

Дальний порядок и магнитная релаксация в системе однодоменных частиц

© С.И. Денисов

Сумский государственный университет,

244007 Сумы, Украина

E-mail: denisov@ssu.sumy.ua

(Поступила в Редакцию 18 сентября 1998 г.

В окончательной редакции 9 марта 1999 г.)

В приближении среднего поля изучены фазовый переход парамагнетик–ферромагнетик и особенности релаксации намагниченности в системе взаимодействующих однодоменных ферромагнитных частиц, случайно распределенных в немагнитной матрице.

Проводимые в настоящее время интенсивные экспериментальные и теоретические исследования систем малых ферромагнитных (ФМ) частиц, распределенных в немагнитной твердой матрице, стимулируются их уникальными свойствами и перспективами практического применения. В приближении невзаимодействующих частиц, рассматриваемых как классические объекты, особенности магнитных свойств таких систем, обусловленные тепловыми флуктуациями магнитных моментов частиц, с исчерпывающей полнотой могут быть описаны в рамках разработанного Брауном подхода [1]. Он основан на кинетическом уравнении для функции распределения магнитного момента по направлениям, которое при моделировании теплового магнитного поля белым шумом сводится к уравнению Фоккера–Планка. В рамках такого подхода в системах частиц с одноосной анизотропией изучены, в частности, релаксация намагниченности [2–5], частотная зависимость динамической магнитной восприимчивости [6,7], ферромагнитный [8] и стохастический [9–11] резонансы. Недавно в работах [12,13] предложен альтернативный подход к описанию статистической динамики магнитного момента однодоменных частиц, основанный на так называемом обратном уравнении Фоккера–Планка [14] и позволяющий свести проблему термоиндуцированной переориентации магнитного момента к известной в теории случайных процессов проблеме выхода марковского процесса на заданный уровень [15].

Учет влияния, оказываемого далекодействующим магнитодипольным взаимодействием на свойства систем однодоменных частиц, представляет достаточно сложную проблему, которая в настоящее время не имеет удовлетворительного решения даже в приближении среднего поля. Так, например, для случая систем однодоменных частиц, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, роль магнитодипольного взаимодействия исследовалась в [16]. Основной результат, полученный в этой работе, состоит в доказательстве существования дальнего ФМ порядка в распределении магнитных моментов частиц. Однако использованные в [16] приближения приводят к выводам, не согласующимся с общими результатами Латтинджера и Тиссы [17]. В частности,

согласно [17] и численным результатам [18], существование или отсутствие ФМ упорядочения в решетке магнитных диполей зависит от типа решетки, тогда как из результатов [16] такая зависимость не следует. Приближение среднего поля использовалось также при описании эффектов влияния магнитодипольного взаимодействия частиц на процесс релаксации намагниченности [19–22]. Однако среднее поле вводилось без использования соответствующих процедур усреднения и самосогласования, поэтому результаты, полученные в этих работах, носят лишь качественный характер.

В данной работе в рамках приближения среднего поля найдены условия возникновения ФМ упорядочения и изучены особенности релаксации намагниченности в системе взаимодействия однодоменных частиц.

1. Модель и исходные уравнения

Рассмотрим систему однодоменных сферических ФМ частиц радиуса r , случайно распределенных в немагнитной твердой матрице. Распределение частиц в матрице будем моделировать, предполагая, что их центры с вероятностью p занимают узлы простой тетрагональной решетки, имеющей периоды d_1 (вдоль осей x и y) и d_2 (вдоль оси z — оси четвертого порядка). Будем также предполагать, что взаимодействие частиц магнитодипольное, частицы одноосные, их легкие оси перпендикулярны плоскости xy , а динамика магнитного момента $\mathbf{m} = \mathbf{m}(t)$ любой частицы описывается стохастическим уравнением Ландау–Лифшица

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{h} + \mathbf{n}) - (\lambda \gamma / m) \mathbf{m} \times \mathbf{m} \times \mathbf{h} \quad (1)$$

$$(\mathbf{m}(0) = \mathbf{e}_z m).$$

Здесь $\gamma (> 0)$ — гиромагнитное отношение, λ — параметр диссипации, $m = |\mathbf{m}|$, $\mathbf{h} = -\partial W / \partial \mathbf{m}$ — эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент,

$$W = -(H_a / 2m)(\mathbf{m} \mathbf{e}_z)^2 - \mathbf{m} \mathbf{H}(t) \quad (2)$$

— магнитная энергия частицы в приближении среднего поля, H_a — поле магнитной анизотропии,

$\mathbf{H}(t) = H(t)\mathbf{e}_z$ — среднее дипольное магнитное поле в узле, занимаемом частицей, \mathbf{e}_z — единичный вектор вдоль оси z , $\mathbf{n} = \mathbf{n}(t)$ — гауссовское δ -коррелированное тепловое магнитное поле, определяемое соотношениями

$$\overline{n_\alpha(t)} = 0, \quad \overline{n_\alpha(t)n_\beta(t+\tau)} = (2\lambda kT/\gamma m)\delta_{\alpha\beta}\delta(\tau), \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\delta(\tau)$ — δ -функция, а черта обозначает усреднение по реализациям \mathbf{n} .

