

УДК 537.621.5

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД ВРАЩАТЕЛЬНОГО БРОУНОВСКОГО ДВИЖЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ И ЕГО РЕЗОНАНС С РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

А. И. Угулава, О. А. Харшиладзе, С. Г. Чхаидзе*

Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили, 0179, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 3.

*e-mail: simon.chkhaidze@tsu.ge

В работе рассмотрена стохастическая динамика вращения магнитных наночастиц (вращательная диффузия), создаваемая случайными столкновениями этих частиц с молекулами жидкости суспензии. Показано, что на больших временах вращательно-диффузионный поток магнитных наночастиц приобретает характер периодического движения. Период этого движения определяется временем, затрачиваемым на переворот наночастицы. Показано, что с помощью слабого радиочастотного поля, резонансного с этим периодическим движением, образовавшегося на больших временах, можно существенно увеличить среднюю скорость вращения, а также осуществить стационарный переворот магнитного момента.

Ключевые слова: стохастический резонанс, магнитные наночастицы, магнитный момент.

ВВЕДЕНИЕ

Стохастический резонанс представляет собой явление, состоящее в нарастании поглощения энергии внешнего периодического поля бистабильной (в общем случае мультистабильной) системой при одновременном присутствии шума определенной интенсивности [1-4]. Резонансное взаимодействие происходит на одной из частот спектральной плотности среднеквадратичной флуктуации движения, совпадающей с частотой переменного поля.

Магнитные (однодоменные) наночастицы [5-8] с анизотропией типа «легкая ось», являются элементами с двумя устойчивыми (бистабильными) состояниями. Явление стохастического резонанса с использованием магнитных наночастиц, широко применяется для всестороннего исследования как самого стохастического резонанса, так и особых свойств самих наночастиц [9-14].

В данной работе исследуется возможность увеличения скорости вращательного броуновского движения вектора магнитного момента наночастицы с помощью резонансного радиочастотного поля. Полагается, что резонансная частота образуется на больших временах из потока среднеквадратичной флуктуации, совершавшего циклическое движение. Явление резонанса на этой частоте - это главная отличительная черта рассматриваемой здесь задачи от проблем, рассмотренных в основополагающих работах по стохастическому резонансу на наночастицах [9-14]. Так как образовавшаяся таким путем «собственная» частота периодического движения зависит от температуры, то и это резонансное явление следует отнести к типу явлений стохастического резонанса.

УРАВНЕНИЯ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНОЙ НАНОЧАСТИЦЫ

Особенности физических свойств магнитных наночастиц в основном обусловлены двумя характеристиками: первая из них состоит в большом значении магнитного момента (порядка нескольких тысяч магнетонов Бора), а вторая связана с наличием энергии анизотропии. Форма энергии анизотропии наночастицы «унаследована» в процессе наноструктуризации от соответствующего массивного образца. Если частицы получены наноструктуризацией ферромагнетика типа «легкая ось» (или «легкая плоскость»), то и они будут обладать аналогичными свойствами. Энергию одноосной наночастицы, находящейся под действием переменного магнитного поля, можно представить в виде [8]

$$U(\theta, \psi) = A \sin^2(\psi - \theta) - mB(t) \cos \theta, \quad A > 0, \pi \geq \theta \geq 0. \quad (1)$$

$$\pi \geq \theta \geq 0, \quad \pi \leq \psi \leq 0.$$

Здесь θ есть угол между направлением вектора магнитного момента \mathbf{m} частицы и направлением оси анизотропии, ψ - угол между направлением оси анизотропии и направлением магнитного поля (Рис.1), $A = KV_m$ - константа анизотропии, $m = |\mathbf{m}| = M_s V_m$ $m = |\mathbf{m}| = M_s V_m$ - величина магнитного момента, K и M_s - плотности константы анизотропии и магнитного момента соответственно, $V_m = \frac{\pi}{6} d_m^3$ - объем центральной магнитной сферы, d_m - «магнитный» диаметр частицы, $B(t) = be^{-\gamma t} \sin \omega t$ $B(t) = be^{-\gamma t} \cos \omega t$ - магнитная индукция переменного поля, b , ω и γ - амплитуда, частота и ширина этого поля соответственно.

