

PACS: 05.40.-a, 05.60.-k, 02.60.Cb

ENHANCED SURFACE DIFFUSION OF PARTICLES UNDER THE ACTION OF AN EXTERNAL TIME-PERIODIC FIELDS

I.G. Marchenko^{1,2}, I.I. Marchenko³

¹National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology"
1, Akademicheskaya St., Kharkov, 61108, Ukraine

²V.N. Karazin Kharkov National University
4 Svobody Sq., Kharkov, 61022, Ukraine

³NTU "Kharkov Polytechnic Institute"
21 Frunze St., Kharkov, 61145, Ukraine

E-mail: march@kipt.kharkov.ua

Received January 23, 2014

This paper delves into the abnormal surface diffusion of particles in external time-periodic field. The relationship of surface diffusion enhancement as a function of amplitude and frequency of external fields has been studied. It has been shown that the diffusion coefficient can significantly be increased (by several orders of magnitude) by applying external time-periodic fields. The diffusion gain ratio considerably depends on the surface temperature, external field amplitude and frequency.

KEY WORDS: diffusion, computer simulation, Langevin equation, periodic fields

ПРИСКОРЕНА ПОВЕРХНЕВА ДИФУЗИЯ ПІД ДІЄЮ ЗОВНІШНІХ ПЕРІОДИЧНИХ ПОЛІВ

I.G. Марченко^{1,2}, I.I. Марченко³

¹Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
вул. Академічна 1, м. Харків 61108, Україна

²Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
пл. Свободи 4, м. Харків, 61022, Україна

³НТУ «Харківський політехнічний інститут»
вул. Фрунзе 21, м. Харків 61145, Україна

У роботі методами комп'ютерного моделювання досліджується аномальна поверхнева дифузія частинок у зовнішньому періодичному у часі полі. Вивчено посилення поверхневої дифузії в залежності від амплітуди та частоти зовнішнього поля. Показано що коефіцієнт дифузії може зростати на порядки під впливом зовнішнього поля. Ступень посилення дифузії суттєво залежить від температури поверхні, амплітуди та частоти зовнішнього поля.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дифузія, комп'ютерне моделювання, рівняння Ланжевена, періодичні поля

УСКОРЕННАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ДИФФУЗИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

I.G. Марченко^{1,2}, I.I. Марченко³, К.А. Кондратюк²

¹Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая 1, г. Харьков 61108, Украина

²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы 4, г. Харьков, 61022, Украина

³НТУ «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе 21, г. Харьков 61145, Украина

В работе методами компьютерного моделирования исследована аномальная поверхностная диффузия частиц во внешнем периодическом во времени поле. Изучено усиление поверхностной диффузии в зависимости от амплитуды и частоты внешнего поля. Показано, что коэффициент диффузии может возрастать на порядки при приложении внешнего поля. Степень усиления диффузии существенным образом зависит от температуры поверхности, амплитуды и частоты внешнего поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диффузия, компьютерное моделирование, уравнения Ланжевена, периодические поля

Развитие нанофизики, интенсивные исследования в области создания микросистем с заданными свойствами вызывает повышенный интерес к исследованию направленного движения частиц по поверхности твердого тела [1,2]. Транспортировка атомов и кластеров под воздействием внешней силы, вызванной воздействием магнитных и электрических полей, лазерного облучения, внешними напряжениями и т.д. требует изучения процессов диффузии в системах с периодическим потенциалом. Поверхностная диффузия, как правило, характеризуется малыми значениями активационных барьеров и низким коэффициентом трения [3-5]. Ранее в исследованиях различных авторов было показано, что в системах, характеризующихся низким уровнем диссипации энергии, возможно возникновение особых режимов диффузии: так называемой субдиффузии и гипердиффузии [6,7]. Обычная диффузия характеризуется линейной зависимостью среднеквадратичного отклонения от времени $\langle x^2 \rangle \sim t$. В случае реализации особых режимов диффузии эта зависимость

