

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ЛЕГКООСНЫХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В СЛАБОМ ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ

В рамках теории двух состояний получены выражения, определяющие динамическую магнитную восприимчивость системы одноосных суперпарамагнитных частиц в условиях стохастического резонанса в режиме теплового надбарьерного перемагничивания. Рассмотрен вопрос об усилении слабого радиочастотного поля в реальном суперпарамагнетике – ансамбле невзаимодействующих кластеров.

1. Малые однодоменные ферромагнитные частицы обнаруживают явление суперпарамагнетизма – вследствие термической активации суммарный магнитный момент такой частицы флуктуирует как единое целое, случайным образом изменяя свою ориентацию между выделенными направлениями, обусловленными магнитной анизотропией [1]. В случае анизотропии типа «легкая ось» магнитный момент может получить одно из двух противоположных направлений вдоль легкой оси, при этом частицу можно рассматривать как бистабильный элемент, имеющий два устойчивых состояния. Для мультистабильных систем имеется возможность реализации явления стохастического резонанса, заключающегося в прохождении через максимум отклика подобной системы на внешний периодический сигнал при равномерном увеличении уровня внутреннего шума. В условиях стохастического резонанса амплитуда такого внешнего сигнала обычно предполагается достаточно малой, так что в отсутствие шума никакие переходы системы между устойчивыми состояниями невозможны. Внешний периодический сигнал приводит к модуляции скоростей переходов системы между стабильными состояниями, и при определенном уровне внутреннего шума системы наблюдается возрастание регулярной компоненты динамики системы, тогда как мощность стохастической составляющей уменьшается. Мерой величины эффекта обычно служит выходное отношение сигнал/шум [2] или амплитуда выходного сигнала [3]. В работах [4-6] концепция стохастического резонанса была приложена к области мелкодисперсного магнетизма, при этом в качестве внешнего сигнала выступало слабое радиочастотное поле, внутренний шум связывался с тепловыми надбарьерными скачками магнитного момента частицы, отклик представляла динамическая магнитная восприимчивость. Стохастический резонанс в системе однодоменных частиц рас-

сматривался и в туннельном (подбарьерном) режиме перемагничивания [7, 8].

2. Энергия одноосной суперпарамагнитной частицы в условиях радиочастотной модуляции имеет вид:

$$E(\theta, t) = -Kv \cos^2 \theta - \mu_0 M H v \cos \theta \cos(\Omega t), \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает взаимодействие магнитного момента суперпарамагнитной частицы объема v с полем анизотропии, второе – с внешним переменным полем $H \cos(\Omega t)$; θ – угол между вектором намагниченности M и легкой осью. Перпендикулярные по отношению к легкой оси составляющие радиочастотного поля не приводят к возникновению стохастического резонанса. Компоненты динамической магнитной восприимчивости $\chi = \text{Re}\chi - i\text{Im}\chi$ могут быть получены аналитически на основе решения управляющего уравнения для Крамерсовых скоростей переходов в рамках модели дискретных ориентаций [9], подразумевающей, что вектор магнитного момента суперпарамагнитной частицы может находиться лишь в двух состояниях (вдоль одного из направлений легкой оси), соответствующих двум минимумам энергии (1).

Решение управляющего уравнения [5] позволяет найти выражение, определяющее динамику проекции вектора намагниченности на легкую ось:

$$M(t) \cos \theta = \frac{MA W_0 \cos(\Omega t - \phi)}{\sqrt{W_0^2 + \Omega^2}} = \frac{MA W_0 \cos \Omega t \cos \phi}{\sqrt{W_0^2 + \Omega^2}} + \frac{MA W_0 \sin \Omega t \sin \phi}{\sqrt{W_0^2 + \Omega^2}}. \quad (2)$$

