

ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

Р.С. Пузько. * ¹

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 20.12.2023

Одобрена после рецензирования 26.12.2023

Принята к публикации 18.01.2024

Аннотация

В работе рассмотрено осаждение частиц в поле поверхностной волны, возбуждаемой в полностью диэлектрической структуре. Исследована работа оптической ловушки для небольших по сравнению с длиной волны диэлектрических частиц. Продемонстрирован принцип самоиндуцируемой оптической ловушки.

Ключевые слова: оптические пинцеты, поверхностная волна, фотонный кристалл

EDN FDRJMM

doi:[10.24412/2949-0553-2023-68-12-21](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-68-12-21)

Введение

Современные биосенсоры позволяют проводить молекулярный анализ образцов [1, 2], что особенно важно для диагностики заболеваний на ранних стадиях, а также для определения сродства химических соединений, активности антител в отношении специфических агентов и т.д. Ключевыми проблемами при анализе образцов становятся время выполнения, стоимость, аппаратная сложность и необходимая высокая чувствительность. Оптические биосенсоры позволяют уменьшить время выполнения анализа, а также обладают высокой чувствительностью, т.е. способны детектировать малые концентрации исследуемых веществ. Оптические биосенсоры, как правило, работают на трех явлениях: люминесценции, рамановском рассеянии [2, 3] и резонансах наноструктур, чувствительных к изменению диэлектрической проницаемости [4].

В рамановских сенсорах исследуется спектр рамановского рассеяния от образца, определяемый энергетическими уровнями исследуемых молекул. По наличию в спектре характерных особенностей можно сделать вывод о химическом составе образца.

Высокая чувствительность резонансных оптических биосенсоров основана на влиянии диэлектрической проницаемости на характеристики оптически резонансной структуры [5]. Чувствительным элементом такого сенсора является оптический резонатор. Спектр коэффициента отражения (прохождения) этой структуры имеет отчетливый максимум/минимум, связанный с возбуждением моды. Характерным представителем такого сенсора является сенсор *Viascore* [5], основанный на явлении поверхностного плазмонного резонанса. На поверхности сенсора присутствуют молекулы определенного вещества (лиганда). В среду над поверхностью сенсора закачивается жидкость, содержащая молекулы другого вещества, – аналита. При наличии взаимодействия между лигандом и аналитом образуются химические связи, за счет которых на поверхности сенсора удерживаются молекулы аналита. Таким образом, диэлектрическая проницаемость среды над поверхностью сенсора изменяется, а резонансный спектр отражения смещается. В оптических биосенсорах может использоваться также поверхностная волна на границе фотонного кристалла [6].

Важно отметить, что время работы сенсоров типа *Viascore* опирается на скорость образования химических связей лиганда – аналита. При этом в реакции участвуют только молекулы, находящиеся в

* Автор, ответственный за переписку: Роман Сергеевич Пузько, roman998@mail.ru

непосредственной близости с поверхностью сенсора, что увеличивает время осаждения молекул на поверхность и замедляет работу сенсора. Однако электромагнитное поле поверхностной волны используется и в ближнепольных оптических пинцетах для манипуляции частицами [7]. Это открывает возможности для ускорения работы биосенсоров с помощью пондеромоторных сил в электромагнитном поле.

Принцип работы оптических пинцетов предложен в [8]. Оптические пинцеты позволяют оперировать с биологическими объектами, такими как клетки или бактерии. С помощью оптических пинцетов становится возможным удержание клеток в оптической ловушке для изучения ее свойств, сортировка клеток по их оптическим свойствам. В основе работы оптического пинцета лежит взаимодействие индуцированного дипольного момента частицы с электрическим полем. В результате этого взаимодействия частица затягивается в пучность электромагнитного поля. Сила, действующая на частицу, пропорциональна поляризуемости α . В свою очередь, поляризуемость степенным образом зависит от размеров R частицы $\alpha \sim R^3$. Поэтому с уменьшением размера частиц действующая сила становится меньше, а манипулирование частицей – сложнее. Из-за этого долгое время не удавалось использовать оптические пинцеты для управления нанометровыми объектами [9]. Для улучшения разрешения оптических пинцетов было предложено два подхода: использовать плазмонные частицы, испытывающие резонансный отклик, или использовать плазмонные структуры для создания большой величины ближнего поля [10]. Эти методики позволили оперировать с частицами, имеющими размер от нескольких сотен нанометров до десятков нанометров [7, 11, 12].

В данной работе рассмотрены две независимые проблемы. С одной стороны, это вопрос об уменьшении времени осаждения детектируемых тел в резонансных оптических биосенсорах за счет пондеромоторных сил. А с другой стороны – исследование эффективности ближнепольных оптических пинцетов для манипулирования наночастицами.