изменяется: $\langle x^2 \rangle \sim t^n$. При $n < 1$ говорят о субдиффузии, при $1 < n < 2$ - о супердиффузии, а при $n > 2$ - о гипердиффузии. В случае $n = 2$ реализуется особый случай баллистической диффузии. Эти аномальные режимы наблюдаются только в некотором временном интервале, определяемом температурой и свойствами системы. Со временем устанавливается режим нормальной диффузии, и пространственная дисперсия в распределении частиц описывается стандартным выражением $\langle x^2 \rangle \sim t$. Однако, ограничение процессов транспорта во времени может приводить к тому, что движение частиц будет происходить в условиях сильной неравновесности, характеризующихся аномальными режимами диффузии [8]. Воздействуя на систему периодическим полем можно “законсервировать” особые режимы диффузии. Ранее в работе [9] было показано, что возможно аномальное возрастание диффузии с уменьшением температуры среды. Однако не была исследована зависимость этого явления от амплитуды действующей силы и частоты.

Целью данной статьи являлось подробное исследование этих зависимостей методами компьютерного моделирования. Возможность усиления поверхностной диффузии вдоль выбранного направления без увеличения температуры имеет огромную практическую значимость и позволяет создавать поверхностные структуры, состоящие из кластеров требуемых форм, размеров и плотности.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Движение частиц по поверхности можно описать следующей системой уравнений Ланжевена [10]:

$$m\ddot{x}_i = -\frac{\partial}{\partial x} U(x_1, x_2) - \gamma\dot{x}_i + F_i + \xi_i(t), \quad (1)$$

где x_i – компоненты декартовых координат частицы на плоскости, t - время, m - ее масса, F_i – компоненты внешней постоянной силы, действующей на частицу, $U(x_1, x_2)$ - потенциальная энергия частицы на плоскости, γ - коэффициент трения. Член $\xi_i(t)$ описывает термические флуктуации. Точка сверху означает дифференцирование по времени. Предполагается, что шум является гауссовым белым и соответственно для термических флуктуаций выполняется соотношение:

$$\langle \xi_i(t) \xi_j(t') \rangle = 2\gamma kT \delta(t-t') \delta_{ij}, \quad (2)$$

где k - постоянная Больцмана, T - температура.

Под частицей в дальнейшем будем понимать адатом или кластер, состоящий из многих атомов, который может двигаться в периодическом потенциале. Потенциальная энергия частицы на кристаллической поверхности определяется симметрией поверхности и ее атомным составом. В простейшем случае одноатомного материала и простой прямоугольной поверхностной решетки потенциальная энергия может быть записана следующим образом [10]:

$$U = -\frac{U_0}{2} \left[\cos\left(\frac{2\pi}{a} x_1\right) + \cos\left(\frac{2\pi}{b} x_2\right) \right], \quad (3)$$

где a и b - постоянные решетки вдоль осей x_1 и x_2 , а величина активационного барьера равна U_0 .

Как было показано ранее [11] в этом случае переменные x и y слабо связаны, а кинетика движения частиц определяется компонентой силы действующей вдоль данного направления. Соответственно, для упрощения вычислений можно перейти к случаю одномерного движения частицы в периодическом поле $U(x)$, которое описывает воздействие на частицу со стороны поверхности:

$$U(x) = -\frac{U_0}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{a} x\right), \quad (4)$$

где a - постоянная одномерной решетки.

На движущуюся частицу действует периодическая в пространстве сила со стороны кристаллической решетки F_{lat} :

$$F^{Lat} = -\frac{\partial U}{\partial x} = F_{cr} \sin\left(\frac{2\pi}{a} x\right). \quad (5)$$

Величина $F_{cr} = \frac{\pi}{a} U_0$, называемая критической силой [10], соответствует минимальной действующей силе, необходимой для преодоления энергетического барьера, разделяющего два соседних положения частицы на одномерной решетке. Параметры используемого периодического потенциала были теми же, что и в работах [8,9].

Внешнее периодическое во времени поле задавалось следующим выражением:

$$F_t(t) = F_0 \sin(\omega t), \tag{6}$$

где ω - угловая частота внешней силы, а F_0 - ее амплитуда.