Учитывая (2) и (3), стохастическому уравнению (1), интерпретируемому по Стратоновичу [23], можно поставить в соответствие уравнение Фоккера–Планка

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{t_r a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ [a(\sin 2\theta + 2b(t)\sin \theta) - \cos \theta]P + \frac{\partial P}{\partial \theta} \right\} \quad (4)$$

($t_r = 2/\lambda\gamma H_a$, $a = H_a m/2kT$, $b(t) = H(t)/H_a$), для плотности вероятности $P = P(\theta, t)$ того, что вектор \mathbf{m} в момент времени t имеет полярный угол θ ($0 \leq \theta \leq \pi$). Как обычно, решение этого уравнения должно удовлетворять условию нормировки и начальному условию, которое в рассматриваемом случае имеет вид $P(\theta, 0) = \delta(\theta)$. Интересующая нас величина — намагниченность $M(t)$ ансамбля однодоменных частиц — выражается через плотность вероятности P следующим образом:

$$M(t) = \overline{nm_z(t)} = nm \int_0^\pi \cos \theta P(\theta, t) d\theta, \quad (5)$$

где $n = p/d_1^2 d_2$ — концентрация частиц.

Поместив начало координат в узел, занимаемый какой-либо частицей, и пронумеровав остальные индексом i , среднее дипольное магнитное поле $H(t)$, создаваемое этими частицами в центре выбранной, запишем в виде

$$H(t) = \left\langle \sum_i \frac{3r_{iz}^2 - |\mathbf{r}_i|^2}{|\mathbf{r}_i|^5} m_{iz}(t) \right\rangle. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{r}_i — радиус-вектор i -й частицы, а угловые скобки обозначают усреднение по всем возможным размещениям частиц в узлах решетки. Проведем в (6) усреднение по допустимым размещениям частиц. Для этого, выделив в матрице область объемом V , содержащую S узлов, из которых $N(\leq S)$ заняты частицами, найдем сначала вероятность каждого размещения. Поскольку общее число размещений N различных частиц по S узлам дается формулой $R = S!/(S-N)!$, искомая вероятность равна $1/R$. Следовательно, пронумеровав размещения частиц индексом σ и обозначив радиус-векторы частиц в этих размещениях как \mathbf{r}_σ , выражение (6) можно переписать в виде

$$H(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{R} \sum_\sigma \sum_{\mathbf{r}_\sigma} \frac{3r_{\sigma z}^2 - |\mathbf{r}_\sigma|^2}{|\mathbf{r}_\sigma|^5} m_{r_\sigma z}(t). \quad (7)$$

Перейдем в (7) от суммирования по σ и \mathbf{r}_σ к суммированию по радиус-векторам $\mathbf{r} = d_1(n_1\mathbf{e}_x + n_2\mathbf{e}_y) + d_2 n_3 \mathbf{e}_z$

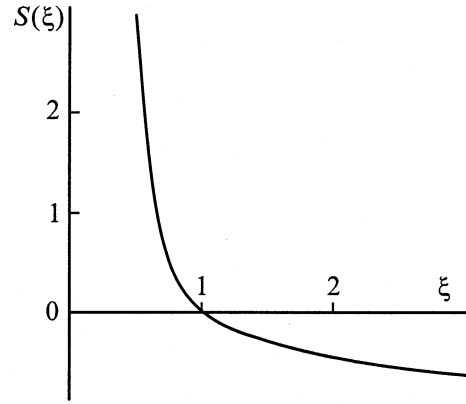


Рис. 1. График функции $S(\xi)$.

(n_1, n_2, n_3 — целые числа, не равные нулю одновременно) узлов решетки. Нетрудно видеть, что каждый узел занят частицами в $R_1 = (N/S)R$ размещениях. Поэтому, обозначив z -компоненты магнитных моментов частиц в узле \mathbf{r} как $m_r^{(l)}(t)$, где индекс l пробегает значения от 1 до R_1 , из (7) получим

$$H(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{R} \sum_{\mathbf{r}} \frac{3r_z^2 - |\mathbf{r}|^2}{|\mathbf{r}|^5} \left(\sum_{l=1}^{R_1} \overline{m_{rz}^{(l)}(t)} \right). \quad (8)$$