Сенсор на основе блоховской поверхностной волны

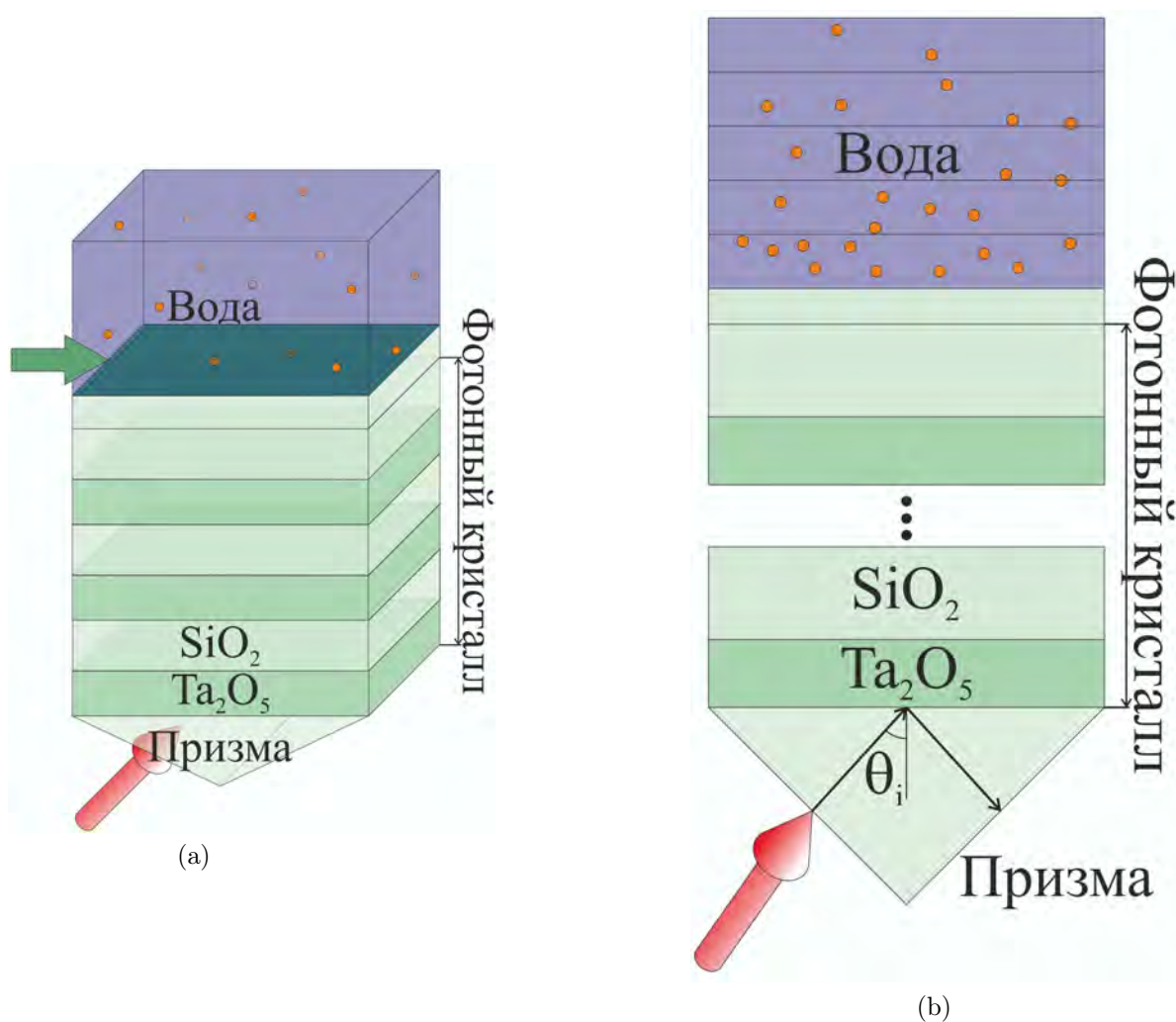


Рисунок 1 – Схема исследуемой слоистой структуры сенсора

В работе рассматривается движение частиц в поле блоховской поверхностной волны (БПВ), возбуждаемой на границе фотонного кристалла [13] (см. рис. 1). Поле БПВ локализовано на границе раздела фотонного кристалла и однородной среды и экспоненциально убывает при удалении от этой границы. На частицу в электромагнитном поле действует пондеромоторная сила [14], втягивающая частицу в пучность электромагнитного поля, если ее показатель преломления больше показателя преломления среды. Экспоненциальное затухание БПВ приводит к возникновению силы, притягивающей частицы, взвешенные в среде над фотонным кристаллом, к максимуму поля БПВ.

Значительной проблемой для манипуляции частицами в электромагнитном поле является броуновское движение частиц [15]. Броуновское смещение отклоняет частицу относительно пучности поля. В результате частица может покинуть оптическую ловушку. Поэтому эффективная жесткость оптической ловушки должна быть достаточно большой для удержания частицы. Особенно остро проблема броуновского движения проявляется для небольших частиц, обладающих большим коэффициентом диффузии и малой величиной поляризуемости.

В данной работе мы будем рассматривать движение частиц в поле БПВ. Для решения задачи, с одной стороны, необходимо знать имеющееся распределение поля, а с другой стороны, – рассматривать динамику движения частиц. Эффективно задача разделяется на две части – расчет электромагнитной задачи и расчет движения частиц. Однако стоит отметить, что положение частиц в системе влияет и на распределение электромагнитного поля. Именно этот факт и лежит в основе работы биосенсоров, использующих явление поверхностного плазмонного резонанса [1]. Поэтому важной деталью работы является решение самосогласованной задачи: на каждой временной итерации численных расчетов последовательно выполняются два шага. На первом шаге осуществляется расчет распределения электромагнитного поля в структуре с учетом влияния пространственного распределения частиц. А затем решается задача динамики частиц.

Динамика частицы

Динамика частиц в гидродинамическом пределе подчиняется уравнению Ланжевена

$$m\ddot{\mathbf{x}} = -\frac{1}{B}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{F}_p(t, \mathbf{x}) + \mathbf{F}_{Br}(t), \quad (1)$$

где m – масса частицы, B – подвижность частицы в жидкости, $\mathbf{F}_p(t, \mathbf{x})$ – сила, действующая на частицу со стороны электромагнитного поля, а $\mathbf{F}_{Br}(t)$ – случайная сила, моделирующая броуновское движение. В расчетах будем пренебрегать агрегацией частиц.

