

Дрейф частиц, обусловленный флуктуациями их размера

В. Ю. Зицерман^{a 1)}, Ю. А. Махновский^{b,c}, Л. И. Трахтенберг^d, Д. Е. Янг^{c 2)}, Ш. К. Лин^{c,e 2)}

^aОбъединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

^bИнститут нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, 119991 Москва, Россия

^cInstitute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, Taipei 106, Taiwan

^dИнститут химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

^eDepartment of Applied Chemistry, National Chiao Tung University, Hsinchu 300, Taiwan

Поступила в редакцию 12 декабря 2016 г.

После переработки 9 января 2017 г.

Вносимые извне флуктуации размера частицы, находящейся в асимметричном окружении, приводят к ее направленному движению; это продемонстрировано на примере дрейфа частицы в периодическом асимметричном канале, обусловленного флуктуациями ее размера. Возникновение дрейфа обусловлено вариацией во времени энтропии частицы, а сопутствующие флуктуациям размера флуктуации коэффициента диффузии приводят к усилению дрейфа. Методом броуновской динамики изучено влияние геометрии канала, амплитуды и частоты флуктуаций на скорость дрейфа. Предложено огрубленное аналитическое описание процесса, предсказания которого находятся в удовлетворительном согласии с результатами моделирования.

DOI: 10.7868/S0370274X17050125

Введение. Сравнительно недавно, на примере ряда явлений, обнаружено, что в пространственно-периодических системах с нарушенной зеркальной симметрией направленные макроскопические потоки могут возникать даже в отсутствие макроскопических сил или термодинамических градиентов, а лишь благодаря порождаемым внешним источником процессам (химические реакции, фотостимулированные переходы, флуктуирующие поля), которые регулярно или случайно разрушают равновесие (детальный баланс). Одним из наиболее известных примеров этого, так называемого рэтчет-эффекта, является возникновение постоянного электрического тока под действием высокочастотного электромагнитного поля в средах без центра симметрии (фотогальванический эффект) [1]. Возросший в последние годы интерес к проблеме индуцируемого флуктуациями транспорта обусловлен потребностью прояснить механизмы функционирования молекулярных белковых моторов, конвертирующих энергию биохимических реакций в направленное движение [2]. Другой мощный источник мотивации – необходимость создания устройств, которые, будучи снабжены энер-

гией, способны совершать контролируемое движение на наноуровне [3].

Фундаментальная значимость рэтчет-эффекта для неравновесной статистической механики была впервые продемонстрирована Р.Фейнманом в его детальном анализе конструкции “храповик-собачка” [4]. Модели, обеспечивающие реализацию этого эффекта, получили название рэтчетов или броуновских моторов [5]. Обширные исследования в этой области представлены с должной полнотой и системностью в обзорах [6, 7]. основополагающие работы базировались на рассмотрении броуновской частицы в одномерном асимметричном периодическом потенциале, моделирующем взаимодействие частицы и трека, вдоль которого она движется (см., например, [6]). При этом разрушение равновесия осуществлялось либо за счет флуктуаций потенциала [8], либо под действием зависящей от времени (регулярно или случайно) силы [9].

В системах более высокой размерности необходимая для реализации рэтчет-эффекта лево-правая асимметрия может быть обеспечена за счет нарушенной симметрии геометрии локального окружения даже в отсутствие потенциальных взаимодействий. Впервые это было показано на примере направленного движения частицы в среде с периодически расположенными асимметричными рассеивателями, где

¹⁾e-mail: vz1941@mail.ru

²⁾D.-Y. Yang, S.H. Lin.

