

Локализованные плазмонные резонансы сферических частиц из благородных металлов, частично интегрированных в подложку

А.В. Дышлюк^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
690041, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5;

² Владивостокский государственный университет, 690014, г. Владивосток, ул. Гоголя, д. 41

Аннотация

Исследованы оптические свойства золотых и серебряных дипольных сферических наноантенн, утопленных в металлическую подложку с малым полым зазором между наноантенной и подложкой. Продемонстрировано влияние всех геометрических и оптических параметров наноантенны на ее спектральный отклик, включая материал, глубину погружения в подложку, радиус, ширину зазора, показатель преломления окружающей среды и размер основания. Продемонстрировано сильное красное смещение локализованного плазмонного резонанса наноантенны по мере ее погружения в подложку, а также значительное усиление ближнего поля, которое локализуется главным образом в области зазора. Показано, что данные эффекты усиливаются с увеличением радиуса наноантенны и уменьшением ширины зазора. Продемонстрирована высокая спектральная чувствительность резонансного пика к показателю преломления окружающей среды, более чем в 4 раза превышающая чувствительность изолированной наноантенны без подложки. Полученные в работе результаты могут найти применение для построения новых функциональных элементов плазмоники и нанофотоники для концентрации, усиления и перераспределения электромагнитного поля, а также для создания рефрактометрических сенсоров.

Ключевые слова: локализованный плазмонный резонанс, дипольная сферическая наноантенна, наноантенна на подложке, плазмоники.

Цитирование: Дышлюк, А.В. Локализованные плазмонные резонансы интегрированных в подложку дипольных сферических наноантенн из благородных металлов / А.В. Дышлюк // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 2. – 1765. – DOI: 10.18287/COJ1765.

Citation: Dyshlyuk AV. Localized plasmon resonances of spherical particles of noble metals partially integrated into the substrate. Computer Optics 2026; 50(2): 1765. DOI: 10.18287/COJ1765.

Введение

Субволновая плазмонная наноантенна, расположенная на подложке, представляет собой базовую структурную единицу для многих функциональных фотонных структур и элементов [1–3], таких как, например, метаматериалы и метаповерхности [4–6], био- и хемосенсоры [7–10], подложки для поверхностно усиленного комбинационного рассеяния (SERS) [10–14]. По этой причине задача о взаимодействии света с частицами на подложке, несмотря на свою богатую историю, и по сей день не теряет актуальности и привлекает большое внимание исследователей [15–32].

С точки зрения математической физики такая проблема не является простой, поскольку присутствие подложки нарушает геометрическую симметрию даже для частиц правильной формы, а также в силу того, что решение задачи существенно зависит от конкретной формы частицы, ее ориентации относительно подложки и от оптических свойств подложки. Простейший подход к этой проблеме, применимый к субволновым частицам, заключается в моделировании частицы точечным диполем. Начиная с новаторского решения Зоммерфельдом задачи о вертикально ориентированном диполе над плоской поглощающей поверхностью [16] многие исследователи рассматривали проблему дипольного излучения в полупространство [17–19]. Однако к реальной частице этот подход применим только в случае, когда электромагнитное поле можно считать равномерно распределенным по объему частицы и электродинамическими эффектами запаздывания можно пренебречь, а также если частица не расположена слишком близко к подложке. По мере приближения частицы к подложке вклад мультиполей более высоких порядков из-за взаимодействия частицы с подложкой становится существенным и дипольное приближение перестает работать [15].

Задача о рассеянии света малыми частицами с должным учетом их конечных размеров многократно рассматривалась различными исследователями, которые в основном изучали частицы правильной геометрии, такие как цилиндры, сферы и сфероиды [20–24]. Многие из таких работ используют точные интегральные уравнения для электромагнитного поля, которые решаются стандартными численными методами. Интегральные уравнения выводятся из дифференциальных уравнений Максвелла с учетом заданных граничных условий, при этом нередко применяется теорема экстинкции из физической оптики [25]. Хотя эта теорема изначально использовалась в основном для решения задач о рассеянии света нерегулярными шероховатыми поверхностями, многие авторы адаптировали ее для расчета ближних и дальних электромагнитных полей при рассеянии света

малыми металлическими частицами на проводящих подложках, принимая во внимание многократные взаимодействия частиц с подложкой.

В целом можно сказать, что для многих частиц на подложках уже проведены детальные исследования влияния их размеров, ориентации, расстояния до подложки и оптических свойств подложки на особенности рассеяния света, а также предложены многие практические применения таких систем в плазмонике, фотовольтаике, поверхностно-усиленной люминесценции и комбинационном рассеянии [26–32]. Тем не менее следует отметить, что в большинстве работ, рассматривающих рассеяние света частицей на подложке, предполагается, что частица расположена либо непосредственно на подложке, либо вблизи нее. Случаю, когда плазмонная частица частично или полностью утоплена в подложку с полым зазором между частицей и материалом подложки, не было уделено достаточного внимания несмотря на то, что такая конфигурация вполне может реализоваться на практике при создании плазмонных и нанопотонных функциональных структур. Так, например, в работе [33] показано, что массив никелевых шарообразных частиц, утопленных с полым зазором в оптически толстую никелевую пленку на стеклянной подложке, приводит к повышению коэффициента пропускания никелевой пленки более чем в 25 раз по сравнению с гладкой пленкой, что позволяет наблюдать через пленку бриллюэновские интерференционные осцилляции, связанные с распространением акустических волн в подложке. Для исчерпывающего объяснения механизма повышенного пропускания никелевой пленки с утопленными в нее шарообразными частицами в работе [34] выполнено полное численное моделирование никелевой сферической дипольной нанопленки (НА), погруженной в никелевую подложку, исследован спектральный отклик НА в зависимости от глубины ее погружения в подложку, ширины зазора между НА и материалом подложки, радиуса НА, а также размера поддерживающего основания.

