

О возможности регистрации локального изменения показателя преломления оптически прозрачных объектов точечной наноантенной, прикрепленной к волоконному микроаксиону

Ю.Н.Кульчин, О.Б.Витрик, А.А.Кучмижак

Теоретически показано, что использование спектральной регистрации смещения дипольного локального плазмонного резонанса (ДЛПР) единичной сферической золотой наноантенны, находящейся вблизи поверхности однородной диэлектрической среды позволяет картировать предельно малые вариации (до 5×10^{-4}) показателя преломления (ПП) этой среды. На основе квазистатического приближения разработана аналитическая модель, позволяющая оценить величину спектрального смещения ДЛПР наноантенны в зависимости от изменения ПП среды. Предложен точечный зонд на основе волоконного микроаксиона с прикрепленной к его вершине золотой сферической наноантенной, позволяющий реализовать разработанный метод сканирования ПП. Приведены численные расчеты характеристик зонда с использованием метода конечных разностей во временной области и показано, что для случая золотой сферической наноантенны малого размера, сравнимого с толщиной скин-слоя золота, величина относительного спектрального смещения находится в хорошем соответствии с результатами, полученными на основе разработанной аналитической модели.

Ключевые слова: металлическая сферическая наноантенна, локальный дипольный плазмонный резонанс, картирование показателя преломления, спектральное детектирование.

1. Введение

В настоящее время при разработке и создании различных типов наноструктур и функциональных элементов предъявляются жесткие требования к микроскопическим методам анализа их критических размеров, элементного состава, топографических и локальных оптических свойств [1]. В то время как задача исследования структурных и топографических свойств объектов может быть эффективно решена с помощью методов атомно-силовой (АСМ) и электронной микроскопии, методы регистрации малых изменений показателя преломления (ПП), характеризующего химический состав и локальные оптические свойства исследуемого объекта, как правило, основываются на взаимодействии поверхности исследуемого объекта со световыми полями, локализованными на субволновых масштабах [2–5].

Достижению высокой степени локализации светового излучения (при его взаимодействии с исследуемым объектом) методами оптики «дальнего поля» препятствует наличие фундаментального дифракционного предела [6]. Существенно большую эффективность при решении задач концентрации и управления оптическими полями на нанометровой шкале демонстрируют наноантенны [7, 8], открывая возможности для реализации таких практических применений, как оптическая манипуляция нанообъ-

ектами [8], нанолитография [9], возбуждение и детектирование флуоресценции единичных молекул с пространственным разрешением до 20 нм [10], а также сверхразрешающая микроскопия изменения ПП [11]. В последнем случае для обеспечения возможности прецизионного перемещения наноантенны вблизи поверхности объекта и картирования локального изменения ПП наноантенна должна находиться на конце сканирующего зонда. В безапертурной сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ), называемой также б-СБОМ, роль наноантенны выполняет помещенное в фокальное пятно лазерного источника металлическое острие АСМ-кантильвера, концентрирующее излучение за счет эффекта громоотвода [3, 4, 12]. Сконцентрированное вблизи острия зонда-наноантенны излучение рассеивается на поверхности исследуемого объекта. Интенсивность рассеянного сигнала варьируется в зависимости от изменения топографических и локальных оптических свойств поверхностного [12] или даже подповерхностного слоя объекта [13], обеспечивая возможность определения его химического состава методом б-СБОМ. Тем не менее достаточно большой размер засвечивающего наноострия фокального пятна приводит к возникновению фона в полезном сигнале, что существенно осложняет его регистрацию. Данная проблема может быть решена путем детектирования нелинейного отклика [14] или модуляционных техник выделения сигнала [15], а это значительно усложняет практическую реализацию высокоразрешающих рефрактометров на основе б-СБОМ. Кроме того, в ряде задач наличие большой области засветки крайне нежелательно [16].

Проблему фоновой засветки удастся избежать за счет применения СБОМ-зондов апертурного типа (а-СБОМ), реализующих идею точечной наноантенны [17]. Такая наноантенна, как правило, представляет собой локализованный световой источник, сформированный в виде наноразмерной сквозной диафрагмы на конце волоконного

Кульчин Ю.Н., Кучмижак А.А. Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail: kulchin@iacp.dvo.ru, alex.iacp.dvo@mail.ru

Витрик О.Б. Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; Дальневосточный федеральный университет, Россия, 690041 Владивосток, ул. Суханова, 8; e-mail: oleg_vitrik@iacp.dvo.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2014 г., после доработки – 18 марта 2014 г.

