

УДК 538.95+541.18
PACS 61.46.+w, 75.20.-g, 76.50.+g

Гипертермический эффект в магнитных наночастицах при слабых ориентационных флуктуациях

В. И. Степанов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия
stepanov@icmm.ru

Решена задача об установившемся движении магнито-жесткой частицы в переменном поле произвольной амплитуды и частоты в пределе слабых ориентационных флуктуаций (нулевой температуры или большого объема частицы). Из условия разрешимости уравнения Фоккера–Планка в пределе низких температур получено корректное решение для намагниченности частицы. Показано, что поглощение энергии за период поля (площадь петли динамического гистерезиса намагниченности) в этом случае всегда выше, чем для петли с конечной температурой. Иными словами, для магнито-жестких частиц тепловые флуктуации всегда снижают их тепловыделение. Данный вывод является важным для метода магнитной гипертермии.

Ключевые слова: магнитные наночастицы; магнитная гипертермия; суперпарамагнетизм

Поступила в редакцию 20.10.2023; после рецензии 29.01.2024; принята к опубликованию 08.02.2024

Hyperthermic effect in magnetic nanoparticles in the presence of weak orientation fluctuations

V. I. Stepanov

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia
stepanov@icmm.ru

The problem of steady-state oscillation of a magnetically rigid particle in an AC field of arbitrary amplitude and frequency in the presence of weak orientation fluctuations (at zero temperature or for a large particle volume) has been solved. From the condition of solvability of the Fokker-Planck equation at low temperatures, a correct solution for the magnetization of the particle has been obtained. It is shown that the energy absorption over one period of the field (the area of the dynamic hysteresis loop of magnetization) in this case is always higher than for a loop with finite temperature. In other words, for magnetically rigid particles, thermal fluctuations always reduce their heat generation. This conclusion is important for the method of magnetic hyperthermia.

Keywords: magnetic nanoparticles; magnetic hyperthermia; superparamagnetism

Received 20 October 2023; revised 29 January 2024; accepted 08 February 2024

doi: 10.17072/1994-3598-2024-1-43-48

1. Введение

Магнитная гипертермия использует в качестве источника тепла суспензии магнитных однодоменных частиц. Магнитные наночастицы вводятся в организм пациента и затем подвергаются воздействию переменного магнитного поля, что приводит к их нагреванию. Это нагревание может быть использовано для лечения определенных заболеваний, таких как рак, путем уничтожения опухоли или инактивации патогенных клеток. В ходе развития этого метода, который сейчас переходит из лаборатории в клиническую практику, отрабатывается эффективность нагрева в зависимости от размера, типа и функционализации частиц, а также от частоты и амплитуды поля [1, 2].

Теоретической основой для всех видов гипертермии является магнитодинамика мелких частиц. Происходящее нагревание, независимо от состояния матрицы, может быть сформулировано в терминах динамического магнитного гистерезиса, где площадь петли A представляет собой энергию, рассеиваемую частицей за период поля, а произведение ωA пропорционально удельной потере энергии в этом процессе. В простом приближении тепло, генерируемое частицей, равно теплу, передаваемому ее окружению.

Детали происходящего динамического гистерезиса (ДГ) в значительной степени зависят от конкретной магнитодинамики частицы. В настоящей работе в качестве модельной среды для изучения ДГ рассматривается разбавленная суспензия однодоменных магнитожестких частиц в ньютоновской жидкости. При малых амплитудах поля динамика частицы в суспензии описывается флуктуационным Броуновским процессом с характерным временем релаксации τ_B , пропорциональным температуре. Розенцвейгом в работе [3] было предложено феноменологическое расширение теории броуновской восприимчивости наночастиц на случай произвольных полей. Однако при таком подходе не учитывалось влияние магнитного поля на время поворота частицы. Между тем именно магнитное поле, при больших его значениях, формирует характерное время отклика частицы τ_0 . Время τ_0 , в отличие от τ_B , не зависит от температуры, поэтому соответствующий процесс является атермическим. Кинетический подход на основе уравнения Фоккера–Планка позволяет единым образом описать ДГ суперпарамагнитной частицы во всем диапазоне полей и температур [4, 5]. В работе [5] нами было показано, что для полей большой амплитуды, когда магнитоориентационные флуктуации отходят на второй план, кинетический подход радикальным образом поправляет феноменологическую теорию Розенцвейга. Однако в работе [5] рассмотрение не было доведено до логического конца, а именно корректного вывода из уравнения Фокке-