движение возникало под действием осциллирующей силы с нулевым средним [10]. Однако большая часть исследований так называемых геометрических рэтчетов связана с анализом броуновского движения в трубках и каналах с периодически меняющимся сечением, в которых область пространства, доступного для диффундирующей частицы (энтропия частицы) зависит от ее положения. В таких системах при определенных условиях транспорт частиц удается трактовать в терминах диффузии в 1D периодическом энтропийном потенциале [11], аналогично тому, как это делается в задаче о диффузии в обычном энергетическом потенциале. Исходя из этой аналогии, следует ожидать, что периодические или случайные несмещенные воздействия на частицу в асимметричных трубках и каналах могут приводить к ее направленному дрейфу. Интересно, что комбинация энергетического и энтропийного механизмов выпрямления способствует усилению эффекта и, более того, может генерировать направленное движение даже тогда, когда каждый из механизмов по отдельности это сделать не в состоянии [12].

Энтропийные рэтчеты, как и традиционные энергетические, различают на индуцируемые флуктуациями силы (entropic rocking ratchets) и индуцируемые флуктуациями потенциала (entropic flashing ratchets). Анализ моделей первой группы продемонстрировал возможность выпрямления знакопеременных сигналов за счет чисто энтропийных эффектов (entropic rectification) [13, 14] и позволил предложить эффективный энтропийный механизм разделения наночастиц по размерам (entropic splitting) [15]. Предпринимались также попытки обсудить механизмы работы энтропийных моторов второй группы [16]. Все они исходили из того, что изменение энтропийного потенциала осуществляется за счет временной вариации стенок, ограничивающих диффузию, оставляя без внимания тот факт, что подвижные стенки влияют на движение жидкости (и, следовательно, частицы) гораздо сильнее, чем на диффузию частицы.

В данном письме предложен альтернативный путь создания броуновского мотора, индуцируемого флуктуациями энтропийного потенциала. Предлагаемая конструкция основана на следующей идее: флуктуации размера частицы, находящейся в асимметричном локальном окружении, порождают ее дрейф. Следует отметить, что обратимое изменение размера наноразмерных объектов (макромолекул и молекулярных агрегатов) как отклик на внешний стимул (фотооблучение, электрическое поле, химическая активность среды) является в настоя-

щее время надежно установленным фактом, имеющим множество проявлений. Один из известных примеров – наночастицы, состоящие из фотохромных групп, диаметр которых уменьшается вдвое и восстанавливается исходное значение под действием импульсов УФ-облучения, создающих и разрушающих перекрестные связи между группами [17]. Еще один пример – частицы фоточувствительного микрогеля, обратимые изменения размеров которых достигаются чередованием УФ и видимого облучений [18].

Иллюстрируя сформулированную выше идею, мы рассмотрим дрейф частицы в периодическом асимметричном канале, который возникает в результате флуктуаций ее размера, обусловленных случайным внешним воздействием. Мы обсудим основные свойства такого мотора, сопоставляя результаты моделирования, выполненного методом броуновской динамики, с аналитической оценкой, построенной на основании интуитивных аргументов, отражающих физику рассматриваемого процесса.

Модель. Рассмотрим броуновскую частицу, диффундирующую в двумерном периодическом канале, симметричном относительно своей оси x (рис. 1). Положение верхней $y_h(x)$ и нижней

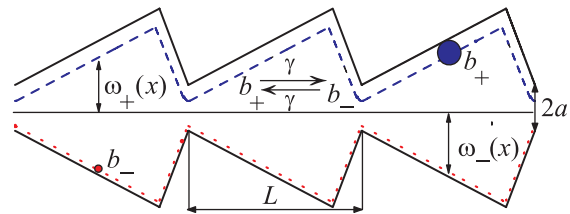


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема модели. Броуновская частица в двумерном периодическом канале, стенки которого определяются уравнением (1). Радиус частицы флуктуирует между b_+ и b_- в соответствии с формулой (2). Пунктирная и точечная линии отвечают предельным положениям центра частицы в состояниях “+” и “-”, соответственно. Полуширина области, доступной для диффузии, $\omega_{\pm}(x)$ дается уравнением (3)

$y_1(x)$ стенок элементарной ячейки канала задается функцией

$$y_h(x) = -y_l(x) = a + \begin{cases} k_1 x, & 0 \leq x < C, \\ k_2(L - x), & C \leq x < L, \end{cases} \quad (1)$$

где $2a$ – размер отверстия, соединяющего соседние ячейки, L – период канала, k_1 и k_2 характеризуют наклон границы в пределах левого и правого сегментов ячейки, а через C обозначено значение x , при котором ширина канала максимальна. Условие $k_1 \neq k_2$ определяет асимметрию канала.