Первое слагаемое (1) описывает силу вязкого трения. Подвижность B сферической частицы зависит от динамической вязкости жидкости η и радиуса частицы r следующим образом: $B = \frac{1}{6\pi\eta r}$.

Второе слагаемое $\mathbf{F}_p(t, \mathbf{x})$ – пондеромоторная сила, действующая на частицу со стороны поля БПВ. Выделим две компоненты этой силы. Первая компонента направлена вдоль плоскости фотонного кристалла и связана с импульсом, переносимым БПВ. Однако мы сконцентрируемся на другой компоненте силы, связанной с экспоненциальным затуханием волны вдоль оси z . Эта компонента подтягивает частицу к границе фотонного кристалла, где находится максимум поля. Ее величина в дипольном приближении составляет [14]:

$$F_{p,z}(t, x) = \frac{1}{2}Re \left[\alpha \left(\vec{E}, \frac{\partial}{\partial z} \vec{E}^* \right) \right], \quad (2)$$

где \vec{E} – электрическое поле, а α – поляризуемость частицы в среде. В случае сферической частицы:

$$\alpha = r^3 \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_e}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e}, \quad (3)$$

где ε_i и ε_e – диэлектрические проницаемости частицы и среды соответственно.

Фактически броуновский член $\mathbf{F}_{Br}(t)$ изменяется с характерным временем порядка времени свободного пробега броуновской частицы. Этот временной интервал оказывается значительно меньше остальных временных параметров системы. Это позволяет рассматривать $\mathbf{F}_{Br}(t)$ в качестве дельта-коррелированного случайного процесса:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{F}_{Br}(t) \rangle &= 0 \\ \langle \mathbf{F}_{Br}(t_1) \mathbf{F}_{Br}(t_2) \rangle &= b\delta(t_1 - t_2), \end{aligned} \quad (4)$$

где $b = 2k_B T/B$.

Уравнение (1) можно проинтегрировать по времени (здесь и далее будем рассматривать только компоненты вдоль оси z):

$$v(t_1) = v(0)e^{-\frac{t_1}{Bm}} + BF_{p,z}(0, x(0)) \left(1 - e^{-\frac{t_1}{Bm}}\right) + \frac{1}{m} \int_0^{t_1} F_{Br}(\tau) e^{\frac{\tau-t_1}{Bm}} d\tau. \quad (5)$$

При интегрировании использовано предположение, что за время t_1 ponderomotorная сила не успела значительно измениться. Повторное интегрирование дает

$$z(t) - z(0) = v(0)Bm \left(1 - e^{-\frac{t}{Bm}}\right) + BF_{p,z}(0) \left(t - Bm \left(1 - e^{-\frac{t}{Bm}}\right)\right) + \frac{1}{m} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} F_{Br}(\tau) e^{\frac{\tau-t_1}{Bm}} d\tau. \quad (6)$$

Последний член в (6) описывает броуновское движение за время t . Рассмотрим его отдельно:

$$z_{Br}(t) = \frac{1}{m} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} F_{Br}(\tau) e^{\frac{\tau-t_1}{Bm}} d\tau. \quad (7)$$

В случае $\frac{t}{Bm} \gg 1$ (7) представляет собой случайную величину с

$$\begin{aligned} \langle z_{Br}(t) \rangle &= 0 \\ \langle z_{Br}^2(t) \rangle &= 2Dt, \end{aligned} \quad (8)$$

где $D = k_B T B$ - коэффициент диффузии.

В данной работе решение уравнения Ланжевена осуществляется численным методом конечных разностей. Решение (6) на соседних временных шагах n и $n + 1$ можно аппроксимировать следующим образом:

$$z_{n+1} = z_n + vBm \left(1 - e^{-\frac{\tau}{Bm}}\right) + BF_{p,x}(t_n, z_n) \left(\tau - Bm \left(1 - e^{-\frac{\tau}{Bm}}\right)\right) + z_{Br}(\tau). \quad (9)$$

В численных расчетах использовался временной шаг $\tau = 10^{-6}c$, при котором $\frac{\tau}{Bm} \gg 1$. В этом случае броуновское смещение подчиняется соотношению (8).

В работе будет исследовано движение частиц в ограниченной области. Поэтому при учете броуновского движения полагалось наличие отражающих граничных условий.

Блоховский поверхностный резонанс

Рассматриваемая система обладает большими преимуществами в сравнении с плазмонными структурами. Дело в том, что одной из проблем для оптических пинцетов является нагрев среды, вызванный поглощением в системе [16]: градиент температур приводит к возникновению конвекционных потоков [17]. В то же время рассматриваемая система полностью реализована из непоглощающих материалов, что позволяет избавиться от нагрева.

Рассматриваемая система изображена на рис. 1. Фотонный кристалл Ta_2O_5/SiO_2 с одной стороны накрыт призмой, через которую заводится лазерное излучение, а с другой, – ограничен жидкостью. В жидкость помещены небольшие по сравнению с длиной волны (785 нм) частицы. На границе фотонного кристалла (ФК) и жидкости (зеленая стрелка на рис. 1) возбуждается мода системы – блоховская поверхностная волна. Для возбуждения БПВ может также потребоваться дополнительный слой (см. рис. 1) над ФК. Мода локализована в жидкости за счет полного внутреннего отражения, а в фотонном кристалле – за счет наличия запрещенной зоны у ФК. БПВ распространяется вдоль границы раздела жидкости и ФК и экспоненциально затухает при удалении от границы раздела.