ра–Планка магнитодинамики частицы в атермическом процессе, т.е. в случае полного отсутствия флуктуаций. Задача предельного перехода к нулевой температуре оказалась не столь тривиальной, как представлялась в [5]. Настоящая статья призвана заполнить этот пробел. План статьи следующий: в разделе 2 для единства изложения повторяется полное решение задачи в рамках кинетического подхода из работы [5]. Раздел 3 посвящен корректному вычислению атермического предела из уравнения Фоккера–Планка, а в разделе 4 обсуждается соответствующий этому пределу гипертермический эффект с точки зрения оптимизации процесса.

2. Основные уравнения

Рассмотрим однодоменную частицу, находящуюся в суспензии в немагнитной жидкости и подвергающуюся внешнему полю \mathbf{H} . Зависимая от ориентации частицы часть энергии определяется следующим образом:

$$U = -\mu H \cos \vartheta, \quad (1)$$

где ϑ - угол между полем и магнитным моментом частицы. Величина последнего определяется формулой $\mu = M_S V m$, где M_S - намагниченность ферромагнетика а $V m$ - объем магнитного «ядра» частицы. При наличии тепловых флуктуаций магнитное состояние частицы описывается функцией распределения ориентации $W(\vartheta, t)$, которая подчиняется уравнению Фоккера–Планка

$$2\tau_B \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\sin \vartheta \left(\frac{W}{kT} \frac{dU}{d\vartheta} + \frac{\partial W}{\partial \vartheta} \right) \right], \quad (2)$$

здесь мы представляем характерное время ориентационной релаксации двумя способами, которые полезны для дальнейших рассуждений:

$$\begin{aligned} \tau_B &= 3\eta V / kT = \xi \tau_0, \\ \tau_0 &= 3\eta V / \mu H, \quad \xi = \mu H / kT, \end{aligned} \quad (3)$$

где η - вязкость жидкости, а V - полный «гидродинамический» объем частицы, учитывающий наличие у нее немагнитного поверхностного слоя и внешней оболочки. Для крупных частиц размером 50 нм величина $\tau_B \approx 10^{-3}$ с в воде при комнатной температуре. Соответственно, при $\xi = 10$ время τ_0 на порядок меньше τ_B .

Статистические свойства равновесия ансамбля частиц следуют из распределения Гиббса

$$\begin{aligned} W(\vartheta) &= W_0 = Z^{-1} \exp(\mu H \cos \vartheta / kT), \\ Z &= \int_{-1}^{+1} \exp[\mu H \cos \vartheta / kT] d(\cos \vartheta), \end{aligned} \quad (4)$$

и, следовательно, все равновесные моменты $\langle P_l \rangle_0$ полиномов Лежандра $P_l(\cos \vartheta)$ могут быть найдены

аналитически, например, $\langle P_l \rangle_0 = L(\xi)$ является функцией Ланжевена.