световода, покрытого непрозрачной металлической пленкой [18]. Однако малая пропускная способность наноразмерного отверстия существенно ограничивает как латеральное разрешение (до 50–100 нм), так и чувствительность метода а-СБОМ при регистрации локальных изменений ПП. Использование резонансных апертур (апертуры-бабочки [19], С-апертуры [20], апертуры, окруженные концентрическими канавками [21]) с увеличенным пропусканием позволяет улучшить латеральное разрешение методов а-СБОМ (до 20 нм), однако обеспечивает весьма низкую чувствительность при регистрации малых изменений ПП (12%-ное изменение интенсивности при экстремальном высоком изменении ПП на $\Delta l \sim 2$ [21]).

Известно, что использование в СБОМ-профилометрах спектральных принципов регистрации сигнала вместо амплитудных позволяет увеличить чувствительность, а также отношение сигнал/шум для этих систем [22, 23]. По-видимому, реализация аналогичного подхода, основанного на детектировании спектрального, а не амплитудного отклика точечной нанопластины, позволит увеличить чувствительность методов СБОМ к малым изменениям ПП. Такой подход может основываться на ярко выраженной зависимости положения спектрального пика дипольного локального плазмонного резонанса (ДЛПР) металлических наночастиц различной формы от изменения ПП окружающей среды [24]. Поэтому металлическая наночастица, помещенная на острие сканирующего зонда, может выступить в роли точечной нанопластины, детектирование спектрального отклика которой позволит реализовать высокоточное картирование изменения ПП поверхности исследуемого объекта.

В настоящей работе с использованием регистрации спектрального отклика простейшей точечной нанопластины – золотой сферической наночастицы, помещенной на конце прозрачного диэлектрического зонда, выполненного в виде волоконного микроаксикона (ВМА), нами впервые теоретически продемонстрирована возможность детектирования предельно малых локальных изменений ПП (до 5×10^{-4}). Мы показали, что применение в качестве основы зонда волоконного аксикона сможет обеспечить эффективное возбуждение ДЛПР в нанопластине за счет освещения ее сфокусированным излучением с близким к дифракционному пределу размером фокального пятна, а

также продемонстрировали смещение спектрального положения ДЛПР сферической нанопластины, расположенной вблизи поверхности исследуемого объекта. Оценки, проведенные на основе метода конечных разностей во временной области в случае, когда диаметр нанопластины не превышает толщины удвоенного скин-слоя золотой нанопластины, находятся в хорошем соответствии с развитой в настоящей работе аналитической моделью, построенной на основе квазистатической теории.

2. Теоретическая модель

Для обоснования возможности детектирования смещения спектрального положения ДЛПР сферической нанопластины, расположенной вблизи поверхности исследуемого объекта, мы использовали квазиэлектростатическую теорию. Известно, что воздействие электромагнитной волны с напряженностью электрического поля E на золотую сферическую наночастицу с радиусом a и диэлектрической проницаемостью ϵ_{Au} , окруженную прозрачным однородным диэлектриком с $\epsilon = 1$, приводит к поляризации частицы с возникновением дипольного момента

$$p = 4\pi a^3 \epsilon_0 \frac{\epsilon_{Au} - 1}{\epsilon_{Au} + 2} E, \tag{1}$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная. Далее будем полагать, что на расстоянии $z_0 = d + a$ от центра наночастицы находится полубесконечная среда с плоской границей и диэлектрической проницаемостью ϵ_m , а электрическое поле падающего излучения поляризовано в направлении, перпендикулярном (s-поляризация) поверхности среды (рис.1,а). В этом случае поляризованная нанопластина будет наводить поверхностные заряды в среде, поле которых может быть представлено полем эквивалентного отраженного диполя [12, 25] с дипольным моментом $p_{ekv} = \alpha p$, $\alpha = (\epsilon_m - 1) / (\epsilon_m + 1)$, расположенным внутри среды на расстоянии $2z_0$ от центра наночастицы (рис.1,а). Это поле будет, в свою очередь, воздействовать на нанопластину, причем на ее дипольный момент будет влиять только продольная (направленная вдоль оси z , рис.1,а) компонента создаваемого отраженным диполем электрического поля, которая может быть записана в следующем виде:

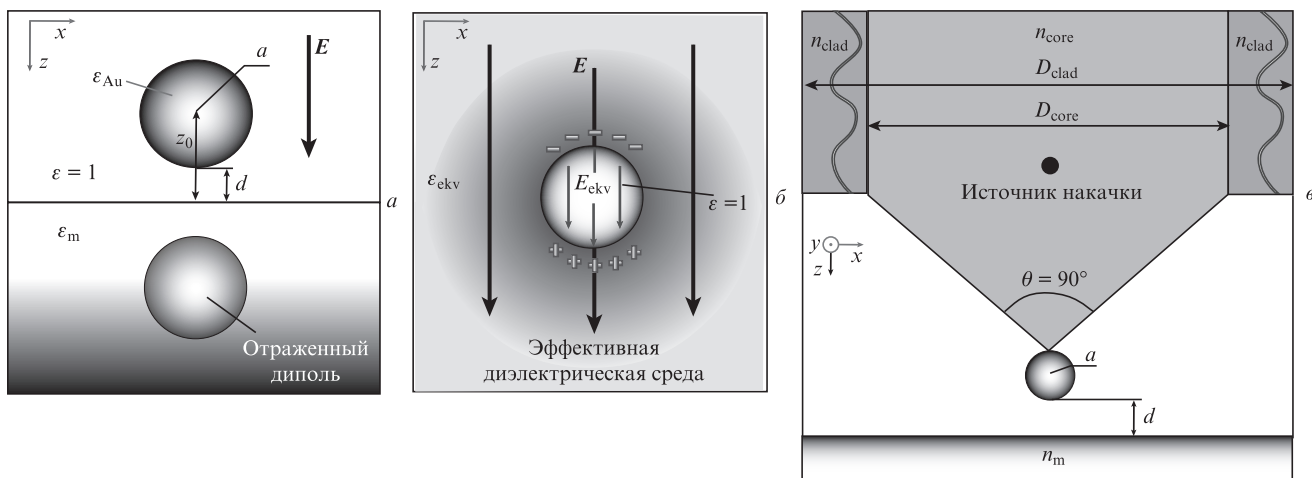


Рис.1. Золотая сферическая нанопластина, освещенная плоской волной с s-поляризацией, и ее отражение в расположенной на расстоянии d полубесконечной однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_m (а); поляризация эквивалентной диэлектрической среды под действием однородного электрического поля (б); волоконный микроаксикон с прикрепленной к его вершине золотой нанопластинкой (в). D_{core} , n_{core} и D_{clad} , n_{clad} – диаметр и показатель преломления оптических сердцевины и оболочки соответственно.

$$E_{\text{ekv}} = \frac{1}{4} \frac{a^3}{z_0^3} \alpha \frac{\varepsilon_{\text{Au}} - 1}{\varepsilon_{\text{Au}} + 2} E. \quad (2)$$

Величина E_{ekv} может быть также выражена через поле связанных зарядов в эквивалентной, окружающей наноплазмонную со всех сторон диэлектрической среде (рис.1,б), поляризованной под действием поля E [26]:

$$E_{\text{ekv}} = \frac{\varepsilon_{\text{ekv}} - 1}{2\varepsilon_{\text{ekv}} + 1} E, \quad (3)$$

где ε_{ekv} – диэлектрическая проницаемость эквивалентной среды. Приравняв выражения (2) и (3), можно найти, что диэлектрическая проницаемость эквивалентной среды ε_{ekv} соотносится с диэлектрической проницаемостью ε_m полубесконечной среды, удаленной на расстояние z_0 от наночастицы, в соответствии со следующим соотношением:

$$\varepsilon_{\text{ekv}} = \left[\frac{a^3(\varepsilon_m - 1)}{4z_0^3(\varepsilon_m + 1)} (\varepsilon_{\text{Au}} - 1) + (\varepsilon_{\text{Au}} + 2) \right] \times \left[4 - \frac{a^3(\varepsilon_m - 1)}{4z_0^3(\varepsilon_m + 1)} \varepsilon_{\text{Au}} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Будем считать, что спектральная зависимость диэлектрической проницаемости золотой наночастицы описывается соотношением Друде–Лоренца [25]

$$\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = \varepsilon_\infty - \frac{1}{\lambda_p^2(1/\lambda^2 + i/\gamma_p\lambda)}, \quad (5)$$

где ε_∞ – диэлектрическая проницаемость в области высоких частот; λ_p – плазменная длина волны металла; γ_p – параметр затухания. Пренебрегая дисперсией величины ε_{ekv} и используя известное выражение для условия возникновения ДЛПР малой сферической наночастицы [18]

$$\text{Re}(2\varepsilon_{\text{ekv}} + \varepsilon_{\text{Au}}) = 0, \quad (6)$$

можно для случая, когда $(\varepsilon_m - 1) \ll 1$, преобразовать (4) в выражение, описывающее связь между длиной волны ДЛПР λ_{sp} золотой сферической наноплазмонной и диэлектрической проницаемостью полубесконечной среды:

$$\lambda_{\text{sp}} = \lambda_{\text{sp}}^{\text{media}} \sqrt{1 - \frac{(\lambda_{\text{sp}}^{\text{media}})^2 - (\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}})^2}{(\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}})^2} \left[1 - \frac{3}{4} \frac{a^3}{z_0^3} \frac{1}{(n_m^2 + 1)} \right]}, \quad (7)$$