Важной особенностью БПВ является ее высокая добротность (см. рис. 2). С одной стороны, это позволяет значительно увеличить поле БПВ, а с другой стороны, БПВ обладает высокой чувствительностью к диэлектрической проницаемости вблизи границы жидкость/ФК.

В работе при расчетах использован фотонный кристалл $(Ta_2O_5/SiO_2)^4$ с толщинами слоев 260 нм и 148 нм для оксида кремния и оксида тантала соответственно. Действительные показатели преломления $n_{SiO_2} = 1.4536$ и $n_{Ta_2O_5} = 2.0973$. Для визуализации возбуждения БПВ в фотонном кристалле дополнительно вводились небольшие потери с помощью дополнительной мнимой части диэлектрической проницаемости для обоих материалов ФК $\varepsilon'' = 10^{-5}$. Фотонный кристалл был покрыт слоем оксида кремния толщиной 190 нм для согласования импедансов.

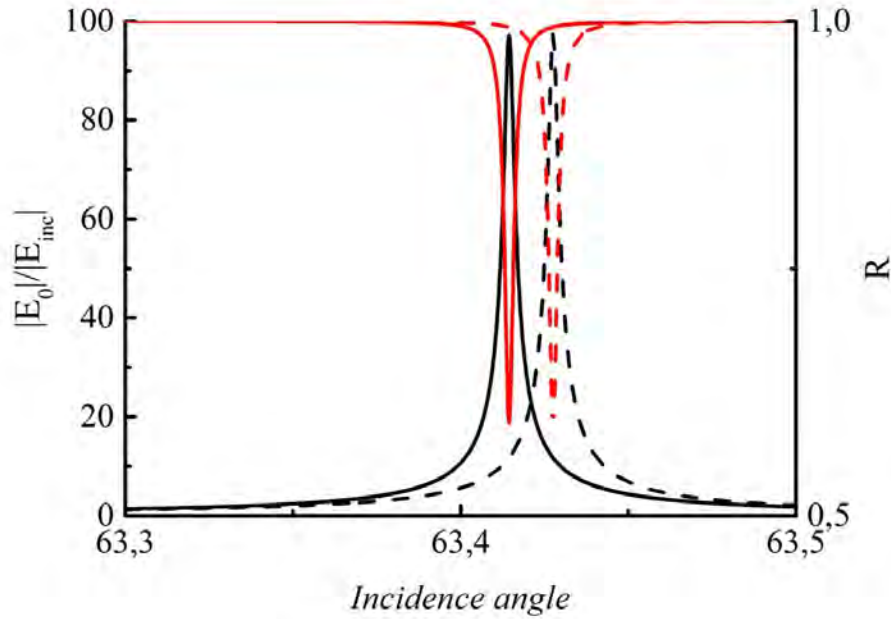


Рисунок 2 – Величина поля блоховской волны на поверхности фотонного кристалла (черный) и коэффициент отражения (красный) от угла падения при изменении показателя преломления на $\Delta n = 10^{-3}$ (сплошные и пунктирные линии). $|E_{inc}|$ – величина поля падающей волны в призме (см. рис. 1)

Влияние частиц на свойства системы

Распределение частиц в системе значительно сказывается на распределении поля. Особенно ярко это проявляется в связи с резонансным характером возбуждения ближних полей в рассматриваемых системах. Изменение диэлектрической проницаемости, вызванное перемещением частицы, может сказаться на величине поля возбуждаемой моды. Этот эффект используется для создания самоиндуцированных ловушек (SIBA trapping) [18–22].

В работе рассматриваются частицы размером много меньше длины волны, что позволяет использовать формулу Максвелл-Гарнетта для определения эффективной диэлектрической проницаемости ε_{eff}

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_b \frac{1 + 2p(z) \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_e}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e}}{1 - p(z) \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_e}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e}}, \quad (10)$$

где $p(x)$ – объемная локальная концентрация частиц, ε_e и ε_i – диэлектрические проницаемости жидкости и включений (частиц) соответственно. Концентрация частиц $p(z)$ зависит от расстояния частиц до поверхности слоистой структуры. Для расчетов вводится пространственная дискретизация слоя жидкости с частицами – слой жидкости разбивается на несколько подслоев (см. рис. 1б), для каждого из которых диэлектрическая проницаемость определяется в соответствии с (10).

При разбиении жидкости на подслои нужно учитывать, что слои должны иметь толщину, много меньшую характерного масштаба изменения поля. В данном случае в качестве такого масштаба выступает длина затухания поля в жидкости, определяемая как

$$\beta^{-1} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_{pr} \sin^2 \theta_i}}, \quad (11)$$

где ε_{pr} – диэлектрическая проницаемость призмы, а θ_i – угол падения (см. рис. 1б).

Также необходимо учесть, что толщина слоев должна быть достаточно велика по сравнению с расстоянием, проходимым частицами за временной шаг, используемый в расчетах.

Распределение поля

Для расчетов распределения поля используется метод Т-матриц [13]. При этом учитывается зависимость эффективной диэлектрической проницаемости жидкости от концентрации частиц. На

основе имеющегося распределения частиц вычисляется ε_{eff} для каждого из подслоев жидкости, а после этого производится расчет поля в системе.

На рис. 3 приведены характерные зависимости распределения поля в слое жидкости, полученные при моделировании системы.

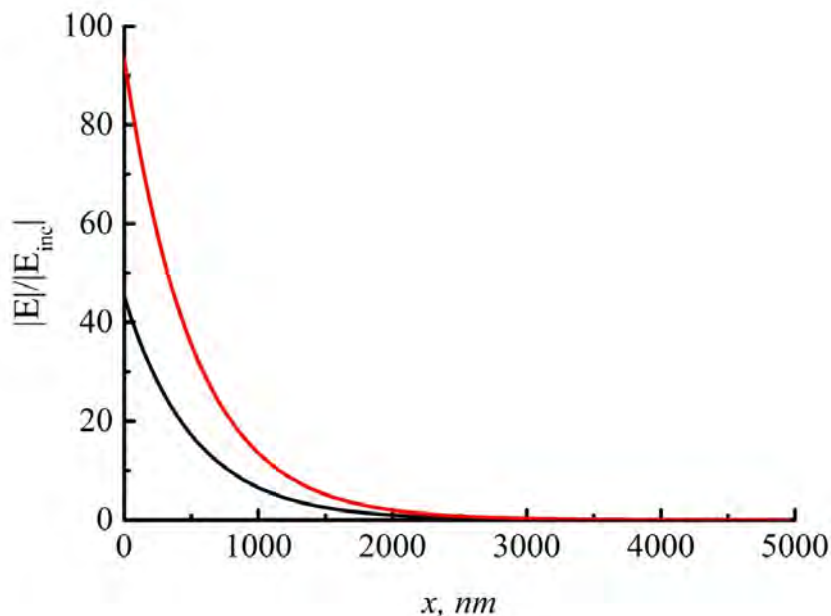


Рисунок 3 – Распределение поля в жидкости в зависимости от расстояния до фотонного кристалла в начальный момент времени (черный) и через 1 с после начала симуляции (красный цвет). Объемная доля частиц в системе $p = 0.0005$, радиус частиц $r = 40$ нм, угол падения волны на систему $\theta_i = 63.6217^\circ$

Результаты

Осаждение при малых концентрациях частиц

Для начала рассмотрим осаждение частиц в поле поверхностной волны в приближении малой концентрации частиц: движение частиц не приводит к изменению эффективной диэлектрической проницаемости жидкости. Угол падения излучения составляет $\theta_i = 63.6144^\circ$, что соответствует максимальному усилению поля поверхностной волны. Величина поля на поверхности фотонного кристалла при этом увеличивается почти в 100 раз относительно поля падающего из призмы излучения. Диэлектрическая проницаемость частиц составляет $\varepsilon_i = 2.5$. Длина волны 785 нм. Толщина слоя жидкости над сенсором составляет 5 мкм. Мощность излучения, падающего из призмы на систему, 1.6 kW/cm^2 .

На рис. 4 приведено изменение распределения частиц в системе в зависимости от времени (по вертикальной оси). В начальный момент времени распределение равномерно. Через время 0.3-0.4 с устанавливается распределение, которое с течением времени почти не изменяется. На поверхности фотонного кристалла в слое толщиной 150-200 нм увеличивается концентрация частиц почти в 4 раза по сравнению с начальной. В слое жидкости толщиной около 1 мкм концентрация частиц несколько ниже исходной – частицы перемещены пондеромоторными силами к поверхности ФК.

На установление распределения частиц значительно влияет броуновское движение. Среднеквадратичное смещение броуновской частицы радиусом 40 нм за время 0.4 с при одномерной диффузии составляет $\sqrt{\langle x^2 \rangle} = \sqrt{2Dt} \approx 2$ мкм. Броуновское движение двояким образом влияет на осаждение: с одной стороны, оно препятствует осаждению частиц на поверхность, приводя к диффузии частиц, а с другой стороны, подтягивает удаленные от поверхности фотонного кристалла частицы в поле поверхностной волны.

В силу того, что частицы движутся в стационарном поле, в установившемся распределении частиц диффузионные потоки частиц уравниваются действующей на частицы пондеромоторной силой. Коэффициент диффузии частиц обратно пропорционален их радиусу $D \sim r^{-1}$, а величина пондеромоторной силы (2) растет с радиусом частицы как r^3 . Таким образом, с ростом размеров частицы потенциальная яма, создаваемая поверхностной волной, становится глубже, а время нахождения

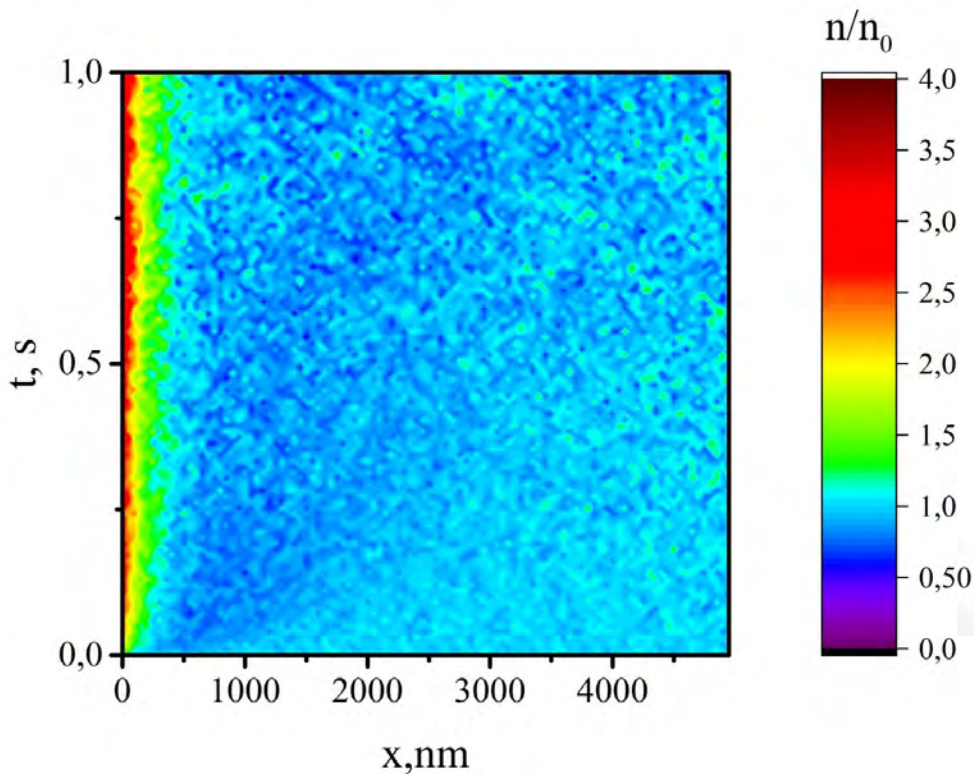


Рисунок 4 – Изменение распределения частиц вдоль системы в зависимости от времени (вертикальная шкала). По горизонтальной шкале отмечена координата в слое жидкости (0 соответствует границе с ФК). Начальная объемная доля частиц $p \rightarrow 0$. Угол падения волны на систему $\theta_i = 63.6144^\circ$

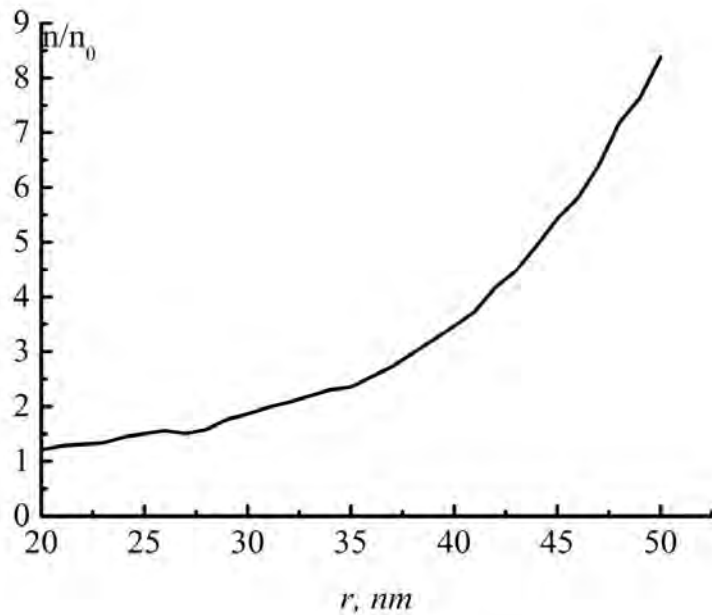


Рисунок 5 – Увеличение концентрации частиц вблизи поверхности ФК в зависимости от радиуса частиц. Диэлектрическая проницаемость частиц $\epsilon = 2.5$. Угол падения волны на систему $\theta_i = 63.6144^\circ$

частицы вблизи фотонного кристалла растут. В связи с этим с ростом размера частиц увеличивается и их концентрация у поверхности кристалла в установившемся распределении (см. рис. 5). Расчеты показывают, что при используемых мощностях излучения осаждение частиц становится заметным при радиусах $r > 20 \text{ nm}$.

Осаждение при конечных концентрациях

Перейдем теперь к случаю, когда объемная доля частиц достаточно велика, чтобы влиять на распределение поля в системе. При этом необходимо рассматривать самосогласованную задачу.

Расчетные параметры системы будут такими же, как и в предыдущем разделе, за исключением угла падения волны. Дело в том, что объемная доля частиц в жидкости p приводит к изменению эффективной диэлектрической проницаемости ε_{eff} (10). На рис. 6а показана зависимость поля на поверхности фотонного кристалла в зависимости от объемной доли частиц (частицы распределены равномерно по объему) и угла падения. Можно видеть, что увеличение концентрации частиц (увеличение ε_{eff}) приводит к увеличению угла, соответствующего возбуждению БПВ. При этом осаждение частиц на поверхность фотонного кристалла приведет к росту ε_{eff} приповерхностного слоя жидкости. Поэтому для более эффективного осаждения необходимо использовать углы, большие угла возбуждения БПВ (см. рис. 6а). В расчете был использован угол $\theta_i = 63.6217^\circ$.

