

Стохастический резонанс в однодоменных наночастицах с кубической анизотропией

© Ю.П. Калмыков, Ю.Л. Райхер*, У.Т. Коффи**, С.В. Титов***

Lab. Mathématiques et Physique des Systèmes, Université de Perpignan,
66860 Perpignan Cedex, France

* Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук,
614013 Пермь, Россия

** Department of Electronic and Electrical Engineering, Trinity College,
Dublin 2, Ireland

*** Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия

E-mail: kalmykov@univ-perp.fr, raikher@icmm.ru, wcoffey@mee.tcd.ie, svt245@ire216.msk.su

(Поступила в Редакцию 10 ноября 2004 г.

В окончательной редакции 17 марта 2005 г.)

Показано, что при магнитном стохастическом резонансе у суперпарамагнитных частиц с кубической анизотропией отношение сигнал–шум проявляет сильную зависимость от коэффициента α затухания ларморовой прецессии. Указанный эффект обусловлен взаимосвязью релаксационных и прецессионных мод и может быть использован для определения α . Зависимость отношения сигнал–шум от α характерна только для частиц, не обладающих аксиальной анизотропией, так как для одноосных частиц эффект отсутствует.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS (проект N 01-2341) и CRDF (проект N PE-009).

1. Введение

Исследование суперпарамагнетизма однодоменных наночастиц приобретает все возрастающую практическую значимость в контексте работ по увеличению плотности магнитной записи. При этом наличие суперпарамагнитных свойств у частиц с размерами порядка нанометров оказывается главным физическим механизмом, ограничивающим минимальный размер носителя одного бита информации [1]. Действительно, тепловые эффекты при комнатной температуре пренебрежимо малы только в макрочастицах магнетика. Для микрочастиц влияние тепловых флуктуаций ведет к неустойчивости намагниченности [2]. Одно из проявлений такой неустойчивости в однодоменных наночастицах — стохастический резонанс (СР). Явление СР обусловлено взаимодействием флуктуационных и детерминированных процессов в „зашумленных“ системах и широко распространено в физике (оптика, механика твердого тела, физика сверхпроводников, суперпарамагнетизм, теория поверхностных явлений), радиотехнике (оптимальное детектирование и обнаружение сигналов), химии и биологии. Всесторонний обзор работ по СР дан в работах [3–5].

Типичной моделью для описания СР служит сильно демпфированный осциллятор в бистабильном потенциале, подверженный воздействию теплового окружения. Осциллятор возбуждается внешней силой с некоторой (обычно достаточно низкой) частотой Ω ; при этом амплитуда воздействия сама по себе недостаточна для того, чтобы вызывать переходы системы между устойчивыми состояниями. В осцилляторе, контактирующем с

тепловым резервуаром, такой переход, однако, не запрещен: он возможен в результате суммарного воздействия внешней силы и шума. Как оказывается, в такой системе зависимость отношения сигнал–шум от интенсивности шума имеет колоколообразную форму. В этом и состоит явление СР. Тем самым обнаруживается способность шума повышать интенсивность переходов между устойчивыми и/или метастабильными состояниями осциллятора. Иными словами, СР можно определить как обусловленное шумом увеличение отношения сигнал–шум или коэффициента усиления спектральной мощности [6].

Однодоменная наночастица (размер $\lesssim 10$ nm) является физической системой, где условия появления СР намагниченности (магнитный СР) складывается естественным образом. В приближении микромагнетизма вектор намагниченности частицы \mathbf{M} совершает прецессионные движения во внешнем поле и поле анизотропии. Совместное действие тепловых флуктуаций (суперпарамагнетизм) и слабого переменного магнитного поля \mathbf{H} с частотой Ω способно вызывать переходы вектора \mathbf{M} между локальными положениями равновесия. В настоящее время достаточно хорошо изучен магнитный СР в бистабильных системах — частицах с одноосной анизотропией. В сферических координатах (ϑ и φ — полярный и азимутальный углы) выражение для свободной энергии V одноосной частицы имеет вид

$$\beta V(\vartheta) = \Xi \sin^2 \vartheta, \quad (1)$$

где $\beta = v/kT$, k — постоянная Больцмана, T — температура, v — объем частицы, $\Xi = \beta K_u$ — безразмерная

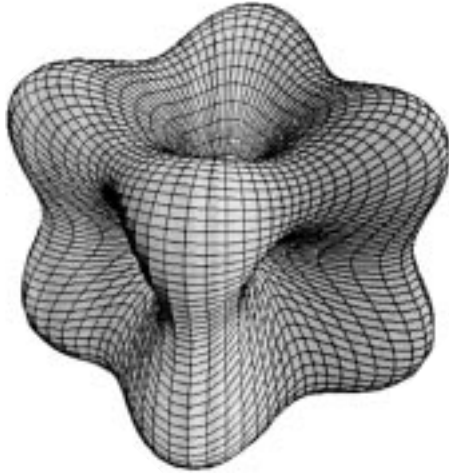


Рис. 1. Потенциал с кубической анизотропией для $K_c > 0$.

высота барьера, K_u — константа анизотропии. Намагниченность одноосных частиц имеет два эквивалентных метастабильных состояния при $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi$. Магнитный СР в одноосных частицах рассмотрен, например, в работах [7–13].

СР в однодоменных частицах, где потенциал магнитной анизотропии лишен аксиальной симметрии, прежде не изучался. В настоящей работе мы рассматриваем СР в суперпарамагнитных частицах с кубической анизотропией. Выражение для свободной энергии кристалла с кубическим потенциалом имеет в сферических координатах вид [14]

$$\beta V(\vartheta, \varphi) = \sigma(\sin^4 \vartheta \sin^2 2\varphi + \sin^2 2\vartheta), \quad (2)$$

где $\sigma = \beta K_c/4$ — безразмерный параметр, характеризующий высоту барьера, а K_c — константа анизотропии. Для $K_c > 0$ (например, кристалл железа) потенциал V имеет шесть минимумов (потенциальных ям), восемь максимумов и двенадцать седловых точек (рис. 1). В случае отрицательных K_c (например, кристалл никеля) седловые точки сохраняют свои позиции, но максимумы и минимумы меняются местами.

Намагниченность однодоменной частицы \mathbf{M} полагаем вектором постоянной длины, что позволяет ограничиться рассмотрением только вращательного движения единичного вектора $\mathbf{e} = \mathbf{M}/M_S$, задающего направление вектора \mathbf{M} (здесь M_S — намагниченность насыщения). В макроскопической магнитодинамике прецессия намагниченности \mathbf{M} частицы в отсутствие флуктуаций (нулевая температура) описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [2]

$$\dot{\mathbf{e}} = [\mathbf{e} \times (\gamma \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \dot{\mathbf{e}})], \quad (3)$$

где $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{M_S} \frac{\partial V}{\partial \mathbf{e}}$, γ — гиромангнитное отношение, а безразмерный коэффициент α характеризует скорость затухания ларморовой прецессии. Как следует из уравнения (3), при кубической анизотропии (2) проекция момента „силы трения“ $-\alpha \dot{\mathbf{e}}$ на прецессирующий вектор \mathbf{e}

периодически изменяется, тем самым сильно модулируя его угловую скорость. Следствием этого является сильное влияние параметра затухания α на все магнитодинамические характеристики частицы. Очевидно, что дополнительный релаксационный механизм, обусловленный прецессией, является характерной чертой систем, в которых отсутствует аксиальная симметрия потенциала. В частности, аналогичный эффект возникает [15], когда к одноосным частицам с ориентационным потенциалом (1) прикладывается постоянное магнитное поле под углом к оси симметрии.

2. Основные соотношения

Магнитный СР в слабых полях может быть описан на основе теории линейного отклика следующим образом. Фурье-компоненты намагниченности частицы M_ω и приложенного переменного поля H_ω связаны между собой через комплексную магнитную восприимчивость $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$ посредством соотношения

$$M_\omega = \chi(\omega)H_\omega. \quad (4)$$

Спектральная плотность $\Phi_M^{(s)}(\Omega)$ вынужденных магнитных колебаний (сигнал) в переменном поле $H(t) = H \cos \Omega t$ представляется в виде

$$\Phi_M^{(s)}(\Omega) = \frac{1}{2} \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \int_{\Omega-\Delta\Omega}^{\Omega+\Delta\Omega} (H|\chi(\omega)|)^2 [\delta(\omega + \Omega) + \delta(\omega - \Omega)] d\omega,$$

где использовано свойство четности $\chi^*(\omega) = \chi(-\omega)$. Таким образом, для спектральной плотности сигнала на частоте возбуждения имеем

$$\Phi_M^{(s)} = \frac{1}{2} H^2 |\chi(\Omega)|^2. \quad (5)$$

Спектральную плотность тепловых флуктуаций (шум) магнитного момента $\Phi_M^{(n)}(\Omega)$ можно рассчитывать на основе флуктуационно-диссипационной теоремы [16]

$$\Phi_M^{(n)}(\Omega) = \frac{\chi''(\Omega)}{\pi\beta\Omega}. \quad (6)$$

Сумма сигнальной и шумовой компонент $\Phi_M^{(s)}(\Omega) + \Phi_M^{(n)}(\Omega)$ дает полную спектральную плотность $\Phi_M(\Omega)$. Из (5) и (6) следует выражение для отношения сигнал–шум (SNR — Signal-to-Noise Ratio) [17]

$$\text{SNR} = \frac{\Phi_M^{(s)}}{\Phi_M^{(n)}} = \frac{\pi\Omega H^2 v |\chi(\Omega)|^2}{2kT\chi''(\Omega)}, \quad (7)$$

куда входит только линейная динамическая восприимчивость частицы. Для кубических кристаллов выраже-

ние (7) можно переписать в виде

$$\text{SNR} = \frac{2\pi\omega_K}{3} \left(\frac{M_S H}{K_c} \right)^2 R_\Omega, \quad (8)$$

где безразмерный множитель R_Ω задается формулой

$$R_\Omega = \frac{\Omega\tau_0|\sigma|}{\chi_0} \frac{|\chi(\Omega)|^2}{\chi''(\Omega)}. \quad (9)$$

Здесь $\omega_K = 2\gamma K_c/M_S$ — характерная частота ларморовой прецессии в поле анизотропии, $\tau_0 = \beta M_S/2\gamma$. В (9) статическая восприимчивость $\chi_0 = \beta M_S^2/3$ определена в расчете на единицу объема частицы, при ее записи учтено соотношение $\langle \cos^2 \vartheta \rangle_0 = 1/3$, справедливое для кубического потенциала магнитной анизотропии (нижний индекс 0 обозначает равновесное статистическое среднее).

В рамках теории линейного отклика динамическая восприимчивость задается соотношением [18]

$$\frac{\chi(\Omega)}{\chi_0} = 1 - i\Omega \int_0^\infty C(t) e^{-i\Omega t} dt, \quad (10)$$

где $C(t)$ — равновесная корреляционная функция проекции намагниченности \mathbf{M} (или \mathbf{e}) на направление возбуждающего поля, определяемая посредством соотношения

$$C(t) = \frac{\langle \cos \vartheta(t) \cos \vartheta(0) \rangle_0}{\langle \cos^2 \vartheta(0) \rangle_0}. \quad (11)$$

В адиабатическом пределе ($\Omega \rightarrow 0$)

$$\frac{\chi(\Omega)}{\chi_0} \approx 1 - i\Omega \int_0^\infty C(t) dt = 1 - i\Omega\tau_c, \quad (12)$$

где τ_c — время корреляции, определяемое как площадь под кривой $C(t)$,

$$\tau_c = \int_0^\infty C(t) dt. \quad (13)$$

В высокотемпературном пределе ($\sigma \rightarrow 0$)

$$\tau_c \rightarrow \tau_N = \tau_0(\alpha + \alpha^{-1}), \quad (14)$$

где τ_N — характерное время свободной диффузии вектора магнитного момента [18]. Подставляя выражение (12) в соотношение (9), получаем

$$R_0 = \frac{|\sigma|\tau_0}{\tau_c(\sigma, \alpha)}. \quad (15)$$

Следует заметить, что выражение (15) может быть получено, если аппроксимировать релаксацию намагниченности простым экспоненциальным процессом $M_{\parallel}(t) = M_{\parallel}(0)e^{-t/\tau_c}$. В этом случае восприимчивость имеет вид $\chi(\Omega)/\chi_0 = (1 + i\Omega\tau_c)^{-1}$. Соответственно SNR из (8)

дается выражением (15) и таким образом утрачивает зависимость от Ω .

Как показано в [9,10], в случае аксиальной симметрии потенциала V параметр затухания α простым образом связан с магнитным отношением сигнал–шум. Именно в одноосном случае α выступает исключительно в роли масштаба для характерного времени релаксации: $\tau \propto 1/\alpha$. Интуитивно тот же вывод переносится на случай частиц с кубической анизотропией. Однако это заключение ошибочно. Как показывают наши результаты, для кубических систем масштабирование $\tau \propto 1/\alpha$ является определяющим эффектом только при $\alpha \gtrsim 1$ (так называемые случаи промежуточного и сильного затухания). В то же время главный интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения представляют магнитные материалы, где коэффициент затухания лежит в области 0.01–0.1. Именно в этом диапазоне наиболее сильно проявляется немонотонная зависимость отношения сигнал–шум от параметра α .

3. Методика расчета

Комплексную восприимчивость $\chi(\Omega)$ и время корреляции τ_c , а следовательно, и отношение сигнал–шум в суперпарамагнитной частице можно рассчитывать строго на основе метода непрерывных матричных дробей [18]. Для этого сначала добавлением случайного гауссова поля с характеристиками белого шума уравнение (3) преобразуется в уравнение Ланжевена, описывающее влияние тепловых флуктуаций [2,18,19]. Затем строится уравнение Фоккера–Планка для функции $W(\mathbf{e}, t)$ распределения намагниченности частиц по ориентациям. Оно имеет вид [2,18]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} W &= L_{\text{FP}} W \\ &= \frac{1}{2\tau_N} \left\{ \beta [\alpha^{-1} \mathbf{e} \cdot (\nabla V \times \nabla W) + \nabla \cdot (W \nabla V)] + \Delta W \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

где ∇ и Δ обозначают угловые части операторов набла и Лапласа соответственно. Решение уравнения Фоккера–Планка (16) ищется в виде разложения по сферическим гармоникам $Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$ [20,21]. В результате задача сводится [20,21] к решению бесконечной системы рекуррентных дифференциальных уравнений для корреляционных функций $c_{lm}(t) \langle \cos \vartheta(0) Y_{l,m}[\vartheta(t), \varphi(t)] \rangle_0$, где искомой функцией является $c_{10}(t)$, связанная с $C(t)$ из уравнений (11)–(13) простым соотношением $C(t) = c_{10}(t)/c_{10}(0)$. В матричной форме исходная система уравнений имеет вид [20,21]

$$\frac{d}{dt} c_{lm}(t) = \sum_{l'm'} d_{lm'l'm'} c_{l'm'}(t). \quad (17)$$

Здесь $d_{lm'l'm'}$ — матричные элементы оператора Фоккера–Планка L_{FP} из уравнения (16). Вывод соотношений (17) для произвольной функции свободной энергии

$V(\vartheta, \varphi)$ дан в работе [22]. Система уравнений (17) преобразуется в трехчленное матричное рекуррентное уравнение

$$\tau_N \frac{d}{dt} \mathbf{C}_n(t) = \hat{Q}_{n-1}^- \mathbf{C}_{n-1}(t) + \hat{Q}_n \mathbf{C}_n(t) + \hat{Q}_{n+1}^+ \mathbf{C}_{n+1}(t) \quad (n \geq 1), \quad (18)$$

где $\mathbf{C}_n(t)$ — вектор-столбец, составленный из корреляционных функций $c_{lm}(t)$, $\mathbf{C}_0 = 0$; \hat{Q}_{n-1}^- , \hat{Q}_n , \hat{Q}_{n+1}^+ — матрицы с элементами, определяемыми $d_{lm'l'm'}$. Строгое решение (18) для преобразования Лапласа вектора $\mathbf{C}_1(t)$ имеет вид [20]

$$\tilde{\mathbf{C}}_1(s) = \tau_N \Delta_1 \left\{ \mathbf{C}_1(0) + \sum_{n=2}^{\infty} \left[\prod_{k=2}^n \hat{Q}_{k-1}^+ \hat{\Delta}_k \right] \mathbf{C}_n(0) \right\}, \quad (19)$$

где непрерывная матричная дробь $\hat{\Delta}_n(s)$ определяется соотношением

$$\hat{\Delta}_n(s) = \frac{\hat{I}}{\tau_{Ns} \hat{I} - \hat{Q}_n - Q_n^+ \frac{\hat{I}}{\tau_{Ns} \hat{I} - Q_{n+1} - Q_{n+1}^+ \frac{\hat{I}}{\tau_{Ns} \hat{I} - \hat{Q}_{n+2}^- \dots}}}. \quad \hat{Q}_{n+1}^-$$

Здесь \hat{I} — единичная матрица, дробная черта обозначает умножение на инвертированную матрицу. Детальное описание решения (19) для кубических кристаллов дано в [20,21]. Определив из (19) вектор $\tilde{\mathbf{C}}_1(s)$, можно рассчитать время корреляции $\tau_c = \tilde{C}(0) = \tilde{c}_{10}(0)/c_{10}(0)$ и динамическую восприимчивость $\chi(\Omega)/\chi_0 = 1 - i\Omega \tilde{c}_{10}(i\Omega)/c_{10}(0)$ [20,21]. Эти результаты вместе с формулами (9) и (15) позволяют оценить отношение сигнал–шум в адиабатическом приближении, а также исследовать его частотную зависимость.

4. Результаты расчетов

Результаты расчетов SNR как функции параметров α и $|\sigma|^{-1}$ представлены на рис. 2 и 3 для адиабатического приближения $\Omega \rightarrow 0$. Заметим, что при заданных значениях объема и константы анизотропии частицы величину $|\sigma|^{-1}$ можно интерпретировать как безразмерную температуру. На рис. 4 и 5 приведены частотные зависимости SNR. Как видно из этих рисунков, особенностью магнитного СР для частиц с кубической анизотропией является зависимость SNR от параметра затухания α даже при $\Omega \rightarrow 0$, хотя, казалось бы, прецессионное движение должно проявляться только в высокочастотной области спектра, где $\Omega \tau_N \gg 1$. Как указывалось, именно появление зависимости SNR(α) принципиально отличает СР в частицах с кубической анизотропией от такового для частиц с аксиальной симметрией внутреннего потенциала. Причина заключается в более

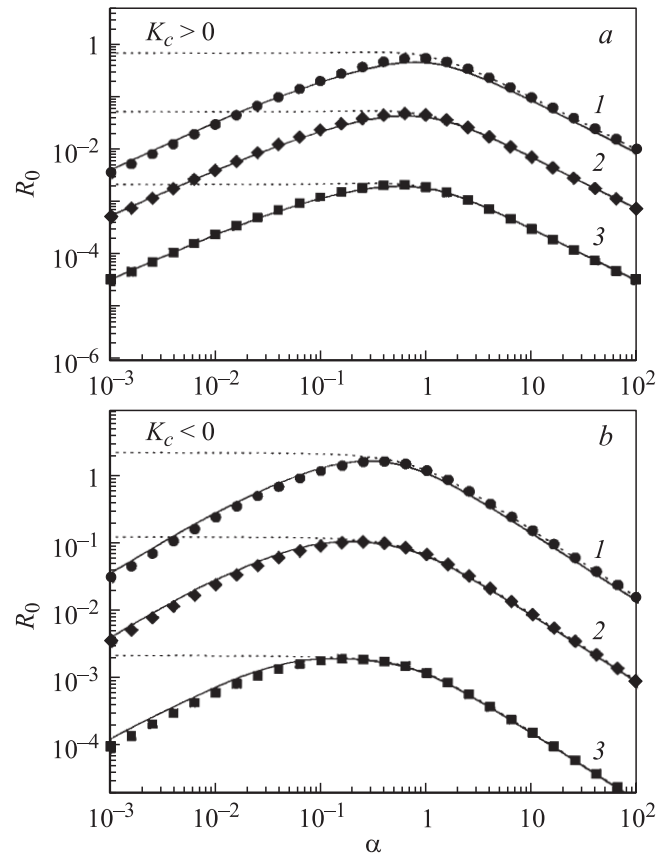


Рис. 2. Зависимость отношения сигнал–шум от параметра затухания α для различных значений $1/\sigma$. Сплошные линии — расчет методом матричных непрерывных дробей по формулам (15), (19), символы — приближенное выражение (20), пунктирные линии — приближенное выражение (21) для ИНД-области. *a*) $1/\sigma = 0.250$ (1), 0.125 (2) и 0.083 (3); *b*) $1/|\sigma|$: 0.083 (1), 0.040 (2) и 0.025 (3).

сложной картине энергетического ландшафта. Действительно, при одноосном потенциале (1) мы имеем дело с однородным „экваториальным“ барьером, разделяющим два минимума, лежащих на полюсах представляющей сферы; при этом седловые точки на энергетическом ландшафте системы отсутствуют. В кубическом же потенциале энергетический ландшафт достаточно сложен: из-за наличия нескольких максимумов и минимумов на представляющей поверхности образуются многочисленные седловые точки (рис. 1). В таких условиях угловые траектории намагниченности частицы становятся „извилистыми“, а между продольной магнитной релаксацией и прецессионным движением имеется тесное взаимодействие. Как следствие возникает новый эффект: сильная зависимость отношения сигнал–шум от скорости спин-решеточной релаксации, т.е. от скорости затухания ларморовой прецессии. В частности, оказывается, что для каждой температуры имеется свое значение α , при котором SNR достигает максимума.

Как показано выше, метод матричных цепных дробей позволяет рассчитать SNR точно. Однако для каче-

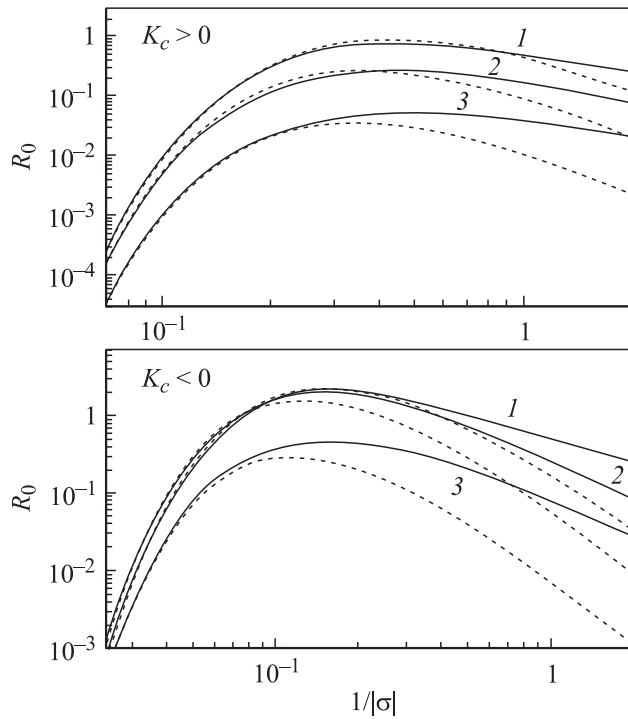


Рис. 3. Зависимость отношения сигнал–шум от параметра $1/\sigma$ для различных значений параметра затухания α . Сплошные линии — расчет методом матричных непрерывных дробей, штриховые — приближенное выражение (20). $\alpha = 1.0$ (1), 0.1 (2) и 0.01 (3).

ственного анализа SNR удобно также иметь приближенные, но простые аналитические выражения. Такие формулы могут быть получены с учетом того обстоятельства, что в низкотемпературном пределе ($\sigma \gg 1$) время корреляции τ_c может быть оценено с помощью теории Крамерса [23]. Последняя позволяет рассчитать скорость выхода (escape rate) броуновской частицы из потенциальной ямы; обобщение теории для суперпарамагнитных частиц дано в работах [19,24–26]. Для кубических кристаллов приближенные асимптотические выражения для τ_c , справедливые в области очень слабого затухания ($\alpha \ll 1$; very low damping — VLD) и в области промежуточного и сильного затухания ($\alpha > 0.1$; intermediate-to-high damping — ИHD), были получены в работах [24] и [2,19,25] соответственно. Кроме того, универсальное выражение для τ_c , применимое при всех значениях параметра затухания, было выведено в [27] на основе метода расчета скорости выхода, разработанного Мельниковым и Мешковым [28]. С учетом результатов работы [27] асимптотическое ($\sigma \gg 1$) выражение для фактора R_0 можно записать в виде

$$R_0 \sim R_{\text{ИHD}} \times \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \ln \left[1 - e^{-8\sqrt{2}\alpha|\sigma|(\lambda^2+1/4)/9} \right] \frac{d\lambda}{\lambda^2+1/4} \right\}, \quad (20)$$

где $R_{\text{ИHD}}$ — R_0 -фактор в области ИHD, задаваемой соотношениями

$$R_{\text{ИHD}} \sim \begin{cases} \frac{2\sqrt{2}\sigma^2 e^{-\sigma}}{\pi(1+\alpha^2)} (\sqrt{9\alpha^2+8} + \alpha), & K_c > 0, \\ \frac{2\sqrt{2}\sigma^2 e^{-|\sigma|/3}}{3\pi(1+\alpha^2)} (\sqrt{9\alpha^2+8} - \alpha), & K_c < 0, \end{cases} \quad (21)$$

экспоненциальный множитель связывает области VLD и ИHD. Выражение (20) дает простое и достаточно точное

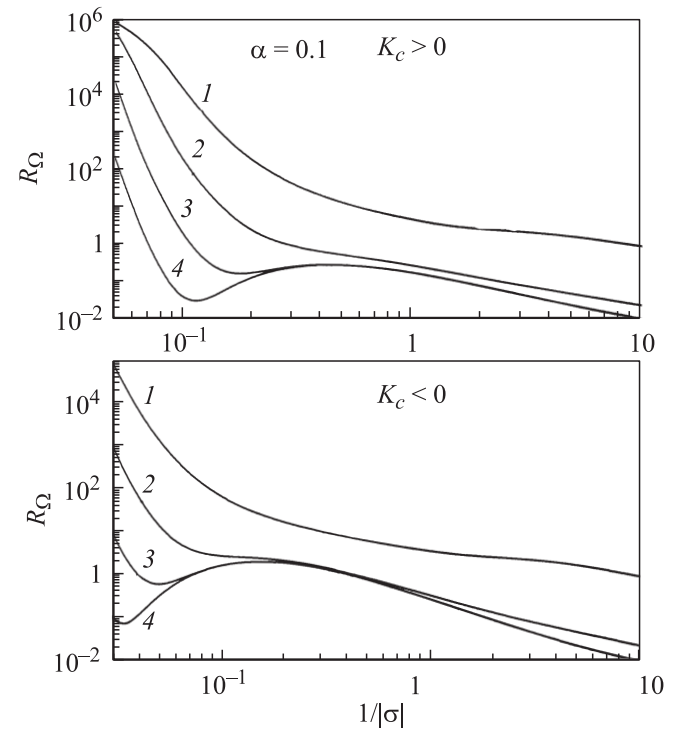


Рис. 4. Зависимость отношения сигнал–шум от параметра $1/\sigma$ для различных значений нормированной частоты $\Omega\tau_N$ и $\alpha = 0.1$: расчет методом матричных непрерывных дробей. $\Omega\tau_N = 10$ (1), 1 (2), 0.1 (3) и 0.01 (4).

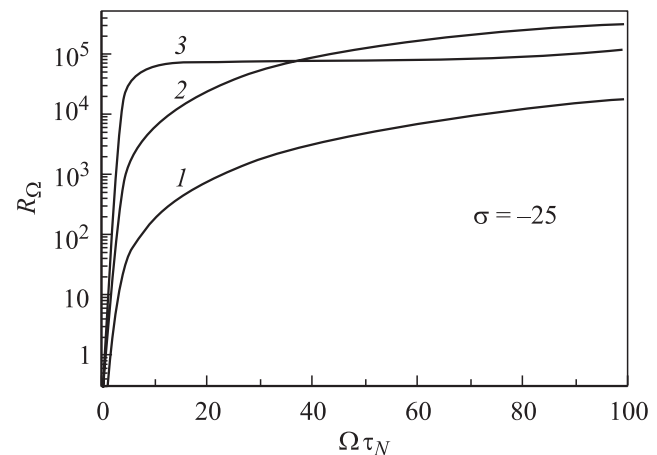


Рис. 5. Зависимость отношения сигнал–шум от нормированной частоты $\Omega\tau_N$ для различных значений α и $1/\sigma = -0.04$: расчет методом матричных непрерывных дробей. $\alpha = 0.01$ (1), 0.1 (2) и 1 (3).

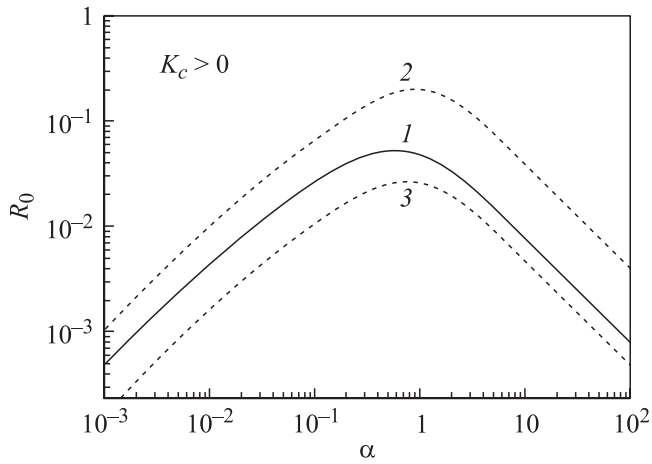


Рис. 6. Сравнение отношения сигнал–шум для монодисперсных частиц (выражение (20)) (1) и для частиц с гамма-распределением по объему ($v_0 K_c / (4kT) = 8$) (2, 3). Параметр $b = 0.5$ (2) и 2.0 (3).

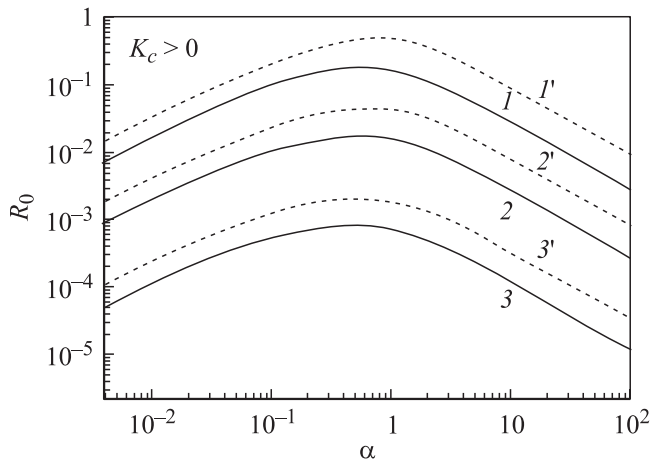


Рис. 7. Зависимость отношения сигнал–шум от параметра затухания α для суммы кубической и одноосной анизотропии с $\Xi = 4$ и $K_c > 0$ при различных значениях $1/\sigma$ (1–3). 1'–3' — расчет при $\Xi = 0$ и тех же значениях $1/\sigma$. $1/\sigma = 0.250$ (1), 0.125 (2) и 0.083 (3).

описание СР в однодоменных частицах с кубической анизотропией при больших значениях потенциального барьера (низкотемпературный предел). Соответствующие расчетные кривые представлены на рис. 2 и 3. Видно, что для каждой температуры существует определенное значение α_{\max} , при котором SNR достигает максимума $R_{\max} \approx R_{\text{IND}}|_{\alpha \rightarrow 0}$. Аналитическая форма выражений (20) и (21) позволяет получить простую оценку для значений R_{\max} . Из соотношения (21) имеем $R_{\max} \sim 8\sigma^2 e^{-\sigma} / \pi$ для $K_c > 0$ и $R_{\max} \sim 8\sigma^2 e^{-|\sigma|^{1/3}} / 3\pi$ для $K_c < 0$.

Метод СР может быть использован для определения коэффициента затухания в наночастицах с кубической анизотропией в низкочастотном диапазоне $\Omega\tau_N \ll 1$ (напомним, что выполненное рассмотрение СР соответ-

ствует адиабатическому пределу). Как известно [29], из-за практически непреодолимых трудностей микроскопического расчета параметра затухания значение α для реальных кристаллов берется из экспериментов по измерению низкочастотных спектров линейных и нелинейных восприимчивостей [30,31], ферромагнитного резонанса [32] и др. При этом существенное влияние на величину α оказывает ряд факторов, в том числе частота измерения и размер образца. Действительно, спектр спиновых волн в наночастицах существенно дискретен, расстояние $\Delta\omega$ между соседними уровнями составляет порядка $\sim 8n\pi^2 A / v^{2/3}$, где $A \sim 10^{-6}$ erg/Oe — параметр неоднородного обмена, а n — номер уровня [29]. При типичном объеме частицы $v \sim 10^{-18}$ cm³ имеем $\Delta\omega/2\pi \gtrsim n \cdot 10$ MHz (в отличие от непрерывного спектра макроскопического образца). Методика СР дает возможность оценивать параметр затухания из энергетических (спектральная плотность), а не амплитудно-фазовых измерений. При сравнении теоретических и экспериментальных значений SNR свободным параметром будет только α , что и позволит определить его значение. Кроме того, этим же методом можно определить температурную зависимость параметра α . Температурная зависимость $\alpha(T)$ позволяет разделить различные релаксационные механизмы намагниченности. Тем самым она может оказаться полезной, например, в задачах о макроскопическом квантовом туннелировании [33]. С прикладной точки зрения зависимость $\alpha(T)$ важно знать для разработки новых способов так называемой

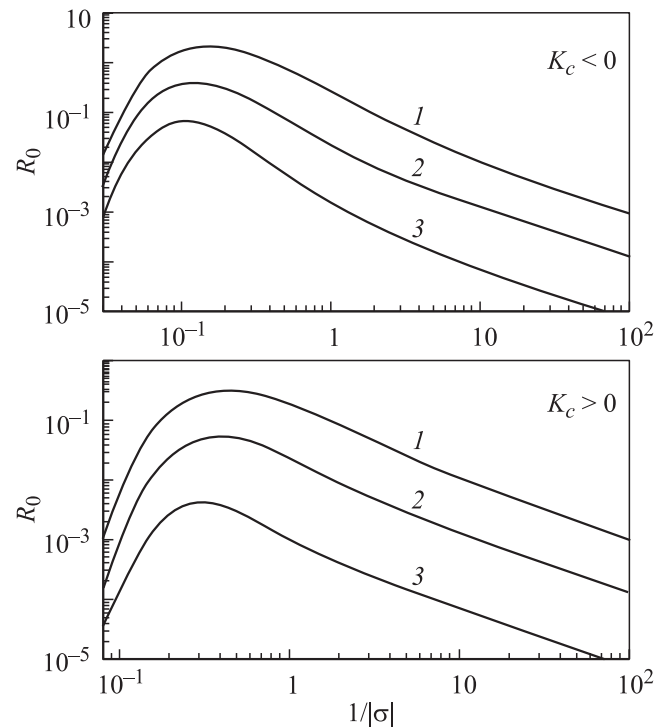


Рис. 8. Зависимость отношения сигнал–шум от параметра $1/\sigma$ для различных значений Ξ и $\alpha = 0.1$ при $\Omega\tau_N = 0$. $\Xi = 0$ (1), 4 (2) и 8 (3).

термической магнитной записи. Таким образом, рассмотренная проблема не только представляет фундаментальный интерес, но и имеет конкретное практическое значение.

Во всех предыдущих расчетах предполагалось, что все частицы являются идентичными. Это предположение, однако, редко реализуется в эксперименте. Чтобы учесть зависимость SNR от распределения частиц по объемам, нужно усреднить SNR по соответствующей функции распределения $f(v)$. В качестве примера на рис. 6 представлены результаты расчета SNR для часто используемого гамма-распределения, а именно [30]:

$$f(v)dv = \frac{(v/v_0)^b}{v_0\Gamma(b+1)} \exp(-v/v_0)dv,$$

где v_0 — характеристический объем, b — параметр, который определяет форму распределения и выбирается путем сравнения с экспериментальной гистограммой $f(v)$. Как видно из этого рисунка, распределение частиц по объему существенно влияет на SNR и может приводить как к его уменьшению (например, при $b = 0.5$ распределение с максимумом при $v/v_0 < 1$), так и к увеличению (при $b = 2.0$ распределение с максимумом при $v/v_0 > 1$).

Развитая методика расчета SNR может быть также обобщена на другие виды анизотропии. В качестве примера на рис. 7 и 8 представлены расчеты SNR для суммы кубического ($K_c > 0$) и аксиального потенциала (1) и для различных значений Ξ (при расчетах для этого случая фактор $3\langle \cos^2 \vartheta \rangle_0$ должен быть добавлен в знаменатель правой части (15)). Здесь величину потенциального барьера характеризует параметр $\sigma + \Xi$, что и объясняет в основном уменьшение SNR с ростом Ξ . Подробному рассмотрению этого важного случая будет посвящена отдельная работа. Следует заметить, что все изложенные выше результаты справедливы для систем, не обладающих памятью (белый шум). Однако, как показано в [24], результаты остаются справедливыми для систем с долговременной памятью при использовании эффективной константы затухания.

Список литературы

- [1] A. Moser, K. Takano, D.T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun, E.E. Fullerton. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 19, R 157 (2002).
- [2] W.F. Brown, jr. *IEEE Trans. Magn.* **15**, 5, 1196 (1979).
- [3] R.K. Adair. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **100**, 21, 12 099 (2003).
- [4] B. Lindner, J. García-Ojalvo, A. Neiman, L. Schimansky-Geier. *Phys. Rep.* **392**, 6, 321 (2004).
- [5] L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung, F. Marchesoni. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1, 223 (1998).
- [6] R. Fox. *Phys. Rev. A* **39**, 8, 4148 (1989).
- [7] А.Н. Григоренко, В.И. Конов, П.И. Никитин. *Письма в ЖЭТФ* **52**, 11, 1182 (1990).
- [8] L.B. Kiss, Z. Gingl, Z. Márton, J. Kertész, F. Moss, G. Schme-ra, A. Bulsara. *J. Stat. Phys.* **70**, 1–2, 451 (1993).
- [9] Yu. L. Raikher, V.I. Stepanov. *J. Phys.: Cond. Matter* **6**, 22, 4137 (1994).
- [10] Yu. L. Raikher, V.I. Stepanov. *Phys. Rev. B* **52**, 5, 3493 (1995).
- [11] Yu. L. Raikher, V.I. Stepanov, P.C. Fannin. *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 1, 369 (2003).
- [12] Yu. L. Raikher, V.I. Stepanov, A.N. Grigorenko, P.I. Nikitin. *Phys. Rev. E* **56**, 6, 6400 (1997).
- [13] Yu. L. Raikher, V.I. Stepanov. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 10, 1923 (2001).
- [14] S. Chikatzumi. *Physics of Magnetism*. Wiley, N.Y. (1964).
- [15] W.T. Coffey, D.S.F. Crothers, J.L. Dormann, Yu.P. Kalmykov, E.C. Kennedy, W. Wernsdorfer. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 25, 5655 (1998).
- [16] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Statistical Physics*. 3rd ed. Pergamon, N.Y. (1980). Pt 1.
- [17] M.I. Dykman, R. Mannella, P.V.E. McClintock, N.G. Stocks. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 20, 2985 (1992).
- [18] W.T. Coffey, Yu.P. Kalmykov, J.T. Waldron. *The Langevin Equation*. 2nd ed. World Scientific, Singapore (2004).
- [19] W.F. Brown, jr. *Phys. Rev.* **130**, 5, 1677 (1963).
- [20] Yu.P. Kalmykov, S.V. Titov, W.T. Coffey. *Phys. Rev. B* **58**, 6, 3267 (1998).
- [21] Ю.П. Калмыков, С.В. Титов. *ЖЭТФ* **115**, 1, 101 (1999).
- [22] Yu.P. Kalmykov, S.V. Titov. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 14, 2967 (1999).
- [23] P. Hänggi, P. Talkner, M. Borkovec. *Rev. Mod. Phys.* **62**, 2, 251 (1990).
- [24] I. Klik, L. Gunther. *J. Appl. Phys.* **67**, 9, 4505 (1990).
- [25] D.A. Smith, F.A. de Rozario. *J. Magn. Magn. Mater.* **3**, 3, 219 (1976).
- [26] W.T. Coffey, D.A. Garanin, D.J. McCarthy. *Adv. Chem. Phys.* **117**, 528 (2001).
- [27] Ю.П. Калмыков, У.Т. Коффи, С.В. Титов. *ФТТ* **47**, 2, 260 (2005).
- [28] V.I. Melnikov, S.V. Meshkov. *J. Chem. Phys.* **85**, 2, 1018 (1986); V.I. Melnikov. *Phys. Rep.* **209**, 1, 1 (1991).
- [29] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994).
- [30] Yu. L. Raikher, V.I. Stepanov. *Phys. Rev. B* **56**, 22, 15 005 (1997).
- [31] L. Spinu, D. Fiorani, H. Srikanth, F. Lucari, F. D’Orazio, E. Tronc, M. Noguès. *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230**, 2, 1927 (2001).
- [32] D.G. Rancourt. *Nanoparticles and the Environment* **44**, 217 (2001).
- [33] L. Gunther. *Phys. World* **3**, 12, 28 (1990).