Для неравновесной ситуации функция распределения сохраняет осевую симметрию, задаваемую полем, поэтому также может быть представлена в виде ряда по полиномам Лежандра

$$W(x, t) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \langle P_l \rangle P_l(x). \quad (5)$$

Здесь средние $\langle P_l \rangle$, в отличие от $\langle P_l \rangle_0$, являются функциями времени. Подставляя это разложение в уравнение (2) и интегрируя по ориентациям частицы, получаем трехдиагональную систему уравнений для средних полиномов Лежандра:

$$\frac{2\tau_B}{l(l+1)} \frac{d}{dt} \langle P_l \rangle + \langle P_l \rangle = \frac{\xi}{2l+1} (\langle P_{l-1} \rangle - \langle P_{l+1} \rangle), \quad (6)$$

где $l=1, 2, 3, \dots$ и $\langle P_0 \rangle = 1$.

Мы рассматриваем диссипацию в неравновесной ситуации, вызванную линейно поляризованным полем $H(t) = H_0 \cos \omega t$. Чтобы найти стационарное осциллирующее решение, все $\langle P_l \rangle$ в уравнении (6) представим в виде фурье-ряда, частоты которого кратны ω :

$$\langle P_l \rangle = \sum_{k=-\infty}^{\infty} Q_{lk}(\omega) e^{ik\omega t}. \quad (7)$$

Таким образом, уравнение (6) превращается в однородное трехдиагональное матричное рекуррентное соотношение [9]:

$$\left[\frac{2i\omega\tau_0\xi_0}{l(l+1)} + 1 \right] Q_{lk} - \frac{\xi_0}{4l+2} (Q_{l-1,k-1} + Q_{l-1,k+1} - Q_{l+1,k-1} - Q_{l+1,k+1}) = 0; \quad (8)$$

здесь ξ_0 – безразмерный параметр, характеризующий отношение амплитуды поля H_0 к температуре, в соответствии с уравнением (3). Аналогично, через амплитудное значение поля в уравнении (8) определяется и атермическое время релаксации τ_0 . Граничными условиями системы (8) являются $Q_{00} = 1$ и $Q_{0k} = 0$ при $k \neq 0$

Решая уравнение (8) методом матричной прогонки [6], вычислим набор амплитуд Q_{lk} с любой желаемой точностью. Предметом нашего интереса являются зависимости амплитуды Q_{11} от безразмерных параметров ξ_0 и $\omega\tau_0$.

Потеря энергии за один цикл в каждой частице определяется площадью петли динамического гистерезиса

$$A = -\mu \oint \langle P_1 \rangle dH = \pi \mu H_0 Q_{11}'' , \quad (9)$$

которая содержит только мнимую компоненту амплитуды Q_{11} . Потеря мощности, рассчитанная на единицу объема (также называемая удельной поте-

рей мощности или удельным поглощением), связана с площадью петли A выражением

$$\mathcal{R} = \frac{\omega}{2\pi} A = \frac{1}{2} (\omega \mu H_0) Q_{11}'' = \frac{2}{\pi} \omega \mu H_0 A_n, \quad (10)$$

где мы вводим безразмерную площадь петли, приведенную к единице; выбор коэффициента позволяет учесть тот факт, что при измерении в единицах μH_0 максимальная возможная площадь петли равна $A = 4$. Результаты частотной зависимости расчета A_n для некоторых значений зависящего от температуры параметра ξ_0 представлены на рис. 1 (кривые 1-4). Характерной особенностью этих кривых является наличие релаксационного максимума, положение и высота которого определяется параметром ξ_0 .

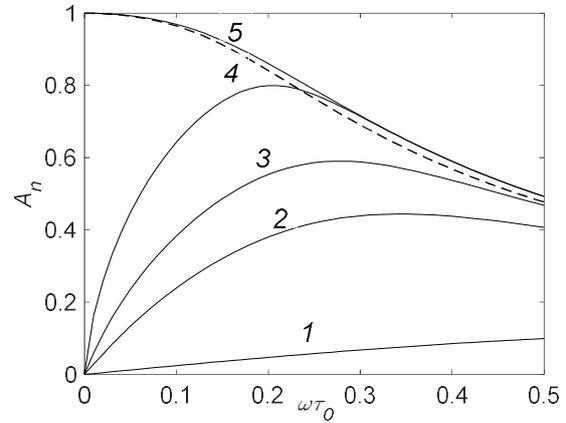


Рис. 1. Частотная зависимость нормализованной площади петли для $\xi_0 = 1$ (1), 5 (2), 10 (3) и 50 (4). Огибающая кривая (5) соответствует атермическому пределу $\xi_0 = \infty$