Наконец, приняв во внимание, что в (8) выражение в скобках равно $R_1 m_z(t)$, учтя соотношение $\lim_{V \rightarrow \infty} R_1/R = p$ и определив функцию

$$S(\xi) = \frac{1}{8} \sum_{n_1, n_2, n_3} \frac{2\xi^2 n_3^2 - n_1^2 - n_2^2}{(n_1^2 + n_2^2 + \xi^2 n_3^2)^{5/2}} \quad (9)$$

($\xi = d_2/d_1$), для среднего дипольного магнитного поля получаем выражение

$$H(t) = 8pS(\xi)\overline{m_z(t)}/d_1^3. \quad (10)$$

Характерное особенностью функции $S(\xi)$, обуславливающей существование или отсутствие ФМ упорядочения в системах однодоменных частиц, является непостоянство ее знака: $S(\xi) > 0$ при $\xi < 1$ и $S(\xi) < 0$ при $\xi > 1$ (рис. 1). Поскольку $H(t) = 8\xi S(\xi)M(t)$, можно заранее утверждать, что в таких системах ФМ порядок возможен лишь при $\xi < 1$. Отметим, что двумерному распределению частиц отвечает условие $\xi \rightarrow \infty$ ($S(\infty) \approx -1.129$), поэтому ФМ порядок в этом случае отсутствует.

2. Фазовый переход парамагнетик–ферромагнетик

Найдем стационарное решение $P_s(\theta)$ уравнения (4) и отвечающую ему намагниченность системы однодоменных частиц. Полагая, что на границах интервала $(0, \pi)$

поток вероятности отсутствует, получаем

$$P_s(\theta) = C^{-1}(a, 2ab(\infty)) e^{a(\cos^2 \theta + 2b(\infty) \cos \theta)} \sin \theta, \quad (11)$$

где

$$C(a, 2ab(\infty)) = \int_{-1}^1 e^{a(x^2 + 2b(\infty)x)} dx. \quad (12)$$

Определим параметр порядка рассматриваемой системы однодоменных частиц как $\mu = M(\infty)/nm$. Тогда, воспользовавшись соотношением

$$M(\infty) = nm \int_0^\pi \cos \theta P_s(\theta) d\theta$$

и выражениями (11) и (12), для μ получаем уравнение

$$\mu = \frac{1}{2a} \left[\frac{2e^a}{C(a, 3T_0\mu/T)} \operatorname{sh} \left(\frac{3T_0}{T} \mu \right) - \frac{3T_0}{T} \mu \right], \quad (13)$$

где $T_0 = 8pm^2 S(\xi)/3kd_1^3$.

Анализ показывает, что при $\xi > 1$ (когда $T_0 \leq 0$) уравнение (13) при любых температурах имеет единственное решение $\mu = 0$. Следовательно, дальний порядок в этом случае, включающем двухмерное распределение частиц, не возникает. Отметим, что отсутствие дальнего порядка в случае $\xi = 1$, отвечающем простой кубической решетке, согласуется с результатами Литтинджера и Тиссы [17].

Ненулевое решение уравнения (13) может существовать лишь при $\xi < 1$. Как и в случае уравнения Ланжевена $\mu = \operatorname{coth}(3T_0\mu/T) - T/(3T_0\mu)$, к которому сводится (13) при $H_a \rightarrow 0$, оно существует, если при $\mu \rightarrow 0$ тангенс угла наклона касательной к графику функции, определяемой правой частью (13), превышает 1. Нетрудно проверить, что это условие будет выполнено, если $T < T_{cr}$, где T_{cr} — температура фазового перехода парамагнетик–ферромагнетик, которая определяется как решение уравнения $T = 3T_0 f(a)$ ($f(a) = [2 \exp a/C(a, 0) - 1]/2a$) относительно T . Отметим, что $f(a)$, m и, следовательно, $T_0 f(a)$ являются убывающими функциями T , причем $T_0 f(a) = 0$ при $T \geq T_C$ (T_C — температура Кюри материала частиц). Это означает, что уравнение $T = 3T_0 f(a)$ имеет единственное решение, которое всегда удовлетворяет условию $T_{cr} < T_C$. Поскольку $m = m(T)$ и $a = a(T)$, его аналитическое решение возможно лишь в некоторых предельных случаях. В частности, если $m(T_{cr}) \approx m(0)$ (это условие выполняется при значениях T_{cr} , не слишком близких к T_C), тогда, воспользовавшись разложениями $f(a) = 1/3 + 4a/45$ ($a \ll 1$) и $f(a) = 1 - 1/a$ ($a \gg 1$), находим

$$T_{cr} = \begin{cases} T_0(1 + 4a(T_0)/15), & a(T_0) \ll 1, \\ 3T_0(1 - 1/a(3T_0)), & a(3T_0) \gg 1. \end{cases} \quad (14)$$