Блуждающая частица может находиться в двух состояниях, “+” и “-”, переходы между которыми происходят скачкообразно в результате внешнего воздействия. Предполагается, что времена переходов распределены по экспоненциальному закону, т.е. динамика переходов описывается марковским дихотомическим процессом, который символически удобно записать в виде

$$\boxed{+} \xrightleftharpoons[\gamma]{\gamma} \boxed{-}, \quad (2)$$

где для простоты скорость переходов γ (среднее число переходов в единицу времени) в обоих направлениях принята одинаковой. В состояниях “+” и “-” радиус частицы различен и соответственно равен b_+ и b_- . Для определенности будем считать, что $b_+ > b_-$. В силу соотношения Стокса-Эйнштейна коэффициент диффузии частицы флуктуирует вместе с ее радиусом, $D_{\pm} \propto 1/b_{\pm}$.

Заметим, что даже в отсутствие внешнего воздействия, когда система находится в состоянии равновесия, возможны спонтанные переходы между состояниями “+” и “-”. В полном соответствии со вторым началом термодинамики, они удовлетворяют условию детального баланса и сами по себе не могут породить направленное движение. Спонтанные переходы происходят значительно реже, чем индуцируемые, поэтому в формуле (2) ими пренебрегают.

Область, доступная для диффузии твердой частицы конечного радиуса, меньше, чем площадь канала, определенная формулой (1). Линия, ограничивающая движение центра частицы удалена от стенки канала на расстояние b_+ или b_- , в зависимости от состояния частицы. Полуширина левого сегмента элементарной ячейки области, доступной для частицы радиуса b_{\pm} , равна

$$\omega_{\pm}(x) = a + \begin{cases} -\sqrt{b_{\pm}^2 - x^2}, & 0 < x \leq \varepsilon_{\pm}, \\ k_1 x - b_{\pm} \sqrt{1 + k_1^2}, & \varepsilon_{\pm} < x \leq c_{\pm}, \end{cases} \quad (3)$$

где $\varepsilon_{\pm} \equiv (k_1/\sqrt{1 + k_1^2})b_{\pm}$ и $c_{\pm} = C + b_{\pm}(\sqrt{1 + k_1^2} - \sqrt{1 + k_2^2})/(k_1 + k_2)$. Полуширина правого сегмента ячейки такой эффективной структуры дается этой же формулой, в которой x заменяется на $L - x$, k_1 и k_2 меняются местами, а C остается неизменным.

Удобно свести исходную задачу о движении частицы с флуктуирующим радиусом в канале фиксированной формы, определяемой формулой (1), к задаче о движении точечной частицы с флуктуирующим коэффициентом диффузии в канале флуктуирующей формы, определяемой формулой (3). В режиме сильного трения, когда оно доминирует над

инерцией, динамика точечной частицы описывается стохастическим дифференциальным уравнением

$$\dot{\mathbf{r}} = \sqrt{2D(t)} \boldsymbol{\xi}(t), \quad (4)$$

формулой (2) и отражающим граничным условием на стенках эффективного канала, полуширина которого попеременно меняется между $\omega_+(x)$ и $\omega_-(x)$. В (4) $\dot{\mathbf{r}}$ – радиус-вектор скорости частицы, $D(t)$ – зависящий от времени коэффициент диффузии, альтернирующий между D_+ и D_- по мере чередования “+” и “-” состояний, а двумерный вектор $\boldsymbol{\xi}(t)$ представляет δ -коррелированный двумерный гауссов процесс с нулевым средним (моделирующий тепловой шум). Тот факт, что частица диффундирует в энтропийном потенциале [11], профиль которого флуктуирует между $U_+(x) = -k_B T \ln[\omega_+(x)/a]$ и $U_-(x) = -k_B T \ln[\omega_-(x)/a]$ (k_B – постоянная Больцмана, T – температура), указывает, по аналогии с известным результатом теории броуновского движения во флуктуирующем энергетическом потенциале [8], на возможность возникновения ее направленного движения. Задача состоит в том, чтобы найти среднюю скорость дрейфа, определяемую как