где $n_m = \sqrt{\varepsilon_m}$; $\lambda_{\text{sp}}^{\text{media}}$ и $\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ – длины волны ДЛПР золотой сферической наночастицы в однородной диэлектрической среде с ε_m и в вакууме. Значения последних параметров можно получить из (5) с учетом условия (6). Следует отметить, что полученные таким образом значения $\lambda_{\text{sp}}^{\text{media}}$ и $\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ являются весьма приближенными, что в свою очередь приводит к завышенным оценкам λ_{sp} . В связи с этим для оценки параметров $\lambda_{\text{sp}}^{\text{media}}$ и $\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ мы будем использовать модифицированную модель Друде–Лоренца [27], согласно которой

$$\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = \varepsilon_\infty - \frac{1}{\lambda_p^2(1/\lambda^2 + i/\gamma_p\lambda)} + \sum_{j=1,2} \frac{A_j}{1/\lambda_j} \left[\frac{e^{i\varphi_j}}{(1/\lambda_j - 1/\lambda - i/\gamma_j)} + \frac{e^{-i\varphi_j}}{(1/\lambda_j + 1/\lambda + i/\gamma_j)} \right], \quad (8)$$

где первые два слагаемых соответствуют стандартной модели Друде–Лоренца, а последующие два учитывают межзонные переходы в золоте в видимой и ближней ИК областях спектра (λ_j – длина волны межзонного перехода, γ_j – параметр, учитывающий уширение межзонного перехода, A_j и φ_j – безразмерные амплитуда и фаза критических точек [27] соответственно). Соотношение (8) позволяет описать спектральную зависимость диэлектрической проницаемости золота так, чтобы она наилучшим образом соответствовала экспериментально измеренным значениям для объемного вещества [28], давая, таким образом, более точные оценки для $\lambda_{\text{sp}}^{\text{media}}$ и $\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$.

Повторив проделанные расчеты для случая, когда возбуждающее поле поляризовано параллельно (р-поляризация) поверхности среды, получим

$$\lambda_{\text{sp}} = \lambda_{\text{sp}}^{\text{media}} \sqrt{1 - \frac{(\lambda_{\text{sp}}^{\text{media}})^2 - (\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}})^2}{(\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}})^2} \left[1 - \frac{3}{8} \frac{a^3}{z_0^3} \frac{1}{(n_m^2 + 1)} \right]}. \quad (9)$$

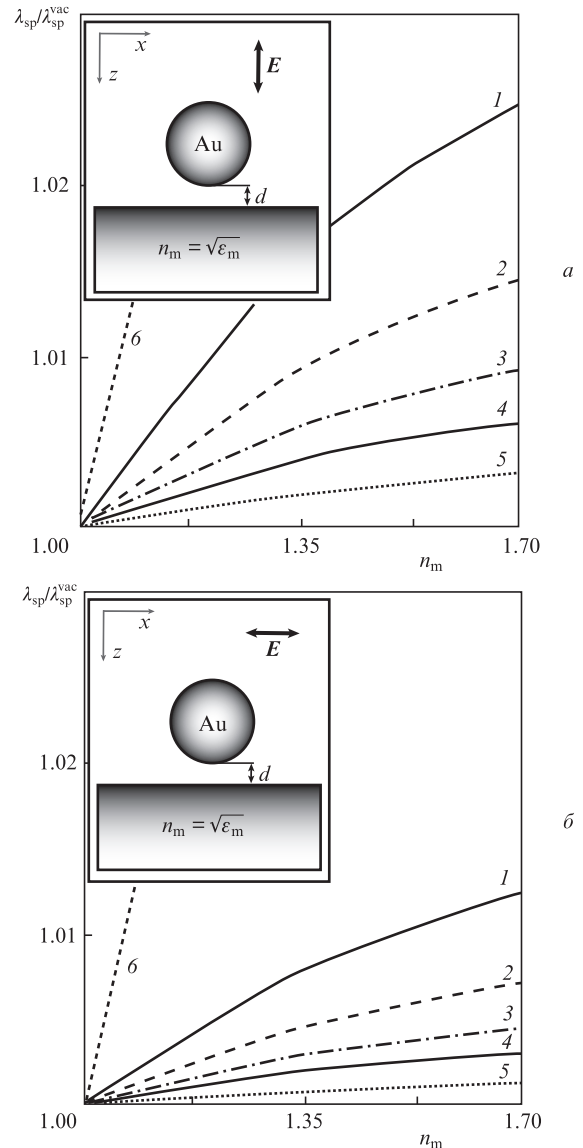


Рис.2. Зависимости относительного изменения длины волны ДЛПР $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ золотой сферической наноплазмонной, освещаемой s-(а) и р-поляризованными (б) внешними полями, от показателя преломления n_m объекта при $d = 0$ (1), 10 (2), 20 (3), 30 (4) и 50 нм (5); кривая б соответствует случаю, когда наночастица полностью окружена однородной диэлектрической средой.

