

Оптические силы в плазмонных наноплазмонных антеннах

А.С.Шалин, С.В.Сухов

Исследованы оптические силы, действующие на наночастицы в V-образных плазмонных резонаторах с высоким коэффициентом усиления локального поля. Рассмотрены два варианта системы, позволяющие реализовать градиентную оптическую силу притяжения либо отталкивания. Предложен плазмонный резонатор, фокусирующий излучение на длине волны 350 нм и реализующий градиентную силу отталкивания. Впервые показано, что возмущение, вносимое присутствием наночастицы, перераспределяет поле внутри резонатора таким образом, что в обоих случаях возникают дополнительные максимумы интенсивности, удерживающие наночастицу внутри резонатора и образующие оптическую ловушку.

Ключевые слова: наноплазмонная антенна, плазмонный резонатор, оптические силы, оптическая ловушка, наночастица.

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке различных способов манипулирования объектами нанометровых и субнанометровых размеров. Отдельно следует отметить увеличение числа работ, посвященных созданию оптических ловушек [1, 2], а также исследованию оптических сил, возникающих в различных системах [3, 4]. Это обусловлено возросшей потребностью в наносистемах, обладающих специфическими физико-химическими свойствами, а также их использованием в различных областях науки и техники.

В работе [5] впервые показано, что сильно сфокусированный лазерный пучок может быть использован для удержания и перемещения микрочастиц, что легло в основу создания так называемых оптических пинцетов [6, 7]. В настоящее время оптические ловушки используются для перемещения наночастиц [8], некоторых биологических объектов [6, 9], а также в качестве высокоточных измерителей силы. При этом чем меньше масса перемещаемого объекта, тем выше интенсивность поля, необходимая для удержания его в освещаемой области, что обусловлено тепловым движением, которое характеризуется энергией $k_B T$ и стремится вывести частицу из положения равновесия. Соответственно область применимости метода в биологии и медицине несколько ограничивается, поскольку пучки с интенсивностью, безопасной для живого объекта, могут быть использованы только для транспортировки достаточно крупных тел, например клеток.

В работах [10, 11] исследованы оптические силы, которые действуют на наночастицы в неоднородных полях,

возникающих при взаимодействии электромагнитных волн с поверхностью металлов [10] либо на внешней поверхности волновода [11]. При этом существенную роль играют резонансные плазмонные эффекты, позволяющие достичь больших интенсивностей и, как следствие, больших оптических сил при сравнительно малой ($3-10$ мВт/мкм²) интенсивности возбуждающего поля.

В настоящей работе исследованы оптические силы, действующие на наночастицы в системах с плазмонной фокусировкой света в области с линейными размерами, много меньшими длины волны. Поверхностные плазмонные волны, возникающие в ряде металлов и являющиеся коллективными колебаниями свободных электронов под действием внешнего лазерного излучения видимого диапазона, имеют длины волн порядка нескольких десятков нанометров [12, 13]. Трансформация падающей электромагнитной волны в плазмонную, ее фокусировка и последующее обратное преобразование в свет дают возможность гигантского локального усиления поля. Структуры, позволяющие реализовать указанное явление, известны в литературе как наноплазмонные антенны, или концентраторы света [14], и в настоящее время привлекают все большее внимание. Теоретически [15–21] и экспериментально [22–27] исследованы наноплазмонные антенны из близкорасположенных конусов, сфер, параллелепипедов, а также системы типа «галстук-бабочка», представляющие собой треугольные призмы, расстояние между которыми составляет несколько десятков нанометров. При этом, в случае выполнения условия возбуждения в системе резонансных плазмонных колебаний, напряженность поля в зазоре может превышать напряженность падающего поля в 10^2-10^3 раз.

Очевидно, что, коль скоро возможность субволновой фокусировки определяется плазмонными свойствами структуры, возникновение и интенсивность данного эффекта существенно зависят от длины волны излучения и параметров наноплазмонной антенны. К примеру, в работе [15] удалось добиться локального усиления поля в ~ 200 раз на длине волны 830 нм для системы из двух золотых стержней прямоугольного сечения, в работе [19] – примерно в 160 раз на длине волны 700 нм для золотых призм, а в работе [25]

А.С.Шалин. Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48; Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: shalin_a@rambler.ru
S.V.Sukhov. CREOL, The College of Optics and Photonics, University of Central Florida, Orlando, Florida

