

Туннельный механизм изменения направления движения пульсирующего рэтчета. Влияние температуры

В. М. Розенбаум^{+*1)}, И. В. Шапочкина^{+*}, Л. И. Трахтенберг^{×°}

⁺Белорусский государственный университет, 220050 Минск, Беларусь

^{*}Dalian University of Technology and Belarusian State University Joint Institute, Dalian University of Technology, 116024 Dalian, People's Republic of China

[×]Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

[°]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2023 г.

После переработки 26 июля 2023 г.

Принята к публикации 30 июля 2023 г.

Рассматривается пульсирующий рэтчет с пространственно периодическим двухъямным потенциальным профилем, флуктуирующим на полпериода. Направление движения в таком рэтчете определяется тем, преодоление какого из барьеров, окружающих мелкую потенциальную яму, имеет большую вероятность. При относительно высоких температурах, в соответствии с законом Аррениуса, вероятности преодоления барьеров определяются их высотами, а при температурах, близких к абсолютному нулю, когда движение рэтчета происходит по туннельному механизму, важна также и форма барьера. Поэтому для узкого высокого и низкого широкого барьеров механизм преодоления может оказаться различным и, кроме того, зависящим от температуры. В результате возможно температурно-индуцированное изменение направления движения рэтчета. Представлена простая интерполяционная теория, иллюстрирующая этот эффект. Сформулированы простые критерии к форме потенциального рельефа, используя которые можно экспериментально наблюдать обращение движения.

DOI: 10.31857/S1234567823170111, EDN: kbmmin

Среди разнообразных свойств наноразмерных систем, в которых направленное движение наночастиц возникает за счет рэтчет-эффекта, одно из впечатляющих – возможность управления направлением этого движения путем изменения какого-либо параметра системы, например, температуры окружения или частоты внутренних или внешних флуктуаций [1–4] (см. также обзор [5] и литературу, цитируемую в нем). Механизмы формирования направленного движения за счет неравновесных флуктуаций и асимметрии периодического потенциального профиля наночастицы существенно отличаются для двух основных классов рэтчетов, называемых рэтчетами с флуктуирующей силой (*rocking ratchet*) и рэтчетами с флуктуирующим (пульсирующим) периодическим профилем потенциальной энергии или просто пульсирующими рэтчетами (*pulsating* или *flashing ratchet*) [2, 3]. В первом из них неравновесные флуктуации потенциальной энергии наночастицы обусловлены воздействием внешней переменной (флуктуирующей) силы с нулевым средним значением, а во втором –

флуктуациями внутренних параметров самого этого потенциального профиля. Различные методы введения флуктуаций в систему приводят и к различным зависимостям потока частиц (средней скорости рэтчета) от коэффициентов пространственной и временной асимметрии потенциальной энергии наночастиц [6], а также к различному характеру его зависимости от частоты флуктуаций [7, 8]. Наиболее изучен первый класс рэтчетов, для которых преимущественно открывались новые свойства [3, 9].

Как известно [5], рэтчеты, принадлежащие первому классу, легче реализовать экспериментально, например, путем использования в качестве управляющих флуктуаций внешнего электромагнитного поля. Поэтому возможность регуляции движения за счет организации конкуренции пространственной и временной асимметрии потенциальной энергии была первой продемонстрирована для рэтчетов с флуктуирующей силой [10, 11] и лишь спустя почти 10 лет – для пульсирующих рэтчетов [12, 13]. Учет квантовых эффектов в механизмах функционирования микроскопических рэтчетов идет, очевидно, в той же последовательности.

¹⁾e-mail: vik-roz@mail.ru

В пионерской работе [1] было показано, что рэтчет с флуктуирующей силой, характеризующийся при достаточно высоких температурах, некоторым направлением движения, может изменить это направление на противоположное при низких температурах, когда туннельный механизм движения превалирует над классическим. Этот теоретический результат был подтвержден экспериментально [14] (подробнее см. [15]). Для пульсирующих рэтчетов эффект изменения направления движения не был известен.

В данной работе показана возможность обращения движения благодаря туннельному эффекту для пульсирующих рэтчетов. Модель высокоэффективного броуновского мотора с периодическим двухъямным потенциальным профилем, флуктуирующим на полпериода [16, 17], взята в качестве базовой модели и расширена учетом туннелирования. Направление движения в таком рэтчете определяется тем, для какого из барьеров, окружающих мелкую потенциальную яму, вероятность его преодоления больше.