Во флуктуационном пределе $\xi_0 \ll 1$ имеет место теория линейного отклика, где вместо бесконечной цепочки уравнений (6) достаточно рассмотреть одно уравнение, выражающее Броуновский механизм релаксации в чистом виде

$$\tau_B \frac{d}{dt} \langle P_1 \rangle + \langle P_1 \rangle = \frac{1}{3} \xi(t). \quad (11)$$

Из уравнения (11) для площади петли ДГ получаем

$$A = \frac{\pi}{3} \mu H_0 \frac{\xi_0 \omega \tau_B}{1 + \omega^2 \tau_B^2} \sim \chi''(\omega) H_0^2, \quad (12)$$

где χ'' – диссипативная компонента линейной динамической восприимчивости частицы. Как показывает уравнение (12), площадь петли ДГ достигает максимума при $\omega\tau_B \sim 1$. В пределе высокой частоты A убывает $\propto (\omega\tau_B/\xi_0)^{-1} = (\omega\tau_0)^{-1}$; соответственно, удельная потеря мощности насыщается на не зависящем от температуры уровне

$$\mathcal{R}_s = \frac{(\mu H_0)^2}{18\eta V} = \frac{\mu H_0}{6\tau_0}. \quad (13)$$

3. Атермический предел

В этом случае также доступно аналитическое представление для $\langle P_I \rangle$. Условие $\xi_0 \gg 1$ означает слабое влияние тепловых флуктуаций на динамику частицы. Скорость ее вращения определяется из баланса моментов магнитных и вязких сил, действующих на частицу, и выражается уравнением

$$\frac{d}{dt} \mathcal{G} = -\frac{1}{2\tau_0} \sin \mathcal{G} \cos \omega t. \quad (14)$$

Траектория вращательного движения частицы, полученная путем интегрирования уравнения (14), может быть записана для ориентационной координаты $x(t) = \cos \mathcal{G}(t)$ в виде

$$x = \frac{x_0 + \tanh\left(\frac{\sin \omega t}{2\omega\tau_0}\right)}{1 + x_0 \tanh\left(\frac{\sin \omega t}{2\omega\tau_0}\right)}, \quad (15)$$

где x_0 – начальная ориентация частицы. Параметр x_0 является интегралом движения: его значение не меняется при периодическом вращении магнитного момента частицы по замкнутой орбите

$$x_0 = \frac{x - \tanh\left(\frac{\sin \omega t}{2\omega\tau_0}\right)}{1 - x \tanh\left(\frac{\sin \omega t}{2\omega\tau_0}\right)}, \quad (16)$$

тем самым параметр x_0 отличает одну возможную орбиту частицы от других. Естественным образом возникает вопрос о функции распределения $f(x_0)$. Зная ее, можно найти временную эволюцию средней ориентации магнитного момента частицы

$$\langle \cos \mathcal{G}(t) \rangle = \int_{-1}^1 x(t, x_0) f(x_0) dx_0. \quad (17)$$

Будем называть эту функцию распределением орбит по ориентациям, подразумевая под x_0 ориентацию частицы в начале каждого цикла установившегося движения. В работе [5] мы предполагали, что $f(x_0)$, являясь изотропной функцией в начальный момент времени, остается таковой и в последующем. Фактически это означает отсутствие переходного процесса в системе; стационарный режим устанавливается сразу в момент включения поля. Такое предположение дает следующий результат [5]:

$$\langle \cos \mathcal{G}(t) \rangle = \frac{\sinh\left(\frac{\sin(\omega t)}{\omega\tau_0}\right) - \frac{\sin(\omega t)}{\omega\tau_0}}{\cosh\left(\frac{\sin(\omega t)}{\omega\tau_0}\right) - 1}. \quad (18)$$