экспериментально получено усиление в ~ 1000 раз между двумя золотыми зондами атомно-силовых микроскопов. Простыми для практической реализации являются предложенные в [27–30] концентраторы излучения, представляющие собой V-образные канавки на поверхности плазмонно-резонансных металлов. Авторам работы [27] удалось достичь усиления напряженности падающего поля в 22–23 раза на длинах волн 620–670 нм в случае золотой и в 27–29 раз на длинах волн 550–570 нм в случае серебряной подложки. В работах Грамотнева и др. [28–30] предложена аналитическая теория подобных плазмонных резонаторов, а также «инвертированных» систем, представляющих собой Λ -образные металлические клинья, основанная на приближении геометрической оптики. При этом, однако, данный подход применим в весьма небольшом диапазоне углов раствора (7°); при больших значениях этого параметра наблюдалось существенное расхождение результатов аналитической теории и численного анализа. Авторами [28–30] показано, что на длине волны 632 нм усиление локального поля в золотой V-образной канавке может достигать 38–40 раз при угле раствора 14° и глубине канавки ~ 9.7 мкм.

Таким образом, поскольку интенсивность поля в подобных структурах может на несколько порядков превышать интенсивность падающей волны, соответственно возрастают и оптические силы, действующие на наночастицы. Следует отметить, что поведение наночастиц, помещенных в объем плазмонного резонатора, а также влияние вносимого ими возмущения на распределение поля являются неизученными. Данное исследование может быть актуальным для разработки новых методов оптического манипулирования нанобъектами.

2. Основные уравнения

Выражение для электромагнитной силы F , действующей на недеформируемое тело в поле внешнего излучения, может быть получено исходя из закона сохранения полного импульса системы [31, 32]:

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \int_{\Sigma} \langle \hat{T}(\mathbf{r}, t) \rangle \mathbf{n}(\mathbf{r}) d\sigma, \quad (1)$$

где \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности Σ ; $\langle \hat{T}(\mathbf{r}, t) \rangle$ – тензор энергии – импульса в вакууме,

$$\langle T_{\alpha\beta} \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\varepsilon_0 E_\alpha E_\beta^* + \frac{1}{\mu_0} B_\alpha B_\beta^* - \frac{1}{2} \left(\varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \frac{1}{\mu_0} |\mathbf{B}|^2 \right) \delta_{\alpha\beta} \right]; \quad (2)$$

$\alpha, \beta = x, y, z$; \mathbf{E} и \mathbf{B} – векторы напряженности электрического поля и магнитной индукции, определенные на охватывающей тело произвольной поверхности Σ ; ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Подчеркнем, что электрическое и магнитное поля, входящие в (2), являются полными и учитывают поля, рассеянные самими исследуемыми объектами; при этом соотношение (1) для тела в вакууме легко преобразуется к соотношениям для тела, помещенного в некую среду, путем замен: $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon\varepsilon_0, \mu_0 \rightarrow \mu\mu_0$ (в пренебрежении дисперсией среды) [31].

В случае, когда рассматриваемое тело мало по сравнению с длиной волны, выражение (2) можно существенно упростить [32], и электромагнитная сила примет следующий вид:

$$\mathbf{F} = \frac{\alpha'_p}{4} \nabla |\mathbf{E}_{\text{eff}}|^2 + \frac{\alpha''_p}{2} |\mathbf{E}_{\text{eff}}|^2 \nabla \varphi, \quad (3)$$

где $\alpha_p = \alpha'_p + i\alpha''_p$ – поляризуемость наночастицы; $\mathbf{E}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} |\mathbf{E}_{\text{eff}}| \exp(i\varphi - i\omega t)$ – полное падающее на нее поле; \mathbf{e} – вектор поляризации \mathbf{E}_{eff} . Следует отметить, что, в отличие от поля \mathbf{E} , входящего в выражение (2), \mathbf{E}_{eff} не учитывает поле, излучаемое самой частицей. Таким образом, полная сила, действующая на наночастицу со стороны электромагнитной волны, разделяется на две компоненты: градиентную силу (первый член в правой части (3)), зависящую от реальной части поляризуемости наночастицы и действующую в направлении увеличения интенсивности поля, и силу рассеяния (второй член в правой части (3)), зависящую от мнимой части поляризуемости, действующую в направлении изменения фазы поля и определяющую радиационное давление. Сила рассеяния является следствием передачи импульса от волны к частице, и в случае, когда на частицу действует только плоская волна, ее направление совпадает с направлением распространения электромагнитной волны. Согласно формуле (3), при $\alpha'_p > 0$ градиентная сила действует в направлении области наибольшей интенсивности поля (здесь и далее будем называть ее градиентной силой притяжения), в противном случае – от нее (градиентная сила отталкивания).