С увеличением радиуса частиц температура фазового перехода T_{cr} быстро приближается к их температуре Кюри T_C . Так, например, для системы однодоменных частиц Co, которая характеризуется параметрами $T_C = 1400$ К, $M_s = 1400G$ (M_s — намагниченность насыщения), $H_a = 6400$ Ое, $p = 1$, $\xi = 0.5$ и $d_2 = 3r$, на основании нижней формулы из (14) (ее использование оправдано, так как в рассматриваемом случае $a(3T_0) \approx 5$) находим $T_{cr} \approx 2.18 \times 10^{-2} r^3$ К ($[r] = \text{Å}$). Отсюда следует, что T_{cr} может заметно отличаться от T_C только при $r < 40$ Å; для частиц большего радиуса $T_{cr} \approx T_C$.

В окрестности точки $T = T_{cr}$ ряд термодинамических параметров системы однодоменных частиц имеет особенности поведения, которые в соответствии с использованным приближением, являются характерными для теории среднего поля. В частности, магнитная восприимчивость $\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \partial M / \partial H$ (H — постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси z) при $m(T_{cr}) \approx m(0)$ и $a(3T_0) \gg 1$ дается выражениями

$$\chi = \begin{cases} 1/16 \xi S(\xi) (1 - T/T_{cr}), & T < T_{cr}, \\ 1/8 \xi S(\xi) (T/T_{cr} - 1), & T > T_{cr}, \end{cases} \quad (15)$$

а намагниченность $M(\infty)$ имеет корневую асимптотику: $M(\infty) \sim (T_{cr} - T)^{1/2}$. В качестве иллюстрации на

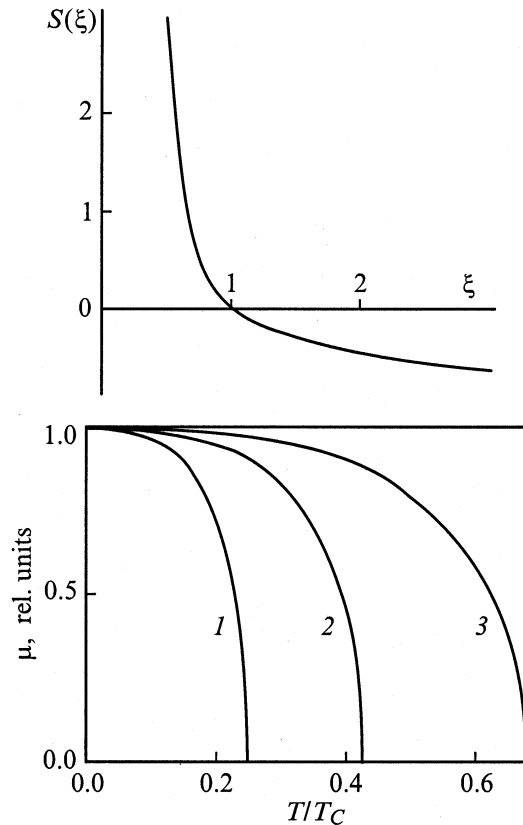


Рис. 2. Зависимости параметра порядка μ от приведенной температуры T/T_C для системы однодоменных частиц Co, характеризуемой указанными в тексте статьи параметрами, при $r = 25$ Å (1), $r = 30$ Å (2) и $r = 35$ Å (3).

рис. 2 показаны температурные зависимости параметра порядка для рассмотренной выше системы однодоменных частиц Co (при $T = 0$ спонтанная намагниченность этой системы равна $nm(0) \approx 54$ G).

Отметим, что физической причиной, обуславливающей существование (при $\xi < 1$) или отсутствие (при $\xi \geq 1$) ФМ упорядочения в системе однодоменных частиц, является конкуренция магнитодипольных взаимодействий частиц. В самом деле, все частицы, окружающие произвольно выбранную, можно условно разделить на две группы в соответствии с тем, выполняется ли для них условие $3r_{iz}^2 - |\mathbf{r}_i|^2 > 0$ или $3r_{iz}^2 - |\mathbf{r}_i|^2 \leq 0$. Согласно (6), частицы первой группы создают в месте расположения выбранной частицы среднее дипольное магнитное поле, параллельное намагниченности, а частицы второй группы — антипараллельное. Очевидно, что ФМ упорядочению отвечает случай, когда вклад в суммарное дипольное поле частиц первой группы превалирует над вкладом частиц второй группы, что, как следует из (9), имеет место при $\xi < 1$.