Никель обладает выраженными ферромагнитными свойствами, комбинация которых с оптическим откликом нанопленки открывает intriguing возможности построения мультифункциональных магнитооптических устройств, таких как биосенсоры, управляемые внешними магнитными полями [35]. Однако из-за высоких материальных потерь, которые сильно ограничивают добротность никелевых резонаторов, данный металл не относится к популярным плазмонным материалам, таким как золото и серебро. По этой причине полученные в работе [34] результаты не являются характерными для плазмоники в целом. Настоящая работа направлена на восполнение данного пробела: ее целью является исследование оптических свойств дипольных сферических нанопленок из благородных металлов, глубоко внедренных в металлическую подложку, а также зависимости этих свойств от геометрических параметров резонансной системы НА-подложка.

1. Объект и методология исследования

Объектом исследования является субволновая сферическая частица радиусом R из благородного металла (золото или серебро), погруженная с зазором d в полубесконечную подложку (подложка занимает все полупространство ниже поверхности за вычетом объема, занимаемого частицей и зазором) из такого же металла (координата поверхности металла относительно центра частицы y_0) (рис. 1). Данные о комплексной диэлектрической проницаемости золота и серебра взяты соответственно из источников [35] и [36]. Частица освещается нормально падающей единичной ($E_0 = 1$ В/м) плоской волной с длиной волны λ .

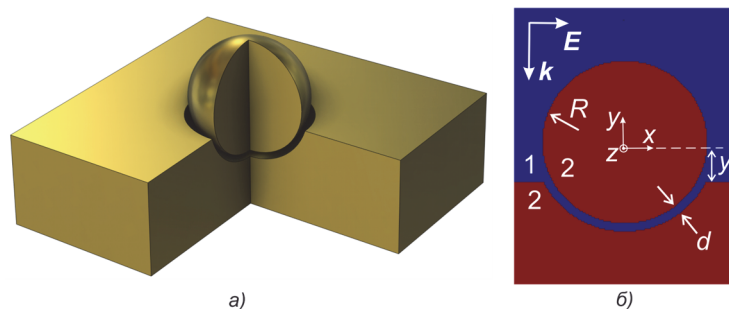


Рис. 1. Схематическое изображение объекта исследования.

(а) 3D-изображение золотой сферической частицы, утопленной в золотую подложку (разрез геометрии выполнен для наглядности и при расчетах не учитывается), (б) двухмерное сечение исследуемой геометрии в плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{E} падающей волны: 1 – однородная внешняя диэлектрическая среда с показателем преломления n_0 , 2 – металл (золото или серебро)

Поскольку аналитическое решение электродинамической задачи в данной геометрии представляется затруднительным даже в квазистатическом приближении, в качестве методологии исследования выбрано численное моделирование методом конечных разностей во временной области (FDTD) с применением программного обеспечения Ansys Lumerical FDTD. Спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля, представленные на рисунках ниже, были получены поточечно путем преобразования Фурье (на отдельных частотах в пределах выбранного диапазона длин волн) от полного решения уравнений Максвелла во временной области при облучении исследуемой структуры коротким, широкополосным импульсом. Количество точек в спектрах (от 50 до 150) выбиралось достаточным для разрешения наблюдаемых спектральных вариаций

без заметных артефактов. Размеры области расчета ($160 \times 160 \times 160$ нм) и шага дискретизирующей сетки (от 5 до 1 нм) выбирались так, чтобы они не оказывали существенного влияния на численные результаты. Для дискретизации скругленной поверхности НА с достаточно высоким пространственным разрешением расчетная сетка измельчалась в области НА (минимальный шаг (~ 1 нм) выбирался таким, чтобы время расчета не превышало нескольких часов на один спектр). Распространение рассеянного наноантенной излучения в окружающее пространство моделировалось при помощи поглощающих граничных условий на внешних границах области расчета в виде идеально согласованных слоев (PML). При этом благодаря геометрической симметрии задачи для сокращения времени вычислений моделировалась одна четверть всей геометрии, что было реализовано путем комбинации симметричного и антисимметричного граничных условий на двух из четырех внешних границ области расчета, параллельных волновому вектору падающей волны.

2. Численные результаты

На рис. 2 представлены результаты расчета спектральной зависимости максимального значения амплитуды ближнего электрического поля $|E|$ (в точке в окрестности НА, где амплитуда поля максимальна) при различной степени погружения золотой НА ($R = 50$ нм) в золотую подложку с зазором $d = 5$ нм. Пространственное распределение $|E|$ в окрестности НА на резонансной длине волны иллюстрируется представленными на вставках двумя характерными 2D-сечениями: в плоскости, перпендикулярной оси z при $z = 0$ (первый ряд), и в плоскости, перпендикулярной оси y при $y = y_0$ (второй ряд). Сечение в третьей плоскости OYZ не является информативным и не представлено, поскольку поле там очень слабое (вектор E ориентирован там преимущественно вдоль зазора, что не приводит к индуцированию поляризационных зарядов и, соответственно, к существенному усилению поля в зазоре).