Разложив это выражение численно в ряд Фурье по ω , можно найти амплитуду первой гармоники при любой частоте. Предел $\omega\tau_0 \gg 1$ доступен аналитически в виде асимптотического ряда:

$$Q_{11}'' = \frac{1}{3\omega\tau_0} - \frac{1}{120(\omega\tau_0)^3} + \dots \quad (19)$$

Зависимость площади петли гистерезиса, вычисленной на основании уравнения (18), изображена на рис.1 пунктирной линией. Как видно, она не является огибающей семейства кривых с растущим параметром ξ_0 и, следовательно, уравнение (18) нельзя считать корректным решением задачи динамического гистерезиса в отсутствие флуктуаций. Для нахождения правильного выражения для функции распределения $f(x_0)$ вновь обратимся к уравнению Фоккера–Планка (2), записав его в виде

$$2\tau_0 \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(1-x^2)W] = \frac{1}{\xi_0} \frac{\partial}{\partial x} \left[(1-x^2) \frac{\partial W}{\partial x} \right]. \quad (20)$$

Здесь флуктуационный член уравнения вынесен в правую часть с малым параметром $1/\xi_0$. Легко проверить, что левая часть уравнения (20) тождественно обращается в 0 при подстановке решения в виде

$$W(x) = f(x_0) \frac{\partial x_0(x, t)}{\partial x}. \quad (21)$$

где f – произвольная функция распределения, а для временной и пространственной зависимости переменной x_0 используется формула (16). Фактически уравнение (20) без правой части и уравнение вращательной динамики частицы (14) в этом случае эквивалентны. Условие разрешимости полного уравнения (20) с правой частью накладывает ограничение на функцию f и позволяет найти ее в явном виде. Сравним выражения под знаком пространственной производной в левой и правой частях уравнения (20). Первое является конвективным переносом функции распределения потоком, а второе выражает диффузионный перенос в поперечном потоку направлении. Оказывается, условием разрешимости уравнения Фоккера–Планка с малым параметром при операторе Лапласа является отсутствие результирующего диффузионного переноса W при движении по замкнутой траектории [7]. В нашем случае это условие выражается в виде равенства нулю интеграла за период

$$\int_0^T (1-x^2) \frac{\partial W}{\partial x} dt = 0. \quad (22)$$

Порядок вычисления в левой части (22) следующий: дифференцируем W в виде (21) по координате

те x , затем всюду заменяем ее по формуле (15) и полученное выражение интегрируем по периоду:

$$\int_0^{\tau} (1-x(t)^2) \left[\frac{\partial f}{\partial x_0} \left(\frac{\partial x_0}{\partial x} \right)^2 + f \frac{\partial^2 x_0}{\partial x^2} \right] dt = 0.$$

В результате получим дифференциальное уравнение первого порядка для искомой функции распределения

$$\left[1-x_0^2 + (1+x_0^2) I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) \right] \frac{\partial f}{\partial x_0} + 2x_0 \left[I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) - 1 \right] f = 0.$$

Решая его, находим:

$$f(\cos \vartheta_0) = \frac{C}{\left(I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) - 1 \right) \cos^2 \vartheta_0 + I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) + 1} \quad (23)$$

Здесь I_0 – модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка, C – нормировочная константа:

$$C = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{I_0^2 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) - 1}}{\arctan \left(\sqrt{I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) - 1} / I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) + 1 \right)}. \quad (24)$$

