Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 12, с. 925 – 931

Динамика наночастицы в оптической ловушке, сформированной фотонной струей, модулированной стоячей волной в микрофлюидном канале

Д. В. Новицкий[+], О. В. Минин[*], И. В. Минин[*×1)]

[+]Институт физики НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

[*]Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

[×]Филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН “Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники”, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2025 г.
После переработки 13 апреля 2025 г.
Принята к публикации 20 мая 2025 г.

Предложена математическая модель оптической ловушки, в которой наночастица захватывается полем стоячей волны, сформированной при отражении фотонной струи от поверхности диэлектрика. Сформулированы уравнения движения для наночастицы под действием поля ловушки при наличии вязкого трения в среде (жидкости). Дана аналитическая оценка условий устойчивого захвата наночастицы в ловушке. С помощью численного решения уравнений движения проанализирована роль трения в устойчивости ловушки.

DOI: 10.31857/S0370274X25060111, EDN: XBWPYM

1. Введение. Со времени открытия давления света [1], микроманипулирование сверхмалыми объектами, в том числе атомами [2], – активно развивающееся направление нанофотоники [3, 4], находящее применения в биологии, медицине, микроструктурировании поверхностей [5]. Растущая потребность в оптических манипуляциях требует расширения существующего арсенала методов манипуляций и их функциональных возможностей для максимально полного контроля над микро- и нанообъектами [4].

В последнее время значительное внимание уделяется оптическим ловушкам на основе локализованных структурированных фотонных пучков – так называемого эффекта фотонной струи и фотонного крючка, возникающего при локализации падающего на мезоразмерную микрочастицу излучения. В отличие от известных схем в субволновой оптической ловушке на основе фотонных струй минимальный размер области фокусировки определяется не параметрами линзы (сфокусированного пучка), а шириной перетяжки формируемой фотонной струи. В работе [6] предложена оптическая ловушка в поле стоячей волны, модулирующей фотонную струю в режиме “на отражение”. Фотонная струя формировалась при падении плоского волнового фронта на прямоугольный диэлектрик SiO_2, расположенный на металлическом экране. В результате конструктивной интерференции падающей на диэлектрик (отражающую поверхность) и отраженной волн вдоль фотонной струи формируется стоячая волна [7]. При этом противоположные силы рассеяния нейтрализуются, в то время как конструктивная интерференция приводит к образованию ряда узлов стоячей волны на расстоянии около $\lambda/2$, а равновесные положения наночастицы в первом приближении определяются параметрами стоячей волны. В зависимости от диаметра наночастицы ее центр может устойчиво располагаться либо в узлах, либо в пучностях стоячей волны [8].

В работе [9] продемонстрирован метод создания фотонной струи “на отражение” с помощью микроцилиндра, который помещается перед отражающей поверхностью, облучаемой плоской волной. Оптические пинцеты, основанные на этой схеме, могут использоваться для захвата наночастиц как с высоким, так и с низким контрастом показателя преломления, обеспечивая широкую рабочую зону для оптического захвата. В частности, такая оптическая ловушка [9] характеризуется существенно большей устойчивостью к хаотическим броуновским смещениям захваченной наночастицы. Вблизи отражающей поверхности градиентная сила дает превалирующий вклад в

1)e-mail: prof.minin@gmail.com

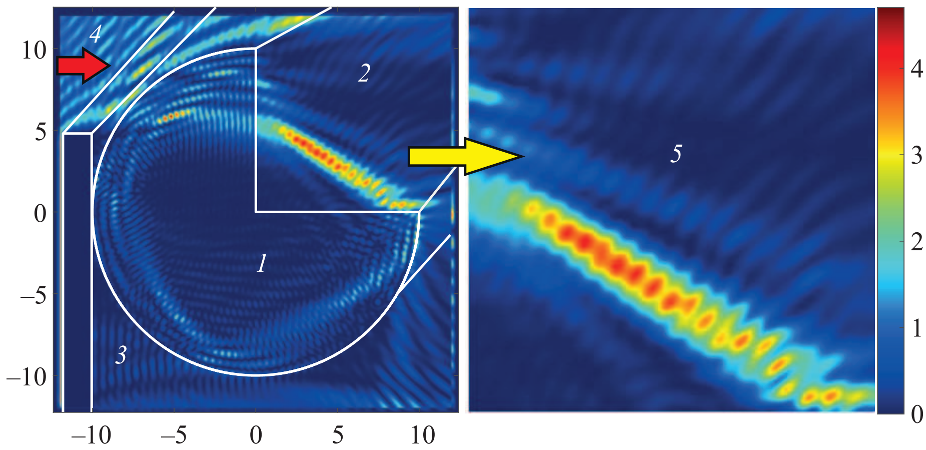

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема оптической ловушки на основе фотонной струи, интегрированной в микрофлюидный канал. *1* – Диэлектрический цилиндр; *2* – $\pi/2$-вырезанный сегмент (микрофлюидный канал); *3* – экран; *4* – направление падения плоского волнового фронта; на вставке: *5* – распределение интенсивности поля вдоль фотонной струи

общую силу излучения в поле ловушки и возможен захват рэлеевских частиц большего размера, чем с помощью однопучковой ловушки [9]. Фактически такой вариант оптической ловушки представляет собой модификацию квазидвухпучковой ловушки, где два пучка направлены навстречу друг другу [10]. Однако в ловушке на основе "зеркальной" фотонной струи устраняется необходимость строгого согласования интенсивности и фазы между двумя падающими полями.

Большие преимущества могут быть получены в результате объединения оптической манипуляции и микрофлюидных каналов, что добавило бы к оптической манипуляции такие преимущества микрофлюидики, как непрерывная замена образцов (наночастиц) и, следовательно, высокая производительность и автоматическая обработка [11]. Это обеспечило бы стабильный захват наночастиц, делая при этом доступным их механический, химический и спектроскопический анализ [12]. Однако системы микрофлюидики и оптические ловушки на основе фотонной струи, модулированной стоячими волнами, до сих пор не были интегрированы друг с другом. Более того, насколько нам известно, до сих пор не было предложено ни одного исследования, демонстрирующего динамику наночастиц под действием оптических сил в поле стоячей волны фотонной струи.

В настоящей работе предложена математическая модель и теоретически продемонстрирована динамика движения наночастицы в ловушке, сформированной в поле стоячей волны фотонной струи, в режиме "на отражение" в микрофлюидном канале. Получены уравнения движения для наночастицы под действием поля ловушки при наличии вязкого трения в среде (жидкости). Приведена аналитическая оценка условий устойчивого захвата наночастицы в ловушке. С помощью численного решения уравнений движения проанализирована роль трения в устойчивости ловушки и рассчитана динамика наночастицы в поле ловушки, даны оценки величин, характеризующих динамику.

2. Концепция оптической ловушки. Рассматриваемая оптическая ловушка показана на рис. 1. Детали симуляции можно найти в работе [13]. Частица, которая движется в канале оптофлюидного чипа, образованном удаленным $\pi/2$-сегментом диэлектрической цилиндрической мезоразмерной частицы, попадает в область действия градиентных сил оптической ловушки в области стоячих волн вдоль наклонной фотонной струи. При этом скорость потока жидкости (или газа) в канале подбирается таким образом, чтобы соотношение сил Стокса и градиентных сил в поле локальных максимумов стоячей волны вдоль фотонной струи удерживали наночастицу в ловушке. Набор периодически расположенных вдоль фотонной струи локальных максимумов поля, образованных стоячими волнами, позволяет создавать квазинепрерывное поле градиентных сил, образуя двумерную сетку потенциальных ям поперек оптофлюидного канала (своеобразная "фотонная сеть"). Такую фотонную сеть можно рассматривать как новый вид оптической решетки [14], образуемой в результате интерференции фотонных струй, распространяющихся в противоположных направлениях, образуя пространственно периодический потенциал.

Если в диэлектрическом цилиндре *1*, частично освещаемом плоской волной [13], вырезан $\pi/2$-сегмент *2*, то сформированная струя *5* при правильном подборе параметров геометрии задачи фокусируется на плоскую поверхность вырезанного сегмента (рис. 1). Падающие и отраженные волны интерферируют и создают ловушку стоячей волны вдоль фотонной струи внутри микрофлюидного канала [15]. Заметим, что структурой фотонной струи и стоячими волнами можно манипулировать, например, меняя длину волны освещающего излучения, угол сегмента вырезанной части цилиндра, геометрию экрана и/или размер освещающего пучка. В данном случае внутренняя поверхность удаленного $\pi/2$-сегмента диэлектрического цилиндра играет роль плоского отражающего экрана [15] и производит дополнительную градиентную силу, удерживающую микрочастицу [16]. Это приводит к значительному увеличению жесткости ловушки вдоль направления локализации поля за счет высокого градиента электромагнитного поля в образующейся стоячей волне.

Примечательно, что пучности в стоячей волне вдоль фотонной струи отстоят на значительное расстояние от стенок микрофлюидного канала (см. рис. 1). Поэтому влияние гидродинамического взаимодействия со стенками микрофлюидного канала на захват наночастицы в данном случае можно не учитывать [17, 18]).

3. Модель ловушки. Чтобы приблизиться к ситуации, возникающей при использовании фотонной струи, и при этом сохранить возможность (полу)аналитического описания, рассмотрим поле, которое совмещает в себе гауссов пучок и стоячую волну. Используемый подход был апробирован ранее для стоячих волн [19–21] и гауссовых пучков [22, 23] по отдельности. Отталкиваясь от работ [20, 24], интенсивность пучка зададим следующим образом:

$$I(x, z) = \frac{I_0}{D} \exp\left[-\frac{x^2}{Dr_0^2}\right](1 + \cos 2kz), \qquad (1)$$

где $D = (1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2$, r_0 – радиус пучка на входе, f – фокусное расстояние создающей пучок линзы (в нашем случае в ее качестве выступает цилиндр), $z_d = kr_0^2$ – дифракционная длина пучка, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\lambda = \lambda_0/n_m$ – длина волны света в среде (жидкости) с показателем преломления n_m. Здесь ось z задает направление вдоль фотонной струи, x – поперек, а вдоль y (параллельно оси цилиндра, создающего фотонную струю) интенсивность не меняется. Излучение предполагается линейно поляризованным вдоль оси y. Таким образом, можно ограничиться двумерной скалярной задачей. Пример распределения интенсивности в пучке (1) показан на рис. 2. Наличие ярко выраженных максимумов-пятен качественно соответствует распределению интенсивности в фотонной струе, полученному при численном моделировании (рис. 1). Параметры пучка, задающие его длину и ширину, сравнимы с длиной волны, что характерно для случая фотонной струи.

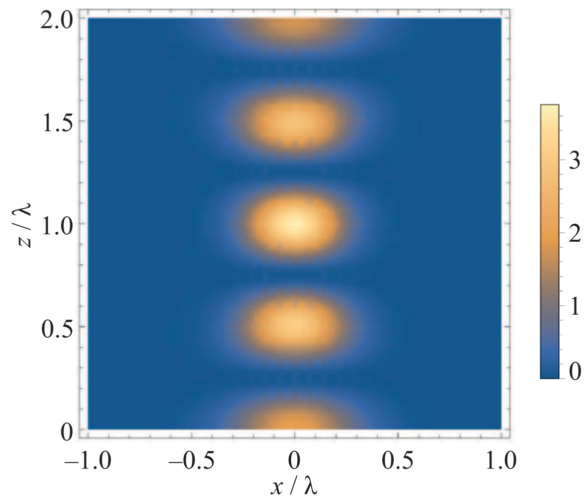

Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение интенсивности I/I_0 в пучке, заданном формулой (1), при $f/\lambda = 2$, $r_0/\lambda = 0.3$

Как показали эксперименты, сила рассеяния сильно подавлена в рассматриваемой конфигурации ловушки на основе стоячих волн [25] (рис. 1), и, следовательно, осевая сила представлена только силой осевого градиента. Поэтому компонентой силы, обусловленной рассеянием, будем пренебрегать. В рэлеевском приближении движение наночастицы радиуса $a \ll \lambda$ будет определяться исключительно градиентной силой, равной [24]

$$\mathbf{F}_{\rm grad} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_z = 2\pi \frac{n_m}{c} \alpha \left(\frac{\partial I}{\partial x}\mathbf{x} + \frac{\partial I}{\partial z}\mathbf{z} \right), \qquad (2)$$

где $\alpha = a^3(\bar{n}^2 - 1)/(\bar{n}^2 + 2) = a^3\tilde{\alpha}$ – поляризуемость частицы, $\bar{n} = n_p/n_m$ – отношение показателей преломления частицы и среды, c – скорость света в вакууме. Движение частицы массой m под действием силы $\mathbf{F}_{\rm grad}$ можно описать с помощью уравнения Ньютона, которое удобно записать для движения вдоль каждой из осей по отдельности:

$$m\frac{d^2\ell}{dt^2} + 6\pi a\eta \frac{d\ell}{dt} = 2\pi \frac{n_m}{c}\alpha \frac{\partial I}{\partial \ell}, \qquad (3)$$

где второе слагаемое слева представляет собой силу трения, которую испытывает частица при движении в среде, η – динамическая вязкость среды, $\ell = x, z$. Подставляя сюда выражение (1) и преобразуя получающиеся формулы, перепишем уравнения движения в следующем виде:

$$\frac{d^2\ell}{d\tau^2} + \frac{\tau_f}{\tau_\eta}\frac{d\ell}{d\tau} = F_\ell(x,z). \tag{4}$$

Здесь введено нормированное время $\tau = t/\tau_f$ и две постоянные с размерностью времени: $\tau_f = \sqrt{\frac{\rho r_0^2 c}{3n_m\tilde{\alpha}I_0}}$ (определяется силой со стороны излучения) и $\tau_\eta = 2a^2\rho/9\eta$ (определяется вязкостью среды), где ρ – плотность материала частицы. Правая часть уравнений (4) фактически задает в единицах длины пространственное распределение соответствующих компонент градиентной силы:

$$F_x = -\frac{x}{D^2}\exp\left[-\frac{x^2}{Dr_0^2}\right](1+\cos 2kz), \tag{5}$$

$$F_z = \frac{r_0^2}{D}\exp\left[-\frac{x^2}{Dr_0^2}\right]\times \tag{6}$$
$$\times\left\{\frac{(1-z/z_w)}{fD}\left(1-\frac{x^2}{Dr_0^2}\right)(1+\cos 2kz) - k\sin 2kz\right\},$$

где $z_w = \frac{f}{1+(f/z_d)^2}$. На рисунке 3 показан пример распределения правых частей уравнений (5) и (6), нормированных на длину волны, для тех же параметров, что и на рис. 2. Видно, что компонента F_x действует в отрицательную сторону при $x>0$, и наоборот, что обеспечивает перемещение частиц преимущественно в равновесную область вблизи $x=0$. Компонента же F_z содержит вдоль оси z чередование областей отрицательных и положительных значений, что должно приводить к перемещению частиц в области минимальной силы между этими областями (например, вблизи $z/\lambda = 1$).

На временные масштабы динамики частицы, описываемой приведенными выше уравнениями движения, большое влияние оказывает отношение времен $\delta = \tau_f/\tau_\eta$. Оценки показывают, что это отношение, как правило, принимает большие значения. Так, для $a \sim 20$ нм, $\rho \sim 1$ г/см^3, $r_0 \sim 1$ мкм, $\eta \sim 10^{-2}$ г/см $\cdot$ с, $n_p = 1.5$, $n_m = 1.3$ получим $\tau_\eta \sim 10^{-10}$ с и $\tau_f \approx 10^{-2}/\sqrt{I_0}$ с, так что $\delta \sim 10^8/\sqrt{I_0}$, где I_0 измеряется в Вт/см^2. Так как $\delta \gg 1$, обычно второй производной в уравнениях движения (4) можно пренебречь. Тем не менее, в этой работе приведем результаты численного решения полных уравнений для некоторых характерных ситуаций. Однако сначала попробуем оценить устойчивость захвата частицы из общих соображений.

4. Аналитическая оценка устойчивости ловушки. Чтобы количественно оценить устойчивость ловушки, полезно получить выражение для потенциала, в котором находится частица. Поскольку между силой и потенциалом существует известная связь $\mathbf{F}_{\text{grad}} = -\nabla U$, сразу же получаем, что потенциал ловушки дается распределением интенсивности в фотонной струе, изображенным на рис. 2: $U(x,z) = -2\pi\frac{n_m}{c}\alpha I(x,z)$. Оценим глубину потенциальной ямы в одном из максимумов интенсивности излучения – точке ($x_0 = 0$, $z_0 = \lambda$). В этой точке при используемых нами в расчетах параметрах ($\lambda/f \sim 1/2$, $\lambda/z_d \sim 2$) имеем $I(0,\lambda) \approx I_0/2$, так что $U(0,\lambda) \approx -\pi\frac{n_m}{c}\alpha I_0$.

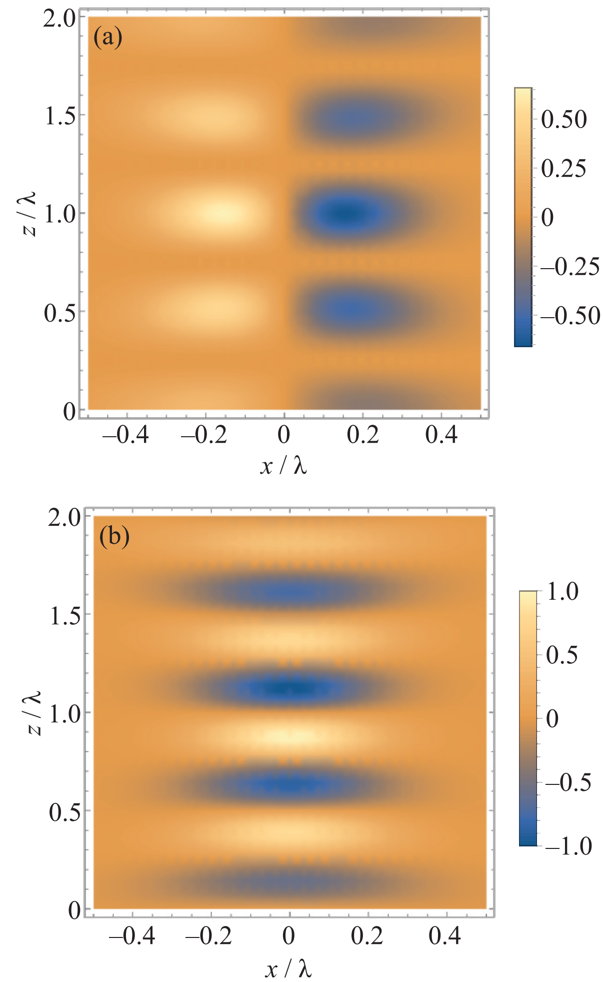

Рис. 3. (Цветной онлайн) Пространственное распределение x- (a) и z-компонент (b) градиентной силы (в безразмерном виде). Параметры пучка: $f/\lambda = 2$, $r_0/\lambda = 0.3$

Следуя работам [7, 26, 27], в качестве критерия устойчивости ловушки потребуем, чтобы глубина потенциала многократно превышала кинетическую энергию броуновского движения частицы. В нашем случае это условие можно записать в виде

$\pi\frac{n_m}{c}\alpha I_0 \geq 10k_BT$, где T – температура среды, k_B – постоянная Больцмана. Отсюда, как это делалось в указанных работах, можно получить ограничение на размер захваченной наночастицы или на требуемую для захвата интенсивность излучения. Так, для параметров, приведенных выше, и при комнатной температуре ($T = 300\,\text{К}$) для релеевских частиц имеем $I_0 \gtrsim 0.38\,\text{ГВт/см}^2$. Для захвата более крупных частиц требуемая интенсивность будет снижаться соответствующим образом ($\sim a^{-3}$) и не должна приводить к существенным нелинейно-оптическим эффектам. Заметим, что в случае резонансного отклика диэлектрических частиц существует возможность дополнительного усиления оптических сил, возникающих под действием лазерного поля, что позволяет еще более снизить мощность облучающего пучка [28]. Однако особенности динамики захвата резонансных частиц выходят за рамки настоящей заметки.

Для дальнейшего изложения полезно переписать условие устойчивости ловушки в несколько ином виде. Для этого вспомним определение времени τ_f, а также формулу для средней скорости броуновской частицы $\bar{v} = \sqrt{3k_BT/m}$ (при используемых параметрах $\bar{v} \approx 0.6\,\text{м/с}$). Подставляя эти выражения в приведенное выше условие, легко получить следующее неравенство: $\tau_f \leq \frac{\sqrt{0.3}}{2}\frac{r_0}{\bar{v}} \approx 0.3r_0/\bar{v}$. Физический смысл этого ограничения прозрачен: за время прохождения частицей в результате теплового движения характерного расстояния (радиуса пучка r_0) градиентная сила должна успеть "сработать" и вернуть частицу в ловушку. Удобно ввести "естественную" величину скорости, равную $v_f = \lambda/\tau_f$. Тогда полученное условие можно представить в виде ограничения на среднюю скорость $\bar{v}/v_f \leq 0.3r_0/\lambda$; при используемом в расчетах значении $r_0/\lambda = 0.3$ будем иметь $\bar{v}/v_f \lesssim 0.1$.

Подчеркнем, что приведенные оценки получены без учета трения и, следовательно, дают ограничение сверху. В вязкой жидкости уход частицы из ловушки будет дополнительно затруднен, как показано ниже с помощью численных расчетов.

5. Динамика первоначально покоящейся частицы. Обратимся к численному решению уравнений (4). Для этого надо задать два начальных условия, а именно, начальное положение частицы и ее начальную скорость, которую сначала положим равной нулю.

На рисунке 4a показаны решения уравнения (4) для x при различных значениях начального положения частицы x_0; вторая координата полагалась равной $z/\lambda = 1$. Видно, что частица со временем приходит в равновесную точку $x = 0$, причем время, которое для этого требуется, тем короче, чем меньше отношение δ и чем, соответственно, больше интенсивность излучения. На рисунке 4b показаны решения уравнения (4) для z при различных значениях начального положения частицы z_0; вторая координата полагалась равной $x = 0$. В этом случае частица тоже перемещается к равновесному положению, которых несколько вдоль оси z в соответствии с распределением силы на рис. 3b.

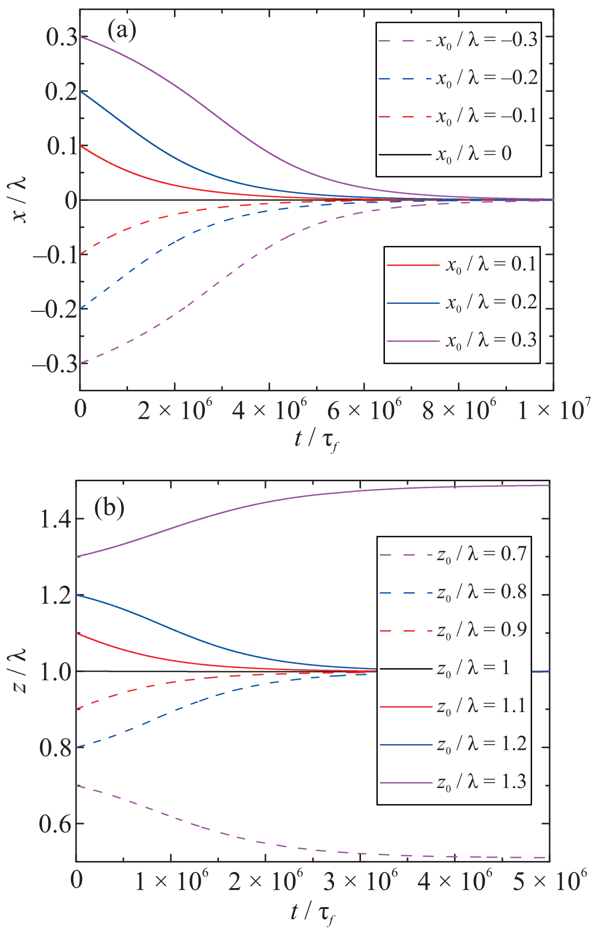

Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика движения частицы с различным начальным положением. (a) – Частица, которая в начальный момент покоилась в точке с $z/\lambda = 1$, движется вдоль оси x. (b) – Частица, которая в начальный момент покоилась в точке с $x/\lambda = 0$, движется вдоль оси z. Параметры: $f/\lambda = 2$, $r_0/\lambda = 0.3$, $\delta = 10^7$

Как видно из рис. 4, характерное время прихода частицы в равновесное состояние $\tau_{eq} \sim 10^6\tau_f$. Очевидно, величина τ_{eq} зависит от отношения времен δ, а значит, от вязкости и интенсивности излучения. В расчетах, представленных на рис. 4, использовалось значение $\delta = 10^7$, откуда для параметров, приведенных ранее ($\tau_\eta \sim 10^{-10}\,\text{с}$), имеем $\tau_f \sim 10^{-3}\,\text{с}$

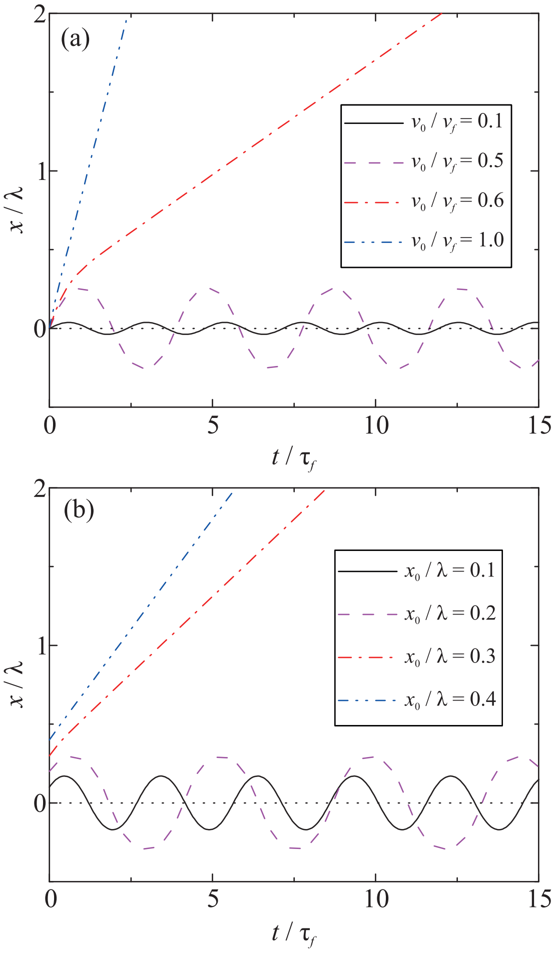

Рис. 5. (Цветной онлайн) Динамика движения вдоль оси x частицы с ненулевой начальной скоростью в отсутствие трения. (a) – Результаты для разных значений стартовой скорости частицы, которая первоначально находится в равновесной точке ($x_0 = 0$, $z_0 = \lambda$). (b) – Результаты для разных значений начального положения x_0 частицы, имеющей стартовую скорость $v_0/v_f = 0.3$. Параметры: $f/\lambda = 2$, $r_0/\lambda = 0.3$, $\delta = 0$

и $\tau_{eq} \sim 10^3$ с, что требует малых интенсивностей $I_0 \sim 10$ Вт/см^2. С ростом интенсивности τ_f и τ_{eq} будут сокращаться при качественно неизменном (постольку, поскольку продолжает выполняться $\delta \gg 1$) характере динамики частицы, аналогичном изображенной на рис. 4.

6. Роль начальной скорости. Дополним наши рассуждения расчетом движения частицы с ненулевой начальной скоростью. Такая ситуация будет соответствовать частице, совершающей тепловое движение со средней скоростью $\bar{v} \sim \sqrt{T}$. Чтобы показать справедливость аналитических оценок, сделанных выше, начнем со случая отсутствия трения ($\delta = 0$). На рисунке 5a показаны результаты расчета динамики движения вдоль оси x частицы, которая в начальный момент времени находилась в равновесной точке ($x_0 = 0$, $z_0 = \lambda$), при различных значениях начальной скорости v_0. Аналогичные результаты справедливы для движения вдоль другой оси. Видно, что частица, движущаяся первоначально относительно медленно ($v_0/v_f \lesssim 0.5$), совершает вблизи равновесного положения колебания, амплитуда которых зависит от величины начальной скорости. При увеличении v_0 выше некоторого порога ($v_0/v_f \gtrsim 0.6$) характер движения меняется кардинальным образом: частица перестает удерживаться в ловушке и уходит в окружающее пространство. При этом пороговая скорость уменьшается, если частица первоначально находится не в равновесном положении: как видно из рис. 5b, при $x_0/\lambda = 0.3$ частица покидает ловушку уже при $v_0/v_f = 0.3$. Тем не менее, величина пороговой скорости соответствует по порядку величины полученной выше аналитической оценке, т.е. при комнатной температуре интенсивности порядка 0.5 ГВт/см^2 будет достаточно для остановки и захвата частиц, движущихся со скоростью $\bar{v} \approx 0.6$ м/с. С ростом температуры необходимо использовать более интенсивные световые пучки.

Теперь добавим в задачу трение. Результаты расчета динамики частицы при различных значениях параметра δ приведены на рис. 6. Видно, что,

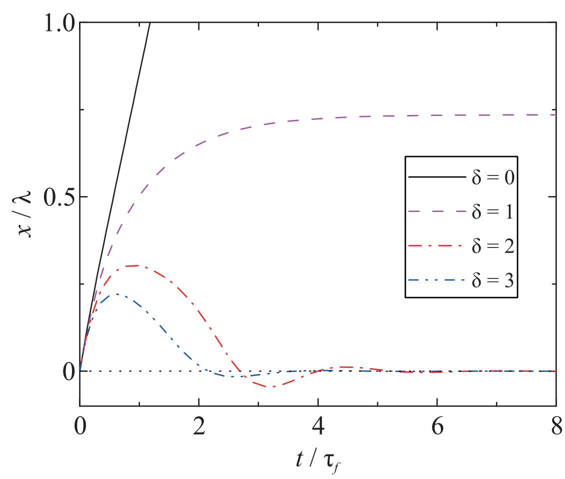

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость динамики движения вдоль оси x частицы от параметра δ. Начальное положение $x_0 = 0$, $z_0 = \lambda$; начальная скорость – $v_0/v_f = 1$. Параметры: $f/\lambda = 2$, $r_0/\lambda = 0.3$

несмотря на достаточно большую начальную скорость ($v_0/v_f = 1$), уже невысоких уровней трения достаточно, чтобы эту скорость погасить и предотвратить выход частицы из ловушки. Так, при $\delta = 1$ частица останавливается за пределами ловушки, а при $\delta = 2$ и более после остановки быстро перемещается градиентными силами обратно в равновесное положение в максимуме потенциала.

7. Заключение. Проведенный анализ показывает, что реалистичная фотонная струя может использоваться для устойчивого захвата прозрачных наноразмерных частиц в микрофлюидных системах. При этом большую роль играет вязкость среды, в которую помещена движущаяся частица. Полученные оценки представляют интерес для разработки инновационных систем для манипуляции и сортировки малых частиц.

Исследование поддержано программой развития Томского политехнического университета.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института физики Национальной академии наук Беларуси. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. P. Lebedew, Ann. Phys. **6**, 433 (1901).
2. V. S. Letokhov and V. G. Minogin, Phys. Rep. **73**(1), 1 (1981).
3. А. Эшкин, УФН **110**, 101 (1973) [A. Ashkin, Sci. Amer. **226**, 63 (1972)].
4. Б. В. Соколенко, Н. В. Шостка, О. С. Каракчиева, УФН **192**, 867 (2022) [B. V. Sokolenko, N. V. Shostka, and O. S. Karakchieva, Phys.-Uspekhi **65**, 812 (2022)].
5. О. В. Минин, И. В. Минин, Письма в ЖЭТФ **120**, 152 (2024) [O. V. Minin and I. V. Minin, JETP Lett. **120**, 146 (2024)].
6. И. В. Минин, О. В. Минин, В. Пачеко Пена, М. Беруэте, Квантовая электроника **46**, 555 (2016) [I. V. Minin, O. V. Minin, V. Pacheco-Pena, and M. Beruete, Quantum Electron. **46**, 555 (2016)].
7. P. Zemánek, A. Jonáš, L. Šrámek, and M. Liška, Opt. Lett. **24**, 1448 (1999).
8. Д. А. Шилкин, Е. В. Любин, И. В. Соболева, А. А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **98**, 720 (2013) [D. A. Shilkin, E. V. Lyubin, I. V. Soboleva, and A. A. Fedyanin, JETP Lett. **98**, 644 (2014)].
9. I. V. Minin, Y. E. Geints, A. A. Zemlyanov, and O. V. Minin, Opt. Express **28**, 22690 (2020).
10. A. Ashkin and J. M. Dziedzic, Phys. Rev. Lett. **54**, 1245 (1985).
11. R. Kampmann, S. Sinzinger, and J. G. Korvink, Appl. Opt. **57**, 5733 (2018).
12. A. Kotnala, Y. Zheng, J. Fu, and W. Cheng, Lab Chip **17**, 2125 (2017).
13. И. В. Минин, О. В. Минин, Квантовая электроника **52**, 13 (2022) [I. V. Minin and O. V. Minin, Quantum Electron. **52**, 13 (2022)].
14. M. Greiner and S. Fölling, Nature **453**, 736 (2008).
15. O. V. Minin and I. V. Minin, Photonics **8**, 591 (2021).
16. M. Pitzek, R. Steiger, G. Thalhammer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, Opt. Express **17**, 19414 (2009).
17. L. C. Geonzon, M. Kobayashi, and Ya. Adachi, Soft Matter **17**, 7914 (2021).
18. S. Vasantham, A. Konkana, Y. Promovych, P. Garstecki, and L. Derzsi, Lab Chip **24**, 517 (2024).
19. А. А. Афанасьев, А. Н. Рубинов, Ю. А. Курочкин, С. Ю. Михневич, И. Е. Ермолаев, Квантовая электроника **33**, 250 (2003) [A. A. Afanas'ev, A. N. Rubinov, Yu. A. Kurochkin, S. Yu. Mikhnevich, and I. E. Ermolaev, Quantum Electron. **33**, 250 (2003)].
20. А. А. Афанасьев, Д. В. Новицкий, Оптика и спектроскопия **125**, 774 (2018) [A. A. Afanas'ev and D. V. Novitsky, Opt. Spectr. **125**, 944 (2018)].
21. A. A. Afanas'ev, V. M. Volkov, Yu. A. Kurochkin, and D. V. Novitsky, Opt. Laser Technol. **143**, 107300 (2021).
22. А. А. Афанасьев, Д. В. Новицкий, Квантовая электроника **47**, 651 (2017) [A. A. Afanas'ev and D. V. Novitsky, Quantum Electron. **47**, 651 (2017)].
23. А. А. Афанасьев, Л. С. Гайда, Д. В. Гузатов, Д. В. Новицкий, Е. В. Матук, Оптика и спектроскопия **120**, 153 (2016) [A. A. Afanas'ev, L. S. Gaida, D. V. Guzatov, D. V. Novitski, and E. V. Matuk, Opt. Spectr. **120**, 138 (2016)].
24. А. А. Афанасьев, Л. С. Гайда, Д. В. Гузатов, А. Н. Рубинов, А. Ч. Свистун, Квантовая электроника **45**, 904 (2015) [A. A. Afanas'ev, L. S. Gaida, D. V. Guzatov, A. N. Rubinov, and A. Ch. Svistun, Quantum Electron. **45**, 904 (2015)].
25. V. Demergis and E.-L. Florin, Opt. Express **19**, 20833 (2011).
26. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, Opt. Lett. **11**, 288 (1986).
27. Y. Harada and T. Asakura, Opt. Commun. **124**, 529 (1996).
28. A. Ashkin and J. M. Dziedzic, Phys. Rev. Lett. **38**, 1351 (1977).