

## УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА СТОХАСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ С ПОМОЩЬЮ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Явление стохастического резонанса исследовано теоретически для системы однодоменных магнитных частиц с одноосной магнитной анизотропией в условиях приложения дополнительного постоянного магнитного поля перпендикулярно легкой оси. Расчеты выполнены в рамках теории двух состояний для слабого внешнего периодического сигнала. Получены температурные зависимости комплексной магнитной восприимчивости, отношения сигнала к шуму и фазового сдвига между входным и выходным сигналом при различных значениях напряженности постоянного поля. Показано, что наличие такого поля приводит к увеличению отклика системы на слабое радиочастотное поле в условиях стохастического резонанса.

Стохастический резонанс – первоначальное резкое увеличение и последующее постепенное снижение отклика системы на слабый внешний периодический сигнал при возрастании уровня шума – весьма распространенный феномен, имеющий довольно широкий диапазон приложений [1]. Подобный эффект представляет собой проявление детерминированного хаоса в стохастических системах [2]. Данное явление тесно связано с вопросами синергетики [3], с возможностью повышения самоорганизации открытых систем, с надлежащим выбором и адекватным описанием поведения параметра порядка в таких системах.

Исследования, проведенные в настоящей работе, связаны с применением теории стохастического резонанса к области мелкодисперсного магнетизма и являются продолжением изучения стохастического резонанса в бистабильных, то есть имеющих два устойчивых состояния, системах – малых частицах с магнитной анизотропией типа «легкая ось» [4, 5]. Ранее было показано, что легкоосные суперпарамагнитные частицы имеют характерную для стохастического резонанса немонотонную температурную зависимость динамической магнитной восприимчивости. Расчеты выполнялись на основе дискретной [6] и непрерывной [7, 8] модели описания динамики вектора магнитного момента частицы. В [9] было исследовано влияние постоянного магнитного поля, приложенного вдоль легкой оси частицы, в условиях стохастического резонанса. Такое дополнительное поле приводит к уменьшению значений комплексной магнитной восприимчивости. В [10, 11] была рассмотрена ситуация с перпендикулярным по отношению

к легкой оси постоянным магнитным полем. Полученные результаты свидетельствуют о возможности регулировать величину динамической восприимчивости в условиях стохастического резонанса при фиксированной температуре образца, изменяя напряженность постоянного магнитного поля.

В настоящей работе рассматривается влияние дополнительного постоянного сильного магнитного поля, приложенного перпендикулярно легкой оси частицы, при изменении температуры на основные характеристики стохастического резонанса: комплексную магнитную восприимчивость, отношение сигнала к шуму, разность фаз между входным и выходным сигналом. Как и в [6], в качестве входного сигнала рассматриваем слабое радиочастотное поле, выходной сигнал – регулярная компонента динамики вектора магнитного момента частицы на частоте внешней модуляции, внутренний шум системы – тепловые хаотические факты переориентации вектора магнитного момента между двумя устойчивыми направлениями.

Энергия системы в отсутствие внешнего радиочастотного сигнала:

$$E(\theta) = -Kv \cos^2 \theta - \mu_0 M H_1 v \sin \theta. \quad (1)$$

Здесь  $K$  – константа магнитной анизотропии,  $v$  – объем частицы,  $\theta$  – полярный угол между вектором намагниченности  $\mathbf{M}$  и легкой осью. Энергия (1) имеет максимум при  $\theta_2 = \pi/2$  и минимумы при  $\theta_1 = \arcsin(\mu_0 M H_1 / (2K))$ ,  $\theta_3 = \pi - \arcsin(\mu_0 M H_1 / (2K))$ .

Введем переменную  $x = M \cos \theta$ , описывающую проекцию вектора намагниченности на легкую ось. В модели дискретных ориентаций (двух состояний) предполагается, что

$x$  может принимать только следующие два значения:

$$\pm M_0 = \pm M \cos \theta_1 = \pm M \sqrt{1 - \frac{(\mu_0 M H_1)^2}{4K^2}}. \quad (2)$$

Высота потенциального барьера, разделяющего два минимума:

$$\Delta U = E(\theta_2) - E(\theta_1) = K\nu - \mu_0 M H_1 \nu + \mu_0^2 M^2 H_1^2 \nu / (4K). \quad (3)$$

При увеличении напряженности  $H_1$  устойчивые ориентации вектора магнитного момента смещаются к направлению перпендикулярного магнитного поля. Бистабильность системы нарушается при  $H_1 = 2K/(\mu_0 M)$ , и остается один минимум при  $\theta = \pi/2$ . Потенциал (1) симметричен относительно  $x = 0$ , так что  $x_+ = -x_- = M_0$ .