Экспериментальные свидетельства существования в системах однодоменных частиц фазового перехода парамагнетик–ферромагнетик получены в ряде недавних работ. Так, в [24] ФМ упорядочение обнаружено в расплаивающемся сплаве $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$, а в [25] — в порошках Fe. Однако принципиально важный вопрос о взаимодействии, ответственном за ФМ порядок, остался в них открытым. В этой связи нам представляется целесообразным сформулировать ряд условий, которым должны удовлетворять системы однодоменных частиц, чтобы облегчить экспериментальное обнаружение и исследование в них фазового перехода парамагнетик–ферромагнетик, обусловленного магнитодипольным взаимодействием частиц. Во-первых, чтобы исключить влияние фазового перехода при температуре Кюри на поведение фазового перехода при $T = T_{cr}$, температуры T_{cr} и T_C должны достаточно сильно различаться. Для этого необходимо, чтобы радиус частиц не превышал некоторый критический, который можно оценить с помощью формулы (14) и условия $T_{cr} = T_C$. Во-вторых, поскольку величина T_{cr} сильно зависит от размера частиц, дисперсия распределения их радиусов должна быть малой. И наконец, в-третьих, среднее расстояние между частицами в плоскости, перпендикулярной оси легкого намагничивания, должно превышать среднее расстояние между частицами в направлении легкой оси. Очевидно, в некоторых случаях это условие можно реализовать, ”приготавливая” систему в присутствии достаточно сильного ($\sim H_a$) постоянного магнитного поля, направленного вдоль легкой оси.

3. Релаксация намагниченности

Рассмотрим теперь особенности процесса релаксации намагниченности системы однодоменных частиц, полагая, что $a(1 - |b(t)|)^2 \gg 1$ и $|b(t)| < 1$. Поскольку, согласно (4), на временах порядка t, a устанавливается

квазиравновесное распределение магнитных моментов, для изучения эволюции намагниченности при $t > t, a$ можно воспользоваться методом Крамерса [14]. В соответствии с ним решение уравнения (4) будем искать в виде

$$P(\theta, t) = V(\theta, t) \begin{cases} p_+(t)/n_+(t), & 0 \leq \theta < \theta_0(t), \\ p_-(t)/n_-(t), & \theta_0(t) < \theta \leq \pi, \end{cases} \quad (16)$$

где

$$p_+(t) = \int_0^{\theta_0(t)} P(\theta, t) d\theta, \quad p_-(t) = \int_{\theta_0(t)}^{\pi} P(\theta, t) d\theta, \quad (17)$$

— вероятности того, что полярный угол вектора \mathbf{m} принадлежит соответственно интервалу $(0, \theta_0(t))$ или $(\theta_0(t), \pi)$, $\theta_0(t) = \arccos(-b(t))$ — угол, отвечающий максимуму энергии $W = -(1/2)H_a m \cos^2 \theta - H(t) m \cos \theta$, $V(\theta, t) = \sin \theta \exp(a(\cos^2 \theta + 2b(t) \cos \theta))$,

$$n_+(t) = \int_0^{\theta_0(t)} V(\theta, t) d\theta, \quad n_-(t) = \int_{\theta_0(t)}^{\pi} V(\theta, t) d\theta. \quad (18)$$

Поскольку при $a(1 - |b(t)|)^2 \gg 1$ среднее дипольное магнитное поле может быть выражено через вероятности $p_+(t)$ и $p_-(t)$:

$$H(t) = 8nm\xi S(\xi)[p_+(t) - p_-(t)], \quad (19)$$

а $p_-(t) = 1 - p_+(t)$, в (16) единственной неизвестной величиной является $p_+(t)$.

Для нахождения уравнения, которому удовлетворяет вероятность $p_+(t)$, воспользуемся сначала соотношением

$$\frac{\partial V(\theta, t)}{\partial \theta} + [a(\sin 2\theta + 2b(t) \sin \theta) - \cos \theta] V(\theta, t) = 0$$

и с его помощью преобразуем уравнение (4) к виду

$$\frac{\partial P(\theta, t)}{\partial t} = \frac{1}{t, a} \frac{\partial}{\partial \theta} V(\theta, t) \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{P(\theta, t)}{V(\theta, t)}. \quad (20)$$

Затем, получив из (20) равенство

$$\int_0^{\theta_0(t)} \frac{1}{V(\theta, t)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_0^{\theta} P(\vartheta, t) d\vartheta \right) d\theta = \frac{1}{t, a} \int_0^{\theta_0(t)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{P(\theta, t)}{V(\theta, t)} \right) d\theta, \quad (21)$$

подставим в него выражение (16) и вычислим фигурирующие в (21) интегралы. Принимая во внимание, что

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{P(\theta, t)}{V(\theta, t)} \right) = - \left(\frac{p_+(t)}{n_+(t)} - \frac{p_-(t)}{n_-(t)} \right) \delta(\theta - \theta_0(t))$$