Здесь $A = \mu_0 M H v / kT$ – безразмерная амплитуда внешнего радиочастотного поля, $W_0 = 2\alpha_0 \exp(-Kv/kT)$ и частота попыток α_0 имеет значение порядка частоты ларморовой прецессии вектора магнитного момента вокруг легкой оси, что для суперпарамагнитных частиц составляет обычно 10^9 - 10^{10} с⁻¹. Так как

$$M(t)\cos\theta = |\chi|H\cos(\Omega t - \phi) = H(\operatorname{Re}\chi\cos\Omega t + \operatorname{Im}\chi\sin\Omega t), \quad (3)$$

то вещественная часть восприимчивости, соответствующая компоненте вектора M , синфазно меняющейся с внешним полем, и мнимая часть, описывающая компоненту намагниченности, отстающую от $H(t)$ по фазе ϕ на $\pi/2$, при этом определяются соотношениями [5]:

$$\operatorname{Re}\chi = \frac{MAW_0\cos\phi}{H\sqrt{W_0^2 + \Omega^2}} = \frac{\mu_0 v M^2 W_0^2}{kT(W_0^2 + \Omega^2)},$$

$$\operatorname{Im}\chi = \frac{MAW_0\sin\phi}{H\sqrt{W_0^2 + \Omega^2}} = \frac{\mu_0 v M^2 W_0 \Omega}{kT(W_0^2 + \Omega^2)}. \quad (4)$$

Вещественная часть динамической магнитной восприимчивости (или ее абсолютная величина $|\chi| = \sqrt{(\operatorname{Re}\chi)^2 + (\operatorname{Im}\chi)^2}$, если не важна синфазность) определяет величину отклика системы (амплитуду когерентной динамики вектора магнитного момента) на внешний периодический сигнал (слабое радиочастотное поле). При этом $|\chi|$ и $\operatorname{Re}\chi$ для одноосных суперпарамагнитных частиц обнаруживают характерную для стохастического резонанса немонотонную зависимость от уровня внутреннего шума. Мерой интенсивности теплового шума в данном случае является температура образца.

Если рассматривается система, состоящая из большого числа однодоменных частиц, то последствия хаотического расположения легких осей нетрудно учесть, усреднив скалярное произведение векторов M и H в (1) по углу θ . При этом безразмерная амплитуда A и, следовательно, выражения (4) дополняются множителем:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos\theta d\theta = \frac{2}{\pi}. \quad (5)$$

На рисунке 1 изображены абсолютная величина, вещественная и мнимая части восприимчивости (4) как функции от Ω при фиксированной температуре.

В реальной системе, состоящей из большого числа суперпарамагнитных частиц, всегда имеется некоторый разброс частиц по размерам, что приводит к некоторому снижению эффекта. Для случая нормального распределения по объемам железных частиц, характеризуемого функцией Гаусса

$$f(v) = \frac{1}{\Delta v \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{v - v_0}{\Delta v \sqrt{2}}\right)^2\right], \Delta v = v_0 D, \quad (6)$$

результат усреднения $\operatorname{Re}\chi$ модулированной системы одноосных однодоменных частиц пред-

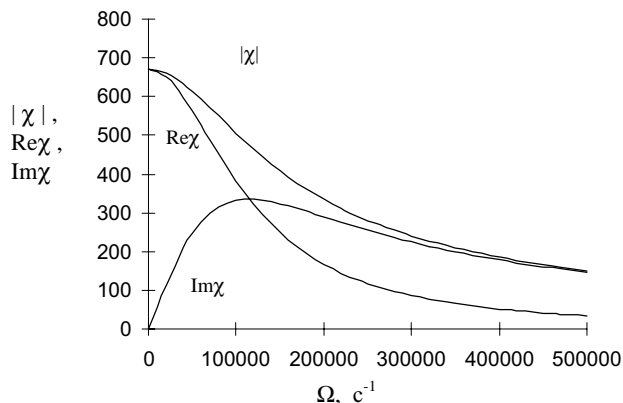


Рисунок 1. Зависимость динамической магнитной восприимчивости железной суперпарамагнитной частицы ($K=4 \cdot 10^4$ Дж/м³, $v=10^{-24}$ м³, $M=1,72 \cdot 10^6$ А/м) от частоты Ω внешнего поля при $T=400$ К.

