

Матрица поляризуемости П-образных металлических нанорезонаторов

Ю. Е. Терехов, А. В. Журавлев, Г. В. Белокопытов^а

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра физики колебаний. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^аgob@phys.msu.ru

Статья поступила 19.11.2010, подписана в печать 03.02.2011

Путем численного моделирования получены резонансные зависимости амплитуд электрического и магнитного дипольных моментов металлических наночастиц, индуцированных при рассеянии света. Для частиц П-образной формы рассчитан полный набор компонент матрицы поляризуемости, включая параметры магнитоэлектрической связи (бианизотропии).

Ключевые слова: матрица поляризуемости, дипольные моменты, нанорезонатор, бианизотропия.
УДК: 537.862. PACS: 73.20.Mf; 42.90.+m; 42.25.Fx; 42.25.Ja.

Введение

В настоящее время активно исследуются метаматериалы — искусственно созданные композитные среды, содержащие частицы, размер l которых и расстояние между ближайшими соседями d много меньше длины волны падающего излучения λ . В видимом, ИК и терагерцевом диапазонах для создания метаматериалов используются П-образные металлические частицы. Двумерные [1, 2] и трехмерные структуры [3] из таких частиц обладают необычными электродинамическими свойствами, в том числе значительной магнитной восприимчивостью на оптических частотах [1], и отрицательной рефракцией, при которой эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемости отрицательны [4].

Существует ряд работ, в которых проводилось численное моделирование рассеяния электромагнитных волн на периодических решетках, составленных из П-образных частиц (см., например, [2, 3]). При этом электрический и магнитный дипольные моменты, которыми обладает отдельная частица, в явном виде не определялись. Вместе с тем вычисление дипольных моментов и поляризуемостей отдельных частиц весьма желательно для понимания влияния различных факторов на свойства метаматериалов и имеет перспективы упрощения их направленного конструирования. Зная, как поляризуется один резонатор, можно рассчитать коэффициенты прохождения и отражения для метапленки (двумерный метаматериал), например с помощью формул, представленных в работе [5]. Кроме того, знание характеристик отдельных частиц существенно для таких приложений, как наноантенны и нанолазеры (см., например, [6–8]).

При соблюдении условия $l \ll \lambda$ задачу возбуждения электромагнитных колебаний наночастицы можно рассматривать в квазистатическом приближении. В этом случае рассмотрение металлической П-образной частицы можно проводить следующим образом: имеющий форму буквы П проводник можно рассматривать как виток с током, а зазор между ножками — как конденсатор. Приближенная оценка резонансной частоты такого «сосредоточенного» контура возможна исходя из элементарных геометрических соображений [1]. Вместе с тем другие характеристики колебаний, например

комплексную амплитуду индуцированных дипольных моментов, в таком приближении оценить не представляется возможным. Подход, который позволяет получить все характеристики вынужденных колебаний в П-образной частице, основан на численном решении уравнений Максвелла. Целью настоящей работы является расчет дипольных моментов наночастиц и нахождение матрицы коэффициентов поляризуемости.

1. Матрица поляризуемости

При помещении частицы во внешнее электромагнитное поле электрическое поле \mathbf{E} будет возбуждать электрический дипольный момент \mathbf{p} , а магнитное поле \mathbf{H} — магнитный момент \mathbf{m} . При этом в рамках линейной электродинамики связь между полями и моментами будет линейной: $\mathbf{p} \sim \hat{\alpha}^e \mathbf{E}$, $\mathbf{m} \sim \hat{\alpha}^m \mathbf{H}$, где $\hat{\alpha}^e$ и $\hat{\alpha}^m$ — тензоры электрической и магнитной поляризуемостей.

В общем случае для частицы следует также ожидать появления эффекта бианизотропии [9, 10], или, иначе говоря, магнитоэлектрического эффекта, при котором электрическая напряженность поля индуцирует магнитный дипольный момент, а магнитная, наоборот, индуцирует электрический дипольный момент.

С учетом бианизотропии уравнения для электрического и магнитного дипольных моментов обобщаются следующим образом:

$$\mathbf{p} = \hat{\alpha}^e \varepsilon_0 \mathbf{E} + \hat{\alpha}^{em} \varepsilon_0 \mathbf{Z} \mathbf{H}, \quad (1a)$$

$$\mathbf{m} = \hat{\alpha}^{me} \mathbf{Z}^{-1} \mathbf{E} + \hat{\alpha}^m \mathbf{H}, \quad (1b)$$

где $\hat{\alpha}^{em}$, $\hat{\alpha}^{me}$ — тензоры электромагнитной и магнитоэлектрической поляризуемостей, $\mathbf{Z} = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ — волновое сопротивление вакуума.

Если переписать уравнения (1) в матричной форме, получим

$$\begin{pmatrix} p_x/\varepsilon_0 \\ p_y/\varepsilon_0 \\ p_z/\varepsilon_0 \\ m_x Z \\ m_y Z \\ m_z Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx}^e & \alpha_{xy}^e & \alpha_{xz}^e & \alpha_{xx}^{em} & \alpha_{xy}^{em} & \alpha_{xz}^{em} \\ \alpha_{yx}^e & \alpha_{yy}^e & \alpha_{yz}^e & \alpha_{yx}^{em} & \alpha_{yy}^{em} & \alpha_{yz}^{em} \\ \alpha_{zx}^e & \alpha_{zy}^e & \alpha_{zz}^e & \alpha_{zx}^{em} & \alpha_{zy}^{em} & \alpha_{zz}^{em} \\ \alpha_{xx}^{me} & \alpha_{xy}^{me} & \alpha_{xz}^{me} & \alpha_{xx}^m & \alpha_{xy}^m & \alpha_{xz}^m \\ \alpha_{yx}^{me} & \alpha_{yy}^{me} & \alpha_{yz}^{me} & \alpha_{yx}^m & \alpha_{yy}^m & \alpha_{yz}^m \\ \alpha_{zx}^{me} & \alpha_{zy}^{me} & \alpha_{zz}^{me} & \alpha_{zx}^m & \alpha_{zy}^m & \alpha_{zz}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x Z \\ H_y Z \\ H_z Z \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матрица поляризуемости нанорезонаторов в настоящей работе находилась с помощью конечноэлементного моделирования с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. Алгоритм расчета подробно рассмотрен в следующих параграфах.

2. Задание модели рассеяния в COMSOL Multiphysics

Задание модели в программном пакете осуществлялось в несколько шагов. Сначала в трехмерном графическом редакторе задавалась геометрическая форма П-образного резонатора (рис. 1): сторона l , высота h , ширина зазора g , глубина пропила u , ширина ножек a и основания w . Плоскость резонатора перпендикулярна оси y , ось z проходит вдоль ножек резонатора, а ось x — перпендикулярно им.

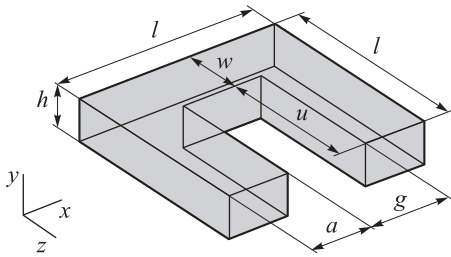


Рис. 1. Геометрические параметры отдельного резонатора и его ориентация в пространстве

В качестве окружающего пространства вокруг частицы использовалась сферическая область радиусом $r = 5 \cdot l$, электромагнитные характеристики которой соответствуют вакууму: $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. После этого на границе шара задавались граничные условия рассеяния, которые позволяют описывать падение плоской монохроматической волны с заданного направления. Моделирование рассеяния производилось в спектральном диапазоне от 300 до 1300 нм для резонаторов со стороной $l = 50$ нм и в диапазоне от 300 до 2000 нм для частиц с $l = 200$ нм с шагом по длине волны 25 нм. Материал нанорезонаторов: золото или алюминий. В расчете использовались дисперсионные зависимости материальных параметров веществ, взятые из экспериментальных данных с синхротрона DESY [11].

После задания граничных условий и характеристик веществ все объекты в области задания поля разбивались на конечные элементы в виде тетраэдров. Общее количество элементов составляет около 32 000. После этого запускается расчет полей с помощью решения уравнений Максвелла посредством модуля SPOULES. Общее время счета для 69 длин волн составляет около 6 часов (на компьютере Intel Core i7 950, 12Gb ОЗУ). Результатами расчета являлось распределение электромагнитного поля в заданной сферической области вокруг и внутри металлической частицы, которые в дальнейшем использовались для определения характеристик нанорезонаторов.

3. Расчет дипольных моментов

Магнитный момент. Аналитические выражения для расчета магнитного момента \mathbf{m} имеют следующий вид [12]:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int [\mathbf{r} \times \mathbf{J}^{\text{tot}}] d^3r, \quad (3)$$

$$\mathbf{J}^{\text{tot}} = \sigma \mathbf{E} + \frac{\partial \epsilon_0 \epsilon' \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4)$$

где \mathbf{J}^{tot} — полная плотность тока в резонаторе, σ — электрическая проводимость, ϵ' — действительная часть диэлектрической проницаемости материала резонатора, $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ — радиус-вектор. Формулы (3) и (4) записаны для мгновенных значений полей, токов и дипольных моментов. Из них легко получить линейные соотношения для соответствующих комплексных амплитуд. При записи формул следует учесть, что в программном продукте COMSOL Multiphysics временная зависимость полей представляется в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z, t) &= \mathbf{E}(x, y, z) e^{i\omega t}, \\ \mathbf{H}(x, y, z, t) &= \mathbf{H}(x, y, z) e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом подстановки (5) в (4) компоненты магнитного дипольного момента (3) запишутся в виде

$$m_i = \frac{i\omega \hat{\epsilon}}{2} \int [r_j E_k - r_k E_j] d^3r, \quad (6)$$

где $\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \epsilon' - i\sigma/\omega$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, а совокупность индексов $\{i, j, k\}$ принимает вектор значений $\{x, y, z\}$ и его циклические перестановки.

Электрический момент. Аналитические выражения для расчета электрического дипольного момента \mathbf{p} имеют следующий вид [12]:

$$\mathbf{p} = \int \mathbf{r} \rho^s(\mathbf{r}) dS + \int \mathbf{r} \rho^v(\mathbf{r}) d^3r, \quad (7)$$

$$\rho^s(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \mathbf{n}(\mathbf{E}^{\text{in}} - \mathbf{E}^{\text{out}}), \quad (8)$$

$$\rho^v(\mathbf{r}) = \rho^{\text{bound}}(\mathbf{r}) + \rho^{\text{free}}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \text{div} \mathbf{E}, \quad (9)$$

где $\rho^v(\mathbf{r})$ — объемная плотность заряда, $\rho^s(\mathbf{r})$ — плотность поверхностного заряда резонатора, \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности резонатора, \mathbf{E}^{in} и \mathbf{E}^{out} — напряженности поля в малой окрестности точки поверхности, соответственно внутри и вне резонатора.

Специфика расчета электрического дипольного момента состоит в том, что необходимо учитывать как объемную $\rho^v(\mathbf{r})$, так и поверхностную $\rho^s(\mathbf{r})$ плотности зарядов. При расчете магнитного дипольного момента в общем случае также следует учитывать наличие поверхностных токов. Такие токи локализованы в скин-слое и существенны, в частности, в диапазоне СВЧ. Однако на оптических частотах толщина скин-слоя оказывается больше, чем размеры металлических частиц, поэтому поверхностные токи в данной работе не рассматривались.

Подставив (8) в (7), получим выражение для поверхностной части электрического дипольного момента:

$$p_i^s = \epsilon_0 \int r_i (n_j (E_j^{\text{in}} - E_j^{\text{out}})) dS, \quad (10)$$

Интегрирование в (10) идет по поверхности резонатора. Подставив же в (7) выражение (9), получим объемную часть момента

$$p_i^v = \varepsilon_0 \int r_i \frac{\partial E_i}{\partial r_j} d^3r. \quad (11)$$

Интегрирование идет по всему объему резонатора. Полный электрический дипольный момент равен сумме поверхностной (10) и объемной (11) частей: $p_i = p_i^s + p_i^v$.

4. Определение коэффициентов поляризуемости из данных о дипольных моментах

Компоненты матрицы поляризуемости, входящие в (2), можно найти, проводя три пары вычислений со взаимно перпендикулярными направлениями распространения волны. Пусть, например, волна распространяется в положительном направлении вдоль оси z , в которой у полей отличны от нуля только компоненты: $E_x = E_0 \exp(i\omega t - ik_2z)$ и $H_y = H_0 \exp(i\omega t - ik_2z)$. С учетом того что частица находится в начале координат и временная зависимость имеет вид $\exp(i\omega t)$, поле в окрестности частицы будет иметь комплексные амплитуды $E_x = E_0$ и $H_y = H_0$, при этом индуцируются дипольные моменты \mathbf{p} и \mathbf{m} . С другой стороны, если задать волну, распространяющуюся в обратном направлении,

то она в окрестности частицы будет иметь такую же комплексную амплитуду электрического поля $E_x = E_0$, а магнитное поле будет совершать колебания в противофазе $H_y = -H_0$. В этом случае моделирование даст иные значения моментов \mathbf{p}' и \mathbf{m}' . Согласно (2) компоненты дипольных моментов должны подчиняться следующим соотношениям:

$$\begin{cases} p_x = \alpha_{xx}^e \varepsilon_0 E_0 + \alpha_{xy}^{em} \varepsilon_0 Z H_0, \\ p_y = \alpha_{yx}^e \varepsilon_0 E_0 + \alpha_{yy}^{em} \varepsilon_0 Z H_0, \\ p_z = \alpha_{zx}^e \varepsilon_0 E_0 + \alpha_{zy}^{em} \varepsilon_0 Z H_0, \\ m_x = \alpha_{xx}^{me} Z^{-1} E_0 + \alpha_{xy}^m H_0, \\ m_y = \alpha_{yx}^{me} Z^{-1} E_0 + \alpha_{yy}^m H_0, \\ m_z = \alpha_{zx}^{me} Z^{-1} E_0 + \alpha_{zy}^m H_0, \end{cases} \quad \begin{cases} p'_x = \alpha_{xx}^e \varepsilon_0 E_0 - \alpha_{xy}^{em} \varepsilon_0 Z H_0, \\ p'_y = \alpha_{yx}^e \varepsilon_0 E_0 - \alpha_{yy}^{em} \varepsilon_0 Z H_0, \\ p'_z = \alpha_{zx}^e \varepsilon_0 E_0 - \alpha_{zy}^{em} \varepsilon_0 Z H_0, \\ m'_x = \alpha_{xx}^{me} Z^{-1} E_0 - \alpha_{xy}^m H_0, \\ m'_y = \alpha_{yx}^{me} Z^{-1} E_0 - \alpha_{yy}^m H_0, \\ m'_z = \alpha_{zx}^{me} Z^{-1} E_0 - \alpha_{zy}^m H_0, \end{cases} \quad (12)$$

Если сложить или вычесть соответствующие друг другу уравнения системы (12) и в моделировании использовать $|\mathbf{E}_0| = 1$, а $|\mathbf{H}_0| = 1/Z$, то получим следующие уравнения для элементов матрицы поляризуемости:

$$\begin{aligned} \alpha_{ix}^e &= \frac{p_i + p'_i}{2\varepsilon_0}, & \alpha_{iy}^{em} &= \frac{p_i - p'_i}{2\varepsilon_0}, \\ \alpha_{ix}^{me} &= \frac{m_i + m'_i}{2} Z, & \alpha_{iy}^m &= \frac{m_i - m'_i}{2} Z, \end{aligned} \quad (13)$$

