

# НЕЛОКАЛЬНОЕ ЭКСИТОН-МЕХАНИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НАНОСИСТЕМЕ

А. А. Заболотский\*

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 29 апреля 2016 г.

Исследуется динамика наночастицы при дипольном взаимодействии с экситонным возбуждением в протяженной квазиодномерной поляризуемой среде. В качестве примера последней рассматриваются пучки  $J$ -агрегатов молекул красителя. Проведено численное моделирование модели нелокального экситон-механического взаимодействия поля усиливающей или поглощающей наночастицы и экситонов в пучке. Обнаружено, что взаимодействие поля индуцированного диполя наночастицы и полей диполей молекул в агрегате может приводить к изменению траектории частицы и формы экситонных импульсов. Продемонстрирована возможность контроля наночастицы экситонными импульсами и обратного влияния поля наночастицы на динамику экситонов вследствие нелокального экситон-механического взаимодействия.

DOI: 10.7868/S0044451016110043

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Контроль и левитация молекул и наночастиц в световом поле интенсивно исследуются в течение длительного времени, см. работы [1–7] и ссылки в них. Явление использовалось для оптического захвата в широком диапазоне экспериментов, для охлаждения и пленения нейтральных атомов [1, 2], вирусов, бактерий и живых клеток [4, 7]. Физической основой эффекта является перенос импульса электромагнитного поля на нанообъект, приводящий к образованию радиационных градиентных сил. На основе явления предложены механизмы преодоления дифракционного предела и оптической манипуляции нанообъектов оптическими пинцетами, разработаны методы, использующие различные конфигурации электромагнитного эванесцентного поля [3]. При построении теоретических моделей, как правило, предполагалось, что поляризации наночастиц и среды индуцируются заданным внешним полем и взаимодействие носит локальный характер, см., например, работы [1, 3, 4, 8–19].

Поле наночастицы, находящейся на удалении  $r \ll L$  от протяженной поляризуемой среды (ПС) длиной  $L$ , действует на малую ее часть. Среда может состоять из большого числа частиц (доменов)

размером  $l \ll L$ . Если  $r \gg l$ , то на поляризацию наночастицы влияют поля возбужденных дипольных переходов доменов, локализованных в области  $x_{exc} \approx r$ , такой что  $L \gg x_{exc} \gg l$ . Поле индуцированного диполя наночастицы оказывает обратное действие на поляризуемость доменов. Изменение траектории наночастицы в близкой окрестности ПС под действием градиентной и других сил приводит к появлению дополнительных нелинейных динамических эффектов. Для  $x_{exc} \gg l$  коллективный вклад возбуждений молекулярных доменов в поляризацию наночастицы является причиной нелокальности взаимодействия, которая приводит к неупругому взаимодействию полей наночастицы и доменов. Такое экситон-механическое взаимодействие (ЭМВ) в наносистеме, включающей протяженную ПС и движущуюся наночастицу, насколько нам известно, не изучалось.

Целью этой работы является исследование влияния локализованных возбуждений в ПС на траекторию наночастицы и обратного действия на динамику экситонов вследствие нелокального ЭМВ. В качестве примера реальной ПС рассматриваются длинные прямые пучки  $J$ -агрегатов красителя, состоящие из сплетенных цепочек мономеров псевдоизоцианина. Эти и подобные молекулярные структуры синтезировались группой авторов работ [20, 21] для экспериментов, в которых исследовалась зависимость интенсивности флуоресценции композит-

\* E-mail: zabolotskii@iae.nsk.ru

ной среды от расстояния от наночастицы серебра или золота до  $J$ -агрегатов. Теоретический анализ, выполненный в стационарном пределе с учетом усреднения для большого числа наносистем, включающих пучок  $J$ -агрегатов и наночастицу [20–22], показал, что для объяснения полученной экспериментальной зависимости необходимо учитывать помимо влияния полей диполей доменов на наночастицу обратное влияние поля индуцированной поляризации наночастицы и нелокальность взаимодействия. В настоящей работе рассматриваются динамические процессы, определяемые взаимодействием дипольных полей наночастицы и экситонов, имеющих форму солитонов для одной изолированной наносистемы. В отличие от работ [20, 21] считаем, что наночастицы могут свободно перемещаться вблизи пучка  $J$ -агрегатов красителя и содержать как поглощающую, так и усиливающую среды.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассматриваем движение наночастицы в окрестности длинной квазиодномерной среды, состоящей из поляризуемых доменов (молекул красителя), см. рис. 1. Линейные размеры доменов, составляющих  $J$ -агрегат, (приблизительно  $1.4 \times 0.4 \times 0.6 \text{ нм}^3$ ) много меньше его длины  $L$  и расстояния  $r \approx 20 \text{ нм}$ , при котором наблюдался максимум флуоресценции композитной среды [20]. Толщина пучков  $J$ -агрегатов псевдоизоцианина, синтезированных группой авторов работы [20], порядка 10 нм — много меньше  $L$ . Эти факты позволяют смоделировать ПС бесконечной одномерной средой, в окрестности которой находится наночастица.