и имеют место асимптотические $(a(1 - |b(t)|)^2 \rightarrow \infty)$ формулы

$$n_{\pm}(t) = \frac{e^{a[1 \pm 2b(t)]}}{2a[1 \pm b(t)]},$$

$$\int_0^{\theta_0(t)} \frac{1}{V(\theta, t)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_0^{\theta} P(\vartheta, t) d\vartheta \right) d\theta = \dot{p}_+(t) \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \frac{e^{ab^2(t)}}{1 - b^2(t)},$$

из (21) получаем следующее уравнение для $p_+(t)$:

$$\dot{p}_+(t) = - \left(\frac{p_+(t)}{\tau_+(t)} - \frac{p_-(t)}{\tau_-(t)} \right), \quad (22)$$

где величины $\tau_+(t)$ и $\tau_-(t)$, определяемые соотношением

$$\tau_{\pm}(t) = \frac{t_r \sqrt{\pi/a}}{2(1 - b^2(t))(1 \pm b(t))} e^{a(1 \pm b(t))^2}, \quad (23)$$

имеют смысл средних времен пребывания магнитного момента в состояниях с $\theta \in (0, \theta_0(t))$ и $\theta \in (\theta_0(t), \pi)$ соответственно. Поскольку на временах порядка $t_r a$ вероятность перехода магнитного момента из первого состояния во второе пренебрежимо мала, начальным условием к уравнению (22) является $p_+(0) = 1$.

Согласно (5), при $a(1 - |b(t)|)^2 \gg 1$ намагниченность системы однодоменных частиц может быть записана в виде $M(t) = nm\mu(t)$, где функция $\mu(t) = 2p_+(t) - 1$, как следует из (22), удовлетворяет уравнению

$$\dot{\mu}(t) = -\mu(t) \left(\frac{1}{\tau_+(t)} + \frac{1}{\tau_-(t)} \right) - \frac{1}{\tau_+(t)} + \frac{1}{\tau_-(t)}. \quad (24)$$

Поскольку $\tau_+(t)$ и $\tau_-(t)$ зависят от времени только посредством приведенной намагниченности $\mu(t)$, уравнение (24) является уравнением вида $\dot{\mu}(t) = -F(\mu(t))$ с

$$F(\mu(t)) = \mu(t) \left(\frac{1}{\tau_+(t)} + \frac{1}{\tau_-(t)} \right) + \frac{1}{\tau_+(t)} - \frac{1}{\tau_-(t)},$$

решение которого, удовлетворяющее начальному условию $\mu(0) = 1$, можно получить, решив относительно $\mu(t)$ алгебраическое уравнение

$$\int_{\mu(t)}^1 \frac{dx}{F(x)} = t. \quad (25)$$

Используя (25), найдем асимптотики решения уравнения (24) при $t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow \infty$. В первом случае $\mu(t) \rightarrow 1$, поэтому, заменив в (25) $F(x)$ на $F(1) = 2/\tau_+(0)$ и обозначив $\beta = 8\xi S(\xi)nm/H_a$, получаем $\mu(t) = 1 - t/\tau_0$, где

$$\tau_0 = \frac{t_r \sqrt{\pi/a}}{4(1 - \beta^2)(1 + \beta)} e^{a(1 + \beta)^2} \quad (26)$$

— время релаксации начальной намагниченности.

Чтобы найти решение уравнения (24) во втором случае, положим $\mu(t) = \mu + \mu_1(t)$ ($\mu = \mu(\infty)$), $\lim_{t \rightarrow \infty} \mu_1(t) = 0$ и перепишем уравнение (25) в виде

$$\int_0^{1 - \mu - \mu_1(t)} \frac{dy}{F(\mu + \mu_1(t) + y)} = t. \quad (27)$$

Учтем далее, что, поскольку параметр порядка μ удовлетворяет уравнению $F(\mu) = 0$ (как и должно, уравнение (13) при $a(1 - |b(t)|)^2 \gg 1$ сводится к уравнению $F(\mu) = 0$), при $t \rightarrow \infty$ основной вклад в величину интеграла по y дает малая окрестность его нижнего предела интегрирования. В соответствии с этим, заменив $F(\mu + \mu_1(t) + y)$ на $F'(\mu)(\mu_1(t) + y)$ (штрих обозначает дифференцирование по μ), из (27) получаем $\mu(t) = \mu + c \exp(-t/\tau_{\infty})$, где время релаксации намагниченности на больших временах, определяемое как $\tau_{\infty} = 1/F'(\mu)$, дается выражением

$$\tau_{\infty} = t_r \sqrt{\frac{\pi}{a}} \frac{(1 - \mu)e^{a(1 + \beta\mu)^2}}{4(1 + \beta\mu)[1 + \beta(1 - \mu^2) - \beta^2\mu^2 - 2a\beta(1 - \beta^2\mu^2)(1 - \mu^2)]}. \quad (28)$$

Что касается параметра c , то в соответствии с аппроксимацией Паде [26]

$$\mu(t) = \mu + \frac{(1 - \mu)^2 \tau_0 / \tau_{\infty}}{\exp(t/\tau_{\infty}) + (1 - \mu)\tau_0 / \tau_{\infty} - 1} \quad (29)$$

функции $\mu(t)$, сшивающей асимптотики $\mu(t)$ при $t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow \infty$, его приближенное значение (вследствие приближенности выражения (29)) равно $(1 - \mu)^2 \tau_0 / \tau_{\infty}$. Отметим также, что в случаях, когда $\xi > 1$ или $T > T_{cr}$ (при $\xi < 1$), параметр порядка равен нулю и формула (28) сильно упрощается

$$\tau_{\infty} = t_r \sqrt{\frac{\pi}{a}} \frac{e^a}{4(1 + \beta - 2a\beta)}.$$

Поскольку τ_0 экспоненциально зависит от a , при достаточно больших значениях параметра a условие $t \gg \tau_0$, при котором получена формула (28), может стать недостижимым на эксперименте. В этом случае основной интерес с точки зрения экспериментальной проверки полученных результатов представляет время релаксации начальной намагниченности. Выясним сначала, как магнитодипольное взаимодействие частиц влияет на величину τ_0 . Поскольку параметром, характеризующим это взаимодействие, является β , а $a(1 - |\beta|)^2 \gg 1$, из (26) следует, что в случае, когда $\beta > 0$ (т.е. при $\xi < 1$), увеличение β приводит к увеличению τ_0 , а при $\beta < 0$ (когда $\xi > 1$) рост $|\beta|$ обуславливает уменьшение τ_0 . Такое поведение τ_0 от β легко объяснимо: в первом случае релаксация намагниченности происходит в присутствии среднего дипольного магнитного поля, сонаправленного с намагниченностью, тогда как во втором случае направления среднего поля и намагниченности

противоположны. Определив время релаксации намагниченности системы невзаимодействующих частиц как $\tau_n = t_r(\pi/16a)^{1/2} \exp a$, на основании (26) получаем

$$\frac{\tau_0}{\tau_n} = \frac{e^{a\beta(2+\beta)}}{(1-\beta^2)(1+\beta)}. \quad (30)$$

Согласно (30), при $a(1-|\beta|)^2 \gg 1$ имеем $\tau_0/\tau_n > 1$ для $\beta > 0$ и $\tau_0/\tau_n < 1$ для $\beta < 0$.

Таким образом, магнитодипольное взаимодействие частиц при $\xi > 1$ обуславливает уменьшение времени релаксации начальной намагниченности по сравнению со случаем невзаимодействующих частиц, а при $\xi < 1$ — увеличение. В частности, для рассмотренной в предыдущем разделе системы частиц Co, имеющих радиус $r = 35 \text{ \AA}$, при $T/T_C = 0.2$ получаем $a \approx 20.8$, $\beta \approx 0.1$ и $\tau_0/\tau_n \approx 73$.

Отметим, что значения параметра β , имеющие порядок единицы, вполне реальны и, значит, отношение τ_0/τ_n может быть очень большим. Так, например, если частицы Co заменить на частицы Fe, имеющие форму эллипсоидов вращения и параметры $M_s = 1740 \text{ G}$, $H_a = 1550 \text{ Oe}$ (здесь H_a — поле одноосной анизотропии формы, отвечающее отношению полярной полуоси эллипсоида к экваториальной полуоси, равному 1.2 [27]), тогда $\beta \approx 0.51$ и $\tau_0/\tau_n \approx 0.9 \exp(1.3a)$. Обнаруженное недавно на эксперименте [28,29] гигантское превышение τ_0 над τ_n (в $\sim \exp a$ раз) может служить подтверждением развитой здесь теории релаксации намагниченности.

Завершая рассмотрение, обсудим основные использованные приближения и возможные следствия, к которым может привести отказ от их применения. Наиболее существенным является, конечно, предположение о некоррелированности направлений магнитных моментов частиц, которое позволило свести исходную многочастичную задачу к одночастичной. Одним из возможных следствий учета таких корреляций может быть, например, замедление скорости релаксации намагниченности на больших временах. В самом деле, корреляция направлений магнитных моментов частиц, обусловленная их магнитодипольным взаимодействием, должна проявляться в тенденции к ФМ упорядочению магнитного момента произвольно выделенной частицы с магнитными моментами частиц первой группы, определяемой условием $3r_{iz}^2 - |\mathbf{r}_i|^2 > 0$, и к антиферромагнитному упорядочению с магнитными моментами частиц второй группы, определяемой условием $3r_{iz}^2 - |\mathbf{r}_i|^2 < 0$. Это означает, что при $t \gg \tau_0$ абсолютная величина среднего магнитного поля, действующего на выделенную частицу со стороны частиц первой (второй) группы, превышает (не превышает) абсолютную величину этого поля, отвечающую приближению среднего поля. Таким образом, учет корреляции направлений магнитных моментов однодоменных частиц должен привести к увеличению алгебраической величины результирующего среднего поля и как следствие к замедлению релаксации намагниченности при всех $\xi \neq 1$.