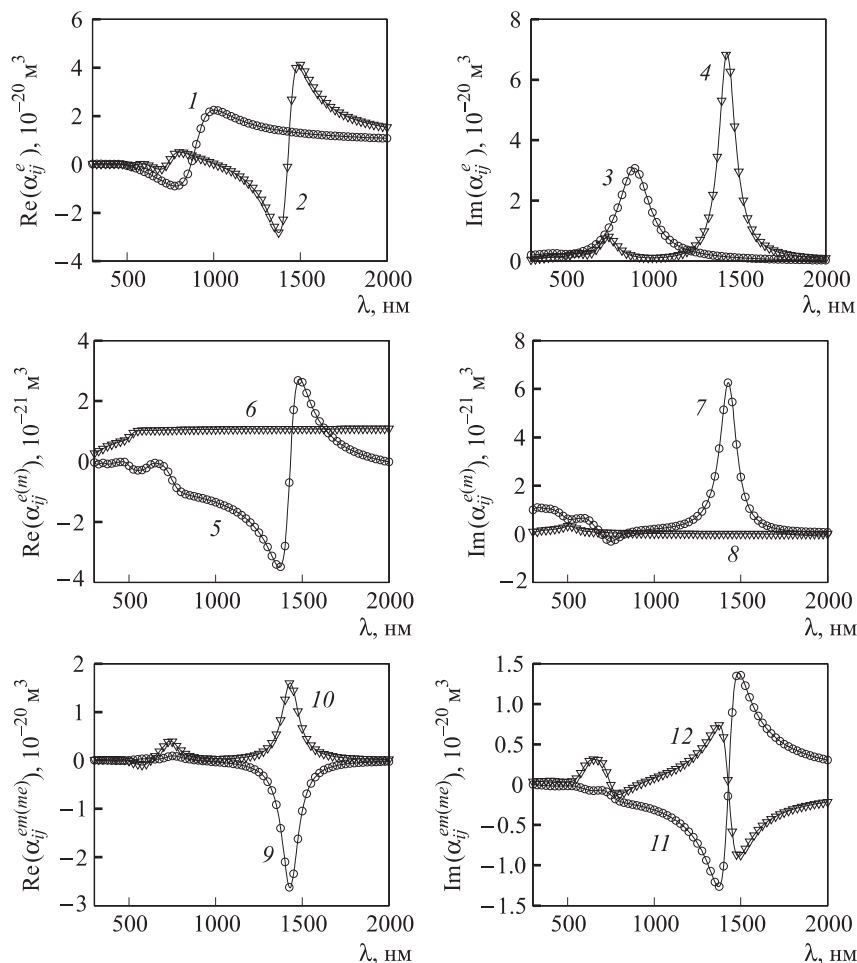


Рис. 2. Зависимости реальных (слева) и мнимых (справа) частей коэффициентов поляризуемости от длины волны: 1, 3 — α_{zz}^e ; 2, 4 — α_{xx}^e ; 5, 7 — α_{yy}^e ; 6, 8 — α_{yy}^{em} ; 9, 11 — α_{yx}^{me} ; 10, 12 — α_{xy}^{em}

где индекс i в (13) принимает значения x, y, z . С помощью формул (13) можно определить два столбца из шести в матрице поляризуемости. Используя модификацию системы уравнений (12) для случаев волн, распространяющихся в направлениях $\pm x$ и $\pm y$, можно получить полную матрицу.

Заметим, что описанный способ получения матрицы поляризуемости (2) пригоден не только когда значения амплитуд дипольных моментов получены расчетным путем, но и когда они измерены в эксперименте.

5. Результаты и обсуждение

Численное моделирование рассеяния и расчет коэффициентов поляризуемости были проведены для П-образных частиц различных размеров из золота и алюминия. Наибольшую абсолютную величину имеют следующие шесть компонент матрицы поляризуемости: α_{xx}^e , α_{yy}^e , α_{zz}^e , α_{yy}^m , α_{xy}^{em} и α_{yx}^{me} . Вычисленные значения остальных компонент по крайней мере на три порядка меньше. На рис. 2 в качестве примера приведены результаты расчетов $\alpha_{ij}^{e(m)}$, полученные для нанорезонаторов из золота со сторонами $l = 200$ нм, глубиной пропила $u = 120$ нм, шириной ножки $a = 70$ нм и высотой $h = 25$ нм. Почти все они имеют выраженный резонансный характер. Хорошо разрешается длинноволновый пик с резонансной длиной волны $\lambda_1 = 1425$ нм и ко-

ротковолновый пик при $\lambda_2 = 875$ нм. Еще более коротковолновый резонанс вблизи $\lambda_3 = 750$ нм проявляется существенно слабее. Добротности первого и второго резонансов составляют $Q_1 = 19$ и $Q_2 = 6$ соответственно. Заметим, что все графики в настоящей работе соответствуют временному представлению $\exp(-i\omega t)$. В случае использования представления $\exp(i\omega t)$ мнимая часть поляризуемости (дипольного момента) меняет знак на противоположный.

Полученные результаты в основном согласуются с выводами, следующими из анализа симметрии матрицы поляризуемости. Такого рода исследование было выполнено ранее [13] для хиральных « Ω -частиц», служивших для построения бианизотропных сред на СВЧ. Согласно исследованию, отличными от нуля должны быть пять компонент поляризуемости: α_{xx}^e , α_{zz}^e , α_{xy}^{em} , α_{yx}^{me} и α_{yy}^m , которые являются ненулевыми и в нашем случае. Присутствие в настоящей работе ненулевой компоненты α_{yy}^e объясняется конечной толщиной частицы, которая не учитывалась в модели [13]. Кроме этого, согласно [13], должно выполняться соотношение: $\alpha_{xy}^{em} = -\alpha_{yx}^{me}$. Как видно из рис. 2 (кривые 9 – 12), в нашем случае это условие не выполняется. Вероятной причиной отклонения от равенства является то, что при его выводе в [13] не учитывались джоулевы потери.

Исследование распределения полей вынужденных колебаний подтверждает, что длинноволновый резонанс

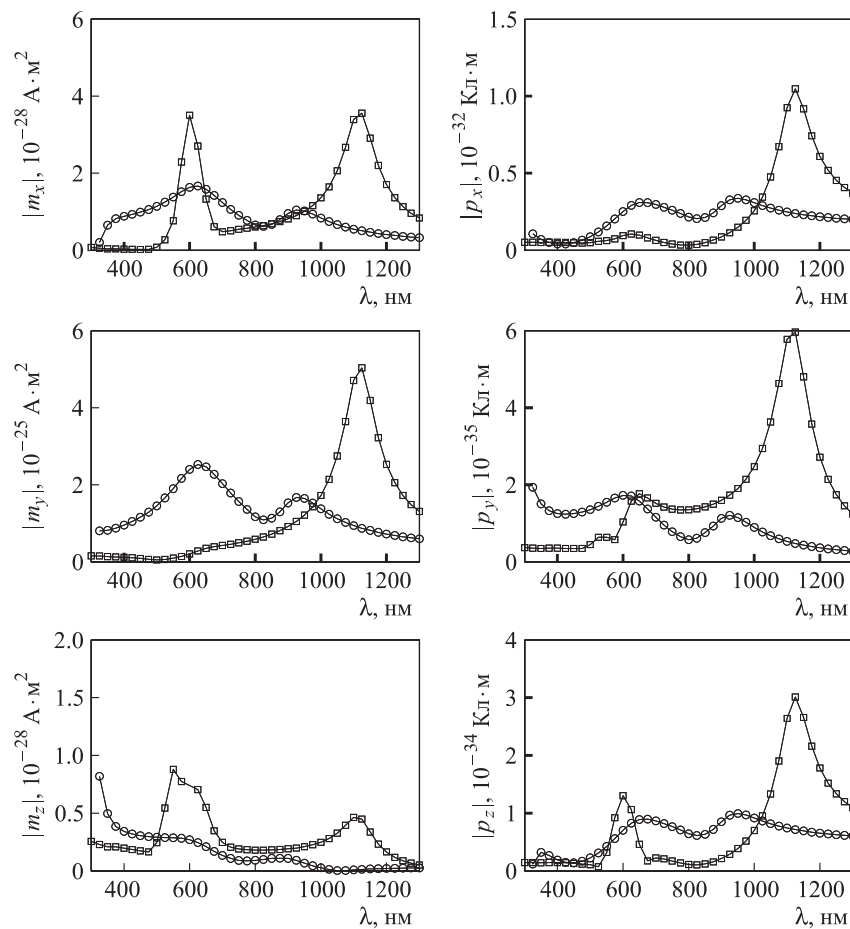


Рис. 3. Зависимости абсолютных значений компонент магнитного (слева) и электрического (справа) дипольных моментов от длины волны падающего излучения для П-образных резонаторов со стороной 50 нм.

Квадратики — расчет для золотой частицы, кружки — для алюминиевой

(λ_1) соответствует возбуждению моды, для которой распределение зарядов и токов аналогично сосредоточенному LC-контур. Резонанс на волне λ_2 , в отличие от предыдущего, не сопровождается возбуждением существенных осцилляций магнитного диполя. Он соответствует колебаниям заряда между концами ножек и основанием подковки и может быть интерпретирован как плазмонный резонанс в согласии с [2].

Отметим, однако, что полученные в настоящей работе значения добротности оказались выше, чем в [2], для тех же веществ и геометрий резонаторов. Судя по всему, повышенный уровень потерь, полученный в указанной работе, обусловлен тем, что расчеты производились для решетки связанных резонаторов, у которых потери на излучение должны быть значительно больше, чем для одиночных частиц.

С целью дополнительной проверки адекватности и точности вычислений было произведено контрольное моделирование, при котором волна падала под углом к декартовым осям: $\mathbf{k} = k_0 \{ \frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{-1}{\sqrt{3}}, \frac{-1}{\sqrt{3}} \}$, $\mathbf{E} = \{ \frac{-1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{-1}{\sqrt{2}} \}$, $\mathbf{H} = \frac{1}{Z} \{ \frac{1}{\sqrt{6}}, \frac{2}{\sqrt{6}}, \frac{-1}{\sqrt{6}} \}$. По результатам такого моделирования были найдены комплексные амплитуды дипольных моментов \mathbf{p} и \mathbf{m} по соотношениям (3), (9). После было произведено их сравнение с результатами расчета по формуле (2) с использованием матрицы поляризуемости, полученной при направлении распространения волн вдоль основных декартовых осей. Результаты расчета дипольных моментов различными способами хорошо согласуются между собой.

