y., Yakubo K., Yu K.W.* // *Plasmonics*. 2011. V. 6. P. 19.
41. *Faez S., Lagendijk A., Ossipov A.* // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 83. P. 075121.
42. *Esteban R., Taylor R.W., Baumberg J.J., Aizpurua J.* // *Langmuir*. 2012. V. 28. P. 8881.
43. *Ivanov A., Shalygin A., Lebedev V., Vorobev P., Vergiles S., Sarychev A.K.* // *Appl. Phys. A*. 2012. V. 107. P. 17.
44. *Solis D., Willingham B., Nauert S.L., Slaughter L.S., Olson J., Swanglap P., Paul A., Chang W.-S., Link S.* // *Nano Letters*. 2012. V. 12. P. 1349.
45. *Scheurer M.S., Arnold M.D., Setiadi J., Ford M.J.* // *J. Phys. Chem. C*. 2012. V. 116. P. 1335.
46. *Udagedara I.B., Rukhlenko I.D., Premaratne M.* // *Opt. Exp.* 2011. V. 19. P. 19973.
47. *Gilani T.H., Dushkina N., Freeman W.L., Numan M.Z., Talwar D.N., Pulsifer D.P.* // *Opt. Eng.* 2010. V. 49. P. 120503.
48. *Faryad M., Polo J.A., Lakhtakia A.* // *J. Nanophoton.* 2010. V. 4. P. 043505.
49. *Burin A.L., Cao H., Schatz G.C., Ratner M.A.* // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2004. V. 21. P. 121.
50. *Quidant R., Girard C., Weeber J.-C., Dereux A.* // *Phys. Rev. B*. 2004. V. 69. P. 085407.
51. *Simovski C.R., Viitanen A.J., Tretyakov S.A.* // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 72. P. 066606.
52. *Kravets V.G., Schedin F., Grigorenko A.N.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 087403.
53. *Zhang Z.S., Yang Z.G., Li J.B., Hao Z.H., Wang Q.Q.* // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. P. 173111.
54. *Sarychev A.K., Shalaev V.M.* // *Phys. Rep.* 2000. V. 335. P. 275.
55. *Stockman M.I.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 137404.
56. *Lin S., Li M., Dujardin E., Girard C., Mann S.* // *Adv. Mater.* 2005. V. 17. P. 2553.
57. *Taleb A., Petit C., Pileni M.P.* // *J. Phys. Chem. B*. 1998. V. 102. P. 2214.
58. *Garno J.C., Yang Y., Amro N.A., Cruchon-Dupeyrat S., Chen S., Liu G.Y.* // *Nano Lett.* 2003. V. 3. № 3. P. 389.
59. *Liang C.C., Liao M.Y., Chen W.Y., Cheng T.C., Chang W.H., Lin C.H.* // *Opt. Exp.* 2011. V. 19. № 5. P. 4768.
60. *Hicks E.M., Zou S., Schatz G.C., Spears K.G., Van Duyne R.P., Gunnarsson L., Rindzevicius T., Kosem B., Kall M.* // *Nano Lett.* 2005. V. 5. № 6. P. 1065.
61. *Карпов С.В., Рассказов И.Л.* // *Коллоидный журнал*. 2013. Т. 75. № 3. С. 308.
62. *Feng-Qi Y., Chun-Ping Z., Guamg-Yin Z.* // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 42. № 17. P. 11003.
63. *Markel V.A.* // *J. Mod. Opt.* 1993. V. 40. P. 2281.
64. *Draine B.T.* // *Astrophys. J.* 1988. V. 333. P. 848.

65. *Hache F., Ricard D., Flytzanis C.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1986. V. 3. № 12. P. 1647.
66. *Раутиан С.Г.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. В. 3. С. 836.
67. *Drachev V.P., Khaliullin E.N., Kim W., Alzoubi F., Rautian S.G., Safonov V.P., Armstrong R.L., Shalaev V.M.* // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. № 3. P. 035318.
68. *Govyadinov A.A., Panasyuk G.Y., Schotland J.C., Markel V.A.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. № 15. P. 155461.
69. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. № 12. P. 4370.
70. *Markel V.A., Shalaev V.M., Stechel E.B., Kim W., Armstrong R.L.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 2425.
71. *Kreibig U., Vollmer M.* Optical Properties of Metal Clusters. N.Y.: Springer, 1995, 210 p.
72. *Hadad Y., Steinberg B.Z.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. № 12. P. 125402.