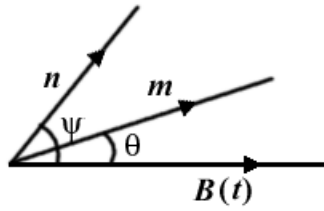


Рис.1. Ориентация векторов магнитного момента \mathbf{m} и оси анизотропии \mathbf{n} относительно вектора магнитной индукции $\mathbf{B}(t)$.

В зависимости от фазы вращения магнитного момента $\zeta = \psi - \theta$, потенциальная энергия анизотропии (1) при $b = 0$ в интервале $0 \leq \zeta \leq 2\pi$ обладает минимумами, отделенными друг от друга барьером, высота которого равна энергии анизотропии (Рис.2). В случае наночастиц никеля (Ni), плотность энергии анизотропии $K = 5 \cdot 10^3$ Дж/м³ [15]. Для частиц никеля с «магнитным» и внешним диаметрами равными $d_m = 3$ нм ($V_m = 1.4 \cdot 10^{-26}$ м³) ($V_m = 10^{-24}$ м³) и $d = 5$ нм ($V = 6.5 \cdot 10^{-26}$ м³ - полный объем частицы) ($V = 1.7 \cdot 10^{-24}$ м³), константа анизотропии $A = -7 \cdot 10^{-23}$ Дж, а момент инерции (частица считается сферической) равен $I = 9 \cdot 10^{-39}$ кг·м² $I = 2 \cdot 10^{-36}$. Среди магнитных наночастиц (Co , Fe , Ni), плотность энергии анизотропии наночастиц никеля является наименьшим ($K_{Co} > K_{Fe} > K_{Ni}$). Для наночастиц с размерами обычно используемыми на практике, при комнатной температуре реализуются следующие неравенства: $K_{Co} V_m > kT$, $K_{Fe} V_m > kT$ (Рис. 2(b)), $K_{Ni} V_m < kT$ (Рис. 2(a)).

Уравнения движения для углов θ и ψ можно представить в виде

$$\begin{cases} I\ddot{\theta} = -2I \frac{1}{\tau_s} \dot{\theta} - \frac{\partial U}{\partial \theta} - mB(t) \sin \theta + N(t), \\ I\ddot{\psi} = -2I \frac{1}{\tau_s} \dot{\psi} - \frac{\partial U}{\partial \psi} + N(t), \end{cases} \quad (2)$$

где $\frac{1}{\tau_s} = \frac{3V\eta}{I}$ $\frac{1}{\tau_s} = \frac{3V\eta}{I}$ - «вязкое» время релаксации, η - коэффициент вязкости, V - полный объем частицы,

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = A \sin 2(\psi - \theta) + mB \sin \theta \quad \text{и}$$

$$\frac{\partial U}{\partial \psi} = -A \sin 2(\psi - \theta)$$

- моменты магнитных сил анизотропии. $N(t)$ является случайной силой, действующей на частицу и вызвана случайными соударениями молекул жидкости с наночастицей. С учетом сил анизотропии, систему уравнений (2) можно представить в виде

$$\begin{cases} \ddot{\theta} + 2\frac{1}{\tau_s}\dot{\theta} - \frac{A}{I}\sin 2(\psi - \theta) + \frac{mB(t)}{I}\sin \theta = \frac{N(t)}{I}, \\ \ddot{\psi} + \frac{2}{\tau_s}\dot{\psi} - \frac{A}{I}\sin 2(\psi - \theta) = \frac{N(t)}{I}. \end{cases} \quad (3)$$

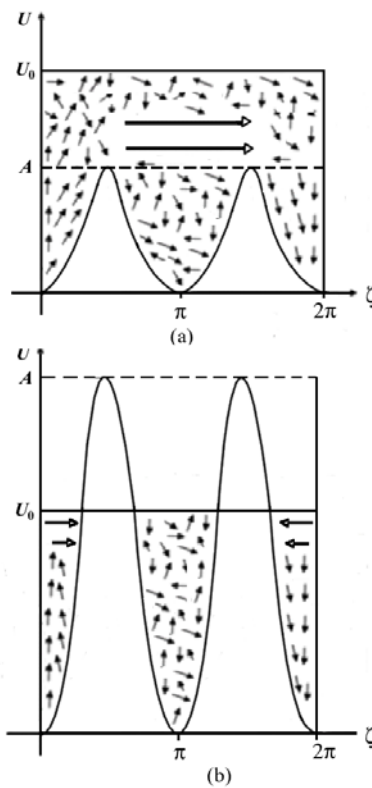


Рис.2. Зависимость потенциальной энергии анизотропии одноосной наночастицы от угла $\zeta = \psi - \theta$ при $b = 0$. Здесь $U_0 \sim kT$ - средняя потенциальная энергия вращательного движения частиц а) U_0 - превосходит высоту барьера ($U_0 > A$), б) U_0 - меньше высоты барьера ($U_0 < A$).

Видно, что связь между двумя уравнениями системы (3) осуществляется силами анизотропии, а константа анизотропии A определяет эффективность этой связи. Решение системы уравнений (3), из-за наличия в них случайных функций не представляется возможным.

СТОХАСТИЧЕСКОЕ НАРАСТАНИЕ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНОЙ ФЛУКТУАЦИИ УГЛА ВРАЩЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА И ЕГО ПРЕВРАЩЕНИЕ НА БОЛЬШИХ ВРЕМЕНАХ В ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ

Предположим, что высота барьера A меньше средней потенциальной энергии наночастиц (Рис. 2(a)). Ясно, что та часть частиц, вращательная энергия которых превосходит максимум барьера, при движении не будет испытывать его сопротивления. Тогда, полагая что $A = 0$, для этой части наночастиц из системы (3) можно получить независимые уравнения для фаз вращения. Интересуясь вращением магнитных моментов наночастиц, сосредоточим внимание на первое уравнение системы (3), которое при этом «отцепляется» от системы

$$\ddot{\theta} + 2\frac{1}{\tau_s}\dot{\theta} + \frac{mb}{I}e^{-\gamma t} \sin \omega t \sin \theta = \frac{N(t)}{I}. \quad (4)$$

Исследование уравнения (4), содержащего в правой части случайную силу, проведем по методу Ланжевена [17,18]. Следуя этому методу, умножим обе части этого уравнения на фазу θ . Тогда, после элементарных преобразований получим

$$\frac{1}{2}\ddot{\theta}^2 - [\dot{\theta}]^2 = -\frac{1}{\tau_s}\dot{\theta}^2 - \frac{mb}{I} \cdot \theta \cdot \sin \theta \cdot e^{-\gamma t} \sin \omega t + \frac{\theta N(t)}{I}. \quad (5)$$

Усредняя это уравнение, применяя теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы

$$\frac{I}{2}\overline{\dot{\theta}^2} = \frac{kT}{2}, \quad (6)$$

и учитывая случайный характер изменения силы $N(t)$

$$\overline{\theta N(\theta)} = \overline{\theta} \cdot \overline{N(\theta)} = 0, \quad \overline{N(\theta)} = 0, \quad \overline{N(\theta)} = \mathbf{0}, \quad (7)$$

получим

$$\overline{\ddot{\theta}^2} + \frac{2}{\tau_s}\overline{\dot{\theta}^2} + \frac{2mb}{I} \cdot \overline{\theta \sin \theta} \cdot e^{-\gamma t} \sin \omega t = \frac{2kT}{I}. \quad (8)$$

Если среднее время между хаотическими некомпенсированными ударами молекул жидкости о наночастицу есть τ_m , то усреднение в формулах (6) - (8) определяется как

$$\overline{L(t)} = \frac{1}{t} \int_0^t L(x) dx \Big|_{t \gg \tau_m}, \quad (9)$$

где $\tau_m \approx 10^{-13}$ с. После этого усреднения эволюция системы описывается единственным «термодинамическим» параметром $\overline{\theta^2}$ и все величины, зависящие от угла θ , в дальнейшем должны быть выражены через него.

Так как моменты инерции наночастиц являются малыми величинами, в усредненном уравнении (8) можно пренебречь инерционным членом, полагая что $\overline{\ddot{\theta}^2} = 0$ $\overline{\ddot{\theta}^2} = \mathbf{0}$. Тогда получим

$$\overline{\dot{\theta}^2} = \frac{1}{\tau_B} \left(1 - \varepsilon \cdot \overline{\theta \sin \theta} \cdot e^{-\gamma t} \sin \omega t \right), \quad (10)$$

где
$$\frac{1}{\tau_B} = \frac{kT}{3V\eta} \quad \text{и} \quad \varepsilon = \frac{mb\tau_s\tau_B}{I} = \frac{mb}{kT} \quad (11)$$

$$\frac{1}{\tau_B} = \frac{kT}{3V\eta}$$

- соответственно время вращательной диффузии и малый параметр взаимодействия.

Оценим численные значения коэффициентов (11). В случае наночастиц никеля вышеотмеченного объема ($m = 6.8 \cdot 10^{-21}$ Дж/Тл), взвешенных в воде ($\eta = 10^{-3}$ кг/м·с) при комнатной температуре и находящихся под воздействием слабого радиочастотного поля ($b = 0.7 \cdot 10^{-3}$ Тл), для этих коэффициентов получим - $\tau_B = 0.2 \cdot 10^{-8}$ с и $\varepsilon = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

Представим решение уравнения (10) в виде разложения в ряд по степеням малого параметра ε :

$$\overline{\theta^2} \approx [\overline{\theta^2}]^{(0)} + \varepsilon[\overline{\theta^2}]^{(1)} + \dots, \quad (12)$$

где $[\overline{\theta^2}]^{(0)}$ и $[\overline{\theta^2}]^{(1)}$ определяются из уравнений

$$[\dot{\overline{\theta^2}}]^{(0)} = \frac{1}{\tau_B}, \quad (13)$$

$$[\dot{\overline{\theta^2}}]^{(1)} = -\frac{1}{\tau_B} \overline{\theta \sin \theta} \cdot e^{-\gamma t} \sin \omega t. \quad (14)$$

Заметим, что формула для вращательной диффузии $[\overline{\theta^2}]^{(0)} = \frac{kT}{3V\eta} t$ $[\overline{\theta^2}]^{(0)} = \frac{kT}{3V\eta} t$ является аналогом известной формулы Эйнштейна для поступательного броуновского движения ($\overline{x^2} = \frac{kT}{3\pi a \eta} t$, где a - радиус частицы) и, как видим, они качественно не отличаются друг от друга. Однако, так как θ в отличие от координаты x , является циклической переменной ($0 \leq \theta \leq \pi$), то и среднеквадратичная флуктуация должна удовлетворять аналогичному условию периодичности, что приводит к качественному различию между этими двумя броуновскими движениями. Из уравнения (13) следует, что поток флуктуации $[\overline{\theta^2}]^{(0)}(t) = \frac{t}{\tau_B}$, начавший движение с нулевого значения $[\overline{\theta^2}]^{(0)}(t=0) = 0$, за время $\tau_0 = \pi^2 \tau_B$ достигнет максимального значения $[\overline{\theta^2}]^{(0)}(t=\tau_0) = \pi^2$. Так как θ является циклической переменной, движение потока флуктуации будет периодически повторяться –

$$[\overline{\theta^2}]^{(0)}(t + \tau_0) = [\overline{\theta^2}]^{(0)}(t).$$

Таким образом, поток флуктуации, имеющий вначале хаотический характер, на больших временах $t \gg \tau_B$ обретает характер регулярного (периодического) движения – из хаоса возникает порядок. Энергия затрачиваемая на поддержание длительного периодического движения, «черпается» из жидкости посредством случайных сил. Вводя безразмерную переменную $\alpha = \frac{t}{2\pi\tau_B}$ и учитывая условие цикличности, для среднеквадратичных флуктуаций в нулевом порядке по возмущению можно написать

$$[\overline{\theta^2}]^{(0)}(\alpha_n) = \pi(\alpha_n - \pi|n|), \tag{15}$$

где $n\pi \leq \alpha_n \leq (n+1)\pi$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. График функции (15) имеет «пилообразную» форму и представлен на рис.3.

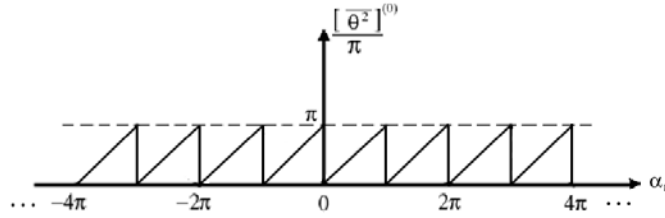


Рис. 3. Зависимость потока флуктуации от безразмерного времени.

Возвращаясь к размерному времени t и разложая функцию (15) в ряд Фурье, можно определить спектральный состав флуктуаций периодического движения магнитного момента [19]

$$[\overline{\theta^2}]^{(0)} = \frac{\pi^2}{2} - \pi \left(\frac{\sin \omega_0 t}{1} + \frac{\sin 3\omega_0 t}{3^2} + \dots + \frac{\sin n\omega_0 t}{n} + \dots \right), \tag{16}$$

где $\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau_0} = \frac{1}{\pi\tau_B}$ - есть асимптотическая частота распространения среднеквадратичной флуктуации, которая в нашем случае находится в радиочастотном диапазоне - $\omega_0 = 0.8 \cdot 10^8$ рад/с. Асимптотическое значение для среднеквадратичной флуктуации на больших временах $t \gg 1/\omega_0$ можно получить из (16) с помощью повторного усреднения на временах $t \gg \tau_B$, где две черточки сверху означают усреднение по времени

$$\overline{\overline{L}}(t) = \frac{1}{t} \int_0^t L(x) dx \Big|_{t \gg \tau_B}. \tag{17}$$

После этого усреднения для среднеквадратичной флуктуации получим по $\overline{\overline{[\theta^2]}}^{(0)} = \frac{\pi^2}{2}$.

Таким образом, на временах $t \gg \tau_0$ случайные силы $N(t)$ могут повернуть и удержать магнитный момент частицы в стационарном режиме со средним значением угла $\theta_\infty \equiv \sqrt{\overline{\overline{[\theta^2]}}^{(0)}} = \frac{\sqrt{2}\pi}{2} \approx 54^\circ$. Заметим, что мы пришли к известному результату [18], полученному на основе решения уравнения Эйнштейна-Фоккера-Планка для вращательного броуновского движения. Результат этот состоит в том, что на больших временах $t \gg \tau_B$ $\theta_\infty \equiv \sqrt{\overline{\overline{[\theta^2]}}^{(0)}} = \frac{\pi}{2}$ для среднего квадрата $\sin \theta$ имеет место выражение $\overline{\overline{\sin^2 \theta}} = \frac{2}{3}$. С помощью непосредственной подстановки приведенных здесь численных данных легко проверить, что удовлетворяется соотношение $\theta_\infty = \arcsin \sqrt{\overline{\overline{\sin^2 \theta}}}$, свидетельствующее о совпадении нашего результата с результатом работы [18]. Этот факт частично свидетельствует о переходе на больших временах $t \gg \tau_B$ диффузионного потока в периодическое движение (15). Отметим также, что установившееся на временах $t \gg \tau_B$ ста-

ционарное значение $\theta_\infty = \frac{\sqrt{2}}{2}\pi$ (также как $\overline{\sin^2 \theta} = \frac{2}{3}$) соответствует равной вероятности всех возможных направлений.

Приступим теперь к рассмотрению распространения потока среднего значения квадратичной флуктуации для случая, когда высота барьера A превосходит средней тепловой энергии частиц U_0 . Горизонтальные стрелки на разных уровнях (Рис. 2(б)) указывают направления движения флуктуаций. Различными длинами стрелок отмечается, что периодические движения флуктуаций при разных энергиях будут иметь различные частоты. Характер этого периодического движения обусловлен тем обстоятельством, что одна из «стенок» обеих потенциальных ям (Рис.2(б)) имеет кривую форму. В результате, в случае $U_0 < A$, в отличие от случая ($U_0 > A$), не образуется поток флуктуации с единной частотой. Следовательно, в этом случае осуществление резонанса с радиочастотным полем будет затруднен.

РЕЗОНАНСНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Изменение величины среднеквадратичной флуктуации, вызванное резонансным влиянием радиочастотного поля, описывается уравнением (14). Это уравнение в правой части содержит зависящие от времени сомножители, одна из которых связана с наличием переменного внешнего поля $B(t)$, а другая – пропорциональна выражению $\overline{\theta \sin \theta}$. Явный вид временной зависимости этого выражения можно определить с помощью следующей последовательности преобразований и приближений:

$$\begin{aligned} \overline{\theta \sin \theta} \approx \overline{\theta \sin \theta}^{(0)} \approx \overline{\theta \left(\theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} + \dots \right)}^{(0)} &\approx [\overline{\theta^2}]^{(0)} - \frac{1}{3!} [\overline{\theta^4}]^{(0)} + \frac{1}{5!} [\overline{\theta^6}]^{(0)} + \dots \approx \\ &[\overline{\theta^2}]^{(0)} \left(1 - \frac{1}{3!} [\overline{\theta^2}]^{(0)} + \frac{1}{5!} [[\overline{\theta^2}]^{(0)}]^2 + \dots \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь в высоких степенях разложения квадратичной флуктуации мы произвели «расщепления» вида: $[\overline{\theta^{2n}}]^{(0)} \approx [\overline{\theta^2}]^{(0)n}$. Кроме этого предположим, что переменное поле может охватить в резонансе лишь одну гармонику $\gamma \ll \omega_0$. Будем интересоваться только главным ($\omega = \omega_0$) резонансным слагаемым в правой части уравнения (14), пренебрегая всеми другими (кратными) резонансами. Поэтому, в последней части «цепочки» преобразований (18) оставим только первое слагаемое, в котором сохраним только первую (резонансную) гармонику - $\overline{\theta \sin \theta} \approx [\overline{\theta^2}]_{\omega_0}^{(0)} \approx -\pi \sin \omega_0 t$. Решение уравнения (14) с учетом этих ограничений и приближений имеет вид

$$[\overline{\theta^2}]^{(1)} = \frac{\pi}{2\tau_B} \cdot \frac{1}{\gamma^2 + \Delta^2} \left[e^{-\gamma t} (\Delta \sin \Delta t - \gamma \cos \Delta t) + \gamma \right], \quad (19)$$

где принято обозначение $\omega - \omega_0 = \Delta$. В пределе $t \ll \frac{1}{\gamma}$ и $t \ll \frac{1}{\Delta} \ll \frac{1}{\Delta}$, решение (19) принимает вид

$$[\overline{\theta^2}]^{(1)} \approx \frac{\pi}{2\tau_B} \cdot \frac{\Delta^2}{\gamma^2 + \Delta^2} t. \quad (20)$$

Линейная зависимость решения (20) выражает секулярный рост резонансной поправки. Как известно, этим свойством обычно характеризуется резонансный процесс на начальном этапе.

Как следует из решения (19), в предельном случае больших времен $t \gg \frac{1}{\gamma}$, выражение для стационарного значения резонансной поправки будет иметь вид

$$\langle [\overline{\theta^2}]^{(1)} \rangle = \frac{\pi}{2\tau_B} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + \Delta^2}, \quad \langle [\overline{\theta^2}]^{(1)} \rangle = \frac{2}{\tau_B} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + \Delta^2} \quad (21)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает асимптотическое во времени $t \gg \frac{1}{\gamma}$ значение функции. В случае точного резонанса ($\Delta = 0$), значений ширины радиочастотного поля $\gamma = 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, малого параметра $\varepsilon = 1.2 \cdot 10^{-3}$ и времени вращательной диффузии равной $\tau_B = 0.2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, для стационарного значения флуктуации (21) получим

$$\langle \overline{\theta^2} \rangle = [\overline{\theta^2}]^{(0)} + \langle \varepsilon [\overline{\theta^2}]^{(1)} \rangle = \frac{\pi^2}{2} + 0.48 \cdot \pi^2$$

и $\theta_\infty \approx \sqrt{\langle \overline{\theta^2} \rangle} = 0.98\pi$, что выражает переворот и удержание в этом состоянии магнитного момента частицы. С помощью соответствующего подбора характеристик радиочастотного поля (b и \mathbf{b} и γ), фазу можно удержать в любом ($\pi/2 \leq \theta_\infty \leq \pi$) стационарном положении.

Резонансное радиочастотное поле в интервале времени $\tau_0 \ll t \ll 1/\gamma$ приводит к увеличению скорости потока среднеквадратичной флуктуации. Как следует из выражения (20), резонансная поправка средней скорости потока флуктуации в рассматриваемом случае есть

$$\langle \dot{[\overline{\theta^2}]}^{(1)} \rangle = \frac{\pi}{2\tau_B} \cdot \frac{\Delta^2}{\gamma^2 + \Delta^2}. \quad (22)$$

Как видно, в случае монохроматического резонансного поля ($\gamma = 0$) скорость распространения флуктуации фазы увеличивается на $\frac{\pi\varepsilon}{2\tau_B}$ и достигает значения $\langle \dot{\overline{\theta^2}} \rangle \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1+\varepsilon}{\tau_B}$.

$$\langle \dot{\overline{\theta^2}} \rangle \approx \frac{3}{\tau_B}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Средняя скорость диффузионного потока вращения магнитного момента наночастицы суспензии $[\dot{\overline{\theta^2}}]^{(0)} = \frac{1}{\tau_B}$ $[\dot{\overline{\theta^2}}]^{(0)} = \frac{1}{\tau_B}$ осуществляются хаотическими соударениями молекул жидкости с наночастицами. Это хаотическое вращение на больших временах переходит в периодическое движение (с периодом $\tau_0 = \pi^2 \tau_B$). Резонансное радиочастотное поле с частото-

той $\omega \approx \omega_0 = \frac{2\pi}{\tau_0}$, увеличивает скорость потока флуктуации. Соответствующим подбором характеристик радиочастотного поля (параметров b и γ), возможно увеличить скорость вращения момента, а также удержать магнитный момент в перевернутом положении $\theta_\infty \approx \pi$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McNamara B., Weisenfeld K. Theory of stochastic resonance. *Phys. Rev. A.* 1989, 39, 4854.
2. Jung P., Hanggi P. Resonantly driven Brownian motion: Basic concepts and exact results. *Phys. Rev. A.* 41, 1990, 2977.
3. Carroll T. L., Pecora L. M. Stochastic Resonance and Crises. *Phys. Rev. Lett.* 1993, 70, 576.
4. Анищенко В. С, Нейман А. Б, Мосс Ф, Шиманский-Гайер Л. Стохастический резонанс как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка. *УФН*, 1999, 169, 1, 7-38.
5. Batlle X, Labarta A. Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties. *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2002, 35, R15-R42 .
6. Skomski R, Nanomagnetism. *J. Phys: Condens. Matter.* 2003, 15, R841-R896.
7. *Magnetic Nanoparticles.* Edit by Sergey P. Gubin. Wiley-VCH, 2009. 466 p.
8. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости. *УФН*, 1973, 112, 3, 427-458.
9. Sadykov E.K. J. Stochastic resonance in small-particle magnetism. I. Radiospectroscopic study. *Phys. Condens. Matter.* 1992, 4, 3295.
10. Raikher Y. L., Stepanov V. T. Stochastic resonance in single-domain particles. *J. Phys. Condens. Matter.* 1994, 6, 4137-4145.
11. Raikher Y. L., Stepanov V. T. Stochastic resonance and phase shifts in superparamagnetic particles. *Phys. Rev. B.* 1995, 52 (5), 3493.
12. Raikher Y.L., Stepanov V. T., Grigorenko A. N., Nikitin P. I. Nonlinear magnetic stochastic resonance: Noise-strength–constant-force diagrams. *Phys. Rev. E.* 1997, 56(6), 6400.
13. Raikher Y. L, Stepanov V. T, Bacri J. C, Perzynski R. Orientational dynamics of ferrofluids with finite magnetic anisotropy of the particles: Relaxation of magneto-birefringence in crossed fields. *Phys. Rev. E.* 2002, 66, 021203.
14. Raikher Y. L., Stepanov V. T. Fanin P. C. Stochastic resonance in a superparamagnetic particle. *Journal Magnet. Mag. Mat.* 2003, 258, 369.
15. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. Москва, Наука. 1978, 791 с.
16. Sun S, Zeng H. Size-Controlled Synthesis of Magnetite Nanoparticles. *J. Am. Chem. Soc.* 2002, 124, 8204.
17. Schwabl F. *Statistical Mechanics.* Berlin, Heidelberg, New York. Springer-Verlag, 2006, 565 p.
18. Леонтович М.А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. Москва, Наука, 1983, 416 с.
19. Korn A, Korn T. M. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers.* New York, Toronto, London. 1961, 830 с.