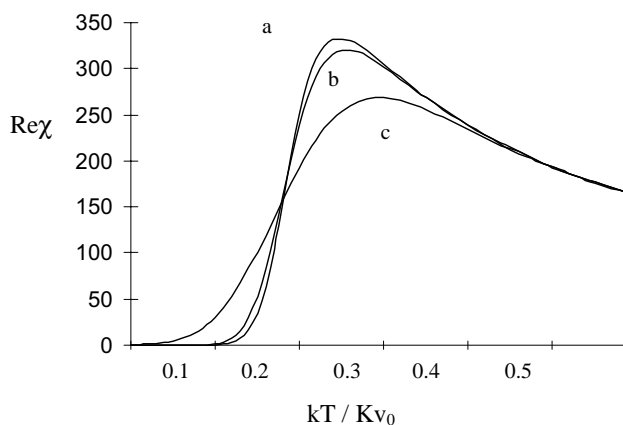


Рисунок 2. Усредненное для нормального распределения (6) железных суперпарамагнитных частиц по размерам значение вещественной части динамической магнитной восприимчивости ($K=4 \cdot 10^4$ Дж/м³, $M=1,72 \cdot 10^6$ А/м, $v_0=10^{-24}$ м³, $H=10^3$ А/м, $\Omega=10^6$ с⁻¹) в зависимости от приведенной температуры при различных значениях параметра D . а) $D=0,01$, б) $D=0,1$, в) $D=0,3$.

ставлен на рисунке 2. Максимальная упорядоченность динамики системы, согласно модели дискретных ориентаций, происходит, когда скорость переходов вектора магнитного момента между устойчивыми состояниями становится сравнимой с частотой внешней модуляции, то есть при $W_0 \approx \Omega$.

3. Специфическая зависимость восприимчивости ансамбля суперпарамагнитных частиц от T позволяет говорить о возможности усиления слабых переменных магнитных полей при соответствующем температурном режиме. Учитывая то, что для однодоменных железных частиц намагниченность насыщения $M = 1,72 \cdot 10^6$ А/м, $K = 4 \cdot 10^4$ Дж/м³, $\alpha_0 \approx 10^{10}$ с⁻¹, получим значения восприимчивости (максимальные): $\operatorname{Re}\chi \approx 7 \cdot 10^2$ (при $\Omega = 10^5$ с⁻¹). Однако

так восприимчивость определяется на единичный объем суперпарамагнитной частицы.

Реальный суперпарамагнитный образец представляет собой немагнитную матрицу с внедренными в нее однодоменными ферро(ферри-)магнитными частицами. Для того чтобы считать отдельно взятую суперпарамагнитную частицу независимой от других, необходима их достаточно малая концентрация. Оценим условное критическое расстояние R между частицами, при котором воздействием соседей можно пренебречь. Для этого нужно потребовать выполнения следующего условия: необходимо, чтобы поле, создаваемое магнитным моментом ближайшей суперпарамагнитной частицы было меньше внешнего, т. е. $H_{near} \ll H$. R можно найти из соотношения:

$$\frac{\mu_0 v M}{4\pi R^3} \ll \mu_0 H \quad \text{или} \quad R \gg \sqrt[3]{\frac{vM}{4\pi H}}. \quad (7)$$

Линейные размеры d однодоменных ферромагнитных суперпарамагнитных частиц обычно составляют приблизительно 3-12 нм, т. е. объем частиц имеет величину порядка 10^{-26} - 10^{-24} м³. Из (7) видно, что для диапазона амплитуд $H \sim 10^3 - 10^4$ А/м (нас интересуют поля, энергия магнитного момента суперпарамагнитной частицы в которых меньше высоты потенциального барьера, обусловленного магнитной анизотропией) достаточно принять $R \approx 50d - 100d$. Следовательно, при использовании полученных результатов для реальных объектов необходимо соответствующие выражения дополнить «разбавляющим» коэффициентом, равным отношению суммарного объема суперпарамагнитных частиц к полному объему образца, т. е. $d^3/R^3 \approx v/R^3$. Поэтому восприимчивость реального суперпарамагнитного образца определяется следующими соотношениями:

$$\text{Re}\chi = \frac{vMAW_0^2}{R^3 H(W_0^2 + \Omega^2)}, \quad \text{Im}\chi = \frac{vMAW_0 \Omega}{R^3 H(W_0^2 + \Omega^2)}. \quad (8)$$