$$v = \lim_{t \rightarrow \infty} \left\langle \frac{\Delta x(t)}{t} \right\rangle, \quad (5)$$

где $\Delta x(t)$ – смещение частицы за время t , а угловые скобки означают среднее по реализациям гауссова и дихотомического случайных процессов.

Традиционный подход к аналитическому исследованию диффузии в трубках и каналах переменного сечения основан на идее энтропийного потенциала и сведении задачи к решению одномерного уравнения, аналогичного уравнению Смолуховского, описывающему диффузию в энергетическом потенциале [11]. Такой подход оправдан в ситуациях, когда релаксация в поперечном направлении протекает почти мгновенно, что предполагает достаточно плавное изменение геометрии канала в пространстве и во времени. Сформулированная выше модель удовлетворяет этому условию лишь в пределе медленных перескоков между состояниями ($\gamma \rightarrow 0$), где скорость дрейфа пренебрежимо мала. Поэтому, изучая эффект в области параметров, обеспечивающих наиболее яркое его проявление, мы воспользовались методом броуновской динамики. Для удобства представления численных данных размерных величин все они соотнесены с характерными масштабами длины L , времени L^2/D_+ и скорости D_+/L (полагая $L = D_+ = 1$).

В ходе моделирования траектории частицы получались в результате численного интегрирования ме-

тодом Эйлера уравнения (4), принимая во внимание (2). Аппроксимируя диффузионный (винеровский) процесс случайным блужданием, характерный шаг последнего выбирался равным $5 \cdot 10^{-4}$, а его характерное время – $1.25 \cdot 10^{-7}$, т.е., по крайней мере, на два порядка меньше всех длин и времен, фигурирующих в задаче, что гарантировало хорошую точность численных расчетов. Отражающее граничное условие на стенках учитывалось зеркальным отражением частицы внутрь канала сразу же после того, как она оказывалась вне его пределов. Скорость дрейфа вычислялась согласно определению (5) путем усреднения по 10^5 траекторий. Моделирование выполнялось при $a = 0.3$, $b_+ = 0.25$, $k_1 = 0.3$, $k_2 = 1$ и трех значениях b_- (0.03, 0.0625 и 0.15) в широком интервале значений скорости переходов γ (от 1 до 10^5). Заметим, что вариация b_- (при фиксированном значении b_+) отражает вариацию амплитуды флуктуаций размера частицы.

Результаты моделирования. Основной качественный результат, выявленный методом броуновской динамики, состоит в том, что флуктуации размера частицы, находящейся в окружении асимметричной формы, порождают ее дрейф. Скорость дрейфа направлена в сторону стенки с большим наклоном (направо на рис. 1, где $k_2 > k_1$). Отметим, что в случае, когда флуктуирует сила, броуновский мотор (как энергетический [8], так и энтропийный [14]), движется в противоположную сторону.

Ключевой характеристикой любого рэчтестройства является то, как оно реагирует на изменение частоты вносимых возмущений, индуцирующих направленное движение. Зависимость скорости дрейфа v от скорости переключений γ показана на рис. 2 при нескольких значениях b_- . Символами представлены результаты моделирования. Как следует из рисунка, значимые значения v наблюдаются лишь в узком диапазоне γ . Тот факт, что скорость дрейфа частицы обращается в нуль как при очень быстрых, так и при очень медленных переключениях имеет простое объяснение. В низкочастотном пределе ($\gamma \rightarrow 0$) равновесие устанавливается в каждом из состояний, а в обратном пределе ($\gamma \rightarrow \infty$) – в усредненном энтропийном потенциале, что в обоих случаях исключает возможность направленного движения. Колоколообразный вид зависимости $v(\gamma)$ присущ моторам, управляемым флуктуациями потенциала [8]. Такое поведение $v(\gamma)$ качественно отличается от того, которое наблюдается в случае, когда мотор управляется флуктуирующей силой, где скорость v монотонно падает по мере роста γ [9, 14].