Внешний слабый периодический сигнал – модулирующее радиочастотное поле – приводит к тому, что бистабильный потенциал

$$E(\theta, t) = -K\nu \cos^2 \theta - \mu_0 M H_1 \nu \sin \theta - \mu_0 M H \nu \cos \theta \cos(\Omega t), \quad (4)$$

начинает слегка «раскачиваться» с частотой внешней модуляции  $\Omega$ . Амплитуда радиочастотного поля  $H$  предполагается достаточно слабой ( $\mu_0 M H \nu < \Delta U$ ), так что в отсутствие шума никакие изменения направления вектора магнитного момента невозможны. Термическая активация приводит к увеличению значений скоростей надбарьерных переходов и, следовательно, к возрастанию вероятности перехода системы в другое стабильное состояние с иной устойчивой ориентацией  $\mathbf{M}$ .

Здесь используется модель двух состояний, позволяющая относительно просто получить аналитическое решение для управляющего уравнения

$$\frac{dn_+}{dt} = -\frac{dn_-}{dt} = W_-(t)n_- - W_+(t)n_+ = W_-(t) - [W_-(t) + W_+(t)]n_+, \quad (5)$$

связывающего вероятности  $n_{\pm}$  нахождения системы в  $\pm$  состояниях ( $x_{\pm} = \pm M_0$ ) со скоростями  $W_{\pm}(t)$  выхода из этих состояний. Такие крамерсовы скорости описываются выражением: [6, 11]:

$$W_{\pm}(t) = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT} \pm \mu_0 \frac{M_0 H \nu}{kT} \cos \Omega t\right). \quad (6)$$

Частота попыток  $\alpha_0$  [5] имеет величину порядка частоты ферромагнитного резонан-

са, что для железных однодоменных частиц составляет  $10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Решение управляющего уравнения (5):

$$n_+(t | x_0, t_0) = \frac{1}{2} \left[ \exp(-W(t-t_0)) \left( 2n_+(t_0) - 1 - A \frac{W \cos(\Omega t_0 - \phi)}{\sqrt{W^2 + \Omega^2}} \right) + 1 + \frac{AW \cos(\Omega t - \phi)}{\sqrt{W^2 + \Omega^2}} \right] \quad (7)$$

Здесь  $W = 2\alpha_0 \exp(-\Delta U/(kT))$  – удвоенная скорость Крамерса выхода системы из одного из минимумов симметричного немодулированного потенциала (1),  $A = \mu_0 M_0 H \nu / (kT)$  – безразмерная амплитуда внешнего периодического сигнала. Вероятность  $n_+(t_0)$  равна 1, если начальная ориентация вектора намагниченности была  $+M_0$ , и 0, если в момент времени  $t = t_0$   $x = -M_0$ .

Разность фаз между входным и выходным сигналом задается выражением [8]:

$$\phi = \arctg(\text{Im} \chi / \text{Re} \chi) = \arctg(\Omega / W). \quad (8)$$

Данная величина определяет соотношение между компонентами комплексной магнитной восприимчивости системы, ее температурная зависимость показана на рисунке 1.

Спектр мощности системы, являющийся Фурье-преобразованием автокорреляционной функции [6, 12]

$$S(\omega) = \int \langle x(t)x(t+\tau) \rangle \exp(-i\omega\tau) d\tau = \left( 1 - \frac{W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \right) \left( \frac{2M_0^2 W}{W^2 + \omega^2} \right) + \frac{\pi M_0^2 W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \delta(\omega - \Omega), \quad (9)$$

состоит из контура Лоренца, соответствующего хаотической компоненте динамики и  $\delta$ -функции, описывающей регулярное движение вектора  $\mathbf{M}$  на частоте внешней модуляции  $\Omega$ .