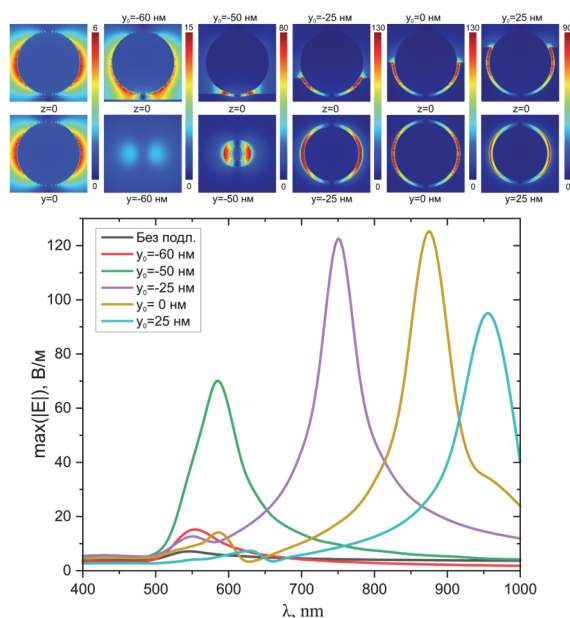


Рис. 2. Спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля $|E|$ в окрестности золотой наноантенны при различной степени ее погружения в золотую подложку ($R = 50$ нм, $d = 5$ нм, $n_0 = 1$). На вставках сверху показаны характерные 2D-сечения пространственного распределения $|E|$ в окрестности частицы на резонансной длине волны: верхний ряд – сечения в плоскости, содержащей k и E падающей волны (при $z = 0$), второй ряд – сечения в плоскости поверхности подложки ($y = y_0$), за исключением первой вставки слева, на которой, в отсутствие подложки, показано сечение в плоскости OYZ , проходящей через центр частицы

Как видно из рисунка, изолированная золотая частица в однородной среде без подложки поддерживает слабо выраженный дипольный резонанс при $\lambda \sim 540$ нм, сильно демпфированный материальными потерями золота. При приближении частицы к подложке ($y_0 = -60$ нм) наблюдается небольшое красное смещение дипольного резонанса и перераспределение электромагнитного поля в область между частицей и подложкой, где оно испытывает заметное усиление. По мере углубления частицы в подложку наблюдается резкое повышение амплитуды ближнего поля, которое практически полностью перераспределяется в зазор между НА и подложкой, а также очень сильное красное смещение резонанса. Максимальное усиление поля в зазоре наблюдается в окрестности $\lambda = 800$ нм при значительном погружении НА в подложку (-25 нм $\lesssim y_0 \lesssim 0$ нм).

На рис. 3 показаны аналогичные результаты, полученные для серебряной частицы, постепенно погружаемой в серебряную подложку.

Как видно, серебряная наноантенна демонстрирует в целом схожее поведение с золотой НА (пространственные распределения поля на резонансных длинах волн также являются схожими и на рис. 3 не показаны): слабовыраженный дипольный резонанс уединенной частицы по мере приближения, а затем

погружения в подложку становится более акцентированным и испытывает сильное красное смещение. Наиболее эффективное усиление поля в зазоре между НА и подложкой наблюдается при погружении частицы в подложку примерно наполовину ($y_0 \sim 0$) и приводит к несколько более высоким резонансным значениям напряженности поля по сравнению с золотой НА, вследствие меньших материальных потерь серебра (характеризуемых мнимой частью диэлектрической восприимчивости) по сравнению с золотом.

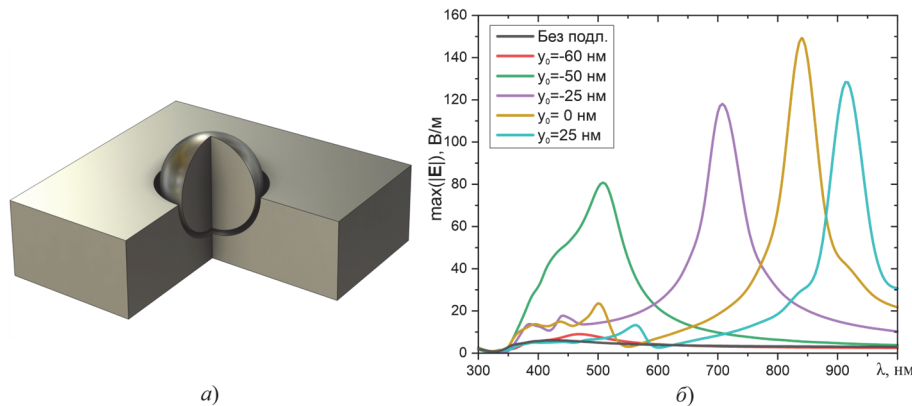


Рис. 3. Серебряная наноплазма, погружаемая в серебряную подложку ($R=50$ нм, $d=5$ нм, $n_0=1$). (а) 3D-изображение серебряной НА, наполовину погруженной в подложку ($y_0=0$), (б) спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля $|E|$ в окрестности НА при различной степени ее погружения в подложку

Интересной особенностью плазмонного резонанса дипольной сферической наноплазмы, утопленной в подложку, является возможность управления в широких пределах резонансной длиной волны за счет вариации радиуса частицы, что иллюстрируется рис. 4.