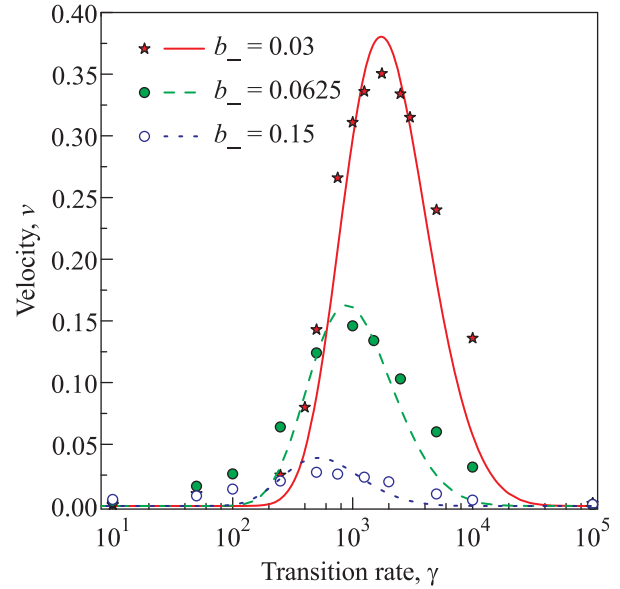


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость скорости дрейфа, индуцируемого флуктуациями размера частицы, от скорости переключений. Символами представлены результаты моделирования. Кривые рассчитаны по формуле (10) при разных значениях b_- , $b_+ = 0.25$, $D_+ = 1$, $D_- = b_+/b_-$. Значения величин γ и v даны в безразмерных единицах

Рис. 2 также иллюстрирует влияние амплитуды флуктуации $b_+ - b_-$ на величину эффекта. Как и следовало ожидать, максимум скорости быстро падает с ростом b_- . Так, при $b_- = 0.03$ максимум v равен 0.35, тогда как при $b_- = 0.15$ он снижается до 0.026. Амплитуда флуктуации влияет не только на величину, но и на положение максимума. С ростом b_- оно смещается в сторону меньших значений скорости перехода, от $\gamma \approx 2000$ при $b_- = 0.03$ до $\gamma \approx 500$ при $b_- = 0.15$. Одновременно при этом колокол $v(\gamma)$ несколько расширяется, в результате чего значения v на его ближнем хвосте могут оказаться большими при меньшей амплитуде флуктуации. Например, когда $\gamma < 50$, скорость дрейфа при $b_- = 0.15$ оказывается выше, чем при $b_- = 0.03$, хотя вершины соответствующих колоколов различаются почти в 14 раз.

Данные моделирования позволили выяснить роль флуктуаций коэффициента диффузии. Для этого мы сопоставили результаты данной модели с теми, которые получаются в искусственной модели, где размер частицы флуктуирует, а ее коэффициент диффузии D (в нарушение соотношения Стокса–Эйнштейна) – нет. В искусственной модели также наблюдался дрейф, однако его скорость в сходных условиях была значительно ниже. Отсюда следу-

ет, что флуктуации D , сами по себе не способные породить направленное движение, в комбинации с флуктуациями энтропийного потенциала приводят к существенному усилению эффекта. Кроме того, данные моделирования подтвердили тот очевидный факт, что скорость дрейфа тем больше, чем выше асимметрия канала, и обращается в ноль в отсутствие асимметрии.