Стохастические уравнения (1)-(2) для каждой частицы решались численно с шагом по времени $\Delta t \approx 0,1$ фс, что составляет менее 1/100 периода собственных колебаний. Статистическое усреднение проводилось по ансамблю с количеством частиц $N = 4 \cdot 10^4$. Для проверки полученных результатов отдельные вычисления проводились с $N = 4 \cdot 10^6$. Начальные условия задавались следующим образом. Частица помещалась в начале координат и ей случайным образом сообщалась скорость, имеющая Максвелловское распределение по температуре. Затем проводилась термализация системы в течение 10^4 временных шагов. После чего частица с имеющейся скоростью перемещалась в первую элементарную ячейку.

При анализе результатов моделирования удобно перейти к безразмерным величинам времени t' , расстояния x' и температуры T' [4,6]:

$$t' = t \frac{1}{a} \sqrt{\frac{U_0}{m}}; \quad x' = \frac{x}{a}; \quad T' = \frac{kT}{U_0}. \tag{7}$$

Для сопоставления данных, полученных в данной работе, с данными других авторов использовались безразмерные величины температуры T' и трения γ' [2,7].

$$T' = \frac{Tk}{U_0}; \quad \gamma' = \frac{\gamma a}{(mU_0)^{1/2}}. \tag{8}$$

Поскольку в работе изучалось недодемпфированное движение частиц, то рассматривался только случай $\gamma' < 1$.

Коэффициент диффузии вычислялся традиционным образом:

$$D = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\langle (x(t) - \langle x(t) \rangle)^2 \rangle}{2t}, \tag{9}$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по ансамблю.

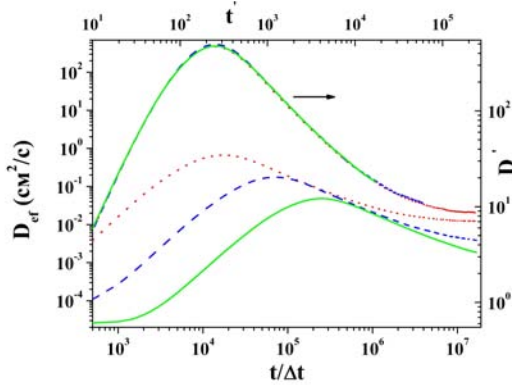


Рис. 1. Зависимость коэффициент диффузии $D_{ef}(t)$ для Pt, C, H от времени t и масштабированные зависимости D' от безразмерного времени t' . H – пунктирная линия, C – штриховая линия, Pt – сплошная линия. $T' = 0,13$, $\gamma' = 0,2$, $F = 0,15F_{cr}$.

Чтобы продемонстрировать удобство безразмерных величин нами были произведены компьютерные расчеты диффузии для атомов различных элементов. На рис. 1 приведены временные зависимости коэффициентов диффузии $D(t)$ для Pt, C, H и соответствующие безразмерные коэффициенты диффузии $D'(t')$ для температуры $T' = 0,5$. Как видно из рисунка, после соответствующих масштабных преобразований коэффициенты диффузии $D(t)$ ложатся на одну кривую диффузии $D'(t')$. Таким образом, для исследования процессов транспорта частиц под действием внешней силы достаточно получить решение для частицы только одного типа. Зависимости $D(t)$ для частиц другой массы могут быть получены путем масштабных преобразований. Поэтому в данной статье был исследован только водород. Величина U_0 составляла 80 мэВ – величину характерную для диффузии по плотноупакованным поверхностям металлов. Постоянная одномерной решетки a была выбрана равной 2 \AA .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Под воздействием постоянной силы ($\omega = 0$), в зависимости от величины $F' = F/F_{cr}$, реализуются различные режимы движения частиц. На рис. 2 приведены зависимости безразмерной дисперсии распределения частиц $\sigma^2 = \langle (x'(t) - \langle x'(t) \rangle)^2 \rangle$ от времени для различных величин внешней силы F при температуре 120 К ($T' \approx 0,13$). Как видно из рисунка, в отсутствии внешней силы, наблюдается обычная диффузия, которая описывается выражением $\langle x^2 \rangle \sim t$.