Введение «разбавляющего» множителя приводит к уменьшению восприимчивости на 5-6 порядков, т. е. в рассматриваемом примере максимальное $\text{Re}\chi$ уменьшается до значений 10^{-3} - 10^{-4} . Материалы, имеющие подобные величины $\text{Re}\chi$, относят к классу парамагнитных. Коэффициент усиления $K_{amp} = 1 + \text{Re}\chi$ – отношение внутреннего магнитного поля, индуцируемого в среде под влиянием внешнего поля, к амплитуде этого поля в этом случае не на много от-

личается от единицы. Таким образом, эффект усиления поля системой суперпарамагнитных частиц в макроскопическом смысле (например, в качестве сердечника катушки) пренебрежимо мал.

4. Если же усилителем переменного поля считать лишь одну суперпарамагнитную частицу, то необходимость учета вышеуказанного множителя отпадает и коэффициент усиления внешнего переменного поля может превышать единицу на несколько порядков. Это реализуется в случае, когда детектором усиливаемого поля будет какой-либо микроскопический объект, находящийся в непосредственной близости от такой частицы или внутри нее. При этом влиянием остальных однодоменных частиц образца можно пренебречь. Такая ситуация возникает в случае ядерных методов исследований (ЯМР, мессбауэровская спектроскопия). Здесь микроскопическим зондом поля может являться, например, мессбауэровское ядро, точнее, его магнитный момент [5, 10]. В данном случае измеряется поле, индуцируемое на ядре переменной компонентой магнитного момента одного иона. Исходя из выражений для энергии сверхтонкого взаимодействия на частоте модуляции Ω и для магнитного момента, приходящегося на один ион

$$A_0 \langle S \rangle^{(i)} I = g_n \mu_n I \mu_0 H_N, \\ g_e \mu_B \langle S \rangle^{(i)} = \Delta M^{(i)} v_1 = H v_1 |\chi|, \quad (9)$$

(A_0 – константа сверхтонкого взаимодействия, v_1 – объем одного магнитного иона, H_N – амплитуда поля, индуцируемого на ядре), коэффициент усиления может быть определен следующим образом:

$$K_{amp} = \frac{H_N}{H} = \frac{A_0 v_1}{\mu_0 g_e g_n \mu_B \mu_n} |\chi|. \quad (10)$$

Как показывают численные оценки, для частицы железа Fe^{57} коэффициент при $|\chi|$ в (10) имеет величину порядка 1, тогда как $|\chi|$ имеет величину порядка $10^2 - 10^3$. Таким образом, является интересная возможность изменения (и, в частности, усиления) переменного поля на мессбауэровском ядре, находящемся внутри суперпарамагнитной частицы, посредством регулирования температуры образца.

Из рисунка 3, представляющего функцию $\text{Re}\chi = \text{Re}\chi(T)$ для различных объемов суперпарамагнитных частиц, видно, что размер однодоменных магнитных частиц не влияет на максимальное значение $\text{Re}\chi$, но смещает пик функ-

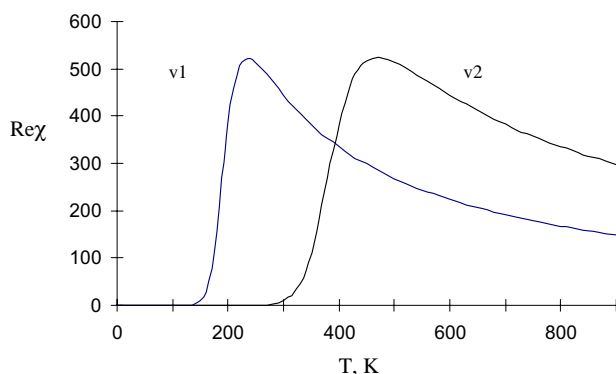


Рисунок 3. Зависимость вещественной компоненты магнитной восприимчивости однодоменной железной частицы от температуры.
 $H = 10^3 \text{ A/m}$, $\Omega = 10^5 \text{ c}^{-1}$, $v1 = 5 \cdot 10^{-25} \text{ м}^3$, $v2 = 10^{-24} \text{ м}^3$.