Уравнение, описывающее экситонные возбуждения в квазиодномерной цепочке  $J$ -агрегата красителя, вытянутой вдоль оси  $x$ , имеет вид

$$i\hbar\partial_t\phi + J\partial_x^2\phi + V|\phi|^2\phi = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_{NP}N_{tr}. \quad (1)$$

Здесь  $\phi$  — амплитуда экситонного возбуждения в приближении медленной огибающей с несущей частотой  $\omega_J$ , совпадающей с частотой экситонного перехода;  $\mathbf{d}$  — дипольный момент экситонного перехода;  $\mathbf{E}_{NP}$  — медленная амплитуда локального поля с той же несущей частотой, создаваемого индуцированным дипольным моментом наночастицы в точке  $X$  в ПС;  $N_{tr}$  — число доменов на длине  $l$  с учетом находящихся в толще пучка, где  $l$  — длина стороны домена, ориентированной вдоль оси пучка (ось  $x$ ). Физический смысл коэффициентов  $J, V$  и их величины приведены в работе [23]:  $J \approx 3.6 \cdot 10^{-14}$ ,  $V \approx$

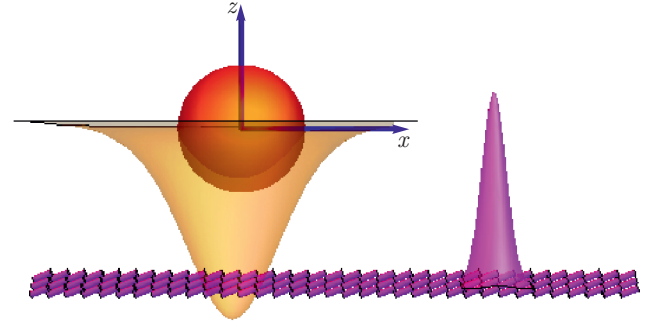


Рис. 1. Сферическая наночастица и пучок  $J$ -агрегатов псевдоизоцианина. Молекулярные домены показаны маленькими цилиндрами. Полупрозрачные конусы изображают распределения дипольного потенциала наночастицы  $f_\mu$  и суммы произведения потенциалов доменов  $f_d$  на функцию  $\psi(0, x)$ , имеющую форму солитона. Поляризация диполей и индуцированные поляризации направлены вдоль оси  $x$

$\approx 3 \cdot 10^{-14}$  СГС. Для молекул красителя псевдоизоцианина  $d \approx 4 \cdot 10^{-18}$  СГС и  $l = 1.4 \text{ нм}$ .

После замен  $\tau = Jt/\hbar$ ,  $x = X/l$ ,  $\psi = \sqrt{V}/\sqrt{2J}\phi$  приводим уравнение (1) к виду

$$i\partial_\tau\psi + \partial_x^2\psi + 2|\psi|^2\psi = \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_{NP}}{J} (1 - |\psi|^2) N_{tr}. \quad (2)$$

Множитель в правой части уравнения  $(1 - |\psi|^2)$  — функция, введенная дополнительно для учета истощения населенности экситонных переходов в молекулах  $J$ -агрегата.

Солитонное решение уравнения (2) с нулевой правой частью имеет вид

$$\psi = \frac{A \exp \{i [vx - (v^2 - A^2)\tau]\}}{\text{ch} [A(x - 2v\tau - x_1)]}, \quad (3)$$

где  $A, v, x_1$  — действительные константы.

Внутренние степени свободы наночастицы в работе не учитываем, считая, что точка приложения сил и дипольный момент находятся в ее центре, в точке  $\mathbf{s} = (x_0, y, z)$ . Для наночастицы, состоящей из молекул или других двухуровневых сред, без учета насыщения перехода получаем

$$\mathbf{E}_{NP} = \frac{\boldsymbol{\mu}}{\mu} f_\mu(\mathbf{s} - \mathbf{x}_j) \frac{iN_0n_0 \sum_j \psi(\mathbf{x}_j) f_d(\mathbf{x}_j - \mathbf{s})}{\hbar [\gamma_{NP} + i(\omega_J - \omega_{NP})]}. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{x}_j = (x_j, 0, 0)$  — координата  $j$ -го домена,  $\boldsymbol{\mu}$  — дипольный момент наночастицы,  $\omega_{NP}$  — частота и  $\gamma_{NP}$  — коэффициент релаксации ее перехода;  $N_0$  — число молекул в наночастице и  $n_0$  степень заселенности верхнего уровня,  $1 \geq n_0 \geq -1$ . Значение  $n_0 > 0$  отвечает инверсии заселенности перехода, т. е.

усиливающей наночастицы, и  $n_0 < 0$  — поглощающей наночастицы. Для диполя Герца

$$f_m(\mathbf{r}) = \left[ \frac{3(\mathbf{e} \cdot \mathbf{m})^2 - |\mathbf{m}|^2}{|\mathbf{r}|^3} (1 - i|\mathbf{r}|k_0) - \frac{(\mathbf{e} \cdot \mathbf{m})^2 - |\mathbf{m}|^2}{k_0^{-2}|\mathbf{r}|} \right] e^{ik_0 r}, \quad (5)$$

где  $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_h}/c$  — волновой вектор,  $\mathbf{m} = \mathbf{d}, \boldsymbol{\mu}, m = |\mathbf{m}|$  и  $\mathbf{e} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$ .