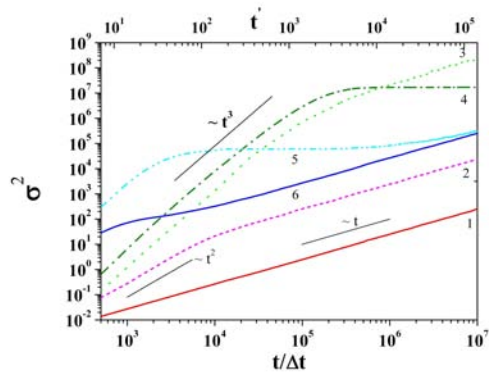


Рис. 2. Зависимость безразмерной дисперсии распределения частиц от времени для различных величин постоянно действующей силы $F' = F/F_{cr}$. Температура $T=120$ К ($T' \approx 0,13$). Кривая 1 - $F' = 0$, 2 - $F' = 0,05$, 3 - $F' = 0,09$, 4 - $F' = 0,15$, 5 - $F' = 0,4$, 6 - $F' = 0,8$, $F' = 1,0$. Отрезками сплошной линии нанесены зависимости $\sim t$, $\sim t^2$, $\sim t^3$.

силы до значения $F' = 0,8$ область гипердиффузии сокращается на порядок ($t/\Delta t < 2 \cdot 10^3$), а интервал бездиффузионного транспорта уменьшается. На больших временах ($t/\Delta t > 10^6$) на графике виден переход к режиму обычной диффузии. Когда внешняя сила достигает критического значения (кривая 7), переходные режимы диффузии практически исчезают. Как видно из графиков, кривая 7 на временах $t/\Delta t > 5 \cdot 10^3$ параллельна кривой 1, однако сдвинута относительно нее более чем на два порядка величины по оси ординат. Последующее увеличение величины F приводит к восстановлению режима обычной диффузии во всем рассматриваемом интервале времени. Приведенные результаты хорошо коррелируют с результатами других исследователей [6-7].

Эти аномальные режимы наблюдаются только в некотором временном интервале, определяемом температурой и свойствами системы. По прошествии времени устанавливается стационарное состояние, и пространственная дисперсия в распределении частиц описывается стандартным выражением $\langle x^2 \rangle \sim t$. Приложение внешнего, периодического во времени поля, приводит к ограничению во времени аномальных режимов диффузии. В результате реализуются аномальные режимы диффузии ограниченные периодом колебания внешнего поля.

На рис. 3 показано изменение зависимостей коэффициента диффузии от частоты ω приложенного поля для различных значений амплитуды силы F_0 при постоянной температуре $T' = 0,26$. Штриховой линией нанесен уровень, соответствующий диффузии при $F' = 0$. Как видно из рисунка, воздействие внешнего периодического поля приводит к существенному усилению диффузии по сравнению с равновесным случаем. При этом степень усиления зависит от частоты приложенного поля и амплитуды силы.

Все графики на рис. 3 имеют локальный максимум вблизи собственной частоты $\omega_0 = 2\pi/\tau_0$, где τ_0 - период собственных колебаний. Однако изменение амплитуды внешней силы приводит к изменению вида графиков в низкочастотной области. Так увеличение F_0' до значения 0,10 (кривые 1-3) сопровождается усилением диффузии с ростом силы. При этом значение D' достигает насыщения и слабо изменяется при низких частотах внешнего поля. Дальнейшее увеличение силы (кривые 4-5) изменяет функциональный вид кривых. На графиках появляется низкочастотный максимум. Его величина D'_{mx} существенно выше максимума на частоте $\omega = \omega_0$, соответствующей частоте собственных колебаний частицы. Для всех графиков на рис. 3 в высокочастотной области большему значению F_0' соответствует и большая величина D' . Однако при низких частотах при $F_0' > 0,10$ меньшей силе соответствует более интенсивная диффузия. Увеличение амплитуды силы приводит к сдвигу максимума D'_{mx} в сторону более высоких частот.