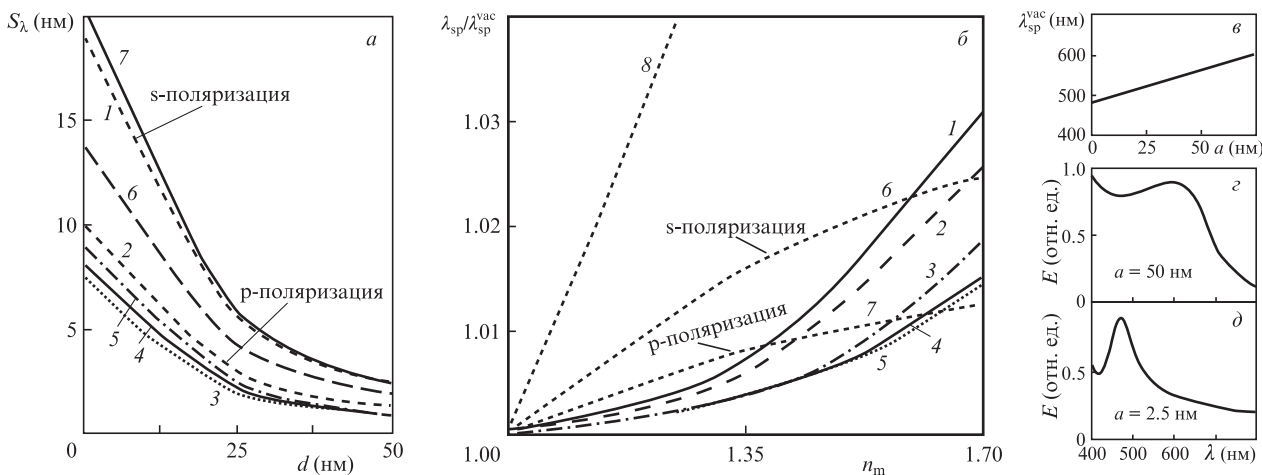


Рис.3. Зависимости крутизны S_λ кривой $\lambda_{sp}(n_m)$ (рассчитана вблизи $n_m = 1.35$) от расстояния d (а), относительной длины волны ДЛПР сферической наноантенны $\lambda_{sp}/\lambda_{sp}^{vac}$ от показателя преломления n_m полубесконечной среды (б) и длины волны ДЛПР λ_{sp}^{vac} золотой наноантенны от ее радиуса a (в), а также результаты расчета спектра напряженности электромагнитного поля в ближнем поле наноантенны радиусом 50 нм (з) и 2.5 нм (д); а – кривые 1 и 2 рассчитаны с использованием аналитических выражений (7) и (9) соответственно; 3–7 – результаты численного расчета при $a = 2.5$ (3), 6 (4), 12.5 (5), 25 (6) и 50 нм (7), б – расчет при $d = 0$ и $a = 50$ (1), 25 (2), 12.5 (3), 6 (4) и 2.5 нм (5). Кривые 6 и 7 рассчитаны с использованием выражений (7) и (9) соответственно, кривая 8 отвечает случаю, когда наноантенна полностью окружена однородной диэлектрической средой. Первоначально расположенный внутри аксикона источник излучения имеет только р-поляризованную компоненту поля, тем не менее в фокальном пятне на выходе аксикона в соответствии с проведенными расчетами появляется также s-поляризованная компонента.

На рис.2 представлены зависимости относительного изменения длины волны ДЛПР $\lambda_{sp}/\lambda_{sp}^{vac}$ сферической наночастицы от ПП полубесконечной среды (кривые 1–5), рассчитанные при различных расстояниях d между наночастицей и средой с использованием выражений (7) и (9), а также зависимость $\lambda_{sp}/\lambda_{sp}^{vac}(n_m)$ для случая, когда наночастица полностью окружена однородной диэлектрической средой (кривая б). Указанная кривая получена с использованием выражения (8) и условия локального дипольного плазмонного резонанса малой сферической наночастицы $Re(2\epsilon_m + \epsilon_{Au}) = 0$. Как видно из рисунка, увеличение ПП среды приводит к заметному смещению длины волны ДЛПР сферической наноантенны в красную область спектра в сравнении с λ_{sp}^{vac} , причем величина этого смещения существенно зависит от поляризации падающего поля, а также от расстояния d . Видно, что если наноантенна находится вблизи полубесконечной поверхности (кривые 1, 2), ожидаемое спектральное смещение оказывается существенно меньше, чем когда она полностью окружена этим диэлектриком (кривая б).

На рис.3,а приведена зависимость крутизны $S_\lambda = d\lambda_{sp}/dn_m$ линейного участка кривой $\lambda_{sp}(n_m)$, рассчитанной вблизи значения $n_m = 1.35$, от расстояния d (кривые 1, 2). Видно, что максимальная спектральная чувствительность $S_\lambda \sim 19$ нм, как и ожидалось, обеспечивается в случае s-поляризованного возбуждающего поля и $d = 0$, что, очевидно, объясняется характером распределения максимумов плотности энергии в ближнем поле излучения дипольной наноантенны [29, 30]. При этом S_λ всего в 4 раза меньше чувствительности наноантенны, полностью окруженной диэлектриком. С учетом разрешающей способности современных оптических анализаторов спектра, оцененной в соответствии с критерием Рэлея (не хуже 0.02 нм) [31], предложенный метод может обеспечить возможность детектирования изменения ПП $\sim 10^{-3}$. Тем не менее, если принять во внимание существующие современные методы обработки оптических спектров, основанные на детектировании «центра тяжести» спектрального пика [32], можно ожидать увеличения предельного

разрешения разработанного метода как минимум на порядок (до $\sim 10^{-4}$).

3. Численное моделирование

Как отмечалось выше, в реальных экспериментальных условиях для обеспечения возможности картирования малых изменений ПП исследуемого объекта наноантенна должна быть помещена на конце сканирующего зонда, способного эффективно фокусировать оптическое излучение на поверхность наноантенны при минимальной фоновой засветке исследуемого объекта, а также встраиваться в систему обратной связи стандартного зондового микроскопа, обеспечивая тем самым возможность прецизионного перемещения наноантенны вблизи поверхности исследуемого объекта. Будем полагать, что наноантенна расположена на вершине волоконного микроаксикона (ВМА) (см. рис.1,в), сформированного на торце волоконного световода (ВС). На расстоянии d от наноантенны находится плоская полубесконечная поверхность с показателем преломления n_m , варьирующимся в пределах 1 – 1.7. Наличие аксикона обуславливает некоторое отличие рассматриваемой геометрии от условий, заложенных в аналитическую модель. Следует также отметить, что описанное выше квазистатическое приближение можно считать верным только в случае сферической наноантенны относительно малого радиуса a (т.е. при $a < \sigma$, где σ – толщина скин-слоя золота). Для того чтобы учесть эффект задержки колебаний электронной плотности поля внутри наноантенны [30] с $a > \sigma$, а также оценить возможное влияние микроаксикона, к которому будет прикреплена наносфера, на спектральную чувствительность метода, мы используем численное моделирование методом конечных разностей во временной области [33]. Полагается также, что ВМА имеет полный угол схождения на конус $\theta = 90^\circ$, диаметр основания, равный диаметру оптической сердцевины световода, и аксиальную симметрию вдоль оптической оси ВС (ось z на рис.1,в). В соответствии с данными [34] такие геометрические параметры

аксикона обеспечивают фокусировку вводимого в ВС лазерного излучения в дифракционно-ограниченное пятно с латеральным размером $\sim \lambda/2$ и фокусным расстоянием $\sim 0.3\lambda$, что способно обеспечить высокую эффективность возбуждения ДЛПР в наноплазменной антенне с минимальной фононой засветкой. При моделировании оптических свойств ВС используются следующие параметры: диаметр сердцевинки $D_{\text{core}} = 4.5$ мкм, диаметр оболочки $D_{\text{clad}} = 125$ мкм и числовая апертура $\text{NA} = 0.14$. ВМА возбуждается широкополосным р-поляризованным гауссовым источником излучения (его положение показано на рис.1,б) с центральной длиной волны $\lambda_c = 532$ нм и спектральной полушириной $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 100$ нм. При указанных выше параметрах в рассматриваемом спектральном диапазоне в ВС реализуется одноמודовый режим распространения оптического излучения [35]. В качестве границ области расчета используются идеально согласованные слои. Ячейка расчетной сетки имеет размер $1 \times 1 \times 1$ нм. Кроме того, для увеличения точности вычислений в области наноплазменной антенны используется дополнительная сетка с размерами ячейки $0.2 \times 0.2 \times 0.2$ нм.

На рис.3,б представлены зависимости относительной длины волны ДЛПР сферической наноплазменной антенны $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ ПП n_m полубесконечной среды, рассчитанные для различных радиусов наноплазменной антенны a и $d = 0$ (кривые 1–3). Как показывают результаты расчетов, для малых ($a < 25$ нм) радиусов $\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ не является постоянной величиной и линейно растет с увеличением радиуса наноплазменной антенны (рис.3,б), что также согласуется с данными работ [29, 30]. Поэтому для удобства представления расчетных и аналитических зависимостей величина λ_{sp} в каждом случае нормируется на соответствующую радиусу наноплазменной антенны a длину волны ДЛПР $\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$. Для сравнения на рис.3,б приведены результаты расчета зависимости $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}(n_m)$, полученные с использованием аналитической модели для s- и р-поляризованного излучения (кривые 6 и 7 соответственно), а также аналитическая зависимость $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}(n_m)$, соответствующая случаю, когда наночастица полностью окружена однородной диэлектрической средой (кривая 8).

Видно, что для наноплазменной антенны малого радиуса (кривые 3–5) величина относительного спектрального смещения $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$, оцененная с использованием численных расчетов, находится в хорошем согласии с результатами, полученными на основе аналитической модели (кривые 6, 7). При этом в диапазоне малых показателей преломления ($1 < n_m < 1.3$) как расчетные, так и аналитические кривые демонстрируют близкий к линейному рост $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ с увеличением n_m . Однако величина $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}$ для всех расчетных кривых оказывается несколько больше значения, оцененного с использованием выражения (7) для случая освещения наноплазменной антенны р-поляризованным излучением. Данный факт отчасти может быть объяснен присутствием в фокальном пятне ВМА продольной компоненты поля, направленной вдоль оси z . Кроме того, анализ представленных на рис.3,б данных показывает общую для всех расчетных кривых тенденцию к увеличению крутизны S_λ с ростом n_m (в диапазоне $1.3 < n_m < 1.7$), тогда как крутизна зависимости $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}(n_m)$, полученная с использованием аналитических выражений (7) и (9), с ростом n_m уменьшается. Несоответствие расчетных и аналитических результатов объясняется тем, что сделанное при построении аналитической модели допущение $(\epsilon_m - 1) \ll 1$ перестает работать в указанном диапазоне значений n_m . Кроме того, для получения более точной аналитической модели,

по-видимому, следует также принять во внимание влияние множественных переотражений эквивалентного диполя и наноплазменной антенны, вклад которых увеличивается с ростом ПП среды.

На рис.3,а приведены результаты численных расчетов зависимости S_λ от расстояния d (кривые 3–7). Видно, что, несмотря на некоторое несоответствие в оценках максимальных значений S_λ при $d = 0$, характер кривых демонстрирует хорошее соответствие результатам аналитической модели (кривые 1, 2). Нужно также отметить, что зависимости $S_\lambda(d)$ для наноплазменных антенн с радиусами, превышающими толщину скин-слоя (кривые 6, 7 на рис.3,а), примерно совпадают как с результатами численных расчетов для радиуса наноплазменной антенны $a < \sigma$ (кривые 3–5), так и с аналитическими кривыми 1 и 2. Тем не менее с ростом a (кривые 1, 2 на рис.3,б) крутизна зависимости $\lambda_{\text{sp}}/\lambda_{\text{sp}}^{\text{vac}}(n_m)$ увеличивается, причем при $a > 25$ нм величина S_λ превышает полученное с использованием выражения (9) значение и достигает максимального значения ~ 21 нм при $a = 50$ нм. Такое увеличение крутизны кривых с ростом a объясняется, по-видимому, эффектом запаздывания колебаний электронной плотности в наноплазменной антенне, что также отмечалось в работе [31]. Кроме того, с ростом радиуса наноплазменной антенны a спектральная полуширина ДЛПР (рис.3,з, д) сильно увеличивается, что потенциально способно затруднить регистрацию спектрального смещения (схожие результаты демонстрировались в [29]). Латеральное разрешение при сканировании профиля распределения ПП с ростом размера наноплазменной антенны ухудшается. По-видимому, это способно уменьшить положительный эффект от применения наноплазменных антенн с большим радиусом. По нашему мнению, использование наноплазменных антенн с $a < 50$ нм является оптимальным с точки зрения соотношения латерального разрешения и обеспечиваемой чувствительности регистрации ПП (не хуже 5×10^{-4}).

4. Заключение

Итак, в рамках настоящей работы теоретически показано, что использование спектрального отклика единичной сферической золотой наноплазменной антенны позволяет зарегистрировать предельно малые (до 5×10^{-4}) вариации ПП поверхности исследуемого объекта. На основе квазистатического приближения разработана аналитическая модель, позволяющая оценить величину спектрального смещения ДЛПР наноплазменной антенны. Предложен точечный зонд на основе волоконного микроаксикона с прикрепленной к его вершине золотой сферической наноплазменной антенной, позволяющий реализовать разработанный метод сканирования ПП. Приведены результаты численных расчетов характеристик зонда с использованием метода конечных разностей во временной области и показано, что для наноплазменной антенны малого размера, сравнимого с толщиной скин-слоя золота, величина относительного спектрального смещения ДЛПР находится в хорошем согласии с результатами, полученными на основе разработанной аналитической модели. Технология создания волоконного микроаксикона достаточно отработана. Наноплазменная антенна на вершине микроаксикона может быть изготовлена с использованием нескольких экспериментальных методик – ионно-лучевой литографии, прямого переноса наночастиц под действием фемтосекундных лазерных импульсов [36] или сканирования одиночных золотых частиц [37]. Возбуждение и регистрация спектрального смещения

ДЛПР наноантенны с использованием предложенного точечного зонда на основе ВМА с прикрепленной к его вершине наноантенной может осуществляться как в режиме бокового освещения, так и при освещении непосредственно через зонд, что потенциально позволит существенно упростить систему сбора оптического излучения. Экспериментальная реализация описанного зонда для картирования малых изменений ПП поверхности исследуемого объекта, а также численные и экспериментальные оценки латерального разрешения будут продемонстрированы в нашей следующей работе.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 14-02-31323_мол_а, 13-02-00648-а, № 14-02-31323_мол_а, 14-02-00205-а) и программой № 24 Президиума РАН.