Предположение о неограниченности системы однодоменных частиц также накладывает ограничение на применимость полученных результатов. Одним из следствий отказа от этого предположения может явиться необходимость учета существования в таких системах доменной структуры. Можно ожидать, что, как и в случае обменных ФМ [27], доменная структура будет оказывать существенное влияние на магнитные свойства. В частности, при образовании доменной структуры должен качественно измениться характер релаксации намагниченности. Однако, поскольку появление доменной структуры становится вероятным лишь на временах, существенно превышающих τ_0 , в рассмотренном случае, когда $a(1-|\beta|)^2 \gg 1$, характер релаксации начальной намагниченности не меняется.

Список литературы

- [1] W.F. Brown. J. Phys. Rev. **130**, 5, 1677 (1963).
- [2] L. Bessais, L. Ben Jaffel, J.L. Dorman. Phys. Rev. **B45**, 14, 7805 (1992).
- [3] W.T. Coffey, D.S.F. Crothers, Yu.P. Kalmykov, E.S. Massawe, J.T. Waldron. Phys. Rev. **E49**, 3, 1869 (1994).
- [4] D.A. Garanin. Phys. Rev. **E54**, 4, 3250 (1996).
- [5] W.T. Coffey, D.S.F. Crothers. Phys. Rev. **E54**, 5, 4768 (1996).
- [6] Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис. ЖЭТФ **67**, 3, 1060 (1974).
- [7] P.C. Гехт, В.А. Игнатченко, Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис. ЖЭТФ **70**, 4, 1300 (1976).
- [8] Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов. ЖЭТФ **101**, 4, 1409 (1992).
- [9] A. Pérez-Madrid, J.M. Rubí. Phys. Rev. **E51**, 5, 4159 (1995).
- [10] Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov. Phys. Rev. **B52**, 5, 3493 (1995).
- [11] Э.К. Садьков, А.Г. Исавнин. ФТТ **38**, 7, 2104 (1996).
- [12] С.И. Денисов, А.Н. Юнда. Изв. вузов. Физика **41**, 2 118 (1998).
- [13] S.I. Denisov, A.N. Yunda. Physica **B245**, 282 (1998).
- [14] К.В. Гардинер. Стохастические методы в естественных науках. Мир, М. (1986). 526 с.
- [15] В.И. Тихонов, В.И. Хименко. Выбросы траекторий случайных процессов. Наука, М. (1987). 304 с.
- [16] H. Zhang, M. Widom. Phys. Rev. **B51**, 14, 8951 (1995).
- [17] J.M. Luttinger, L. Tisza. Phys. Rev. **70**, 954 (1946).
- [18] J.P. Bouchaud, P.G. Zérah. Phys. Rev. **B47**, 14, 9095 (1993).
- [19] S. Shtrikman, E.P. Wohlfarth. Phys. Lett. **A85**, 467 (1981).
- [20] J.L. Dormann, L. Bessasis, D. Fiorani. J. Phys. **C21**, 2015 (1988).
- [21] D.K. Lottis, R.M. White, E. Dan Dahlberg. Phys. Rev. Lett. **67**, 3, 362 (1991).
- [22] M. El-Hilo, K. O'Grady, R.W. Chantrell. J. Magn. Magn. Mater. **114**, 3, 295 (1992); **114**, 3, 307 (1992).
- [23] R.L. Stratonovich. SIAM J. Control **4**, 362 (1966).
- [24] Г.А. Такзей, Л.П. Гунько, И.И. Сыч, Ю.Н. Трошенков, С.В. Черепов, И. Миребо. Письма в ЖЭТФ **63**, 12, 959 (1996).
- [25] L. Del Bainco, C. Ballesteros, J.M. Rojo, A. Hernando. Phys. Rev. Lett. **81**, 20, 4500 (1998).
- [26] Дж. Бейкер, П. Грейвс-Морис. Аппроксимация Паде. Мир, М. (1986).
- [27] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). С. 787.
- [28] E.N. Abarra, T. Suzuki. IEEE Trans. Mag. **33**, 2995 (1997).
- [29] E.N. Abarra, P. Glijer, H. Kisker, I. Okamoto, T. Suzuki. J. Magn. Magn. Mater. **175**, 148 (1997).