Теперь рассмотрим влияние температуры на частотные зависимости диффузии. На рис. 4 приведены графики этих зависимостей при фиксированном значении $F_0' = 0,15$ для различных температур. Усиление диффузии при этом может достигать многих порядков. Как видно из рис. 4, при $T = 120$ К ($T' = 0,13$) диффузия

Увеличение силы до значения $F' = 0,05$ (кривая 2) приводит к появлению короткого участка баллистической диффузии, характеризуемого зависимостью $\sigma^2 \sim t^2$. Этот переходной режим диффузии наблюдается только на малых временах ($t/\Delta t < 5 \cdot 10^3$) и в дальнейшем диффузия по-прежнему описывается выражением (1). При дальнейшем росте силы (кривая 3) возникает участок гипердиффузии, характеризуемый кубической зависимостью дисперсии от времени. На больших временах ($t/\Delta t > 10^6$) дисперсия зависит от времени линейно. Последующее увеличение внешней силы до значения $F' = 0,15$ приводит к появлению нового типа движения частиц, характеризующегося отсутствием зависимости σ^2 от времени. Этот режим, как видно из графика, наступает после фазы гипердиффузии. Дальнейшее возрастание F (кривая 5) расширяет область бездиффузионного транспорта. При этом фаза гипердиффузии сокращается ($t/\Delta t < 2 \cdot 10^4$). При увеличении внешней

силы до значения $F' = 0,8$ область гипердиффузии сокращается на порядок ($t/\Delta t < 2 \cdot 10^3$), а интервал бездиффузионного транспорта уменьшается. На больших временах ($t/\Delta t > 10^6$) на графике виден переход к режиму обычной диффузии. Когда внешняя сила достигает критического значения (кривая 7), переходные режимы диффузии практически исчезают. Как видно из графиков, кривая 7 на временах $t/\Delta t > 5 \cdot 10^3$ параллельна кривой 1, однако сдвинута относительно нее более чем на два порядка величины по оси ординат. Последующее увеличение величины F приводит к восстановлению режима обычной диффузии во всем рассматриваемом интервале времени. Приведенные результаты хорошо коррелируют с результатами других исследователей [6-7].

Все графики на рис. 3 имеют локальный максимум вблизи собственной частоты $\omega_0 = 2\pi/\tau_0$, где τ_0 - период собственных колебаний. Однако изменение амплитуды внешней силы приводит к изменению вида графиков в низкочастотной области. Так увеличение F_0' до значения 0,10 (кривые 1-3) сопровождается усилением диффузии с ростом силы. При этом значение D' достигает насыщения и слабо изменяется при низких частотах внешнего поля. Дальнейшее увеличение силы (кривые 4-5) изменяет функциональный вид кривых. На графиках появляется низкочастотный максимум. Его величина D'_{mx} существенно выше максимума на частоте $\omega = \omega_0$, соответствующей частоте собственных колебаний частицы. Для всех графиков на рис. 3 в высокочастотной области большему значению F_0' соответствует и большая величина D' . Однако при низких частотах при $F_0' > 0,10$ меньшей силе соответствует более интенсивная диффузия. Увеличение амплитуды силы приводит к сдвигу максимума D'_{mx} в сторону более высоких частот.

Теперь рассмотрим влияние температуры на частотные зависимости диффузии. На рис. 4 приведены графики этих зависимостей при фиксированном значении $F_0' = 0,15$ для различных температур. Усиление диффузии при этом может достигать многих порядков. Как видно из рис. 4, при $T = 120$ К ($T' = 0,13$) диффузия

увеличивается более чем на семь порядков. Чем ниже температура, тем больше значение D'_{mx} . Уменьшение температуры так же приводит к сдвигу максимума в область низких частот. Так же как и на рис. 3 все частотные кривые на рис. 4 имеют два максимума. Высокочастотный локальный максимум соответствует значению $\omega \approx \omega_0$. Однако значение коэффициента диффузии в низкочастотном максимуме D'_{mx} отличается на несколько порядков от высокочастотного $D'(\omega_0)$. При этом, чем меньше температура, тем больше максимальное значение D'_{mx} . Такое anomальное поведение диффузии имеет иную природу, чем исследованное ранее в работе [9], поведение диффузии частиц под воздействием постоянной силы. Экспоненциальный рост D' с уменьшением температуры под воздействием постоянной силы определялся экспоненциальным увеличением времени релаксации. При этом выход на стационарную зависимость $\langle \sigma^2 \rangle \sim t$ происходил через значительный промежуток времени t_{stc} . Однако, при воздействии периодической силы имеется естественное ограничение на время установления распределения, определяемое периодом колебаний внешнего поля τ . В этом случае anomальная температурная зависимость ускоренной диффузии связана с существованием ограниченных во времени режимов гипердиффузии. При этом степень усиления диффузии зависит от соотношения между t_{stc} и периодом колебаний τ .