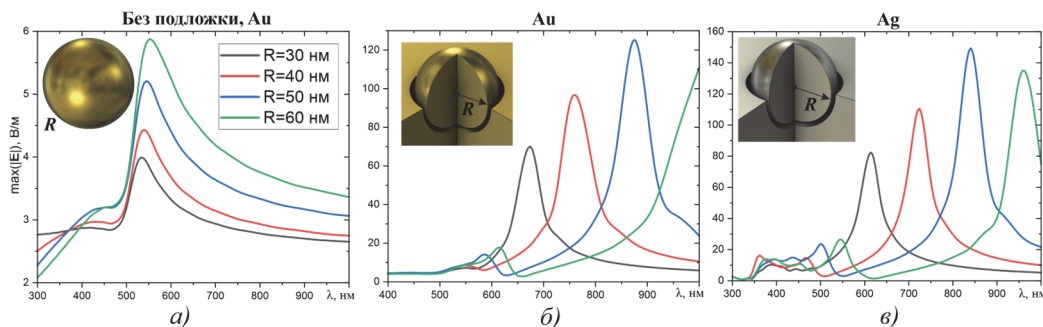


Рис. 4. Спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля исследуемых наноплазм различных радиусов: (а) уединенная сферическая золотая наноплазма без подложки, (б, в) соответственно золотая и серебряная наноплазмы, наполовину утопленные в подложку ($y_0 = 0$ нм, $d = 5$ нм)

На рис. 4а показана спектральная зависимость максимальной амплитуды ближнего поля уединенной золотой сферической частицы с радиусом от 30 до 60 нм, без подложки. Как видно, с увеличением размера частицы наблюдается, главным образом, повышение амплитуды ближнего поля, резонансная же длина волны изменяется незначительно. Однако для НА, погруженной в подложку (рис. 4б, в), наблюдается сильное красное смещение дипольного резонанса с ростом R , которое также сопровождается повышением максимальной амплитуды ближнего поля.

Аналогичное красное смещение дипольного резонанса с повышением максимального значения усиленного поля в зазоре наблюдается при уменьшении ширины зазора d между НА и подложкой, что иллюстрируется рис. 5.

Резонансная длина волны субволновой наноплазмы зависит не только от ее геометрических параметров, но и от показателя преломления (ПП) окружающей среды, что позволяет использовать явление локализованного плазмонного резонанса для рефрактометрических измерений. Для исследования спектральной чувствительности погруженной в подложку наноплазмы к ПП окружающей среды n_0 , а также для иллюстрации случая, когда окружающей НА средой является не воздух, а иной прозрачный диэлектрик, был проведен расчет спектрального отклика золотой НА, погруженной в подложку на половину радиуса, при различных значениях n_0 , результаты которого представлены на рис. 6.

Как видно из приведенного рисунка, резонансная длина волны монотонно увеличивается с ростом n_0 , при этом спектральная чувствительность составляет ~ 622 нм на единицу показателя преломления и может быть дополнительно увеличена за счет уменьшения ширины зазора между НА и материалом подложки: чувствительность повышается на ~ 30 нм / ед. ПП при уменьшении d на 1 нм. Для сравнения рефрактометрическая чувствительность аналогичной изолированной золотой сферической НА без подложки, как показывают прямые

расчеты, составляет ~ 145 нм/ед. ПП, чувствительность золотой частицы, располагаемой над золотой подложкой с зазором 10 нм – ~ 260 нм/ед. ПП, с нулевым зазором (частица касается подложки) – 338 нм/ед. ПП.

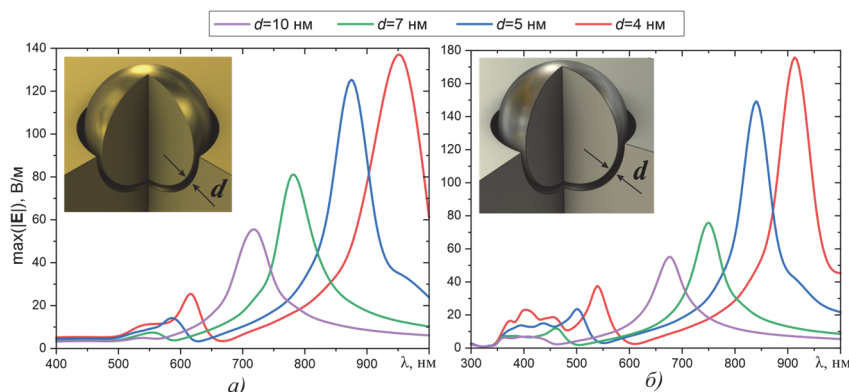


Рис. 5. Спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля золотой (а) и серебряной (б) наноантенны, наполовину утопленных в подложку ($y_0=0$, $R=50$ нм), при различных значениях ширины зазора d между НА и подложкой

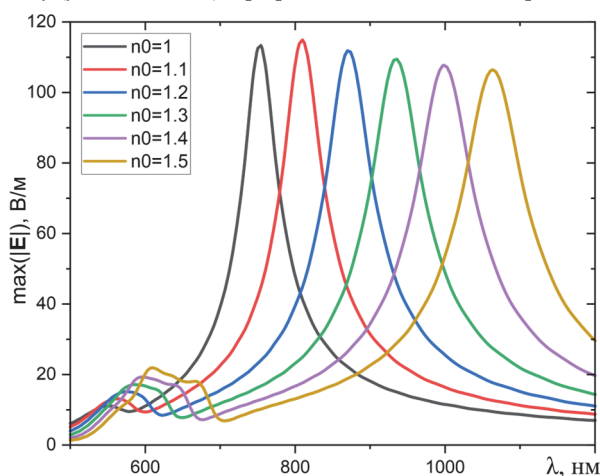


Рис. 6. Спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля золотой наноантенны, утопленной в подложку на половину радиуса ($y_0 = -25$ нм, $R = 50$ нм, $d = 5$ нм), при различных значениях показателя преломления окружающей среды n_0

На практике сферическая наноантенна не может «левитировать» в углублении в подложке, но должна быть к ней физически прикреплена, что открывает вопрос о влиянии поддерживающего основания на оптические свойства НА. Для ответа на данный вопрос на рис. 7 приведены результаты расчета спектрального отклика НА, прикрепленной к подложке цилиндрическим основанием, частично заполняющим зазор, при различных радиусах основания r .