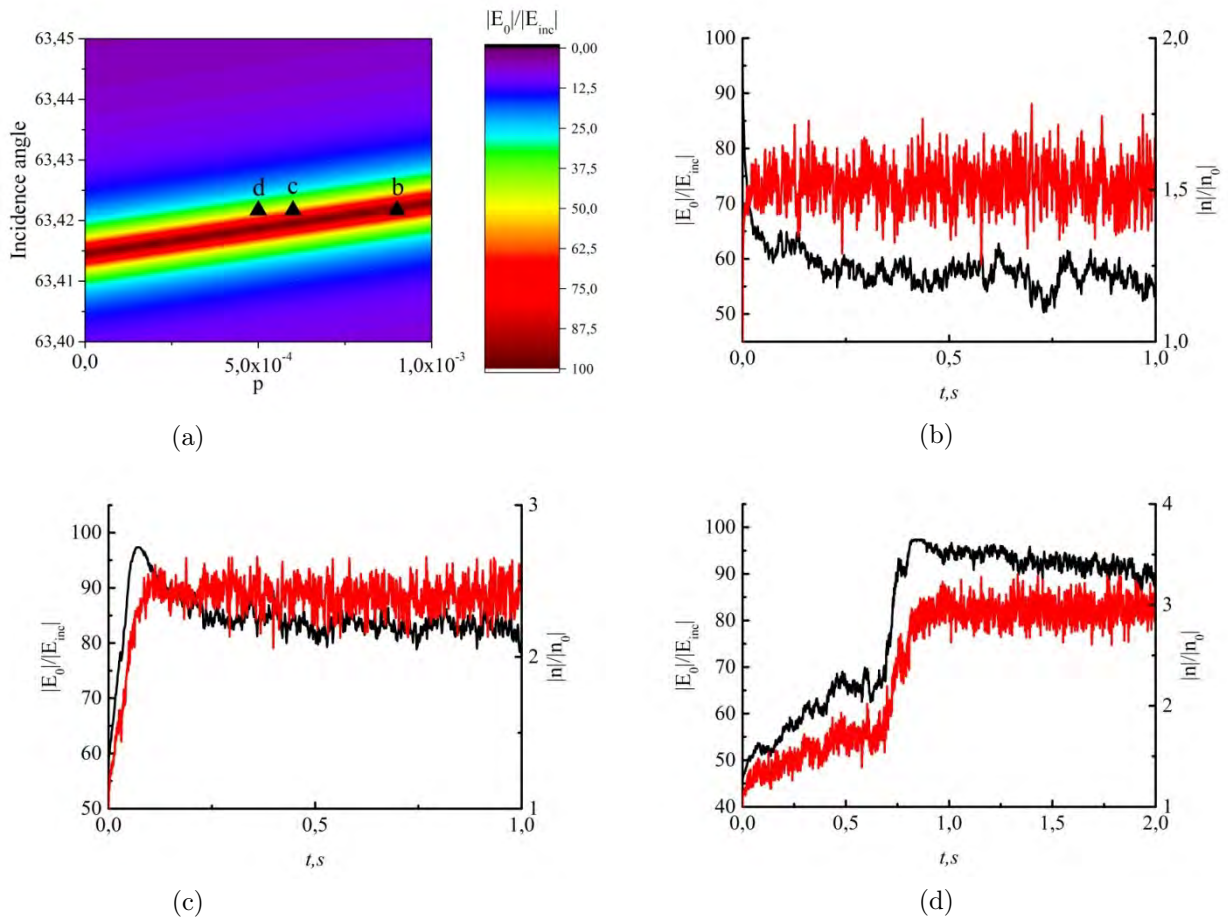


Рисунок 6 – (а) Зависимость поля у поверхности ФК от объемной доли частиц в жидкости при их равномерном распределении по объему (по горизонтали) и от угла падения излучения (по вертикали). (б)-(г) Зависимость величины электрического поля (черный) и концентрации частиц (красный) у поверхности ФК при различных начальных концентрациях частиц n_0 в жидкости. Начальная концентрация n_0 соответствует: б) правому треугольнику на рис. 6а; в) среднему треугольнику на рис. 6а; д) левому треугольнику на рис. 6а.

Радиус частиц 40 нм

На рис. 7 приведено распределение частиц в системе в зависимости от времени для случая на рис. 6г.

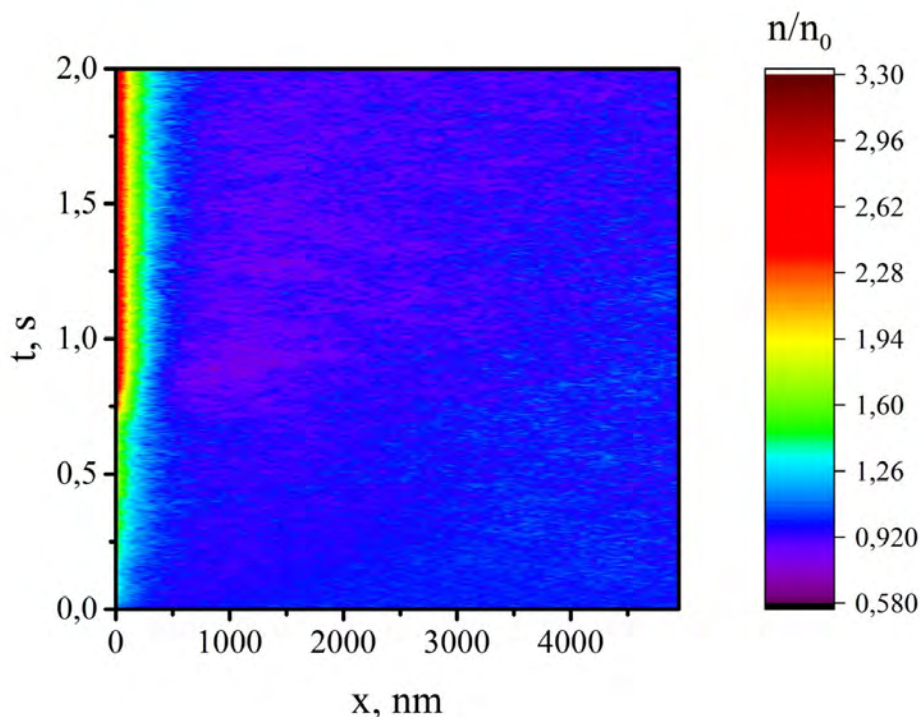


Рисунок 7 – Изменение распределения частиц вдоль системы в зависимости от времени (вертикальная шкала). По горизонтальной шкале отмечена координата в слое жидкости (0 соответствует границе с ФК). Начальная объемная доля частиц $p = 0,0005$

Заключение

В работе исследовано осаждение нанометровых частиц в поле поверхностной блоховской волны. Численным моделированием показана возможность осаждения диэлектрических частиц с характерным размером в несколько десятков нанометров.