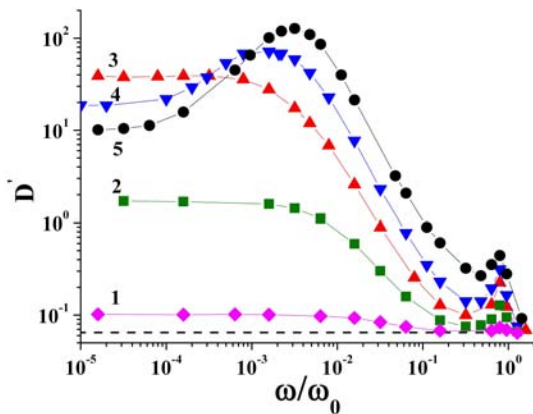


Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии D' от частоты внешнего поля для различных значений амплитуд внешнего поля F' . $T=240\text{K}$ ($T' = 0,26$). Кривая 1 - $F' = 0,02$, 2 - $F' = 0,06$, 3 - $F' = 0,1$, 4 - $F' = 0,15$, 5 - $F' = 0,25$.

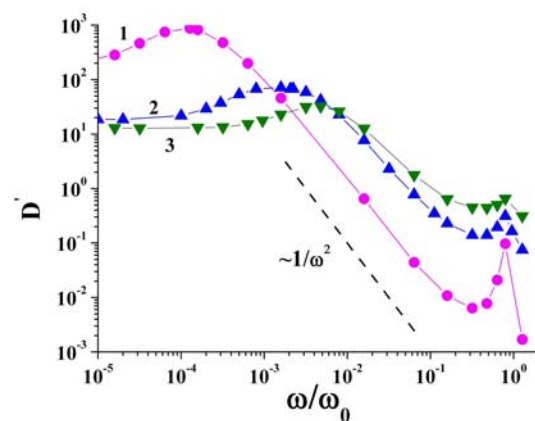


Рис. 4. Зависимость коэффициента диффузии D' от частоты внешнего поля для различных температур при фиксированной амплитуде внешнего поля $F' = 0,15$. 1 - $T=120\text{K}$ ($T' = 0,13$), 2 - $T=240\text{K}$ ($T' = 0,26$), 3 - $T=360\text{K}$ ($T' = 0,53$).

На рис. 5 приведена зависимость безразмерной дисперсии распределения частиц от времени при действии на них постоянной силы $F' = 0,25$. Как следует из верхнего графика, фаза гипердиффузии ограничена временем $t_{hpr} < 200\tau_0$. В нижней части рис. 5 показано изменение безразмерной кинетической температуры $T^* = \frac{m}{U_0} \langle (V - \langle V \rangle)^2 \rangle$ со временем. Из графиков на рис. 5 следует, что окончание “всплеска” T^* совпадает с завершением фазы гипердиффузии. Таким образом, по изменению динамической температуры можно восстанавливать интервалы фаз гипердиффузии.