Оценка работы оптических сил A , которая может быть легко получена из (3),

$$A = \frac{\alpha'_p}{4} \left(|\mathbf{E}_{\text{eff}}^{(2)}|^2 - |\mathbf{E}_{\text{eff}}^{(1)}|^2 \right) + \frac{\alpha''_p}{2} \int \left(|\mathbf{E}_{\text{eff}}(\mathbf{r})|^2 \nabla \varphi(\mathbf{r}) \right) d\mathbf{r}, \quad (4)$$

показывает, что для преодоления теплового движения ($k_B T \approx 4 \times 10^{-21}$ Дж при $T = 300$ К) и удержания частицы размером в несколько десятков нанометров в пределах освещаемой области необходима интенсивность поля 50–100 мВт/мкм² (в зависимости от параметров частицы). В связи с этим для увеличения электродинамических сил падающее поле обычно сильно фокусируется; к примеру, в упомянутых ранее оптических ловушках и пинцетах диаметр сфокусированного пучка не превышает нескольких десятков микрон.

3. Система с градиентной силой отталкивания

Определим поляризуемость наночастицы в следующем известном виде [12]:

$$\alpha_p = 4\pi\varepsilon_0 a^3 \frac{\tilde{n}^2 - \tilde{n}_m^2}{\tilde{n}^2 + 2\tilde{n}_m^2}, \quad (5)$$

где a, \tilde{n} – радиус и показатель преломления частицы; \tilde{n}_m – показатель преломления окружающей среды, которая в нашем случае является вакуумом. Таким образом, в случае диэлектрической частицы необходимым условием для достижения $\operatorname{Re}\alpha_p < 0$ и, следовательно, градиентной силы отталкивания является выполнение неравенства $n < n_m$. На этом основано исследованное ранее экспериментально явление захвата профилированным лазерным пучком микрокапель воды в глицерине и парафине [33], а также полых стеклянных микросфер в воде [34]. Структурированное излучение в данном случае нужно для того, чтобы создать замкнутые области с низкой интенсивностью поля, в которые может быть захвачена частица с отрицательной поляризуемостью. В вакууме или воздухе ($n_m = 1$) от-

рицательная реальная часть поляризуемости имеет место, например, у наночастиц серебра в коротковолновой области плазмонного пика. Следует отметить, что серебро, пожалуй, единственный в настоящее время материал, обладающий подобным свойством в вакууме; достичь $\text{Re}\alpha_p < 0$ при использовании других металлов можно только в жидкости.

Используя для $\tilde{\epsilon}$ экспериментальные данные [35] с соответствующими поправками на размер [36], получим, что наибольшее по модулю отрицательное значение реальной части поляризуемости серебряного нанокластера радиусом 7–25 нм, имеет место на длине волны ~ 350 нм.

Отметим, что в литературе нами найдено крайне мало исследований, посвященных созданию наноплазмонных резонансных зазоров для излучения синей и УФ областей спектра [18, 37]. Авторами работы [27] получено выражение, определяющее зависимость резонансной длины волны V-образной канавки от ее глубины, согласно которому рассматриваемая система должна обладать рядом резонансов (при различной глубине канавки) на длине волны 350 нм. В [38] авторы вновь утверждают, что в синей и УФ областях можно добиться существенного локального усиления поля, хотя конкретные расчеты не приводятся.

Нами проведены детальные исследования данной проблемы на основе метода конечных элементов (с использованием пакета Comsol Multiphysics 3.5a), однако сколь бы то ни было существенного усиления (более чем 3–5 раз) на данной длине волны в V-образном резонаторе, выполненном в поверхности металла, достичь не удалось. В связи с этим в настоящей работе предлагается использовать модифицированный концентратор излучения (рис. 1), позволяющий достичь больших коэффициентов усиления локального электромагнитного поля в синей области спектра. Резонатор представляет собой V-образную канавку в поверхности диэлектрика, покрытую изнутри тонким слоем серебра. Отметим, что системы, инвертированные по отношению к данной, исследовались ранее, например в работе [39], в приложении к теории конических волноводов с наноразмерным отверстием и металлизированной внешней поверхностью. При этом интенсивность поля в месте сужения волокна определялась его материалом, а ее наибольшие значения в синей области удалось получить при использовании GaN. В рассматриваемом случае среда внутри наноплазмонной является вакуумом. В аналогичной системе с золотым покрытием ранее удалось достичь существенного усиления в красной и инфракрасной областях спектра [40].

На рис. 1,а показано пространственное распределение модуля электрического поля внутри рассматриваемой наноплазмонной, полученное точным численным расчетом [41]. Согласно проведенным исследованиям, максимальный коэффициент усиления, равный примерно 14–18, наблюдается при нескольких возможных конфигурациях системы, различающихся глубинами канавки, углами раствора, толщинами металлической пленки и пр. В настоящей работе мы воспользуемся параметрами, приведенными в подписи к рис. 1. Следует также подчеркнуть, что положение максимума поля по оси z определяется параметрами структуры, а следовательно, возможна оптимизация и этой характеристики.

На рис. 1,б представлено распределение поля в присутствии наночастицы серебра. Очевидно, что наличие последней сильно меняет картину распределения поля в ну-

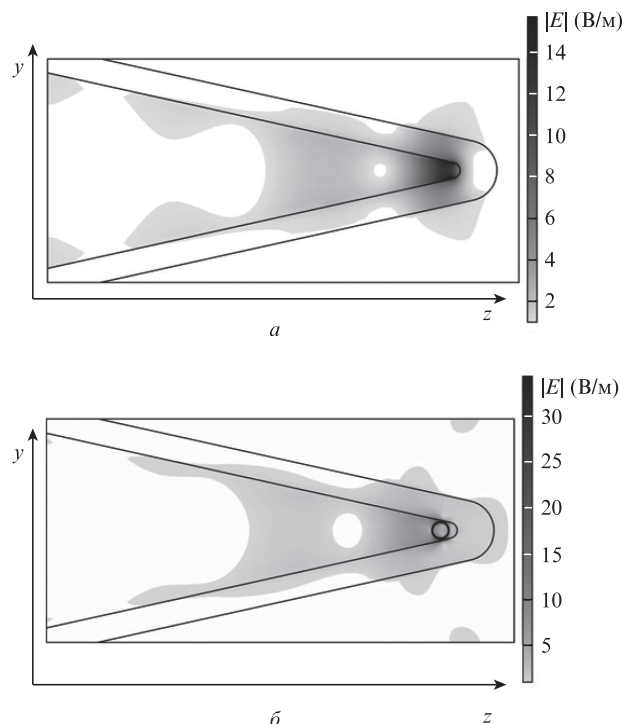


Рис. 1. Распределение модуля электрического поля $|E|$ в плазмонном резонаторе без частицы (а) и в присутствии наночастицы серебра радиусом $a = 5$ нм (б). Резонатор представляет собой V-образную канавку в поверхности диэлектрика с показателем преломления $n_d = 2.3$, покрытую слоем серебра толщиной 16 нм. Глубина канавки $h = 1200$ нм, угол раствора $\beta = 25^\circ$, радиусы скругления дна: внутренний – 5 нм, внешний – 19 нм; внутри канавки вакуум. Внешнее поле с напряженностью $E = 1$ В/м падает вдоль оси z и поляризовано вдоль оси y . Длина волны $\lambda = 350$ нм, показатель преломления серебра $n_{Ag} = 0.12 + i1.31$ [35].

три резонатора. При этом, поскольку поле сильно неоднородно, необходимо использовать точный численный расчет компонент тензора напряжений Максвелла (2).

В целях упрощения здесь и далее будем рассматривать двумерную геометрию и, следовательно, рассчитывать линейные плотности исследуемых величин.

На рис. 2 представлены результаты расчетов полных оптических сил, действующих на наночастицы серебра с радиусами 5, 10 и 15 нм. Несмотря на то что их поляризуемость отрицательна, полная оптическая сила вблизи дна резонатора положительна (сонаправлена с осью z) и не выталкивает объект, а наоборот, стремится удержать его в придонной области. Работа при движении частицы от дна канавки к ее поверхности положительна: $A_{Ag(5)} = 0.5 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м, $A_{Ag(10)} = 1.1 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м, $A_{Ag(15)} = 1.3 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м. Отметим, что положительной работой здесь и далее будем считать работу сил, направленных ко дну резонатора (сонаправленных с осью z) и, следовательно, препятствующих перемещению наночастицы ко входному отверстию. Столь необычное поведение оптических сил обусловлено интерференцией рассеянных и отраженных полей, которая приводит к возникновению более сильного максимума поля перед частицей (рис. 3) и, следовательно, градиентной силы отталкивания в направлении дна канавки. Другими словами, градиентная оптическая сила, как и предполагалось, направлена к минимуму интенсивности, и возникновение дополнительного максимума перед частицей препятствует ее движению, создавая устойчивую ловушку в придонной области.

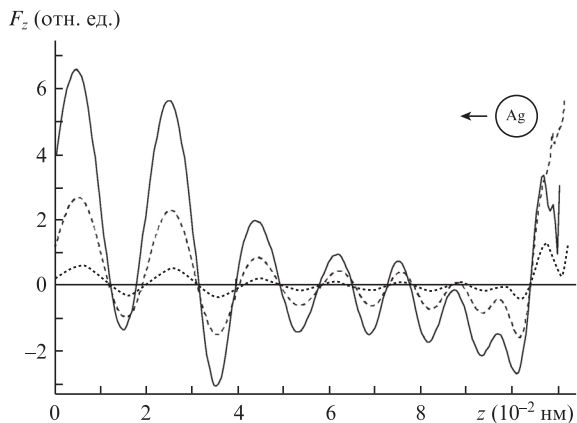


Рис.2. Полная оптическая сила (z -компонента), действующая на наночастицы серебра с радиусами 15 нм (сплошная кривая), 10 нм (штриховая кривая) и 5 нм (пунктирная кривая) при движении внутри плазмонного резонатора, представленного на рис.1. Знак силы определяет направление ее действия: положительная сонаправлена с осью z , отрицательная – противоположна ей. Стрелкой показано направление движения (от дна канавки к ее поверхности). Положительная сила действует в направлении дна и удерживает наночастицу внутри резонатора, отрицательная – выталкивает объект к поверхности. Параметры резонатора и внешнего поля те же, что и на рис.1.

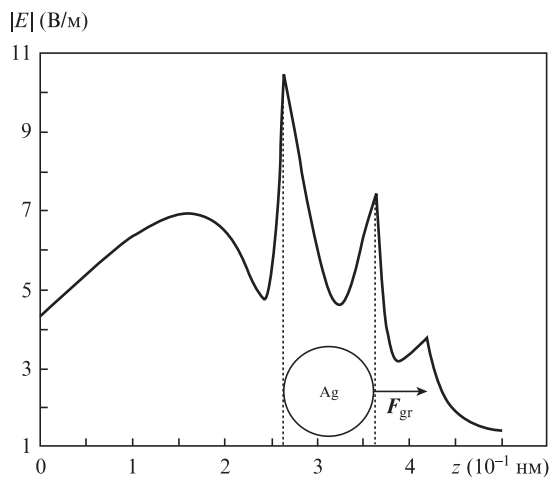


Рис.3. Распределение модуля электрического поля $|E|$ вдоль прямой, параллельной оси z и проходящей через центр наночастицы серебра радиусом $a = 5$ нм, соответствующее начальному положению последней (см. рис.1,б). Стрелкой показано направление действия градиентной оптической силы F_{gr} . Параметры резонатора и внешнего поля те же, что и на рис.1.

По мере удаления от дна характер интерференции меняется с конструктивного на деструктивный и обратно, что приводит к изменению соотношения между интенсивностями поля перед частицей и за ней, а значит, к периодической смене направления полной действующей силы (см. рис.2). Как показывает расчет, вне зависимости от того, насколько далеко частица находится от дна, если она при этом касается стенок, то оказывается запертой в придонной области положительной полной электромагнитной силой.

Таким образом, в случае использования градиентной силы отталкивания рассмотренный V-образный резонатор является оптической ловушкой.

4. Система с градиентной силой притяжения

Согласно формулам (3), (5), градиентная сила притяжения (имеющая место при $Re\alpha_p > 0$) в видимом диапазоне реализуется для любого диэлектрика, а также практически для всех проводников, за исключением случая, рассмотренного в разд.3. В связи с этим, поскольку ограничение на длину волны падающего излучения отсутствует, исследуем поведение наночастиц и оптических сил в резонаторах, параметры которых приведены в работе [27].

На рис.4 представлено распределение поля внутри указанной системы на длине волны 632 нм; параметры резонатора приведены в подрисуночной подписи.

В качестве материала наночастицы выберем теперь золото, поскольку его частицы на данной длине волны обладают большей реальной частью поляризуемости, нежели серебряные (для кластера радиусом $a = 10$ нм $\alpha_{p(Au)} = 1.45 \times 10^{-34} + i4.4 \times 10^{-36}$ кл·м²/В, $\alpha_{p(Ag)} = 1.32 \times 10^{-34} + i6.3 \times 10^{-37}$ кл·м²/В), а также, для сравнения, диэлектрические наночастицы TiO₂ ($n = 3$, $\alpha_{p(TiO_2)} = 8.09 \times 10^{-35}$ кл·м²/В).

Результаты расчетов полной оптической силы для частиц золота радиусом 5, 10 и 15 нм представлены на рис.5,а, для частиц диоксида титана – на рис.5,б. Как и в случае системы с градиентной силой отталкивания, поле существенно перераспределяется, и больший максимум

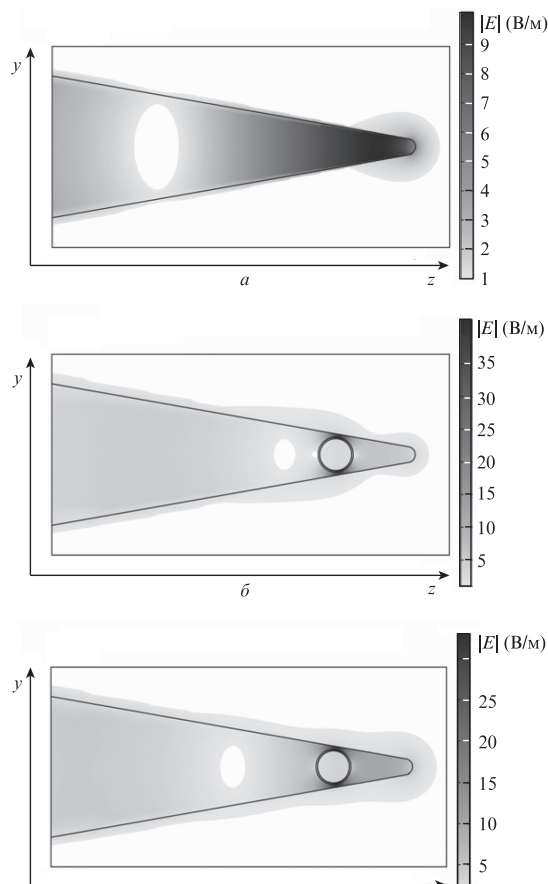


Рис.4. Распределение модуля электрического поля $|E|$ в плазмонном резонаторе без частицы (а), в присутствии наночастицы золота радиусом $a = 10$ нм (б) и наночастицы TiO₂ с $a = 10$ нм (в). Резонатор представляет собой V-образную канавку на поверхности массивного золота. Глубина канавки $h = 700$ нм, угол раствора $\beta = 20^\circ$, радиус скругления дна 5 нм, внутри канавки вакуум. Внешнее поле напряженностью $E = 1$ В/м падает вдоль оси z и поляризовано вдоль оси y . Длина волны $\lambda = 632$ нм, показатели преломления: $n_{Au} = 0.18 + i3.42$, $n_{TiO_2} = 3$ [35,42].

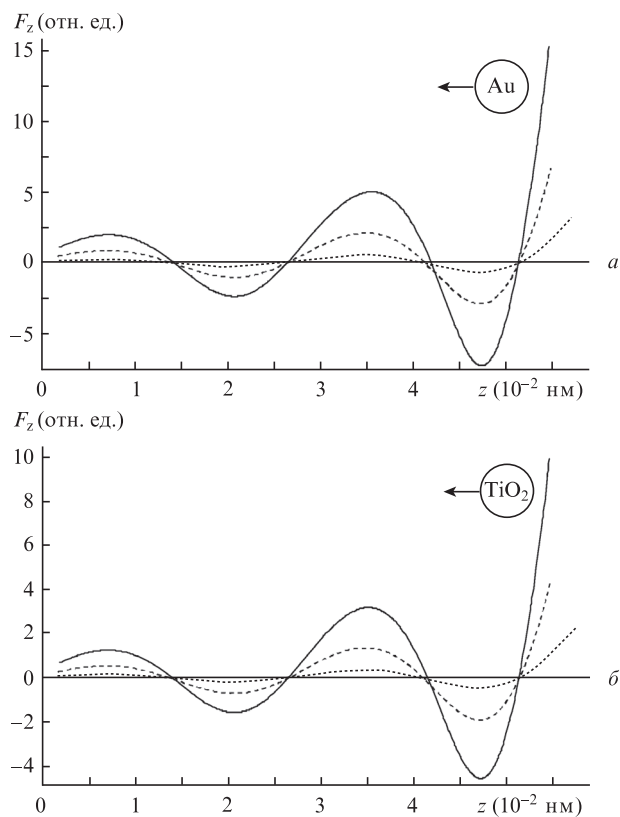


Рис.5. Полная оптическая сила (z -компонента), действующая на наночастицы золота (a) и TiO_2 (b) с радиусами 15 нм (сплошная кривая), 10 нм (штриховая кривая) и 5 нм (пунктирная кривая) при движении внутри плазмонного резонатора, представленного на рис.4. Знак силы определяет направление ее действия: положительная сонаправлена с осью z , отрицательная – противоположна ей. Стрелкой показано направление движения (от дна канавки к ее поверхности). Параметры резонатора и внешнего поля те же, что и на рис.4.

интенсивности теперь наблюдается со стороны дна (рис.6). Градиентная сила притяжения, таким образом, стремится удержать наночастицу внутри резонатора. Данное утверждение проиллюстрировано на рис.6, где по аналогии с рис.3 представлено распределение модуля электрического поля. Как и ранее, наблюдаются периодическая смена знака полной оптической силы и изменение соотношения интенсивностей поля перед частицей и за ней, что обусловлено характером интерференции полей. Работа, совершаемая указанной силой при перемещении наночастицы от дна резонатора до его поверхности, такова: $A_{\text{Au}(5)} = 1 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м, $A_{\text{Au}(10)} = 3 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м, $A_{\text{Au}(15)} = 2.8 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м и $A_{\text{TiO}_2(5)} = 0.5 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м, $A_{\text{TiO}_2(10)} = 1.7 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м, $A_{\text{TiO}_2(15)} = 1.7 \times 10^{-6}$ отн. ед.·м.

Очевидно, что в каждом из рассмотренных случаев частице, чтобы покинуть резонатор, необходимо сначала преодолеть потенциальный барьер, причем для систем с градиентной силой отталкивания он несколько ниже. Таким образом, рассмотренная система с плазмонной фокусировкой излучения является устойчивой ловушкой для частиц как с положительной, так и с отрицательной реальной частью поляризуемости.

5. Заключение

В настоящей работе исследованы оптические силы, действующие на наночастицы в системах с субволновой фокусировкой излучения, позволяющей достигать высо-

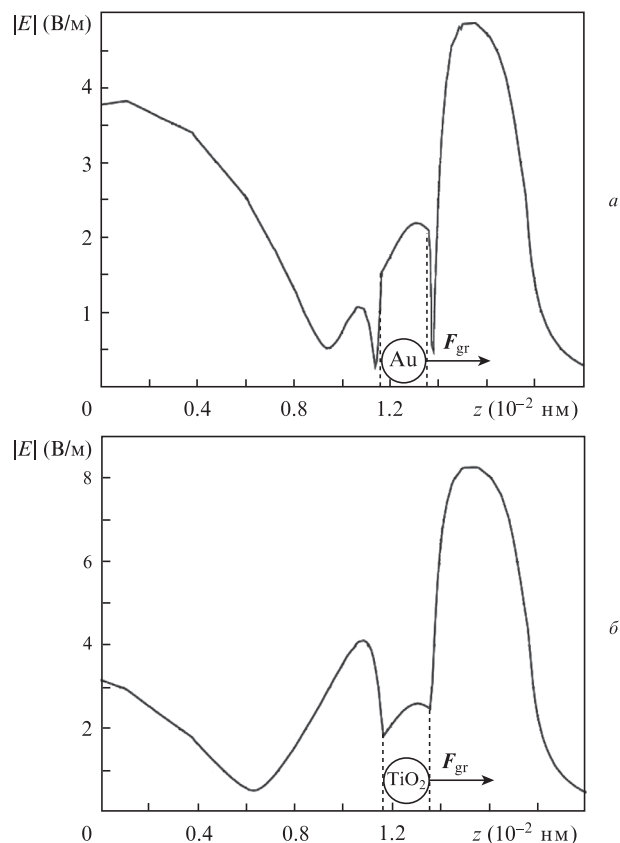


Рис.6. Распределения модуля электрического поля $|E|$ вдоль прямых, параллельных оси z и проходящих через центры наночастиц золота (a) и TiO_2 (b) с радиусами $a = 10$ нм, соответствующие их начальным положениям (см. рис.4,б,в). Стрелкой показано направление действия градиентной оптической силы F_{gr} . Параметры резонатора и внешнего поля те же, что и на рис.4.

ких интенсивностей поля в областях с линейными размерами, много меньшими длины волны. Исследованы два варианта реализации структуры: на градиентной силе отталкивания и на градиентной силе притяжения. Определены параметры системы, при которых происходит фокусировка излучения с длиной волны 350 нм. В этом случае градиентная оптическая сила, воздействующая на наночастицу серебра, направлена к минимуму интенсивности поля. Показано, что возмущение, вносимое частицей в распределение поля внутри резонатора, весьма существенно и приводит к возникновению дополнительных максимумов интенсивности, препятствующих перемещению наночастицы. В случае градиентной силы отталкивания перед частицей возникает пик интенсивности, запирающий частицу в придонной области резонатора, более сильный, нежели расположенный сзади. В случае градиентной силы притяжения реализуется обратная ситуация, и более сильный максимум возникает ближе ко дну, за частицей, притягивая последнюю. Данный эффект обусловлен вкладом собственного поля, рассеянного частицей и отраженного от стенок резонатора в полное действующее на нее поле, в связи с чем, по мере удаления от дна и увеличения расстояния от частицы до стенок, знак полной оптической силы изменяется в соответствии с изменением характера интерференции с конструктивного на деструктивный и наоборот.

Таким образом, в рассмотренных случаях частицы, независимо от поляризуемости, оказываются захваченны-

ми в оптическую ловушку в придонной области резонатора. Этот эффект может быть полезен для манипулирования частицами в микрогидродинамических капиллярах. Движущиеся по V-образному микроканалу частицы могут быть эффективно прижаты ко дну и остановлены при небольшой интенсивности внешнего поля.