Одной из основных количественных характеристик стохастического резонанса является отношение сигнала к шуму SNR. Она может быть определена как отношение множителя при  $\delta$ -функции к первому слагаемому в (9) – результат интегрирования  $S$  по  $\omega$  на еди-

ничном интервале частот, содержащем частоту внешнего сигнала  $\Omega$ . Учитывая малость амплитуды внешней модуляции  $A$ , отношение сигнала к шуму может быть записано в виде:

$$SNR = \frac{\pi M_0^2 W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \left( \frac{W^2 + \Omega^2}{2M_0^2 W} \right) \cdot \left( 1 - \frac{W^2 A^2}{2(W^2 + \Omega^2)} \right)^{-1} \cong \frac{\pi A^2 W}{4} \quad (10)$$

Температурная зависимость SNR представлена на рисунке 2. В расчетах использованы следующие параметры модулированной железной частицы:  $K = 4 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>,  $M = 1.72 \cdot 10^6$  А/м,  $v = 10^{-24}$  м<sup>3</sup>,  $\Omega = 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $H = 10^3$  А/м. SNR возрастает при увеличении напряженности постоянного магнитного поля  $H_1$ , приложенного перпендикулярно легкой оси. При значениях  $H_1$  выше  $3 \cdot 10^4$  А/м потенциальный барьер (3) исчезает.

Стохастический резонанс часто рассматривается как возможный механизм усиления слабых переменных сигналов [13, 6]. В качестве коэффициента усиления здесь можно рассматривать, например, вещественную часть динамической магнитной восприимчивости  $Re\chi$  – отношение компоненты вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ , синфазно изменяющейся с внешним переменным полем  $\mathbf{H}$ , к величине амплитуды этого поля. Мнимая часть комплексной восприимчивости  $Im\chi$  описывает компоненту  $\mathbf{M}$ , отстающую от  $\mathbf{H}$  по фазе на  $\phi = \pi/2$ . Если фаза выходного сигнала не важна, то в качестве коэффициента усиления можно выбрать абсолютное значение восприимчивости  $|\chi|$ , как имеющее чуть большее значение, чем  $Re\chi$ . Компоненты динамической магнитной восприимчивости и ее абсолютная величина определяются соотношениями [11]:

$$Re\chi = \frac{M_0 A W \cos\phi}{H \sqrt{W^2 + \Omega^2}} = \frac{M_0 A W^2}{H(W^2 + \Omega^2)}, \quad (11)$$

$$Im\chi = \frac{M_0 A W \sin\phi}{H \sqrt{W^2 + \Omega^2}} = \frac{M_0 A W \Omega}{H(W^2 + \Omega^2)}, \quad (12)$$

$$|\chi| = \sqrt{(Re\chi)^2 + (Im\chi)^2} = \frac{M_0 A W}{H \sqrt{W^2 + \Omega^2}} \quad (13)$$

$\phi$ , рад.

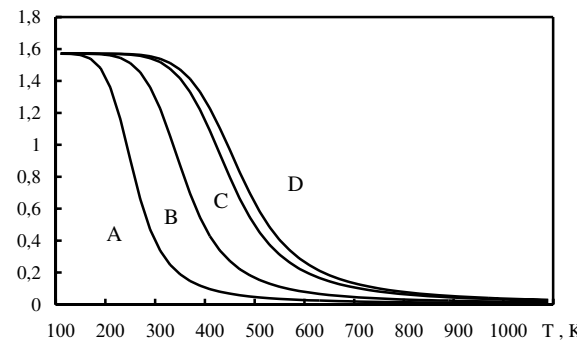


Рисунок 1. Фазовый сдвиг (8) между регулярной компонентой динамики  $\mathbf{M}$  на частоте модуляции  $W$  и внешним переменным полем  $H \cos Wt$  в зависимости от температуры при различных значениях напряженности постоянного магнитного поля.  
 А)  $H_1 = 10^4$  А/м, В)  $H_1 = 5 \cdot 10^3$  А/м, С)  $H_1 = 10^3$  А/м, D)  $H_1 = 0$ .