В случае сферической частицы радиусом  $R$  и всех дипольных моментов, параллельных поляризации  $\mathbf{E}_{NP}$ , формула (4) принимает вид

$$\mathbf{E}_{NP} = \epsilon_h \chi \mathbf{d} f(\mathbf{s} - \mathbf{x}_j) \sum_j \psi(\mathbf{x}_j) f(\mathbf{x}_j - \mathbf{s}). \quad (6)$$

Здесь  $f(\mathbf{r}) = f_d(\mathbf{r})/d^2$  и

$$\chi = \frac{4\pi R^3}{3\epsilon_h} \frac{\epsilon_p - \epsilon_h}{\epsilon_p + 2\epsilon_h}, \quad (7)$$

где  $\epsilon_p$  и  $\epsilon_h$  — соответственно диэлектрические проницаемости наночастицы и окружающей среды.

Пусть наночастица дополнительно обладает постоянным дипольным моментом  $d_0$  и наносистема находится в постоянном электрическом поле, отвечающем потенциалу  $U_0 = -u_0 - u_2 x^2$ . Тогда на частицу помимо градиентной силы  $\mathbf{F}_{grad}$  и силы тяжести  $\mathbf{F}_g$  действует постоянная сила  $\mathbf{F}_0 = 2d_0 u_2(1, 0, 0)$ . Если наночастица находится в жидкости или газе, то следует учитывать выталкивающую силу  $\mathbf{F}_b$  и силу сопротивления окружающей среды. На сферическую наночастицу радиусом  $R$  в потоке жидкости, движущейся со скоростью  $\mathbf{v}$ , действует сила, определяемая по формуле Стокса,  $\mathbf{F}_S = \gamma \mathbf{v}$  и сила сопротивления  $-\gamma \partial_t \mathbf{s}$ , где  $\gamma = 6\pi R \eta$ ,  $\eta$  — коэффициент вязкости жидкости.

Уравнение движения наночастицы под действием этих сил имеет вид

$$M_{NP} \partial_t^2 \mathbf{s} + \gamma (\partial_t \mathbf{s} - \mathbf{v}) = -\frac{1}{2} \text{Re}(\chi) \nabla_{\mathbf{s}} |\mathbf{E}_{NP}|^2 + \mathbf{F}. \quad (8)$$

Здесь  $M_{NP}$  — масса наночастицы,  $\mathbf{F} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_0$ ,  $\mathbf{F}_g = -4\pi R^3 g \rho_{NP}/3$ ,  $\mathbf{F}_b = 4\pi R^3 g \rho_h/3$ ,  $g$  — гравитационная константа,  $\rho_h$  и  $\rho_{NP}$  — соответственно плотности жидкости (газа) и наночастицы.

### 3. НАНОЧАСТИЦА В ВАКУУМЕ

Ниже приведены результаты численного решения системы (2), (8) для поляризаций всех диполей, ориентированных вдоль оси  $x$ . Вследствие цилиндрической симметрии траектория наночастицы

$\mathbf{s} = (x_0(\tau), y(\tau), z(\tau))$  определяется зависимостью  $x_0(\tau)$  и  $r(\tau) = \sqrt{z(\tau)^2 + y(\tau)^2}$ . Выберем для численного моделирования следующие параметры наночастицы:  $\alpha_0 = \text{Re} \chi / V_{NP} = \pm 1$ , где  $V_{NP}$  — ее объем; плотность наночастицы  $\rho_{NP} = 4.8 \text{ г/см}^3$ . Вязкость воды при  $30^\circ \text{C}$   $\eta \approx 10^{-2} \text{ дин}\cdot\text{с/см}^2$ . В качестве усиливающих наночастиц можно использовать коллоидные квантовые точки с размером в диапазоне 2–4 нм или молекулярные кластеры с тем же размером. Скорость движения  $v = 1$  отвечает значению приблизительно  $3.2 \cdot 10^{-4} \text{ см/с}$ . В этом разделе считаем, что наночастица находится в вакууме и в положении равновесия, т. е. в уравнении (8)  $\mathbf{F} = 0$  и  $\gamma = 0$ .