Для реализации обратного эффекта – выталкивания объекта из канавки – необходимо, очевидно, сменить характер интерференции полей и соответственно знак действующей силы в начальном положении частицы. Этого можно достичь, например, заставив наночастицу левитировать на некотором расстоянии от дна за счет электростатических сил, как это было проделано в [10].

1. Grier D.G. *Nature*, **424**, 810 (2003).
2. Wang K., Schonbrun E., Steinvurzel P., Crozier K.B. *Nature Commun.*, **2**, 469 (2011).
3. Huang L., Martin O.J.F. *Opt. Lett.*, **33**, 3001 (2008).
4. Juan M.L., Righini M., Quidant R. *Nature Photonics*, **5**, 349 (2011).
5. Ashkin A. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **94**, 4853 (1997).
6. Svoboda K., Block S.T. *Ann. Rev. Biophys. Biomol. Struct.*, **23**, 247 (1994).
7. Novotny L., Bian R.X., Xie X.S. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 645 (1997).
8. Righini M., Volpe G., Girard C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 186804 (2008).
9. Michael P. *Laser Tweezers in Cell Biology* (California: Acad. Press, 1998, vol. 55).
10. Wang K., Schonbrun E., Crozier K.B. *Nano Lett.*, **9**, 2623 (2009).
11. Kawata S., Tani T. *Opt. Lett.*, **21**, 1768 (1996).
12. Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A. *Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002).
13. Noginov M.A., Zhu G., Belgrave A.M., et al. *Nature*, **460**, 1110 (2009).
14. Schuller J.A., Barnard E.S., Cai W. *Nature Mater.*, **9**, 193 (2010).
15. Muhlschlegel P., Eisler H.-J., Martin O.J. F., et al. *Science*, **308**, 1607 (2005).
16. Hyun-Joo Chang, Se-Heon Kim, Yong-Hee Lee, et al. *Opt. Express*, **18**, 24163 (2010).
17. Fei Zhou, Ye Liu, Zhi-Yuan Li, et al. *Opt. Express*, **18**, 13337 (2010).
18. Ding W., Bachelot R., Espiau de Lamaestre R., et al. *Opt. Express*, **17**, 21228 (2009).
19. Marty R., Baffou G., Arbouet A., et al. *Opt. Express*, **18**, 3035 (2010).
20. McMahon J.M., Gray S.K., Schatz G.C. *Nano Lett.*, **10**, 3473 (2010).
21. Nome R.A., Guffey M.J., Scherer N.F., et al. *J. Phys. Chem. A*, **113**, 4408 (2009).
22. Yanik A.A., Adato R., Erramilli S., et al. *Opt. Express*, **17**, 20900 (2009).
23. Huang F., Baumberg J.J. *Nano Lett.*, **10**, 1787 (2010).
24. Zhang W., Huang L., Santschi C., et al. *Nano Lett.*, **10**, 1006 (2010).
25. Ward D.R., Huser F., Pauly F., et al. *Nature Nanotech.*, **5**, 732 (2010).
26. Bora M., Fasenfest B.J., Behymer E.M., et al. *Nano Lett.*, **10**, 2832 (2010).
27. Sondergaard T., Bozhevolnyi S.I., Beermann J., et al. *Nano Lett.*, **10**, 291 (2010).
28. Gramotnev D.K. *J. Appl. Phys.*, **98**, 104302 (2005).
29. Vernon K.C., Gramotnev D.K., Pile D.F.P. *J. Appl. Phys.*, **103**, 034304 (2008).
30. Gramotnev D.K., Pile D.F.P., Vogel M.W., Zhang X. *Phys. Rev. B*, **75**, 035431 (2007).
31. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматгиз, 1959).
32. Novotny L., Hecht B. *Principles of Nanooptics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006).
33. Sasaki K., Koshioka M., Misawa H., Kitamura N., Masuhara H. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 807 (1992).
34. Gahagan K.T., Swartzlander G.A., Jr. *Opt. Lett.*, **21**, 827 (1996).
35. Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
36. Yannopoulos V., Modinos A., Stefanou N. *Opt. Quantum Electron.*, **34**, 227 (2002).
37. Li K., Stockman M.I., Bergman D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (22), 227402 (2003).
38. Beermann J., Novikov S.M., Sondergaard T., Rafaelsen J., Pedersen K., Bozhevolnyi S.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 372 (2011).
39. Лебедев В.С., Кузнецова Т.И., Витухновский А.Г. *Докл. РАН. Сер. физич.*, **51**, 542 (2006).
40. Dintinger J., Martin O.J.F. *Opt. Express*, **17**, 2364 (2009).
41. <http://www.comsol.com/products/multiphysics/>.
42. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Acad. Press, 1985).