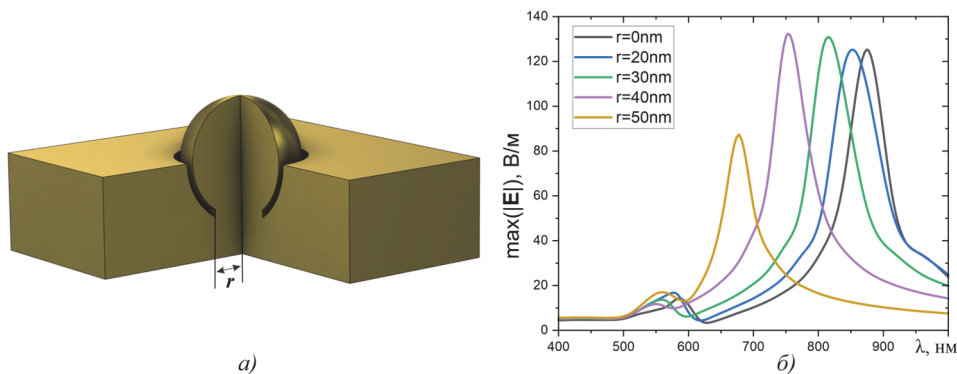


Рис. 7. Влияние цилиндрического основания утопленной в подложку золотой НА на ее спектральный отклик. (а) 3D-изображение сферической НА, соединенной с подложкой цилиндрическим основанием радиусом r , (б) спектральные зависимости максимальной амплитуды ближнего поля НА при различных значениях r ($y_0 = 0$, $R = 50$ нм, $d = 5$ нм)

Как видно из рисунка, вплоть до значений r , приближающихся к радиусу самой НА ($r \geq 30$ нм), наличие основания оказывает весьма слабое влияние на спектральный отклик НА, поскольку в той области зазора, которая перекрывается основанием, ближнее поле НА имело локальный минимум (см. верхний ряд вставок к рис. 2).

3. Обсуждение результатов

Как видно из приведенных выше результатов, погружение субволновой сферической наноантенны в подложку существенно модифицирует ее спектральный отклик, а именно возникает сильное красное смещение дипольного резонанса, сопровождающееся резким повышением резонансного значения амплитуды ближнего поля НА, локализованного в области зазора, которое достигает максимума при погружении НА в подложку примерно наполовину (рис. 2, 3). Такое поведение дипольного резонанса обусловлено следующими обстоятельствами. Во-первых, по мере приближения сферической НА к подложке на поверхности подложки индуцируются заряды, поле которых модифицирует локальное поле, воздействующее на НА. Поле от зарядов на поверхности подложки в самом первом приближении можно описать полем диполя-изображения, расположенного внутри подложки на том же расстоянии от ее поверхности, что и НА [37]. Поскольку электрическое поле падающей волны параллельно поверхности подложки, параллельны ей будут также и дипольный момент НА, и его изображение. Однако направления дипольного момента НА и диполя-изображения оказываются противоположенными, т.к. заряды-изображения в подложке противоположены по знакам поляризационным зарядам в НА. В результате диполь-изображение создает в области НА электрическое поле, сонаправленное с мгновенным полем падающей волны, что усиливает поляризацию НА, то есть повышает ее эффективную поляризуемость. В терминах возвращающей силы, препятствующей поляризации НА приложенным полем, можно сказать, что НА поляризуется сильнее, т.к. возвращающая сила ослаблена влиянием подложки. Уменьшение возвращающей силы, в свою очередь, приводит к понижению резонансной частоты, т.е. к красному смещению дипольного плазмонного резонанса НА по мере приближения НА к подложке [38, 39]. Это сопровождается перераспределением ближнего поля НА и его усилением в зазоре между НА и подложкой, из-за интерференции собственного поля наноантенны и поля диполя-изображения.

Такое простое качественное объяснение хоть и приводит к правильному выводу о красном смещении дипольного резонанса из-за влияния подложки, является чрезмерно упрощенным и, строго говоря, применимо лишь при большом удалении НА от подложки ($|y_0| \geq 3R$). Причина состоит в том, что по мере сближения НА с подложкой поле диполя-изображения становится существенно неоднородным по объему НА, что приводит к неоднородной поляризации НА. В результате дипольное приближение очень быстро перестает работать, и количество членов мультипольного разложения, требуемых для описания ближнего поля НА (как и поля от зарядов-изображений), стремительно и неограниченно возрастает – еще до погружения НА внутрь подложки [40, 41]. Более того, при малых зазорах сама терминология мультипольного разложения становится, строго говоря, уже плохо применимой [41]. Тем не менее, более строгий анализ влияния подложки показывает, что по мере сближения НА с подложкой ее дипольный резонанс по-прежнему испытывает красное смещение, величина которого, однако, в несколько раз больше, чем предсказывает количественный анализ на основе дипольного приближения [40].