Для двухуровневой модели наночастиц

$$\text{Re} \chi = \frac{d^2 N_0 n_0 (\omega_J - \omega_{NP})}{\hbar \epsilon_h (\gamma_J^2 + (\omega_J - \omega_{NP})^2)}. \quad (9)$$

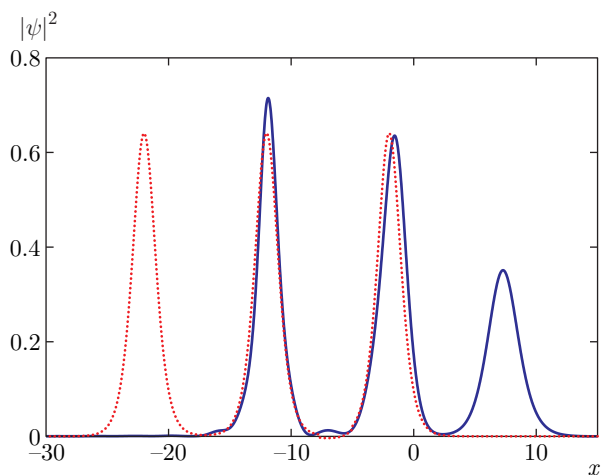
Наночастица локализуется при ЭМВ возле пучка  $J$ -агрегата, т. е. за конечное время  $r(\tau) \rightarrow 0$  при условии  $\text{Re} \chi < 0$  ( $\text{Re} \epsilon_h > 0$ ), т. е.

$$n_0 (\omega_J - \omega_{NP}) < 0. \quad (10)$$

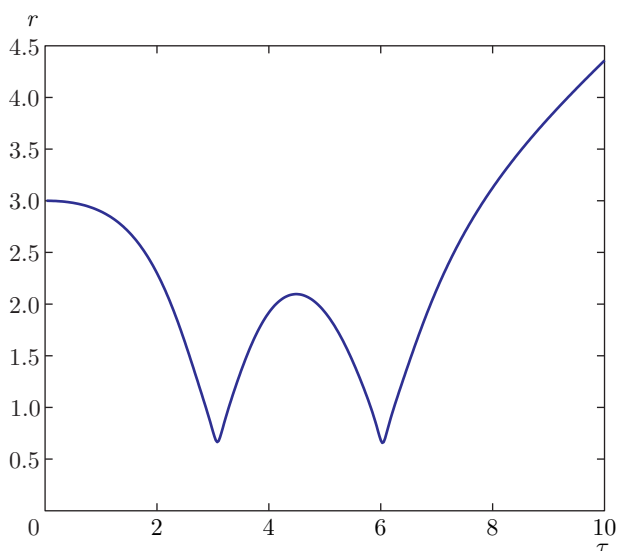
Для  $\text{Re} \chi > 0$  наночастица движется по  $r$  от максимума перекрытия полей, создаваемых диполями экситона и наночастицы, и при  $\text{Re} \chi < 0$  — по направлению к ней. В результате ЭМВ, в первом случае наночастица приобретает радиальную скорость, направленную от ПС, и во втором — к ней. Такая же динамика по  $x_0$  наблюдается при взаимодействии наночастицы с одиночным солитонным импульсом экситона. Однако из-за нелокальности взаимодействия наночастицы с пакетом солитонов может существенно отличаться.

Индукцированная дипольными полями экситонов поляризация наночастицы влияет на поляризацию дипольных переходов доменов и, как следствие, на динамику экситонов. В качестве примера такого обратного действия рассмотрим ЭМВ цепочки солитонных возбуждений ПС и наночастицы. На рис. 2–4 и 5–7 представлены результаты моделирования «столкновения» цепочки солитонных возбуждений ПС и поглощающей наночастицы, скорости которой в начальный момент равны нулю.

Траектория наночастицы претерпевает наибольшее изменение при более длительном взаимодействии с экситоном, т. е. при достаточно малой относительной скорости и уменьшении расстояния до ПС. Поэтому в случае  $\text{Re} \chi < 0$  ЭМВ вызывает более сильное изменение амплитуд экситонных импульсов при столкновении с наночастицей, ср. рис. 2 и 5, для которых соответственно  $\text{Re} \chi < 0$  и  $\text{Re} \chi > 0$ .

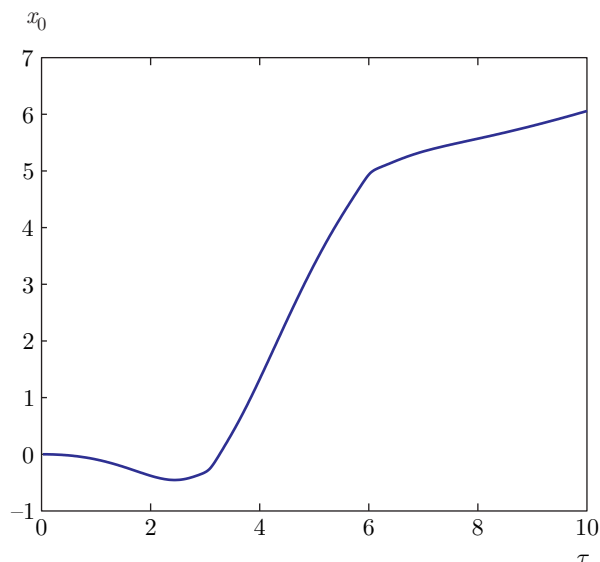


**Рис. 2.** Форма экситонов (распределение плотности вероятности возбуждения доменов в пучке  $J$ -агрегата) после столкновения трех солитонных импульсов с начальной скоростью  $v = 0.5$  с неподвижной наночастицей, находящейся в точке  $x_0(0) = 0, r(0) = 3$ , для  $\alpha_0 = -1$  в момент времени  $\tau = 10$ . Зависимость  $|\psi(10, x)|^2$  показана сплошной линией и  $|\psi(0, x)|^2$  — пунктирной.  $R = 2, N_{tr} = 10, \omega_J - \omega_{NP} = 3\gamma_{NP}, \gamma = 0$