Интересно, исходя из данных моделирования, оценить величину эффекта в размерных единицах. Предполагая, что движение частицы происходит в канале с периодом $L = 10^{-6}$ м, заполненном водой, динамическая вязкость которой равна 10^{-3} кг/(м·с), при комнатной температуре, получим, что в оптимальных условиях скорость дрейфа может достигать несколько десятых микрометров в секунду. Это по порядку величины совпадает с наблюдаемой экспериментально и предсказываемой теоретически в других работах [6, 7] скоростью индуцируемого флуктуациями транспорта на наноуровне.

Оценка скорости. Результаты компьютерного моделирования наглядно демонстрируют существование эффекта. Однако лишь аналитическая трактовка позволяет понять его причины и происхождение. Решить данную задачу строго вряд ли возможно, однако можно предложить приближенную оценку скорости дрейфа. Делая это, мы обобщаем метод, используемый в работе [8] при описании движения частицы в 1D флуктуирующем энергетическом потенциале (где он является асимптотически точным), на рассматриваемую здесь 2D задачу. Предлагаемая оценка основана на следующих интуитивных представлениях о протекании процесса:

1. Состояние “+”, в котором подвижность частицы относительно мала, а энтропийные барьеры относительно велики, не дает вклада в направленное движение. Роль его состоит в том, чтобы за время τ_+ сформировать близкое к однородному распределение частицы по ячейке, обеспечивая ее асимметричное распределение по x :

$$\rho_+(x) = \frac{\omega_+(x)}{\int_0^L \omega_+(x) dx}. \quad (6)$$

2. Оказавшись в состоянии “-”, частица, будучи удалена от стенок канала, диффундирует свободно. При этом вероятности того, что частица, в момент перехода оказавшаяся в точке x , за время τ_- покинет ячейку $0 < x < L$ через правую или левую ее границы, равны $0.5 \operatorname{erfc}[(L-x)/\sqrt{4D_- \tau_-}]$ и $0.5 \operatorname{erfc}(x/\sqrt{4D_- \tau_-})$ соответственно, где $\operatorname{erfc}(z)$ – дополнительный интеграл вероятностей [19]. Тогда ре-

зультатирующее смещение частицы за время τ_- можно записать в виде

$$\Delta x = \alpha L/2 \int_0^L \rho_+(x) \{ \operatorname{erfc}[(L-x)/\sqrt{4D_- \tau_-}] - \operatorname{erfc}(x/\sqrt{4D_- \tau_-}) \}. \quad (7)$$

Значение масштабного параметра α (порядка единицы) находится сопоставлением с результатами численных расчетов. Одномерное описание, ведущее к формуле (7), отказывает, когда частица начинает ощущать влияние стенок канала. Корректировка (7), отражающая двумерный характер задачи, требует учета поперечной диффузионной релаксации.

3. Простейший путь учета влияния поперечной диффузии на продольный отклик системы состоит во введении экспоненциального фактора $e^{-\tau_-/t_{\text{rel}}}$, который замедляет смещение частицы (7) по мере ее приближения к стенке. Характерное время поперечной релаксации t_{rel} можно оценить следующим образом. Вблизи от границ ячейки распределение по y , первоначально локализованное в интервале $[-(a-b_+), (a-b_+)]$, в состоянии “-” расплывается на более широкий интервал $[-(a-b_-), (a-b_-)]$. Следуя [20], время релаксации, определяющее диффузионное выравнивание на отрезке, в данном случае можно записать как

$$t_{\text{rel}} = \frac{4(b_+ - b_-)(a - b_+)}{3D_-}. \quad (8)$$

На основании этих предположений скорость дрейфа частицы на временном интервале $(\tau_+ + \tau_-)$ равна

$$v(\tau_+, \tau_-) = \frac{\Delta x_-}{\tau_+ + \tau_-} e^{-\tau_-/t_{\text{rel}}}. \quad (9)$$

Указанную величину следует усреднить по реализациям τ_+ и τ_- , вероятности которых, в соответствии с (2), распределены с плотностью $\gamma e^{-\gamma \tau_{\pm}}$. В рамках огрубленного расчета оправдано заменить среднее от функции (9) функцией от среднего значения, которое в обоих состояниях одинаково. Вносимую при этом ошибку, обусловленную асимметрией (9) как функции τ_- , мы компенсируем, вводя эффективное среднее время $\langle \tau \rangle = \delta/\gamma$, где масштабный параметр $\delta > 1$ находится сопоставлением с результатами моделирования. В итоге мы приходим к желаемой оценке скорости дрейфа частицы

$$v(\gamma) = \frac{\alpha \gamma L}{4\delta} \exp\left(-\frac{\delta}{\gamma t_{\text{rel}}}\right) \times \int_0^L \rho_+(x) \{ \operatorname{erfc}[(L-x)/\sqrt{4\delta D_-/\gamma}] -$$

$$- \operatorname{erfc}(x/\sqrt{4\delta D_-/\gamma})\} dx. \quad (10)$$

Прежде всего, отметим, что полученная оценка воспроизводит все качественные закономерности процесса, следующие как из общих соображений, так и из анализа данных моделирования. Действительно, как и должно быть, из (10) следует, что эффект исчезает в симметричном канале ($k_1 = k_2$), в отсутствие флуктуаций ($b_+ = b_-$), когда $b_+ \rightarrow a$, а также в низкочастотном и высокочастотном пределах $\gamma \rightarrow 0$ и $\gamma \rightarrow \infty$. Формула (10) правильно указывает направление скорости частицы в сторону более крутой стенки, т.е. слева направо на рис. 1. Также подтверждается основанное на данных моделирования заключение о том, что флуктуации коэффициента диффузии приводят к росту скорости дрейфа.

На рис. 2, наряду с результатами моделирования, представлены кривые, рассчитанные по формуле (10) с $\alpha = 0.4$ и $\delta = 2.1$ при нескольких значениях b_- . Как видно из рисунка, оценка (10) находится в удовлетворительном количественном согласии с результатами компьютерного эксперимента в наиболее важной области γ , где эффект выражен наиболее ярко. В частности, она правильно предсказывает величину и положение максимума зависимости $v(\gamma)$, а также его сдвиг в сторону больших γ с ростом амплитуды флуктуаций размера. Таким образом, предлагаемая оценка скорости дрейфа (10), будучи в значительной мере упрощенной и огрубленной, тем не менее, адекватно отражает физику процесса, что проявляется в качественном и количественном согласии ее предсказаний с результатами моделирования.

Выводы. Происходящие под влиянием внешнего стимула флуктуации размера частицы, находящейся в локальном асимметричном окружении, приводят к ее направленному движению, даже в отсутствие макроскопических сил или термодинамических градиентов. Для иллюстрации эффекта рассмотрен дрейф частицы в периодическом асимметричном канале, обусловленный флуктуациями размера частицы. Методом броуновской динамики изучено влияние геометрии канала, амплитуды и частоты флуктуаций на скорость дрейфа. Показано, что дрейф направлен в сторону стенки с большим наклоном, а его скорость в оптимальных условиях может достигать нескольких десятых мкм/с. Обнаружено, что скорость дрейфа обращается в ноль при очень быстрых и очень медленных флуктуациях и достигает максимума в промежутке между этими пределами. Будучи обусловленным флуктуациями энтропийного потенциала, обсуждаемый эффект имеет чисто энтропийную природу. Сопутствующие флуктуации

коэффициента диффузии приводят к существенному увеличению скорости дрейфа. На основании интуитивных представлений о механизме процесса предложена огрубленная аналитическая оценка скорости дрейфа, предсказания которой находятся в удовлетворительном согласии с результатами моделирования.

Работа выполнена в рамках проекта ориентированных фундаментальных междисциплинарных исследований, проводимого совместно РФФИ и Министерством по науке и технологиям Тайваня (проект # 15-59-32405 РТ-оми). В.Ю.З. и Ю.А.М. благодарны также РФФИ за поддержку в рамках проекта # 14-03-00343. Д.Е.Я. и Ш.К.Л. благодарны Министерству по науке и технологиям Тайваня за поддержку, гранты # MOST104-2113-M-001-020 и # MOST104-2923-M-009-001 соответственно.