При погружении НА внутрь подложки красное смещение еще более усиливается (рис. 2). Это сопровождается резким повышением амплитуды ближнего поля, которое оказывается практически полностью локализованным в нанометровом зазоре между НА и материалом подложки. При погружении НА в подложку более чем наполовину ($y_0 > 0$), однако, усиление поля в зазоре становится немного менее эффективным, во-первых, из-за частичного экранирования НА подложкой, во-вторых, из-за увеличения материальных потерь (мнимой части диэлектрической проницаемости) золота и серебра по мере смещения резонанса в инфракрасный диапазон.

Из рис. 4 и рис. 5 можно сделать вывод, что эффективность взаимодействия НА с подложкой, которая определяет величину красного смещения дипольного резонанса и усиление поля в зазоре между НА и подложкой при фиксированной глубине погружения НА в подложку, повышается с ростом R и уменьшается с ростом d . Эффект от изменения радиуса, однако, более сильный (приблизительно вдвое в рассматриваемом диапазоне параметров), поэтому при одновременном пропорциональном увеличении R и d длина волны дипольного резонанса, как показывают расчеты, не остается постоянной, а увеличивается – примерно вдвое медленнее, чем в случае увеличения R при фиксированном d .

Продemonстрированное на рис. 6 смещение резонанса при повышении показателя преломления внешней среды со спектральной чувствительностью, в несколько раз превышающей чувствительность изолированной НА без подложки, делает исследуемую конфигурацию перспективной для рефрактометрических измерений. Такие измерения могут осуществляться, например, путем детектирования рассеянного или поглощаемого наноантенной (или их массивом) излучения. Хотя детальная проработка методологии рефрактометрических измерений, в том числе исследование спектров поглощения, спектральных зависимостей сечения и диаграммы направленности рассеяния, составляет предмет отдельного дальнейшего исследования, ожидается, что спектры рассеяния и поглощения будут иметь пусть и не столь выраженные, но в целом схожие резонансные особенности, что и спектры ближнего поля.

В процессе исследования находится также технология изготовления утопленных в подложку сферических НА из благородных металлов. Детализированное описание особенностей данной технологии и физических механизмов, ответственных за формирование таких НА, будет представлено в последующих публикациях, однако уже ясно, что технология будет основана на таком же магнетронном распылении, при помощи которого

были получены массивы аналогичных никелевых наноантенн, интегрированных в никелевую пленку, в работе [33]. Отметим, что никелевые НА в работе [33] отделены от материала пленки не сплошным зазором: они прикреплены к пленке цилиндрическим никелевым основанием. Наличие такого основания, однако, как видно из рис. 7, не оказывает существенного влияния на оптические свойства НА, если радиус основания существенно меньше радиуса наноантенны.

Заключение

Таким образом, в работе исследованы резонансные оптические свойства золотой и серебряной дипольных сферических наноантенн, частично утопленных в металлическую подложку с небольшим полым зазором между НА и материалом подложки. Исследовано влияние глубины погружения НА в подложку, ее радиуса, ширины зазора, показателя преломления окружающей среды, а также размера цилиндрического основания, соединяющего НА с подложкой, на резонансный отклик наноантенны. Продемонстрирована высокая спектральная чувствительность локализованного плазмонного резонанса в НА к показателю преломления окружающей среды, что делает исследованную оптическую систему перспективной для создания рефрактометрических сенсоров. Полученные в работе результаты могут также найти применение при создании новых функциональных элементов плазмоники и нанофотоники для концентрации, усиления и перераспределения электромагнитного поля.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания ИАПУ ДВО РАН (FWFW-2026-0006).