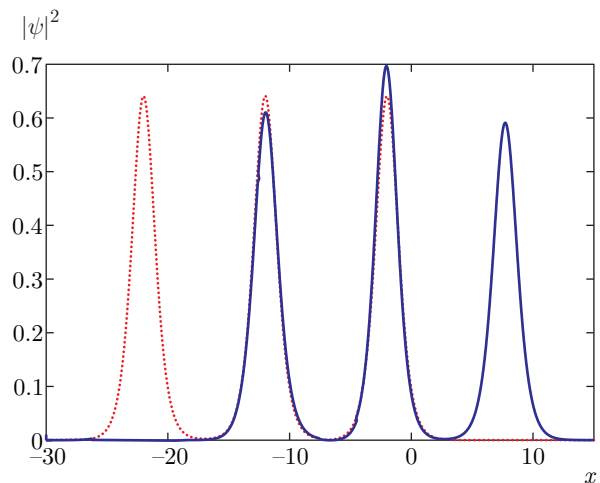


**Рис. 3.** Зависимость расстояния от наночастицы до ПС  $r(\tau)$  при ЭМВ. Условия те же, что на рис. 2

На рис. 8–10 показана форма экситонных импульсов и траектория наночастицы после ее столкновения с пакетом солитонов для  $\text{Re } \chi < 0$ . В процессе взаимодействия наночастица приближается к ПС, что приводит к быстрому росту градиентной силы и изменению знака скорости наночастицы. В случае  $\text{Re } \chi < 0$  в тех же условиях расстояние  $r(\tau)$  растет, градиентная сила уменьшается и изменение траектории наночастицы не столь существенно.



**Рис. 4.** Смещение положения наночастицы вдоль ПС  $x_0(\tau)$  при ЭМВ. Условия те же, что на рис. 2



**Рис. 5.** То же, что на рис. 2, но при  $\alpha_0 = 1$  и  $\omega_J - \omega_{NP} = -3\gamma_{NP}$

### 3.1. Наночастица в потоке

Воздействие наночастицы на экситон возрастает с временем нахождения частицы вблизи экситона, а также с увеличением крутизны фронта импульса. Для наночастицы, находящейся в воде,  $\gamma \gg 1$  и критическую роль играет инерционность наночастицы, поскольку влияние остальных сил на ее динамику для рассмотренной системы и физических параметров относительно мало. Скорость наночастицы в движущейся жидкости (воде) в рассматриваемой наносистеме близка к скорости движения жидкости. Поскольку за характерное время жизни эк-

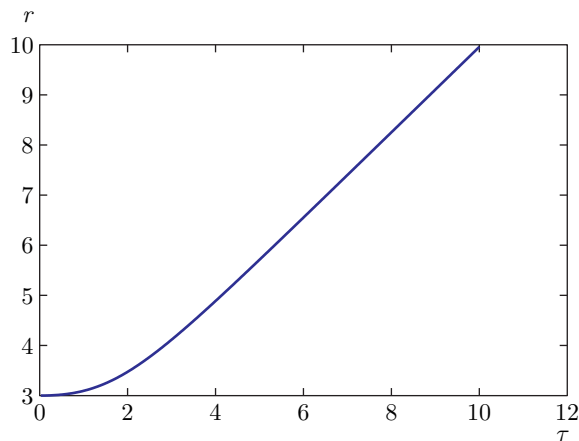


Рис. 6. Изменение расстояния от наночастицы до ПС  $r(\tau)$  при ЭМВ. Условия те же, что на рис. 5

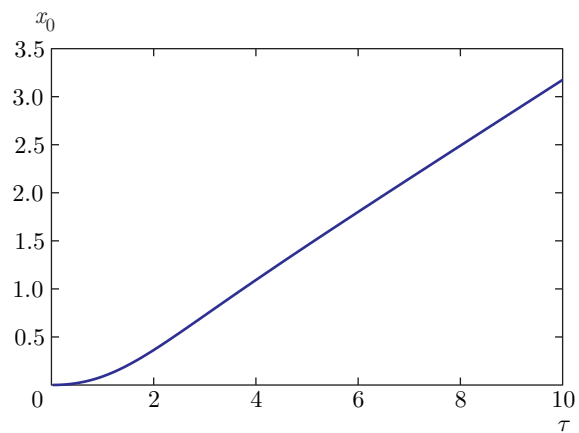


Рис. 7. Смещение наночастицы  $x_0(\tau)$  вдоль ПС при ЭМВ. Условия те же, что на рис. 5

ситона, порядка  $1/\gamma_J \sim 10^{-12}$  с, смещением положения частицы относительно жидкости вследствие ЭМВ можно пренебречь. Заметим, что для воды в случае рассмотренной физической наносистемы величина  $\gamma \partial_\tau s$  много больше градиентной силы практически во всем диапазоне параметров, кроме расстояний, меньших  $l$ , при которых построенная модель неприменима.

На рис. 11 показаны результаты численного моделирования взаимодействия поглощающей наночастицы, находящейся в воде, и цепочки из восьми солитонов с начальной амплитудой  $A = 0.75$  и скоростью  $v = 0$ . Наночастица, в начальный момент находящаяся в точке  $x_0(0) = 45, r(0) = 6$ , перемещается потоком воды, движущейся с постоянной скоростью  $\mathbf{v}_w = (-2, 0, 0)$  в интервале  $x_0 = 45 \rightarrow -5$ , вдоль оси  $J$ -агрегата. Учет силы гравитации не приводит к существенным смещениям положения наночастицы и, как следствие, к заметному изменению ЭМВ.

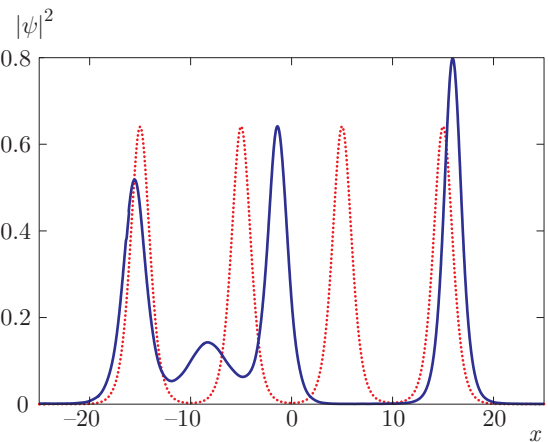


Рис. 8. Форма экситонов в момент времени  $\tau = 80$  после столкновения наночастицы с начальной скоростью  $\mathbf{v}_{NP} = (-1, 0, 0)$ , находящейся в точке  $x_0(0) = 25, r(0) = 6$ , с четырьмя неподвижными в начальный момент солитонами.  $|\psi(80, x)|^2$  и  $|\psi(0, x)|^2$  показаны соответственно сплошной и пунктирной линиями.  $R = 2, N_{tr} = 10, \omega_J - \omega_{NP} = 3\gamma_{NP}, \alpha_0 = -1$

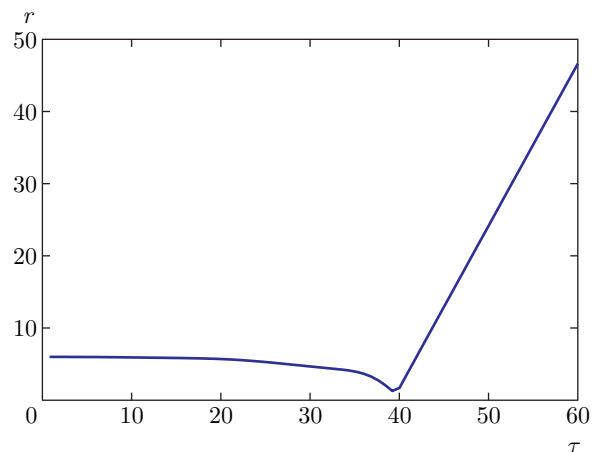
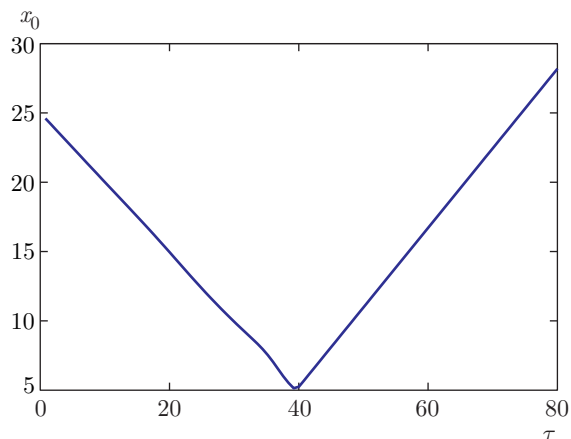
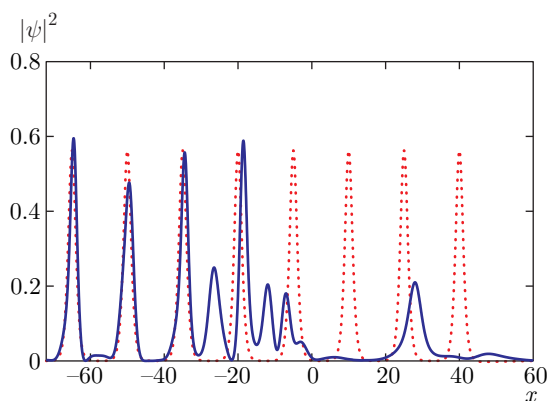


Рис. 9. Изменение расстояния от наночастицы до ПС при ЭМВ. Условия те же, что на рис. 8

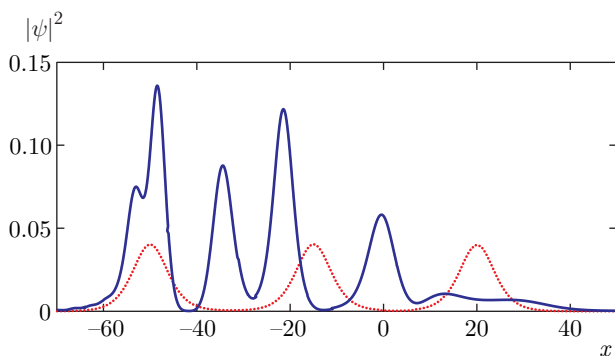
Учтем линейные потери в  $J$ -агрегате, добавив член  $-i\gamma_J\psi$  в правую часть уравнения (2). Если наночастица является усиливающей, т.е. с инверсией заселенности перехода ( $n_0 > 0$ ), то ЭМВ со слабо возбужденной ПС может сопровождаться генерацией и усилением экситонных импульсов. На рис. 12 и 13 показана форма экситонов, имеющих вид трех малоамплитудных солитонов, после прохождения на расстояние  $r = 5$  усиливающей наночастицы, равномерно перемещаемой потоком воды со скоростью  $\mathbf{v}_w = (-2, 0, 0)$  в интервале  $x = 35 \rightarrow -60$  с учетом потерь в  $J$ -агрегате ( $\gamma_J = 0.01$ ).



**Рис. 10.** Изменение координаты наночастицы  $x_0(\tau)$  при столкновении с пакетом из четырех солитонов при ЭМВ. Условия те же, что на рис. 8



**Рис. 11.** Форма экситонных импульсов  $|\psi(\tau, x)|^2$  в момент времени  $\tau = 50$ . Скорость наночастицы  $\mathbf{v}_{NP} \approx \mathbf{v}_w = (-1, 0, 0)$ , где  $\mathbf{v}_w$  — скорость движения потока воды.  $\gamma = 2000$ ,  $N_{tr} = 10$ ,  $R = 2$ ,  $\alpha_0 = -1$ . Пунктирной линией показана начальная форма  $|\psi(0, x)|^2$



**Рис. 12.** Форма  $|\psi(\tau, x)|^2$  экситонных импульсов после переноса наночастицы потоком воды параллельно оси  $x$  в момент времени  $\tau = 45$ . Пунктирной линией показан начальный вид  $|\psi(0, x)|^2$ .  $\gamma = 2000$ ,  $N_{tr} = 10$ ,  $R = 2$ ,  $\alpha_0 = -1$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучался механизм взаимодействия локальных полей возбуждений доменов в протяженной квазиодномерной среде и поля индуцированной поляризации движущейся наночастицы. Солитонные решения уравнения Шредингера (3) не имеют нелинейной фазы. Известно, что нелинейная фазовая модуляция может приводить к дополнительному сжатию импульса и росту его амплитуды. В системе уравнений (8) изменение координаты  $s$  наночастицы определяется градиентной силой, нелинейной по амплитуде  $\psi$ . Поэтому зависимость правой части уравнения (2) от положения наночастицы приводит к нелинейной модуляции фазы. Это легко показать, заменив для простоты формы потенциалов наночастицы и возбуждения среды, имеющих профиль солитона, гауссовыми и затем положив их ширины равными. В итоге находим, что в правой части уравнения (2) появляется фазовый множитель  $\exp(0.5ivx_0)$ . Поскольку координата наночастицы  $x_0(\tau)$  нелинейно зависит от амплитуды экситона, для  $v \neq 0$  и левитирующей наночастицы следует ожидать дополнительного сжатия экситонных импульсов из-за движения наночастицы. Как следствие, для неподвижного солитона ( $v = 0$ ) должна наблюдаться меньшая в начальный момент модуляция формы пакета и меньшее локальное усиление по сравнению со случаем  $v \neq 0$ .

При столкновении движущегося солитонного возбуждения с поглощающей наночастицей происходит деформация его формы, потеря энергии и скорости. Наночастица вследствие взаимодействия меняет положение и направление скорости. Если наночастица находится достаточно близко к ПС, то вследствие обратного действия ее индуцированной поляризации с полями диполей доменов возможно изменение ее скорости и траектории. Это свойство ЭМВ может быть использовано для перемещения или локализации наночастиц, находящихся, например, в полой трубке с поверхностью, покрытой поляризуемой средой. Эффект ЭМВ за короткое время порядка  $1/\gamma_J$  существен для наночастиц, молекул или биологических объектов малых размеров  $R \approx 1$  нм, находящихся вблизи ( $\sim 1-10$  нм) ПС. При длительном воздействии  $\tau_{int} \gg 1/\gamma_J$  заметное изменение траектории наночастицы может происходить на больших расстояниях и для наночастиц больших размеров. Изменение положения и контроль наночастиц экситонными импульсами вследствие ЭМВ может быть основой для аналога оптического пинцета на интервале, много меньшем длины волны. Перенос энергии накачки наноча-



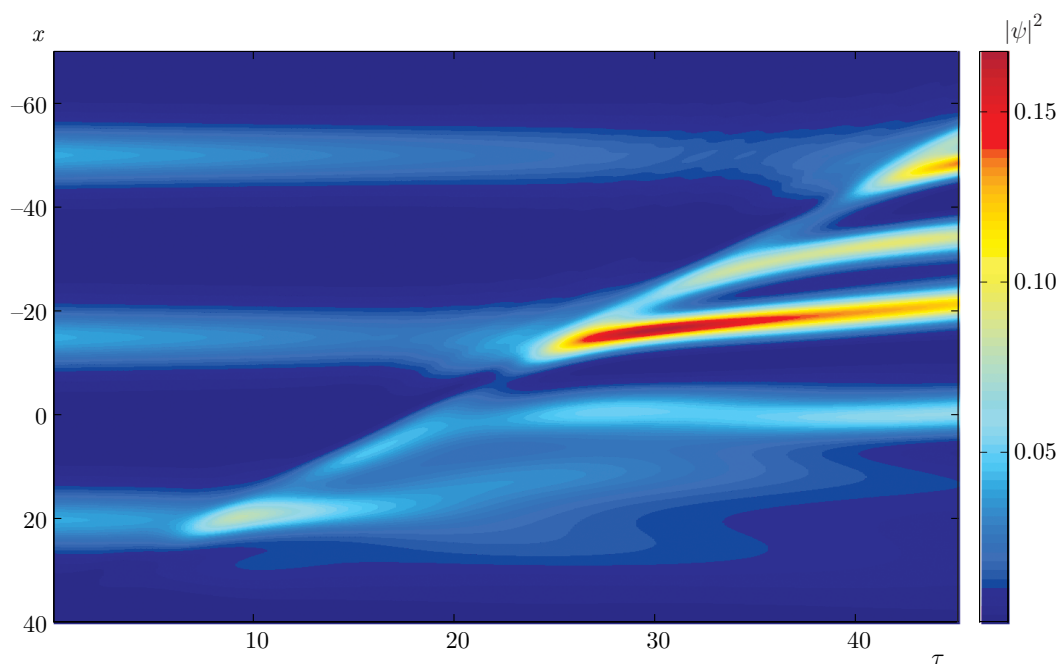


Рис. 13. То же, что на рис. 12. Динамика формы экситонных импульсов  $|\psi(\tau, x)|^2$

стицы в энергию экситона позволяет исследовать локальное, с масштабом, много меньшим длины волны света, воздействие на молекулярную, в том числе биологическую, среду, например, молекулу ДНК.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-03-03833).

### ЛИТЕРАТУРА

1. D. Grier, *Nature* **424**, 810 (2003).
2. M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant, *Nat. Photonics* **5**, 349 (2011).
3. M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 1391 (2014).
4. P. M. Bendix, L. Jauffred, K. Norregaard, and L. B. Oddershede, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.* **20**(3), 4800112 (2014).
5. A. Ashkin and J. M. Dziedzic, *Science* **235**, 1517 (1987).
6. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and T. Yamane, *Nature* **330**, 769 (1987).
7. W. Zhang, L. Huang, C. Santschi, and O. J. F. Martin, *Nano Lett.* **10**, 1006 (2010).
8. H. Zeng and F. Lin, *Phys. Rev. A* **50**, R3589 (1994).
9. A. S. Parkins and H. J. Kimble, *J. Opt. B* **1**, 496 (1999).
10. H. J. Mamin and D. Rugar, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3358 (2001).
11. J. Zhang, K. Peng, and S. L. Braunstein, *Phys. Rev. A* **68**, 013808 (2003).
12. Z. Hao, A. Erbil, and F. Ayazi, *Sens. Actuators A* **109**, 156 (2003).
13. A. N. Cleland and M. R. Geller, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 070501 (2004).
14. K. G. Libbrecht and E. D. Black, *Phys. Lett. A* **321**, 99 (2004).
15. H. A. Eggert, F. Y. Kuhnert, K. Buse, J. R. Adleman et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 241909 (2007).
16. I. Wilson-Rae, N. Nooshi, W. Zwerger, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 093901 (2007).
17. F. Marquardt, J. P. Chen, A. A. Clerk, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 093902 (2007).
18. A. Jamshidi, P. J. Pauzauskis, P. J. Schuck, A. T. Ohta et al., *Nat. Photonics* **2**(2), 85 (2008).
19. A. Cleland, *Optomechanics: Nature Phys.* **5**, 458 (2009).
20. A. V. Sorokin, A. A. Zabolotskii, N. V. Pereverzev et al., *J. Phys. Chem. C* **118**, 7599 (2014).
21. A. V. Sorokin, A. A. Zabolotskii, N. V. Pereverzev et al., *J. Phys. Chem. C* **119**, 2743 (2015).
22. A. A. Заболотский, *ЖЭТФ* **146**, 693 (2014).
23. Yu. B. Gaididei, K. Ø. Rasmussen, and P. L. Christiansen, *Phys. Rev. E* **52**, 2951 (1995).