На рис. 6 приведено изменение T^* для одного периода внешних колебаний, соответствующего различным частотам внешнего поля. В верхней части рисунка приведен график для высокой частоты $\omega/\omega_0 = 3,2 \cdot 10^{-1}$, посередине – для $\omega/\omega_0 = 3,2 \cdot 10^{-3}$, а внизу – для низкой частоты $\omega/\omega_0 = 1,6 \cdot 10^{-5}$. Как следует из верхнего графика, для частоты $\omega/\omega_0 = 3,2 \cdot 10^{-1}$ кинетическая температура в максимуме не превышает 0,5. При частоте, соответствующей максимальному коэффициенту диффузии D'_{mx} для данной температуры теплового резервуара T , кинетическая температура T^* достигает 6,0. Дальнейшее уменьшение частоты поля приводит к снижению T^* . При этом вид кривой на нижнем графике отличается от среднего и верхнего. Видно, что в течение одного периода колебаний наблюдается четыре резких всплеска T^* . В остальное время $T^* \approx T$. Дальнейшее уменьшение частоты не изменяет характер нижнего графика, а лишь приводит к увеличению интервала между пиками. Таким образом, увеличение D' происходит лишь в интервалах времени связанных с фазой гипердиффузии.

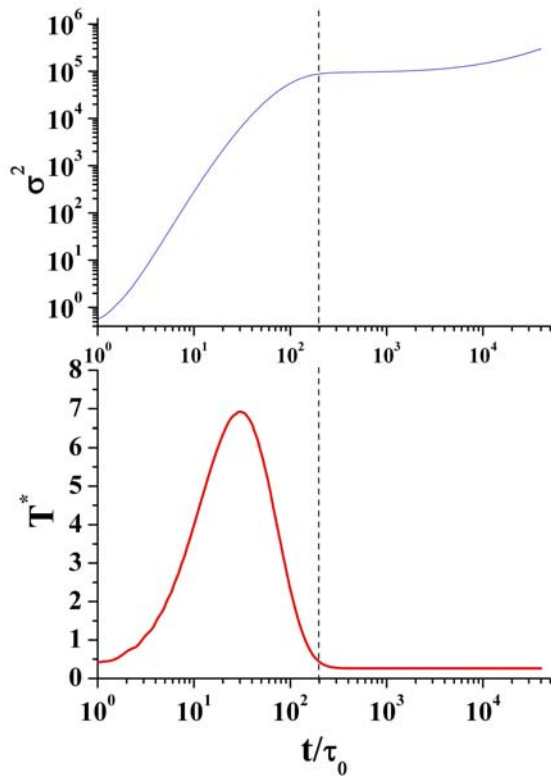


Рис. 5. Зависимость безразмерной дисперсии и динамической температуры частиц от времени. Пунктиром показано окончание фазы гипердиффузии. $F' = 0,25$. $T=240K$ ($T' = 0,26$).

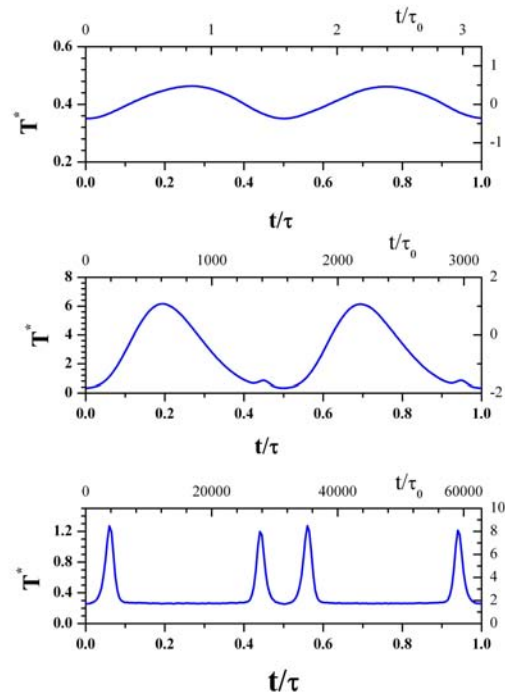


Рис. 6. Зависимость безразмерной динамической температуры от времени для различных частот внешнего поля ω . Вверху $\omega/\omega_0 = 3,2 \cdot 10^{-1}$, посередине - $\omega/\omega_0 = 3,2 \cdot 10^{-3}$, внизу - $\omega/\omega_0 = 1,6 \cdot 10^{-5}$ $F' = 0,15$. $F' = 0,25$, $T=240K$ ($T' = 0,26$). τ - период внешних колебаний, τ_0 - период собственных колебаний.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что при стремлении частоты к нулю коэффициент диффузии должен стремиться к величине $D(\omega = 0)$, соответствующей действию постоянной силы. Учитывая взаимосвязь между кинетической температурой и режимом гипердиффузии, зависимость коэффициента диффузии от частоты для случая низких частот ($\tau \gg t_{hpr}$) качественно можно представить в следующем виде:

$$D(\omega) = D(0) + \omega\beta(T), \quad \omega \rightarrow 0, \tag{10}$$

где β не зависит от частоты поля.