ции по шкале температур и приводит к изменению ширины «резонансной кривой».

5. Важно отметить, что в случае реальных суперпарамагнитных образцов, для которых не выполняется условие независимости частиц (7), следует учитывать взаимодействие частиц (магнитных кластеров) между собой. Вычисление скоростей суперпарамагнитной релаксации в реальных системах взаимодействующих частиц является довольно сложной задачей даже в пределе слабого взаимодействия. Скорости релаксации будут зависеть от конкретного пространственного расположения частиц и от ориентации их легких осей. Численные

результаты были получены только для случая двух взаимодействующих частиц с осями легкого намагничивания, параллельными направлению связи (общей оси анизотропии) [11]. Для систем, состоящих из многих частиц, имеются лишь приближенные выражения, основанные на простых моделях. В работе [12] предложена модель, в которой отдельно вычисляется энергия взаимодействия частицы с каждой из соседних. Суммарный вклад взаимодействий в энергию барьера определяется как сумма индивидуальных вкладов. Для интерпретации экспериментальных данных удобна простая формула [13]:

$$W_0 = \alpha_0 \exp(-Kv/k(T-T_0)), \quad (11)$$

где T_0 является мерой эффекта взаимодействия и пропорционально среднеквадратичному полю диполей $\langle V_i^2 \rangle$. Использование скорости (11) в (4), (8) приведет к тому, что форма графика зависимости восприимчивости от температуры не изменится, но вся кривая будет сдвинута по оси температур вправо на величину T_0 . Таким образом, максимум восприимчивости системы взаимодействующих между собой частиц будет наблюдаться при более высоких температурах, чем для изолированных частиц. Все модели взаимодействия предсказывают уменьшение скорости релаксации при увеличении силы взаимодействия [14].

Список использованной литературы:

1. Brown W.F. // Phys. Rev. – 1963. – V. 130. – P. 1677-1686.
2. McNamara B., Wiesenfeld K. // Phys.Rev.A. – 1989. – V.39. – P. 4854-4869.
3. Jung P., Hanggi P. // Phys.Rev.A. – 1991. – V.44. – P. 8032-8042.
4. Grigorenko A.N., Nikitin P.I., Slavin A.N., Zhou P.Y. // J.Appl.Phys. – 1994. – V. 76. – P. 6335-6337.
5. Садыков Э.К., Исавнин А.Г. // ФТТ. – 1994. – Т. 36. – С. 3473-3475.
6. Садыков Э.К., Исавнин А.Г. // ФТТ. – 1996. – Т. 38. – С. 2104-2112.
7. Садыков Э.К., Исавнин А.Г., Болденков А.Б. // ФТТ. – 1998. – Т. 40. – С. 516-518.
8. Исавнин А.Г. // ФТТ. – 2001. – Т. 43. – С. 1216-1219.
9. Белозерский Г.Н., Макаров К.А., Павлов Б.С. // Вестник ЛГУ. – 1982. – Т. 4. – С. 12-18.
10. Садыков Э.К., Скворцов А.И., Антонов Ю.А., Исавнин А.Г. // Известия РАН, серия «Физическая». – 1994. – Т. 58. – С. 101-104.
11. Lyberatos A., Chantrell R.W. // J.Appl.Phys. – 1993. – V. 73. – P. 6501-6503.
12. Dormann J.L., Bessais L., Fiorani D. // J.Phys.C: Solid State Phys. – 1988. – V. 21. – P. 2015-2034.
13. Morup S., Tronc E. // Phys.Rev.Lett. – 1994. – V.72. – P. 3278-3281.
14. Stancu A., Papusoi C. // J.Magn.Magn.Mater. – 1995. – V. 145. – P. 385-387.