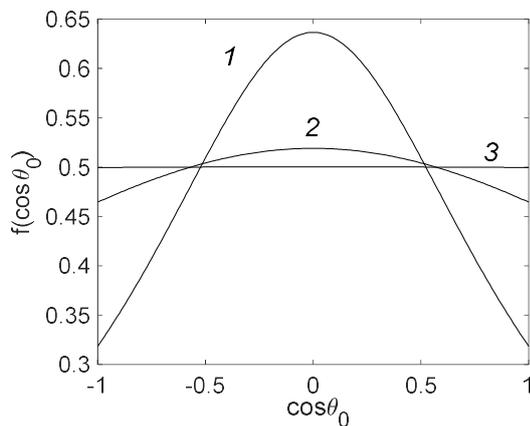


Рис. 2. Функция распределения орбит при разных частотах: $\omega \tau_0 = 0.1$ (1), 1(2), 10(3)

Как видно из рис.2, при малых частотах (что соответствует левой части рис. 1) функция распределения выражено анизотропная. По мере увеличения частоты анизотропия сглаживается.

Подстановка (24) в (17) приводит к следующему выражению для временной эволюции средней ориентации магнитного момента частицы

$$\langle \cos \vartheta \rangle = \frac{\sinh \left(\frac{\sin(\omega t)}{\omega \tau_0} \right) I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) - C \frac{\sin(\omega t)}{\omega \tau_0}}{\cosh \left(\frac{\sin(\omega t)}{\omega \tau_0} \right) I_0 \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right) - 1}. \quad (25)$$

Разложив это выражение численно в ряд Фурье по ω , можно найти амплитуду первой гармоники при любой частоте. Предел $\omega \tau_0 \gg 1$ доступен аналитически в виде асимптотического ряда:

$$Q_{11}^n = \frac{1}{3\omega \tau_0} - \frac{1}{360(\omega \tau_0)^3} + \dots \quad (26)$$

Отличие ряда (26) от (19) начинается со второго члена разложения. Зависимость площади петли гистерезиса, вычисленной на основании уравнения (23), изображена на рис.1 кривой (5). Как видно, в отличие от штриховой линии, она является огибающей семейства кривых с растущим параметром ξ_0 , что подтверждает корректность проведенных расчетов.

4. Обсуждение

Как видно из рис. 1, атермический режим является наиболее эффективным с точки зрения тепловыделения за один цикл переменного поля. Особенно наглядно это проявляется при низких частотах в левой части рисунка. Понятно, что путем увеличения частоты и амплитуды поля, мощность нагревания (10) формально можно сделать сколь угодно большой. Однако для медицинских применений переменных магнитных полей существует эмпирическое ограничение, которое определяет физиологически приемлемый уровень произведения частоты поля на его амплитуду. Это ограничение называется правилом Брезовича [8]:

$$fH < C, \quad C = 6 \times 10^6 \text{ Гц Оэ} = 5 \times 10^8 \text{ Гц А/м}. \quad (27)$$

На основании рис.1 сделаем оценки для оптимальных значений частоты и амплитуды поля, полагая, что их произведение в формуле (10) фиксировано правилом Брезовича. Кривая 5 имеет точку перегиба, т.е. участок самого крутого падения, при 0.244. Ограничим частоту поля сверху этим значением. Решая совместно систему уравнений

$$6\pi\eta V f / \mu H = 0.244, \quad fH = C, \quad (28)$$

находим значения частоты и амплитуды поля

$$f = \sqrt{\frac{0.244 C M_s V_m}{6\pi\eta V}}, \quad H = \sqrt{\frac{6\pi\eta V C}{0.244 M_s V_m}}. \quad (29)$$

Полагая $M_s = 400$ Гс (феррит), $V/V_m \sim 10$ и $\eta \sim 10^{-2}$ П (вода), из уравнений (31) получаем достаточно разумные оценки: $f = 17.6$ кГц, $H = 340$ Оэ = 27 кА/м.