$SNR / 10^7$

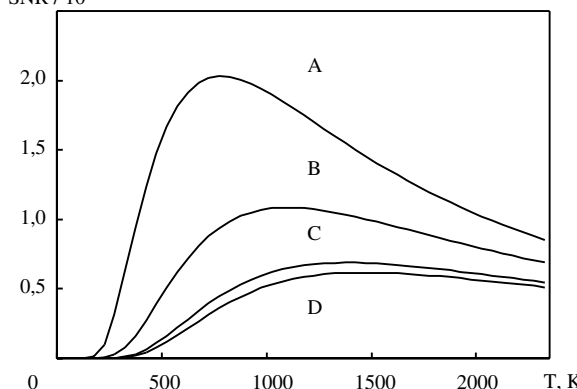


Рисунок 2. Температурная зависимость отношения сигнала к шуму (10) для железной суперпарамагнитной частицы.  
 А)  $H_1 = 10^4$  А/м, В)  $H_1 = 5 \cdot 10^3$  А/м, С)  $H_1 = 10^3$  А/м, D)  $H_1 = 0$ .

$Re\chi$

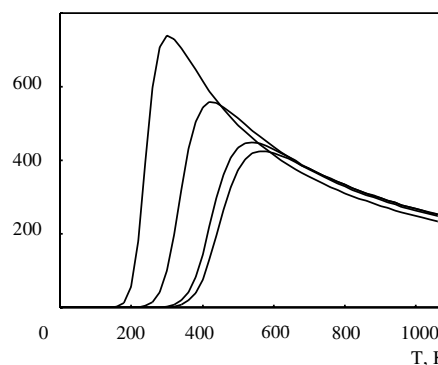


Рисунок 3. Вещественная часть динамической магнитной восприимчивости (11) для железной однодоменной частицы в условиях стохастического резонанса с дополнительным постоянным магнитным полем  $H_1$ , приложенным перпендикулярно легкой оси.  
 А)  $H_1 = 10^4$  А/м, В)  $H_1 = 5 \cdot 10^3$  А/м, С)  $H_1 = 10^3$  А/м, D)  $H_1 = 0$ .

Вещественная часть динамической восприимчивости в зависимости от температуры показана на рисунке 3. Кривые имеют типичную для стохастического резонанса форму. Дополнительное постоянное магнитное поле, приложенное перпендикулярно легкой оси, изменяет высоту потенциального барьера (3) и приводит к увеличению отклика си-

стемы на слабый внешний периодический сигнал. Использование такого поля позволит компенсировать невозможность изменения температуры образца, например, вблизи точки Кюри.

Возможная экспериментальная проверка полученных результатов может быть основана на схемах, представленных в [14, 15].

---

**Список использованной литературы:**

1. Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. // УФН. – 1999. – Т.169. – №1. – С.7-38.
2. Кляцкин В.И., Гурарий Д. // УФН. – 1999. – Т.169. – №2. – С.171-207.
3. Климонтович Ю.Л. // УФН. – 1999. – Т.169. – №4. – С.443-452.
4. Григоренко А.Н., Конов В.И., Никитин П.И. // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т.52. – Вып.11. – С.1182-1185.
5. Садыков Э.К. // ФТТ. – 1991. – Т.33. – №11. – с.3302-3307.
6. Садыков Э.К., Исавнин А.Г. // ФТТ. – 1994. – Т.36. – №11. – С.3473-3475.
7. Садыков Э.К., Исавнин А.Г. // ФТТ. – 1996. – Т.38. – №7. – С.2104-2112.
8. Исавнин А.Г. // Известия вузов, «Физика». – 2002. – Т.45. – №11. – С.73-77.
9. Исавнин А.Г. // Известия вузов, «Физика». – 2005. – Т.48. – №7. – С.26-31.
10. Исавнин А.Г. // Вестник ОГУ. – 2005. – №4. – С.123-126.
11. Исавнин А.Г. // Известия вузов, «Физика». – 2005. – Т.48. – №5. – С.64-68.
12. McNamara В., Wiesenfeld К. // Phys.Rev.A. – 1989. – V.39. – N 9. – P.4854-4869.
13. Jung P., Hanggi P. // Phys.Rev.A. – 1991. – V.44. – N 12. – P.8032 -8042.
14. Wernsdorfer W., Bonet Orozco E., Hasselbach K., Benoit A., Barbara B., Demoncey N., Loiseau A., Pascard H., Mailly D. // Phys.Rev.Lett. – 1997. – V.78. – №9. – P.1791-1794.
15. Lederman M., Schults S., Ozaki M. // Phys.Rev.Lett. – 1994. – V. 73. – N 14. – P.1986-1989.