На рисунке 1 мелкая потенциальная яма ограничена слева высоким и узким барьером, а справа – низким и широким. При высоких температурах вероятность преодоления барьера, согласно закону Аррениуса, определяются только его высотой. Поэтому правый барьер преодолевается легче, и частица с большей вероятностью окажется в правой глубокой потенциальной яме. Дихотомные флуктуации потенциального профиля $V(x)$ на половину пространственного периода $L/2$ означают, что если в одном из состояний дихотомного процесса потенциальный рельеф описывается функцией $V(x)$, то в другом дихотомном состоянии он будет сдвинут на $L/2$ с полным сохранением формы и описываться функцией $V(x \pm L/2)$. Вследствие таких флуктуаций частица, находящаяся в глубокой яме к концу времени жизни данного профиля, перебрасывается вертикально в мелкую яму сдвинутого профиля. После этого процесс повторяется в сдвинутом профиле. За счет энергии, приобретаемой частицей при сдвигах потенциальных профилей, возникает среднее направленное движение направо (см. красные стрелки направо на рис. 1), являющееся сутью рэтчет-эффекта.

При температурах в области абсолютного нуля термоактивационное движение рэтчета замораживается и начинает доминировать туннелирование, для которого становится важной как высота потенциальных барьеров, так и их ширина. При должном подборе параметров потенциального профиля вероятность туннелирования через узкий высокий барьер окажется больше, чем через широкий низкий. Поэтому опи-

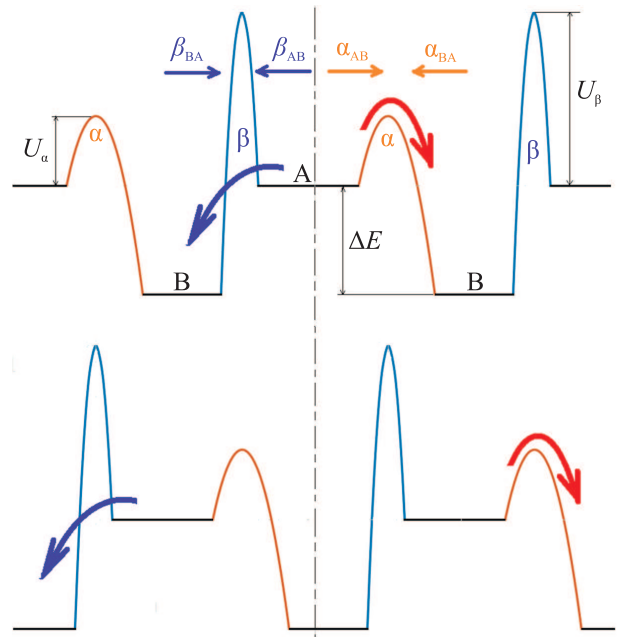


Рис. 1. (Цветной онлайн) Двухъямные потенциальные профили пульсирующего рэтчета, сдвигающиеся на полпериода (верхний и нижний профили). Мелкая и глубокая потенциальные ямы обозначены через А и В. Широкий низкий и узкий высокий барьеры обозначены через α и β . Константы скоростей переходов через барьеры обозначены соответствующими символами барьеров и индексами ям, последовательность которых указывает направление перехода. Стрелки направо и налево (красные и синие) указывают направления движения рэтчета, функционирующего за счет процессов термоактивации или туннелирования

санный выше процесс функционирования пульсирующего рэтчета реализуется и при низких температурах, вплоть до абсолютного нуля, с тем принципиальным отличием, что направление движения обращается с понижением температуры (см. синие стрелки налево на рис. 1).