1. В. И. Белиничер, Б. И. Стурман, УФН **130**, 415 (1980).
2. P. C. Bressloff and J. M. Newby, Rev. Mod. Phys. **85**, 135 (2013); A. V. Kolomeisky, *Motor Proteins and Molecular Motors*, CRS Press, Boca Raton, FL (2015).
3. W. R. Browne and B. L. Feringa, Nat. Nanotechnol. **1**, 25 (2006); C. Cheng and J. F. Stoddart, Chem. Phys. Chem. **17**, 1780 (2016).
4. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures in Physics*, Addison-Wesley, Reading, MA (1963), v.1, ch.46 [Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике*, Мир, М. (1967), т. 4, гл. 46.
5. R. Bartussek and P. Hänggi, Phys. Bl. **51**, 506 (1995).
6. P. Reimann, Phys. Rep. **361**, 57 (2002).
7. P. Hänggi and F. Marchesoni, Rev. Mod. Phys. **81**, 387 (2009); D. Chowdhury, Phys. Rep. **529**, 1 (2013).
8. R. D. Astumian and M. Bier, Phys. Rev. Lett. **72**, 1766 (1994).
9. M. O. Magnasco, Phys. Rev. Lett. **71**, 1477 (1993).
10. I. Derényi and R. D. Astumian, Phys. Rev. E **58**, 7781 (1998).
11. R. Zwangig, J. Phys. Chem. **96**, 3926 (1992).
12. P. Margaretti, I. Pagonabarraga, and J. M. Rubi, Front. Phys. **1**, 21 (2013); Q. Chen, B.-Q. Ai, and J.-W. Xiong, Chaos **24**, 033119 (2014).
13. B.-Q. Ai and L.-G. Liu, Phys. Rev. E **74**, 051114 (2006); G. Schmid, P. S. Burada, P. Talkner, and P. Hänggi, Adv. Solid State Phys. **48**, 317 (2009); R. Wang, J.-N. Zhou, X.-M. Liu, and H. Xiao, Int. J. Mod. Phys. B **29**, 1550026 (2015).
14. V. Yu. Zitserman, A. M. Berezhkovskii, A. E. Antipov, and Yu. A. Makhnovskii, J. Chem. Phys. **135**, 121102 (2011); L. Dagdug, A. M. Berezhkovskii, Yu. A. Makhnovskii, V. Yu. Zitserman, and

- S. M. Bezrukov, J. Chem. Phys. **136**, 214110 (2012); Ю. А. Махновский, В. Ю. Зицерман, А. Е. Антипов, ЖЭТФ **142**, 603 (2012); А. Е. Антипов, В. Ю. Зицерман, Ю. А. Махновский, ЖТФ **83**, 15 (2013).
15. D. Reguera, A. Luque, P. S. Burada, G. Schmid, J. M. Rubi, and P. Hänggi, Phys. Rev. Lett. **108**, 020604 (2012).
16. В.-Q. Ai and L.-G. Liu, Chem. Phys. **344**, 185 (2008); В.-Q. Ai, J. Chem. Phys. **131**, 054111 (2009); H. Ding, H. Jiang, and Z. Hou, J. Chem. Phys. **143**, 244119 (2015).
17. D. Shi, M. Matsusaki, T. Kaneko, and M. Akashi, Macromolecules **41**, 8167 (2008).
18. H.-J. Zhang, Y. Xin, Q. Yan, L.-L. Zhou, L. Peng, and J.-Y. Yuan, Macromol. Rapid Commun. **33**, 1952 (2012).
19. М. Абрамовиц, А. Стиган, *Справочник по специальным функциям*, Наука, М. (1979).
20. А. М. Berezhtkovskii, Chem. Phys. **370**, 253 (2010).