References

- [1] Tonkaev P, Kivshar Y. High-Q dielectric Mie-resonant nanostructures (brief review). *JETP Lett* 2020; 112(10): 615-622. DOI: 10.1134/S0021364020220038.
- [2] Berestennikov A, Pushkarev AP, Makarov SV. Halide perovskite microplates coupled with optically resonant silicon nanoparticles. *Bull Russ Acad Sci: Phys* 2022; 86(Suppl 1): S20-S23. DOI: 10.3103/S1062873822700319.
- [3] Melnik NN, Sherstnev IA, Tregulov VV. Studying silver nanoparticles deposited on surfaces of porous silicon and a single crystal by chemical means. *Bull Russ Acad Sci: Phys* 2021; 85(9): 990-992. DOI: 10.3103/S1062873821090227.
- [4] Zhang G, Lan C, Bian H, Gao R, Zhou J. Flexible, all-dielectric metasurface fabricated via nanosphere lithography and its applications in sensing. *Opt Express* 2017; 25(18): 22038-22045. DOI: 10.1364/OE.25.022038.
- [5] Holloway CL, Kuester EF, Gordon JA, O'Hara J, Booth J, Smith DR. An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials. *IEEE Antennas Propag Mag* 2012; 54(2): 10-35. DOI: 10.1109/MAP.2012.6230714.
- [6] Alvarez-Fernandez A, Cummins C, Saba M, Steiner U, Fleury G, Ponsinet V, Guldin S. Block copolymer directed metamaterials and metasurfaces for novel optical devices. *Adv Opt Mater* 2021; 9(16): 2100175. DOI: 10.1002/adom.202100175.
- [7] Aristov AI, Zywiets U, Evlyukhin AB, Reinhardt C, Chichkov BN, Kabashin AV. Laser-ablative engineering of phase singularities in plasmonic metamaterial arrays for biosensing applications. *Appl Phys Lett* 2014; 104(7): 071101. DOI: 10.1063/1.4865553.
- [8] Kuznetsov AI, Evlyukhin AB, Gonçalves MR, Reinhardt C, Koroleva A, Arnedillo ML, Kiyani R, Marti O, Chichkov BN. Laser fabrication of large-scale nanoparticle arrays for sensing applications. *ACS Nano* 2011; 5(6): 4843-4849. DOI: 10.1021/nn2009112.
- [9] Su X, Gao L, Zhou F, Duan G. A substrate-independent fabrication of hollow sphere arrays via template-assisted hydrothermal approach and their application in gas sensing. *Sens Actuators B: Chem* 2017; 251: 74-85. DOI: 10.1016/j.snb.2017.05.024.
- [10] Yockell-Lelièvre H, Lussier F, Masson JF. Influence of the particle shape and density of self-assembled gold nanoparticle sensors on LSPR and SERS. *J Phys Chem C* 2015; 119(51): 28577-28585. DOI: 10.1021/acs.jpcc.5b09570.
- [11] Wu J, Yang X, Fang J. Sensitive and reliable SERS substrates based on hierarchical nanoparticle arrays fabricated by confined spheroidization. *Part Part Syst Charact* 2019; 36(8): 1900268. DOI: 10.1002/ppsc.201900268.
- [12] Christie D, Lombardi J, Kretschmar I. Two-dimensional array of silica particles as a SERS substrate. *J Phys Chem C* 2014; 118(17): 9114-9118. DOI: 10.1021/jp412821w.
- [13] Zhang H, Zhou F, Liu M, Liu D, Men D, Cai W, Duan G, Li Y. Spherical nanoparticle arrays with tunable nanogaps and their hydrophobicity enhanced rapid SERS detection by localized concentration of droplet evaporation. *Adv Mater Interfaces* 2015; 2(9): 1500031. DOI: 10.1002/admi.201500031.
- [14] Kukushkin VI, Astrakhantseva AS, Morozova EN. Influence of the morphology of metal nanoparticles deposited on surfaces of silicon oxide on the optical properties of SERS substrates. *Bull Russ Acad Sci: Phys* 2021; 85(2): 133-140. DOI: 10.3103/S1062873821020155.
- [15] Moreno F, Saiz JM, González F. Light scattering by particles on substrates. Theory and experiments. In Book: *Light scattering and nanoscale surface roughness*. Boston, MA: Springer Science-Business Media LLC; 2007: 305-340. DOI: 10.1007/978-0-387-35659-4_12.
- [16] Sommerfeld A. *Partial differential equations in physics*. Academic Press; 1949. ISBN: 978-0-12-654658-3.
- [17] Chew WC. *Waves and fields in inhomogeneous media*. Amsterdam: Van Nostrand Reinhold; 1990.
- [18] Felsen LB, Marcuvitz N. *Radiation and scattering of waves*. John Wiley & Sons; 1994. ISBN: 978-0-780-31088-9.
- [19] Novotny L, Hecht B. *Principles of nano-optics*. Cambridge: Cambridge University Press; 2012. ISBN: 978-1-107-00546-4.

- [20] Knight MW, Wu Y, Lassiter JB, Nordlander P, Halas NJ. Substrates matter: influence of an adjacent dielectric on an individual plasmonic nanoparticle. *Nano Lett* 2009; 9(5): 2188-2192. DOI: 10.1021/nl900945q.
- [21] Mishchenko MI, Hovenier JW, Travis LD. Light scattering by nonspherical particles: theory, measurements, and applications. *Meas Sci Technol* 2000; 11(12): 1827. DOI: 10.1088/0957-0233/11/12/705.
- [22] González F, Videen G, Valle PJ, Saiz JM, De la Pena JL, Moreno F. Light scattering computational methods for particles on substrates. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2001; 70(4-6): 383-393. DOI: 10.1016/S0022-4073(01)00018-8.
- [23] Germer TA. Light scattering by slightly nonspherical particles on surfaces. *Opt Lett* 2002; 27(13): 1159-1161. DOI: 10.1364/OL.27.001159.
- [24] Kim JH, Ehrman SH, Mulholland GW, Germer TA. Polarized light scattering by dielectric and metallic spheres on silicon wafers. *Appl Opt* 2002; 41(25): 5405-5412. DOI: 10.1364/AO.41.005405.
- [25] Vesperinas MN. Scattering and diffraction in physical optics. 2nd ed. World Scientific Publishing Co Pte Ltd; 2006. ISBN: 981-256-340-7.
- [26] Curry A, Nusz G, Chilkoti A, Wax A. Substrate effect on refractive index dependence of plasmon resonance for individual silver nanoparticles observed using darkfield micro-spectroscopy. *Opt Express* 2005; 13(7): 2668-2677. DOI: 10.1364/OPEX.13.002668.
- [27] Catchpole KR, Polman A. Design principles for particle plasmon enhanced solar cells. *Appl Phys Lett* 2008; 93(19): 191113. DOI: 10.1063/1.3021072.
- [28] Van de Groep J, Polman A. Designing dielectric resonators on substrates: Combining magnetic and electric resonances. *Opt Express* 2013; 21(22): 26285-26302. DOI: 10.1364/OE.21.026285.
- [29] Duval Malinsky M, Kelly KL, Schatz GC, Van Duyne RP. Nanosphere lithography: effect of substrate on the localized surface plasmon resonance spectrum of silver nanoparticles. *J Phys Chem B* 2001; 105(12): 2343-2350. DOI: 10.1021/jp002906x.
- [30] Beck FJ, Polman A, Catchpole KR. Tunable light trapping for solar cells using localized surface plasmons. *J Appl Phys* 2009; 105(11): 114310. DOI: 10.1063/1.3140609.
- [31] Dyshlyuk AV, Proskurin A, Bogdanov AA, Vitrik OB. Analytical calculations of scattering amplitude of surface plasmon polaritons excited by a spherical nanoantenna. *Nanomaterials* 2021; 11(11): 2937. DOI: 10.3390/nano11112937.
- [32] Dyshlyuk AV, Bogdanov AA, Vitrik OB. Excitation of surface plasmon waves by a nanoantenna: simple analytical solution and its numerical verification. *Computer Optics* 2020; 44(6): 893-900. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-755.
- [33] Petrov YV, Romashevskiy SA, Dyshlyuk AV, Khokhlov VA, Eganova EM, Polyakov MV, Evlashin SA, Ashitkov SI, Vitrik OB, Inogamov NA. Anomalous light transmission of optically thick nickel films acting as optoacoustic transducers [In Russian]. *Zhurnal Eksperimental'noy i Teoreticheskoy Fiziki* 2025; 167(5): 645-671. DOI: 10.31857/S0044451025050049.
- [34] Dyshlyuk AV, Inogamov NA, Vitrik OB. Optical properties of the substrate-buried spherical dipole nanoantenna. *Bull Russ Acad Sci: Phys* 2024; 88(Suppl 3): S450-S456. DOI: 10.1134/S1062873824710006.
- [35] Johnson PB, Christy RW. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B* 1972; 6(12): 4370. DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370.
- [36] Palik ED, ed. Handbook of optical constants of solids. Academic Press; 1998. ISBN: 978-0-12-544415-6.
- [37] Jackson JD. Classical electrodynamics. 3rd ed. John Wiley & Sons; 2021.
- [38] Barrera RG, del Castillo-Mussot M, Monsivais G, Villaseor P, Mochán WL. Optical properties of two-dimensional disordered systems on a substrate. *Phys Rev B* 1991; 43(17): 13819. DOI: 10.1103/PhysRevB.43.13819.
- [39] Valamanesh M, Borensztein Y, Langlois C, Lacaze E. Substrate effect on the plasmon resonance of supported flat silver nanoparticles. *J Phys Chem C* 2011; 115(7): 2914-2922. DOI: 10.1021/jp1056495.
- [40] Okamoto T, Yamaguchi I. Optical absorption study of the surface plasmon resonance in gold nanoparticles immobilized onto a gold substrate by self-assembly technique. *J Phys Chem B* 2003; 107(38): 10321-10324. DOI: 10.1021/jp034537l.
- [41] Letnes PA, Simonsen I, Mills DL. Substrate influence on the plasmonic response of clusters of spherical nanoparticles. *Phys Rev B – Condens Matter Mater Phys* 2011; 83(7): 075426. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.075426

Сведения об авторах

Дышлюк Антон Владимирович, к.ф.-м.н., 1981 года рождения, в 2003 году окончил Дальневосточный государственный технический университет по специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение», работает доцентом в Дальневосточном федеральном университете и Владивостокском государственном университете, а также старшим научным сотрудником в ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: волоконная оптика, квантовая электроника, волоконно-оптические датчики и измерительные системы на их основе, биосенсорика, плазмоника, нанофотоника. E-mail: anton_dys@mail.ru

Поступила в редакцию 30 июня 2025 г. Окончательный вариант 06 сентября 2025 г.

Localized plasmon resonances of spherical particles of noble metals partially integrated into the substrate

A.V. Dyshlyuk ^{1,2}

¹ *Institute of Automation and Control Processes FEB RAS, 5, Radio Str., Vladivostok, 690041, Russia;*

² *Vladivostok State University, Gogolya Str. 41, Vladivostok, 690014, Russia*

Abstract

Optical properties of gold and silver dipole spherical nanoantennas (NAs) recessed in a metallic substrate with a small hollow gap between the nanoantenna and the substrate are investigated. We demonstrate the effect of all geometric and optical parameters of the nanoantenna on its spectral response, including the NA material and immersion depth in the substrate, radius, gap width, refractive index of the surrounding medium, and supporting base size. With the NA recessed deeper in the substrate, a strong red shift of the NA localized plasmon resonance is observed, along with a significant enhancement of its near field, which becomes primarily localized in the gap region. These effects are shown to become more pronounced with increasing nanoantenna radius and decreasing gap width. We also demonstrate high spectral sensitivity of the resonant peak to the refractive index of the surrounding medium, exceeding the sensitivity of an isolated NA without a substrate by more than 4 times. The results obtained in this work can find applications in the development of new functional elements for plasmonics and nanophotonics for the concentration, enhancement, and redistribution of the electromagnetic field, as well as for the development of refractometric sensors.

Keywords: localized plasmon resonance, dipole spherical nanoantenna, nanoantenna on a substrate, plasmonics.

Citation: Dyshlyuk AV. Localized plasmon resonances of spherical particles of noble metals partially integrated into the substrate. *Computer Optics* 2026; 50(2): 1765. DOI: 10.18287/COJ1765.

Acknowledgements: The work was carried out within the framework of the state assignment of the Institute of Archaeology and Control Sciences of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences (FWFW-2026-0006).

About authors

Anton Vladimirovich Dyshlyuk (b. 1981), Ph.D., graduated from Far Eastern State Technical University in 2003, majoring in Radio Communications, Radio Broadcasting and Television. Currently he works as the senior researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include fiber optics, quantum electronics, fiber optic sensors and measuring systems, biosensing, plasmonics, nanophotonics. E-mail: anton_dys@mail.ru

Received June 30, 2025. The final version – September 06, 2025.