Результаты, полученные для частиц меньших размеров, качественно подобны приведенным выше, однако отличаются частичными перекрытием резонансов и меньшими добротностями. Пример расчета значений дипольных моментов для нанорезонаторов из золота и серебра со сторонами $l = 50$ нм, глубиной пропила $u = 35$ нм, шириной ножки $a = 15$ нм и высотой $h = 10$ нм, приведены на рис. 3. Волновой вектор падающей волны сонаправлен с осью Oz , поляризация вдоль оси Oy . Напряженность электрического поля в падающей волне 1 В/м.

Заключение

Разработана методика определения матрицы дипольной поляризуемости произвольной наночастицы по ре-

зультатам численного моделирования рассеяния на ней плоской электромагнитной волны. С помощью данной методики был произведен расчет полного набора элементов матрицы поляризуемости металлических наночастиц П-образной формы, которые являются резонаторами в оптическом диапазоне.

Установлено, что наибольший вклад в дипольный отклик исследованных наночастиц вносят следующие компоненты поляризуемости: электрические α_{xx}^e , α_{yy}^e , α_{xy}^e , магнитная α_{yy}^m и магнитоэлектрические α_{yx}^{me} и α_{xy}^{em} . При этом последние две компоненты по своей абсолютной величине превосходят α_{yy}^m , этот факт позволяет получать значительные магнитные дипольные моменты на оптических частотах, вклад которых в общую мощность рассеяния сопоставим с вкладом электрических дипольных моментов.

Список литературы

1. Linden S., Enkrich C., Dolling G. et al. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 2006. **12**. P. 1097.
2. Rockstuhl C., Zentgraf T., Guo H. et al. // Appl. Phys. 2006. **B84**. P. 219.
3. Liu N., Guo H., Fu L. et al. // Nature Materials. 2008. **7**. P. 31.
4. Zhang S., Fan W., Minhas B.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. **94**. P. 037402.
5. Holloway C.L., Mohamed M.A., Kuester E.F., Dienstfrey A. // IEEE Trans. Electromagn. Compatibility. 2005. **47**. P. 853.
6. Novotny L. // Nature. 2008. **455**. P. 887.
7. Protsenko I.E., Uskov A.V., Zaimidoroga O.A. et al. // Phys. Rev. A. 2005. **71**. P. 063812.
8. Kühn S., Hakenson U., Rogobete L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. **97**. P. 017402.
9. Simovski C.R., Kondratjev M.S., Belov P.A., Tretyakov S.A. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 1999. **47**. P. 1429.
10. Krieglner C.É., Rill M.S., Linden S., Wegener M. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 2010. **16**. P. 367.
11. Hagemann H.J., Gudat W., Kunz C. // DESY SR-74. 1974. **7**.
12. Jackson J.D. Classical Electrodynamics. 3rd edition. John Wiley & Sons, 1999.
13. Tretyakov S.A., Mariotte F., Simovski C.R. et al. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 1996. **44**. P. 1006.

Polarizability matrix of Split-Ring Resonators

Y. E. Terekhov, A. V. Zhuravlev, G. V. Belokopytov^a

Department of Oscillations, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^agvb@phys.msu.ru.

Resonance behavior for metallic nanoparticles electric and magnetic dipole moment amplitudes, induced by scattering of incident light was obtained by numerical simulation. For split ring resonator full set of polarizability matrix components, including magnetoelectric coupling parameters (bianisotropy), was calculated.

Keywords: polarizability matrix, dipole moments, split-ring resonator (SRR), bianisotropy.

PACS: 73.20.Mf; 42.90.+m; 42.25.Fx; 42.25.Ja.

Received 19 November 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2011).

Сведения об авторах

1. Терехов Юрий Евгеньевич — аспирант; e-mail: yury.terekhov@phys.msu.ru.
2. Журавлев Антон Викторович — канд. физ.-мат. наук., мл. науч. сотр.; e-mail: antonzh@mail.ru.
3. Белокопытов Геннадий Васильевич — канд. физ.-мат. наук., доцент; e-mail: gvb@phys.msu.ru.