В случае высоких частот ($\tau < t_{hpr}$) режим гипердиффузии ограничен по времени не $t_{hpr}(T)$, а периодом колебания внешнего поля. Поскольку в режиме гипердиффузии $\sigma^2 \sim t^3$, то для высоких частот коэффициент диффузии будет уменьшаться с частотой как

$$D(\omega) = \frac{\alpha}{\omega^2}, \tag{11}$$

где α так же не зависит от частоты поля.

ВЫВОДЫ

В работе исследовано anomальное возрастание поверхностной диффузии с уменьшением температуры во внешнем периодическом поле. Показано что степень усиления диффузии существенным образом зависит от частоты и амплитуды поля.

Проведенные исследования открывают новые возможности для создания поверхностных микроструктур с требуемыми свойствами. Особенно это актуально для низкотемпературных методов чувствительных к термическому воздействию. Примером такой методики является рост кластеров на буферном слое (BLAG) [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prakash S., Karacor M.B., Banerjee S. Surface modification in microsystems and nanosystems // Surf. Sci. Rep. – 2009.- Vol. 64.- P. 233-254.
2. Hänggi P., Marchesoni F. Artificial Brownian motors: Controlling transport on the nanoscale // Rev. Mod. Phys.- 2009. Vol. 81. - P. 337-442.
3. Bruch L.W., Diehl R.D., Venables J.A. Progress in the measurement and modeling of physisorbed layers // Rev. Mod. Phys. - 2007. - Vol. 79. - P.1381- 1454.
4. Antczak G., Ehrlich G. Jump processes in surface diffusion // Surf. Sci. Rep. - 2007. - Vol. 62. - P. 39–61.
5. Krim J. Friction and energy dissipation mechanisms in adsorbed molecules and molecularly thin films // Advances in Physics.- 2012. - Vol. 61, No. 3. - P. 155–323.
6. Lindenberg K., Sancho J.M., Lacasta A. M., Sokolov I.M. Dispersionless Transport in a Washboard Potential // Phys. Rev. Let. - 2007. - Vol. 98. - P. 020602.
7. Sancho J.M., Lacasta A.M. The rich phenomenology of Brownian particles in nonlinear potential landscapes // Eur. Phys. J. Special Topics. - 2010. - Vol. 187. - P. 49–62.
8. Marchenko I.G., Marchenko I.I. Diffusion in the systems with low dissipation: Exponential growth with temperature drop // Europhysics Letters. - 2012. - Vol. 100. - P. 5005.
9. Marchenko I.G., Marchenko I.I. Anomalous temperature dependence of diffusion in crystals in time-periodic external fields // JETP Letters. - 2012. - Vol. 95, No. 3. - P. 137–142.
10. Lindenberg K., Lacasta A.M., Sancho J.M., Romero A.H. Transport and diffusion on crystalline surfaces under external forces // New Journal of Physics. - 2005. - Vol. 7. - P. 29.
11. Lacasta A.M., Sancho J.M., Romero A.H., Sokolov I.M., Lindenberg K. From subdiffusion to superdiffusion of particles on solid surfaces // Phys. Rev. – 2004. - Vol. E70. - P. 051104.
12. Zheng C.Z., Yeung C.K., Loy M.M.T., Xiao X. Quantum Diffusion of H on Pt(111): Step Effects // Phys. Rev. Let. - 2006. - Vol. 97. - P. 166101.
13. Huang L., Chey S.J., Weaver J.H. Buffer-Layer-Assisted Growth of Nanocrystals: Ag-Xe-Si(111) // Phys. Rev. Let. - 1998.- Vol. 80. - P. 4095–4098.