Показано, что броуновское движение проявляется в процессах осаждения частиц двояким образом: с одной стороны, диффузионные потоки уменьшают концентрацию частиц непосредственно в максимуме поля, а с другой стороны, броуновское движение приводит к эффективному переносу частиц в область действия электромагнитной ловушки.

Проведено самосогласованное моделирование динамики частиц, учитывающее влияние концентрации частиц на распределение поля блоховской волны. Продемонстрирован принцип самоиндуцируемой электромагнитной ловушки.

Список литературы

- [1] Myszka D.G. et al. Extending the Range of Rate Constants Available from BIACORE: Interpreting Mass Transport-Influenced Binding Data // *Biophys J. Biophysical Society*, 1998. Vol. 75, № 2. P. 583–594.
- [2] Pence I., Mahadevan-Jansen A. Clinical instrumentation and applications of Raman spectroscopy // *Chem Soc Rev. Royal Society of Chemistry*, 2016. Vol. 45, № 7. P. 1958–1979.
- [3] Xie W., Schlücker S. Medical applications of surface-enhanced Raman scattering // *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2013. Vol. 15, № 15. P. 5329.
- [4] Nguyen H. et al. Surface Plasmon Resonance: A Versatile Technique for Biosensor Applications // *Sensors*. MDPI AG, 2015. Vol. 15, № 5. P. 10481–10510.
- [5] Szabo A., Stolz L., Granzow R. Surface plasmon resonance and its use in biomolecular interaction analysis (BIA) // *Curr Opin Struct Biol*. 1995. Vol. 5, № 5. P. 699–705.
- [6] Baryshev A. V., Merzlikin A.M., Inoue M. Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab // *J Phys D Appl Phys*. 2013. Vol. 46, № 12. P. 125107.
- [7] Berthelot J. et al. Three-dimensional manipulation with scanning near-field optical nanotweezers // *Nat*

- Nanotechnol. Nature Publishing Group, 2014. Vol. 9, № 4. P. 295–299.
- [8] Ashkin A. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure // *Phys Rev Lett*. 1970. Vol. 24, № 4. P. 156–159.
- [9] Volpe G. et al. Influence of Noise on Force Measurements // *Phys Rev Lett*. 2010. Vol. 104, № 17. P. 170602.
- [10] Maragò O.M. et al. Optical trapping and manipulation of nanostructures // *Nat Nanotechnol*. Nature Publishing Group, 2013. Vol. 8, № 11. P. 807–819.
- [11] Svoboda K., Block S.M. Optical trapping of metallic Rayleigh particles // *Opt Lett*. 1994. Vol. 19, № 13. P. 930.
- [12] Hansen P.M. et al. Expanding the Optical Trapping Range of Gold Nanoparticles // *Nano Lett*. 2005. Vol. 5, № 10. P. 1937–1942.
- [13] Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах / Под ред. Сисакян И.Н. Москва: Мир, 1987. 616 p.
- [14] Novotny L., Hecht B. Principles of Nano-Optics // *Principles of Nano-Optics*. New York: Cambridge University Press, 2006.
- [15] Kuriakose S. et al. Near-field optical trapping with an ultrashort pulsed laser beam // *Appl Phys Lett*. 2008. Vol. 92, № 8.
- [16] Garcés-Chávez V. et al. Extended organization of colloidal microparticles by surface plasmon polariton excitation // *Phys Rev B*. 2006. Vol. 73, № 8. P. 085417.
- [17] Juan M.L., Righini M., Quidant R. Plasmon nano-optical tweezers // *Nat Photonics*. Nature Publishing Group, 2011. Vol. 5, № 6. P. 349–356.
- [18] Juan M.L. et al. Self-induced back-action optical trapping of dielectric nanoparticles // *Nat Phys*. Nature Publishing Group, 2009. Vol. 5, № 12. P. 915–919.
- [19] Genet C., Ebbesen T.W. Light in tiny holes // *Nature*. Nature Publishing Group, 2007. Vol. 445, № 7123. P. 39–46.
- [20] García-Vidal F.J. et al. Transmission of Light through a Single Rectangular Hole // *Phys Rev Lett*. 2005. Vol. 95, № 10. P. 103901.
- [21] García-Vidal F.J. et al. Transmission of light through a single rectangular hole in a real metal // *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys*. 2006. Vol. 74, № 15.
- [22] Garcia de Abajo F. Light transmission through a single cylindrical hole in a metallic film // *Opt Express*. 2002. Vol. 10, № 25. P. 1475.

NANOPARTICLES MANIPULATION BY THE NEAR FIELD OF SURFACE WAVE

R.S. Puzko*¹

¹ Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, Russia

* roman998@mail.ru

Abstract

The manipulation of nanoparticles by near-field of surface wave in all-dielectric system is studied. The optical trapping of nanoparticles significantly smaller than the wavelength is studied in detail. In particular, the effect of self-induced back-action is demonstrated.

Key words: optical tweezers, surface wace, photonic crystal