Описанный туннельный механизм обращения движения пульсирующего рэтчета не был известен ранее и составляет основное содержание данной статьи. Он отличается от приведенного в работе [1] для рэтчета с флуктуирующей силой тем, что малая флуктуирующая сила сама приводила к нужным искажениям формы единственного барьера на периоде, тогда как для обращения движения пульсирующего рэтчета требуется хотя бы два барьера на периоде с определенным соотношением их высот и ширин. Далее мы приводим количественный анализ обсуждаемого эффекта на основе строгого результата кинетического описания рэтчета пульсирующего типа [17, 18], в котором фигурируют

константы скоростей преодоления потенциальных барьеров. Для высоких и предельно низких температур эти константы могут быть представлены простыми аналитическими соотношениями (законом Аррениуса и формулой Гамова, соответственно [19, 20]), позволяющими выявить условия, при которых эффект обращения движения имеет место. В области промежуточных температур представлено простое интерполяционное описание, использующее температуру, разделяющую области доминирования термоактивационного и туннельного механизмов преодоления потенциальных барьеров (*crossover temperature*) [21–23]. Цель такого упрощенного описания в области промежуточных температур состоит в том, чтобы дать читателю понимание ключевых особенностей температурной зависимости средней скорости рэтчета (включая обращение движения). Строгое описание температурной зависимости констант скоростей переходов [24] выходит за рамки данной статьи, ставящей целью показать только возможность эффекта обращения движения для пульсирующих рэтчетов.

Аналитические решения уравнения Смолуховского, описывающие характеристики классического сверхзатухающего пульсирующего рэтчета с периодическим асимметричным потенциальным профилем, сдвигающимся на полпериода, получены в работе [16]. При относительно высоких температурах, соответствующих тепловой энергии, не превышающей энергетических барьеров, движение броуновской частицы можно рассматривать как прыжковое и воспользоваться кинетическим описанием. Такое описание для рассматриваемого рэтчета проводилось в работе [17] для стохастического дихотомного процесса флуктуаций (сдвигов) потенциального профиля, а в работе [18] и для детерминистических флуктуаций (детерминистического дихотомного процесса), при которых каждый профиль характеризовался заданным временем жизни τ_+ и τ_- . Для стохастического дихотомного процесса эти времена заменяются средними частотами переходов между профилями $\langle\tau_+^{-1}\rangle$ и $\langle\tau_-^{-1}\rangle$, сумма которых задает важную характеристику флуктуаций – обратное время корреляции Γ . В случае симметричного дихотомного процесса $\tau_+ = \tau_-$ величина Γ связана с его периодом (средним периодом) соотношением $\Gamma = 4/\tau$.

В рамках кинетического подхода дихотомные сдвиги двухъямного потенциального профиля на полпериода описываются антисимметричной моделью [18]. Эта модель характеризуется заданными константами скоростей переходов α_{AB} , α_{BA} и β_{BA} , β_{AB} через каждый потенциальный барьер α и β в

обоих направлениях (рис. 1), а также равными значениями τ_+ и τ_- . В отсутствие силы нагрузки, которую обычно рассматривают при вычислении энергетических характеристик рэтчетов, для констант скоростей, соответствующих обратным переходам, справедливо соотношение детального баланса [25]

$$\alpha_{BA} = \alpha_{AB} e^{-\Delta E/k_B T}, \quad \beta_{BA} = \beta_{AB} e^{-\Delta E/k_B T}, \quad (1)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, а ΔE – разность энергий нулевых колебаний в потенциальных ямах А и В, приближенно равная разности минимумов энергий этих ям, если они имеют близкую кривизну. Использование соотношений (1) существенно упрощает общие выражения, полученные в работе [18], и позволяет прийти к простому результату для потока частиц J (средняя скорость рэтчета $\langle v \rangle$ связана с потоком соотношением $\langle v \rangle = J L$, где L – пространственный период потенциального профиля):

$$J = \frac{1}{4} \Gamma \varphi(\Gamma) \frac{\alpha_{AB} - \beta_{AB}}{\alpha_{AB} + \beta_{AB}} \tanh(\Delta E/2k_B T). \quad (2)$$

Здесь функция $\varphi(\Gamma)$ обратного времени корреляции Γ определяется следующими выражениями для детерминистического и стохастического дихотомного процесса:

$$\varphi(\Gamma) = \begin{cases} \tanh(\Sigma/\Gamma), & \text{deterministic,} \\ \Sigma(\Sigma + \Gamma)^{-1}, & \text{stochastic,} \end{cases} \quad (3)$$

$$\Sigma = (\alpha_{AB} + \beta_{AB})(1 + e^{-\Delta E/k_B T}).$$

Выражение (2) допускает наглядную физическую интерпретацию. При $\Delta E > 0$ (т.е. когда барьеры β и α окружают мелкую потенциальную яму соответственно слева и справа, как показано на рис. 1) знак потока J определяется знаком разности $\alpha_{AB} - \beta_{AB}$. Это означает, что направление движения рэтчета происходит в направлении от менее глубокой ямы к тому соседнему барьеру, вероятность преодоления которого больше. В случае одинаковых барьеров α и β ($\alpha_{AB} = \beta_{AB}$) или одинаковых потенциальных ям А и В ($\Delta E = 0$) рэтчет эффект отсутствует, так как рассматриваемый потенциальный профиль описывается симметричной периодической функцией [26]. Сопоставление ям и барьеров исходного потенциального профиля и сдвинутого на полпериода (рис. 1) приводит к важному наблюдению: направленное движение возникает только при одновременных флуктуациях параметров потенциальных барьеров и ям этого пульсирующего рэтчета [27, 28].

Явный вид выражений для констант скоростей переходов α_{AB} и β_{AB} через правый и левый барьеры определяется типом учитываемых процессов. Для

оптимизации представления однопериодных выражений для барьеров α и β введем обозначение γ для константы скорости преодоления произвольного барьера и представим температурную зависимость этой константы в виде:

$$\gamma(T) = k_0 e^{-S_\gamma(T)}, \quad \gamma = \alpha, \beta. \quad (4)$$

Здесь предэкспоненциальный множитель k_0 , имеющий смысл частоты соударений частицы с потенциальным барьером, можно, с экспоненциальной точностью, считать не зависящим от температуры, так что вся температурная зависимость заключена в показателе экспоненты – функции $S_\gamma(T)$.

При относительно высоких температурах справедлив закон Аррениуса, для которого $S_\gamma(T) = U_\gamma/k_B T$. При температурах, стремящихся к абсолютному нулю, функция $S_\gamma(0)$ должна следовать формуле Гамова

$$S_\gamma(0) = \frac{2}{\hbar} \int_a^b dx \sqrt{2m[U_\gamma(x) - E]}, \quad (5)$$

где \hbar – постоянная Планка, m – масса частицы, E – ее энергия, задающая границы потенциального барьера a и b . Критерий температуры для границы, разделяющей температурную область, в которой туннельные переходы преобладают над аррениусовскими, для параболического барьера имеет вид [21–23]:

$$T_\gamma^* = \hbar \Omega_\gamma (2\pi k_B)^{-1}, \quad \Omega_\gamma \equiv \sqrt{|U_\gamma''(x_{\max})|}/m, \quad (6)$$

где x_{\max} – координата максимума барьера. Учет диссипации, характеризуемой коэффициентом трения ζ , приводит к замене в выражении (6) “барьерной” частоты Ω_γ фактором [1, 19]

$$\mu = \frac{\sqrt{\zeta^2 + 4m|U_\gamma''(x_{\max})|} - \zeta}{2m}, \quad (7)$$

стремящимся к $|U_\gamma''(x_{\max})|/\zeta$ при $m|U_\gamma''(x_{\max})| \ll \zeta^2$.

Таким образом, в широкой области температур, удовлетворяющей неравенствам $T_\gamma^* \ll T < U_\gamma/k_B$, справедлив закон Аррениуса и знак потока J определяется знаком разности высот барьеров, окружающих мелкую потенциальную яму:

$$\text{sign } J = \text{sign}(U_\beta - U_\alpha). \quad (8)$$

Поскольку в области предельно низких температур $T \ll T_\gamma^*$ можно использовать формулу Гамова (5), то в этой области

$$\text{sign } J = \text{sign}(U_\beta/T_\beta^* - U_\alpha/T_\alpha^*). \quad (9)$$

Если ввести параметр ширины потенциального барьера Δx_γ , то величину $S_\gamma(0)$ можно записать как

$S_\gamma(0) = \kappa \hbar^{-1} \Delta x_\gamma \sqrt{2mU_\gamma}$, где κ – числовой множитель, зависящий от формы барьера. Так, для прямоугольного барьера κ равно 2, для параболического $\kappa = \pi/2$ и $S_\gamma(0) = U_\gamma/k_B T_\gamma^*$, а для треугольного $\kappa = 4/3$. Тогда соотношение (9) можно представить в виде $\text{sign } J = \text{sign}(\Delta x_\beta \sqrt{U_\beta} - \Delta x_\alpha \sqrt{U_\alpha})$, справедливым для барьеров разной формы.

Сопоставляя уравнения (8) и (9), приходим к выводу, что условия обращения движения при переходе от термоактивационного к туннельному механизму преодоления барьеров в пульсирующем рэтчете с потенциалом, флуктуирующем на полпериода, можно представить в следующих двух эквивалентных формах:

$$\left(\frac{\Delta x_\beta}{\Delta x_\alpha}\right)^2 < \frac{U_\alpha}{U_\beta} < 1, \quad \frac{T_\alpha^*}{T_\beta^*} < \frac{U_\alpha}{U_\beta} < 1. \quad (10)$$

Эти условия как раз и означают, что обращение движения происходит, когда меньшее единицы отношение высот барьеров, окружающих мелкую потенциальную яму, будет превышать отношение соответствующих граничных температур (6) или квадрат обратного отношения ширины этих барьеров.

Рассмотрим температурную зависимость потока (2) при термоактивационном механизме преодоления потенциальных барьеров. Использование аррениусовского закона для констант скоростей переходов дает зависимости потока от обратной температуры, представленные сплошными линиями в левой части графика и на вставке рис. 2. Немонотонность в области высоких температур обусловлена стохастическим резонансом, проявляющимся в нелинейных системах, когда отклик системы имеет резонансоподобное поведение в зависимости от уровня шума (температуры) [29].

Проявление стохастического резонанса в температурных зависимостях характеристик вращательных полярных рэтчет систем (для которых различия двух классов рэтчетов стираются) под действием переменного электрического поля подробно исследовалось в работе [28]. Характерной особенностью стохастического резонанса является увеличение температуры максимума отклика системы при увеличении частоты внешнего поля. В нашем случае такой частотой служит обратное время корреляции флуктуаций Γ . На вставке к рис. 2 кривая 2 соответствует значению Γ которое в 10 раз больше, чем значение Γ для кривой 1. При этом максимум обратной температурной зависимости потока сдвигается влево так, что температура максимума кривой 2 примерно в два раза больше аналогичной температуры кривой 1. Это

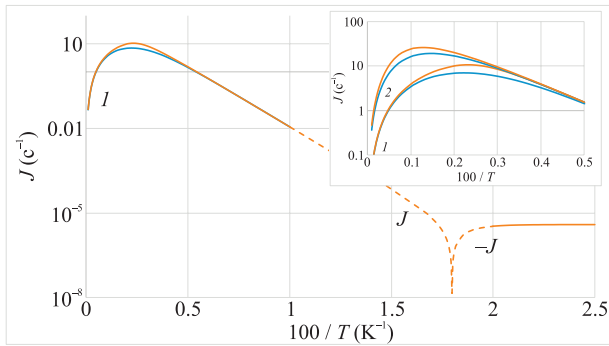


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость потока (логарифмическая шкала) от обратной температуры, рассчитанная по формуле (2). Сплошные линии в областях высоких и предельно низких температур соответствуют аррениусовским константам скоростей переходов и рассчитанным по формуле Гамова (5) для параболических барьеров. Верхние и нижние кривые в области максимумов (оранжевые и синие) соответствуют детерминистическим и стохастическим дихотомным флуктуациям. Пунктирной линией представлено схематическое поведение потока в области промежуточных температур, где происходит обращение движения. При расчетах использованы следующие значения параметров: $U_\alpha/k_B = 1000$ К, $T_\alpha^* = 50$ К, $U_\beta/k_B = 2500$ К, $T_\beta^* = 140$ К, $\Delta E/k_B = 500$ К, $k_0 = 1$ кГц, $\Gamma = 0.1$ кГц (кривая 1), $\Gamma = 1$ кГц (кривая 2)

говорит о том, что мы действительно имеем дело со стохастическим резонансом.

Только в узкой температурной области вблизи максимума стохастического резонанса наблюдается расщепление температурных зависимостей потока на кривые, описывающие детерминистические и стохастические дихотомные флуктуации сдвигов потенциального профиля на полпериода. В остальной области температур эти зависимости вырождены.

Такое поведение легко объясняется видом функции $\varphi(\Gamma)$ (3) для детерминистического и стохастического дихотомного процесса. При фиксированном значении Γ в области высоких температур $\Sigma \gg \Gamma$ функция $\varphi(\Gamma)$ для обоих процессов приближенно равна 1 и поток пропорционален Γ . При низких температурах $\Sigma \ll \Gamma$ функция $\varphi(\Gamma)$ для обоих процессов приближенно равна Σ/Γ и поток перестает зависеть от Γ . Поэтому пары кривых 1 и 2 на рис. 2 сливаются в области низких температур, сильно различаются в области высоких температур, поскольку соответствуют различным значениям частот Γ , а в узкой области стохастического резонанса $\Sigma \approx \Gamma$, где функции $\varphi(\Gamma)$ для стохастического и детерминистического процессов различаются, происходит снятие вырождения внутри каждой пары.

Отметим, что область применимости используемого в данной статье кинетического подхода не допускает рассмотрение частот флуктуаций Γ , превышающих характерные частоты внутриямного движения (предэкспоненциальный множитель k_0 в (4)). В области частот $\Gamma \gg k_0$ приближение прыжкового движения уже не допустимо, а строгое рассмотрение решений уравнения Смолуховского с непрерывными потенциалами дает исчезновение рэтчет эффекта при $\Gamma \rightarrow \infty$, как и должно быть [2] (наличие скачков потенциала допускает наличие рэтчет эффекта в сверхзатухающем режиме движения [16]). Тем не менее, при низких температурах, когда $\Sigma \ll \Gamma$, использование кинетического приближения вполне допустимо ввиду того, что вероятности преодоления барьеров $\exp[-S_\gamma(T)]$ экспоненциально малы. Поэтому $\Sigma \sim \gamma(T) \ll k_0$ и в области низких температур частота флуктуаций должна только попасть в следующий интервал $\Sigma \ll \Gamma \ll k_0$. Отметим также, что явление стохастического резонанса присуще и рэтчетам с флуктуирующей силой (*rocking ratchets*) [28]. Тем не менее, в работе [1], исследовавшей именно этот класс рэтчетов, стохастический резонанс не отмечался, поскольку рассматривался только адиабатический (низкочастотный) режим движения.

Сплошная линия на рис. 2 в области предельно низких температур соответствует отрицательно туннельному потоку рэтчета, рассчитанному по формуле (2) с константами скоростей переходов (4), в которых $S_\gamma(0) = U_\gamma/k_B T_\gamma^*$, где температура T_γ^* определялась формулой (6) для параболических барьеров. Значения параметров выбирались такими, чтобы удовлетворялось условие (10) обращения знака потока с изменением температуры.

Чтобы схематически описать характерное поведение температурной зависимости потока в той области, где он изменяет знак, мы воспользовались несколько грубым, но часто используемым представлением полных констант скоростей преодоления потенциальных барьеров как суммы аррениусовского и туннельного вкладов (см. формулу (9.1) и обсуждение простой квантовой теории переходного состояния в [19]). Причина употребимости такого представления состоит в том, что оно правильно воспроизводит значения констант скоростей переходов в областях высоких и низких температур: при высоких температурах за счет малости туннельного вклада по сравнению с аррениусовским, а во второй – за счет экспоненциально быстрого стремления последнего к нулю. Пунктирная линия на рис. 2 представляет результат такого описания. Обращение знака потока (возникновение точки остановки рэтчета) происхо-

дит при температуре $T \approx 56$ К, попадающей в интервал (T_α^*, T_β^*) и близкой к значению $T_\alpha^* = 50$ К.

Отметим, что для полного описания температурной зависимости потока в области изменения его знака и определения температуры, соответствующей точке останова рэтчета, надо учитывать, что константа скорости туннелирования частиц зависит от их массы, параметров преодолеваемого барьера, свойств среды и температуры. Известно несколько механизмов экспоненциальной зависимости константы скорости от температуры (4). Например, для переноса электрона в полярной среде температурная зависимость определяется энергией ее реорганизации, для туннелирования атомов и ионов основную роль играют межмолекулярные колебания, меняющие величину и форму потенциального барьера, а также реорганизация среды [23, 24, 30–34]. Заметную роль играет и диссипация энергии при туннелировании при нулевой и произвольной температурах [19, 35–39].

В данной статье для анализа температурной зависимости потока (включая исследование возможности его обращения) в высокоэффективном пульсирующем рэтчете с периодическим двухъямным потенциальным профилем, флуктуирующим на полпериода, предложена формула (2). Эта формула при соблюдении условия детального баланса (отсутствия сил нагрузки или градиентов концентрации) является упрощением результата, известного для антисимметричной модели рэтчета с дихотомным переключением двух состояний с двумя каналами реакций [18]. Ценность и привлекательность формулы (2) состоит в ее структуре, произведении нескольких сомножителей, каждый из которых отображает различные важные свойства рассматриваемого рэтчета.

В выражении для потока (2) зависящий от частоты флуктуаций Γ сомножитель $\Gamma\varphi(\Gamma)$, определенный формулой (3), во-первых, отличает пульсирующий рэтчет от рэтчета с флуктуирующей силой тем, что дает пропорциональность потока частоте Γ в адиабатическом режиме движения, во-вторых, демонстрирует наличие стохастического резонанса вне адиабатического режима движения, и, в-третьих, описывает отличие в потоках, индуцированных стохастическим дихотомным процессом и детерминистическим, которое возникает только в узкой области температур вблизи максимума стохастического резонанса.

Остальные сомножители в выражении (2) отражают симметрию рассматриваемой модели, а также содержат такие константы скоростей преодоления потенциальных барьеров, явный вид которых позволяет учитывать в описании как классический термо-

активационный, так и квантовый туннельный процессы. Асимметрия потенциального профиля обеспечивается разностью глубин потенциальных ям ΔE и константами скоростей α_{AB} и β_{AB} , так что знак потока определяется знаками величин ΔE и $(\alpha_{AB} - \beta_{AB})$. Для классического и квантового процессов имеем $\text{sign}(\alpha_{AB} - \beta_{AB}) = \text{sign}(U_\beta - U_\alpha)$ и $\text{sign}(\alpha_{AB} - \beta_{AB}) = \text{sign}(\Delta x_\beta \sqrt{U_\beta} - \Delta x_\alpha \sqrt{U_\alpha})$, соответственно, где U_γ и Δx_γ – высоты и ширины правого ($\gamma = \alpha$) и левого ($\gamma = \beta$) барьеров, окружающих мелкую потенциальную яму ($\Delta E > 0$). Поэтому при выполнении условий (10) реализуется обращение движения, схематически показанное на рис. 2 пунктирной линией.

Отметим, что в отличие от рэтчета с флуктуирующей силой, аналитическое описание туннелирования которого оказалось возможным только в адиабатическом (низкочастотном) режиме [1], проведенный в данной статье анализ обращения движения пульсирующего рэтчета свободен от данного ограничения. Он также выявил стохастический резонанс и различие его характеристик для детерминистических и стохастических флуктуаций потенциальных рельефов. Экспериментальное наблюдение обнаруженного обращения движения пульсирующих рэтчетов описанного типа требует создания периодического потенциального рельефа определенной асимметричной формы, флуктуирующего на полпериода. Источником такого рельефа, например, в органических пульсирующих электронных рэтчетах [40] могут быть пальчиковые электроды, изготовленные методом осаждения сфокусированного ионного пучка (*focused-ion-beam-assisted deposition*). При этом сдвиговые флуктуации рельефа на полпериода могут быть реализованы путем переключения потенциалов, подаваемых на эти электроды.

Работа была поддержана субсидией Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания # 122040500071-0 и Российским фондом фундаментальных исследований (Проект # 21-57-52006_MNT_a).

1. P. Reimann, M. Grifoni, and P. Hänggi, Phys. Rev. Lett. **79**, 10 (1997).
2. P. Reimann, Phys. Rep. **361**, 57 (2002).
3. P. Hänggi and F. Marchesoni, Rev. Mod. Phys. **81**, 387 (2009).
4. V. M. Rozenbaum, T. Ye. Korochkova, I. V. Shapochkina, and L. I. Trakhtenberg, Phys. Rev. E **104**, 014133 (2021).
5. Ю. В. Гуляев, А. С. Бугаев, В. М. Розенбаум, Л. И. Трахтенберг, Успехи физических наук

- 190, 337 (2020) [Yu. V. Gulyaev, A. S. Bugaev, V. M. Rozenbaum, and L. I. Trakhtenberg, *Phys.-Uspekhi* **63**, 311 (2020)].
6. V. M. Rozenbaum, I. V. Sharochkina, Y. Teranishi, and L. I. Trakhtenberg, *Phys. Rev. E* **100**, 022115 (2019).
7. R. D. Astumian and M. Bier, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1766 (1994).
8. В. М. Розенбаум, И. В. Шапочкина, Л. И. Трахтенберг, *Успехи физических наук* **189**, 529 (2019) [V. M. Rozenbaum, I. V. Sharochkina, and L. I. Trakhtenberg, *Phys.-Uspekhi* **62**, 496 (2019)].
9. J. A. Fornes, *Principles of Brownian and Molecular Motors*, Springer, Cham (2021).
10. D. Dan, M. C. Mahato, and A. M. Jayannavar, *Phys. Rev. E* **63**, 056307 (2001).
11. B. Q. Ai, H. Z. Xie, and L. G. Liu, *Eur. Phys. J. B* **47**, 109 (2005).
12. В. М. Розенбаум, *ЖЭТФ* **137**, 740 (2010).
13. V. M. Rozenbaum, T. Ye. Korochkova, A. A. Chernova, and M. L. Dekhtyar, *Phys. Rev. E* **83**, 051120 (2011).
14. H. Linke, T. E. Humphrey, A. Löfgren, A. O. Sushkov, R. Newbury, R. P. Taylor, and P. Omling, *Science* **286**, 2314 (1999).
15. H. Linke, T. E. Humphrey, P. E. Lindelof, A. Löfgren, R. Newbury, P. Omling, A. O. Sushkov, R. P. Taylor, and H. Xu, *Appl. Phys. A* **75**, 237 (2002).
16. В. М. Розенбаум, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 475 (2004).
17. Yu. A. Makhnovskii, V. M. Rozenbaum, D.-Y. Yang, S. H. Lin, and T. Y. Tsong, *Phys. Rev. E* **69**, 021102 (2004).
18. V. M. Rozenbaum, D.-Y. Yang, S. H. Lin, and T. Y. Tsong, *J. Phys. Chem. B* **108**, 15880 (2004).
19. P. Hänggi, P. Talkner, and M. Borkovec, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 251 (1990).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, М. (1989) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum mechanics. Non-relativistic theory*, Pergamon Press, Oxford (1965)].
21. В. И. Гольданский, *Докл. АН СССР* **124**, 1261 (1959).
22. В. И. Гольданский, *Докл. АН СССР* **127**, 1037 (1959).
23. В. И. Гольданский, Л. И. Трахтенберг, В. Н. Флеуров, *Туннельные явления в химической физике*, Наука, М. (1986) [V. I. Goldanskii, L. I. Trakhtenberg, and V. N. Fleurov, *Tunneling phenomena in chemical physics*, Gordon and Breach Science Publishers, N.Y. (1989)].
24. L. I. Trakhtenberg, V. L. Klochikhin, and S. Ya. Pshezhetskii, *Chem. Phys.* **69**, 121 (1982).
25. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, М. (1979).
26. В. М. Розенбаум, И. В. Шапочкина, Ё. Тераниши, Л. И. Трахтенберг, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 525 (2018) [V. M. Rozenbaum, I. V. Sharochkina, Y. Teranishi, and L. I. Trakhtenberg, *JETP Lett.* **107**, 506 (2018)].
27. R. D. Astumian and P. Hanggi, *Phys. Today* **55**(11), 33 (2002).
28. V. M. Rozenbaum, O. Ye. Vovchenko, and T. Ye. Korochkova, *Phys. Rev. E* **77**, 061111 (2008).
29. L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung, and F. Marchesoni, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 223 (1998).
30. R. A. Marcus, *J. Chem. Phys.* **20**, 359 (1952).
31. R. A. Marcus, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **15**, 155 (1964).
32. R. R. Dogonadze, A. M. Kuznetsov, and V. G. Levich, *Electrochim. Acta* **13**, 1025 (1968).
33. A. M. Kuznetsov, *Charge Transfer in Physics, Chemistry and Biology*, Gordon and Breach, N.Y. (1995).
34. G. K. Ivanov, M. A. Kozhushner, and L. I. Trakhtenberg, *J. Chem. Phys.* **113**, 1992 (2000).
35. А. И. Ларкин, Н. Овчинников, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 322 (1983).
36. A. J. Leggett, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **69**, 80 (1980).
37. A. O. Calderia and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 211 (1981).
38. A. J. Leggett, *Phys. Rev. B* **30**, 1208 (1984).
39. А. И. Ларкин, Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **86**, 719 (1984).
40. O. Kedem, B. Lau, M. A. Ratner, and E. A. Weiss, *PNAS* **114**, 8698 (2017).