- Huber A.J., Kazantsev D., Keilmann F., Wittborn J., Hillenbrand R. *Adv. Mater.*, **19**, 2209 (2007).
- Vogel E.M. *Nat. Nanotech.*, **2**, 25 (2007).
- Taubner T., Hillenbrand R., Keilmann F. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5064 (2004).
- Vobornik D., Margaritondo G., Sanghera J.S., Thielen P., Aggarwal I.D., Inanov B., Tolk N.H., Manni V., Grimaldi S., Lisi A., Rieti S., Piston D.W., Generosi R., Luce M., Perfetti P., Cricenti A. *J. Alloys Compd.*, **401**, 80 (2005).
- Bharadwaj P., Deutsch B., Novotny L. *Adv. Opt. Photon.*, **1**, 438 (2009).
- Rayleigh L. *Phil. Mag.*, **8**, 261 (1879).
- Novotny L., van Hulst N.F. *Nat. Photon.*, **5**, 83 (2011).
- Novotny L., Bian R.X., Xie X. S. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 645 (1997).
- Sundaramurthy A., Schuck P.J., Conley N.R., Fromm D.P., Moerner W.E., Kino G.S. *Nano Lett.*, **6**, 355 (2006).
- Frey G.F., Witt S., Felderer K., Guckenberger R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 200801 (2004).
- Betzig E., Chichester R.J. *Science*, **262**, 1422 (1993).
- Taubner T., Hillenbrand R., Keilmann F. *J. Microsc.*, **210**, 311 (2003).
- Taubner T., Keilmann F., Hillenbrand R. *Opt. Express*, **13**, 8893 (2005).
- Sanchez E. J., Novotny L., Xie X.S. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4014 (1999).
- Gerton, J.M., Wade L.A., Lessard G.A., Ma Z., Quake S.R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 180801 (2004).
- Taminiau T.H., Moerland R.J., Segerink F.B., Kuipers L., van Hulst N.F. *Nano Lett.*, **7**, 28 (2007).
- Veerman J.A., Otter A.M., Kuipers L., van Hulst N.F. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3115 (1998).
- Novotny L., Hecht B. *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006).
- Farahni J.N., Pohl D.W., Eisler H.-J., Hecht B. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 017402 (2005).
- Sendur K., Challener W., Peng C. *J. Appl. Phys.*, **96**, 2743 (2004).
- Lee T., Lee E., Oh S., Hahn J.W. *Nanotechnol.*, **24**, 145502 (2013).
- Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Безвербный А.В., Пустовалов Е.В., Кучмижак А.А., Непомнящий А.В. *Квантовая электроника*, **41**, 249 (2011).
- Kulchin Yu.N., Vitrik O.B., Kuchmizhak A.A., Pustovalov E.V., Nepomnyashchii A.V. *Opt. Lett.*, **36**, 3945 (2011).
- Lee K.-S., El-Sayed M.-A. *J. Phys. Chem. B*, **110**, 19220 (2006).
- Born M., Wolf E. *The Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1964).
- Матвеев А.Н. *Электричество и магнетизм* (М.: Высшая школа, 1983).
- Etchegoin P. G., Le Ru E. C., Meyer M. *J. Chem. Phys.*, **125**, 164705 (2006).
- Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
- Kelly K.L., Coronado E., Zhao L.L., Schatz G.C. *J. Phys. Chem. B*, **107**, 668 (2003).
- Bryant G.W., Garcia de Abajo F.J., Aizpurua J. *Nano Lett.*, **8**, 631 (2008).
- www.yokogawa.com.
- Kulchin Yu.N., Vitrik O.B., Kuchmizhak A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 598 (2013).
- Taflove A., Hagness S.C. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (London: Artech House Inc., 2000).
- Kuchmizhak A.A., Gurbatov S.O., Nepomniaschii A.A., Vitrik O.B., Kulchin Yu.N. *Appl. Opt.*, **53**, 937 (2014).
- www.thorlabs.com
- Kuznetsov A.I., Evlyukhin A.B., Gonçalves M.R., Reinhardt C., Koroleva A., Arnedillo M.I., Kiyan R., Marti O., Chichkov B.N. *ASC Nano*, **5**, 4843 (2011).
- Anger P., Bharadwaj P. Novotny L. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 113002 (2006).