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы № АААА-А20-120020690030-5

Список литературы

1. Dutz S., Hergt R. Magnetic particle hyperthermia – a promising tumour therapy? // *Nanotechnology*. 2014. Vol. 25. N. 45, 452001. DOI: 10.1088/0957-4484/25/45/452001
2. Kashevsky B. E., Kashevsky S. B., Korenkov V. S., Istomin Yu. P., Terpinskaya T. I., Ulashchik V. S. Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2015. Vol. 380. P. 335–340. DOI: 10.1016/j.jmmm.2014.10.109
3. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2002. Vol. 252. P. 370–374. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00706-0
4. Игнатченко В. А., Гехт Р. С. Динамический гистерезис суперпарамагнетика // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1975. Т. 67. № 4 (10). С. 1506–1515.
5. Raikher Y. L., Stepanov V. I. Absorption of AC field energy in a suspension of magnetic dipoles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008. Vol. 320. N. 21. P. 2692–2695. DOI: 10.1016/j.jmmm.2008.05.041
6. Raikher Y. L., Stepanov V. I. Nonlinear dynamic susceptibilities and field-induced birefringence in magnetic particle assemblies // *Advances in Chemical Physics*. 2004. Vol. 129. P. 419–588. DOI: 10.1002/047168077X.ch4
7. Leal L. G., Hinch E. J. The effect of weak Brownian rotations on particles in shear flow // *Journal of Fluid Mechanics*. 1971. Vol. 46. N. 4. P. 685–703. DOI: 10.1017/S0022112071000788
8. Herg R., Dutz S. Magnetic particle hyperthermia – biophysical limitations of a visionary tumour therapy // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. Vol. 311. N. 1. P. 187–192. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.10.1156

References

1. Dutz S., Hergt R. Magnetic particle hyperthermia – a promising tumour therapy? *Nanotechnology*, 2014, vol. 25, no. 45, 452001. DOI: 10.1088/0957-4484/25/45/452001
2. Kashevsky B. E., Kashevsky S. B., Korenkov V. S., Istomin Yu. P., Terpinskaya T. I., Ulashchik V. S. Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, vol. 380, pp. 335–340. DOI: 10.1016/j.jmmm.2014.10.109
3. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2002, vol. 252, pp. 370–374. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00706-0
4. Ignatchenko V. A., Gekht R. S. Dynamic hysteresis of a superparamagnet. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1975, vol. 40, p. 750.
5. Raikher Y. L., Stepanov V. I. Absorption of AC field energy in a suspension of magnetic dipoles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, vol. 320, no. 21, pp. 2692–2695. DOI: 10.1016/j.jmmm.2008.05.041
6. Raikher Y. L., Stepanov V. I. Nonlinear Dynamic Susceptibilities and Field-Induced Birefringence in Magnetic Particle Assemblies. *Advances in Chemical Physics*, 2004, vol. 129, pp. 419–588. DOI: 10.1002/047168077X.ch4
7. Leal L. G., Hinch E. J. The effect of weak Brownian rotations on particles in shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1971, vol. 46, no. 4, pp. 685–703. DOI: 10.1017/S0022112071000788
8. Herg R., Dutz S. Magnetic particle hyperthermia – biophysical limitations of a visionary tumour therapy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2007, vol. 311, no. 1, pp. 187–192. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.10.1156

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Степанов В. И. Гипертермический эффект в магнитных наночастицах при слабых ориентационных флуктуациях // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2024. № 1. С. 43–48. doi: 10.17072/1994-3598-2024-1-43-48

Please cite this article in English as:

Stepanov V. I. Hyperthermic effect in magnetic nanoparticles in the presence of weak orientation fluctuations. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 1, pp. 43–48. doi: 10.17072/1994-3598-2024-1-43-48

Сведения об авторе

Виктор Иванович Степанов, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник лаборатории Динамики дисперсных систем, Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013

Author information

Victor I. Stepanov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory of Dynamics of Dispersed Systems, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia