ЖЭТФ, 2001, том 120, вып. 1 (7), стр. 156–163

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ПОЛЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКАХ. СПИНОВОЕ И МАКРОСПИНОВОЕ СТЕКЛО

В. И. Белоконь[*], *К. В Нефедев*[**]

Дальневосточный государственный университет
690000, Владивосток, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 2001 г.

В рамках модели Изинга методом усреднения по случайным полям взаимодействия исследуются системы с произвольной зависимостью обменного интеграла от расстояния между атомами, которые, в свою очередь, случайным образом рассеяны в аморфном веществе. Этот метод используется также для описания долговременной релаксации намагниченности в системе рассеянных в немагнитной матрице однодоменных частиц. Получены функции распределения случайных полей для диполь-дипольного взаимодействия и взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ). Исследован процесс долговременной релаксации в макроспиновых стеклах.

PACS: 75.50.Lk, 75.10.-b, 75.10.Nr, 75.30.Cr, 75.30.Hx

1. ВВЕДЕНИЕ

Принято считать [1–5], что наиболее характерными признаками спин-стекольного состояния являются необратимость и долговременная релаксация намагниченности, связанные с неэргодичностью фазы спинового стекла. Различные варианты построения физики таких систем используют предположения об иерархическом устройстве пространства долин, которые приводят к иерархической структуре времен релаксации. Теоретическое описание свойств спиновых стекол часто основывается на предположении о том, что обменные интегралы являются случайными величинами, подчиняющимися нормальному закону распределения. При этом большинство результатов получено для решеточных моделей, и их простой перенос на аморфные системы на первый взгляд представляется неправомерным.

В данной статье рассматривается возможность применения метода случайных полей взаимодействия к аморфным средам с произвольным законом взаимодействия частиц, также исследуются системы частиц с взаимодействием Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) и диполь-дипольным взаимодействием. Отдельно, без привлечения идей иерархической структуры состояний, рассматриваются необратимость и долговременная релаксация в системах взаимодействующих однодоменных частиц (макроспиновое стекло). Работа продолжает начатое в [6, 7] исследование возможности применения метода случайного поля в теории ферромагнетизма неоднородных систем.

[*]E-mail: belokon@ifit.phys.dvgu.ru
[**]E-mail: nefedev@ifit.phys.dvgu.ru

2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Общая схема вычисления функции распределения случайных полей взаимодействия обсуждалась в литературе неоднократно [8–10]. Однако мы повторим основные моменты ее получения, учитывая собственный объем частиц. Пусть проекция поля H_i на ось z (ось симметрии в модели Изинга), создаваемого в начале координат одной произвольной частицей, находящейся в точке с координатой $\mathbf{r}_i$ и имеющей спин $\mathbf{S}_i$, задается законом

$$H_i = \varphi(\mathbf{r}_i, \mathbf{S}_i). \tag{1}$$

При условии известного распределения частиц по $\mathbf{r}_i$ и $\mathbf{S}_i$ функция распределения поля взаимодействия на частице, находящейся в начале координат, является δ-функцией вида

$$\delta[H_i - \sum_i \varphi(\mathbf{r}_i, \mathbf{S}_i)].$$

В свою очередь, вероятность заданного распределения частиц по координатам в аморфном теле с учетом собственного объема частицы определяется произведением

$$\frac{dV_1}{V}\frac{dV_2}{V-V_0}\cdots\frac{dV_N}{V-NV_0} \approx \frac{1}{\upsilon^N}\prod_{i=1}^N dV_i.$$

Здесь

$$\frac{1}{V^N}\prod_i \frac{1}{1-iV_0/V} \approx V^{-N}\prod_i\left(1+i\frac{V_0}{V}\right) = \\ = \frac{1}{V^N}\frac{(V_0/V)^{N+1}\,\Gamma\left(N+1+V/V_0\right)}{(V/V_0)\Gamma\left(1+V/V_0\right)}.$$

При $V/V_0 \gg 1$, используя формулу Стирлинга, легко получить при $N \to \infty$

$$\frac{1}{V^N}\prod_k \frac{1}{1-kV_0/V} \approx \left(\frac{V}{1+c}\right)^N = \frac{1}{\upsilon^N},$$

$$c = \frac{NV_0}{V} \ll 1,$$

где V_0 — собственный объем частицы, который, естественно, имеет смысл учитывать в системах со значительной концентрацией рассеянных ферромагнитных частиц.

Распределение частиц $\prod_{i=1}^N \tau(\mathbf{S}_i)d\mathbf{S}_i$ по направлениям спинов в модели Изинга также предполагается независимым, при этом

$$\tau(\mathbf{S}_i) = \frac{1}{S_i{}^2\sin\gamma}\,\frac{1}{2\pi}\delta(S_i - S_0)[\alpha\delta(\gamma_i) + \beta\delta(\gamma_i - \pi)],$$

$$\alpha + \beta = 1.$$

С учетом приведенных выше формул функция распределения поля H может быть представлена в виде

$$W(H) = \frac{1}{\upsilon^N}\iint \delta\left(H - \sum_{i=1}^N \varphi_i\right)\prod_{i=1}^N \tau(\mathbf{S}_i)d\mathbf{S}_i dV_i. \quad (2)$$

Характеристическая функция

$$A(\rho) = \int W(H)\exp\left(i\rho H\right)dH$$

запишется так:

$$A(\rho) = \frac{1}{\upsilon^N}\int \exp\left(i\rho\sum_i \varphi_i\right)\prod_{i=1}^N \tau(\mathbf{S}_i)d\mathbf{S}_i dV_i.$$

Учитывая условия нормировки, $A(\rho)$ можно переписать в виде

$$A(\rho) = \left\{1 - \frac{n^*}{N}\int\left[1 - \exp(i\rho\varphi)\right]\tau(\mathbf{S})d\mathbf{S}dV\right\}^N,$$

где

$$n^* = \frac{N}{V} = \frac{N(1+c)}{V} = n(1+c),$$

n — число частиц в единице объема. В пределе при $N \to \infty$ имеем

$$A(\rho) \to \exp\{-F(\rho)\}.$$

Таким образом, функция распределения случайных полей взаимодействия имеет вид

$$\begin{gathered} W(H) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-F(\rho)\}\exp(-i\rho H)d\rho, \\ F(\rho) = n^*\int dV\int\left[1 - \exp\left(i\rho\varphi\right)\right]\tau(\mathbf{S})d\mathbf{S} = \\ = \alpha I_- + \beta I_+, \end{gathered} \quad (3)$$

где

$$I_\mp = n^*\int_V \left[1 - \exp\left(\mp i\rho\varphi\right)\right]dV.$$

Здесь учтена смена знака поля при повороте спина из направления α (спин вверх) в направление β (спин вниз). Интегрирование в (5) следует проводить в пределах от $r = r_0$ (размер частицы) до $r = R$ (размер образца). При быстром убывании $\varphi(r)$ можно перейти к пределу при $R \to \infty$, при медленном необходимо учитывать форму образца (размагничивающий фактор).

Структура $F(\rho)$ такова, что основной вклад в интеграл (3) дают значения $F(\rho)$, близкие к нулю. Действительно,

$$F(\rho) = i(\alpha - \beta)H_0\rho - \frac{B^2}{4}\rho^2 + \ldots, \quad (4)$$

где

$$H_0 = -n^*\int_V \varphi(r)dV, \quad \frac{B^2}{4} = \frac{n^*}{2!}\int_V \varphi^2(r)dV$$

и т. д., так что быстрые осцилляции подынтегрального выражения при $\rho \gg 1$ приведут к существенному уменьшению вклада в интеграл.

Ограничиваясь первыми тремя членами в разложении экспоненты, из формулы (5) получаем

$$A(\rho) = \exp\left[-i(\alpha-\beta)H_0\rho - \frac{B^2}{4}\rho^2\right], \qquad (5)$$

откуда

$$W(H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B}\exp\left\{-\frac{[H-H_0(\alpha-\beta)]^2}{B^2}\right\}. \qquad (6)$$

3. САМОСОГЛАСОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Очевидно, что в состоянии термодинамического равновесия среднее значение намагниченности в модели Изинга, $M = \langle\overline{\alpha} - \overline{\beta}\rangle$, получается усреднением по распределению Гиббса и по конфигурациям:

$$M = \int \operatorname{th}\left(\frac{mH}{kT}\right) W(H)dH, \qquad (7)$$

где m — магнитный момент частицы. Таким образом, в отсутствие внешнего поля уравнение для намагниченности в состоянии равновесия будет иметь вид

$$M = \frac{1}{\sqrt{\pi}B}\int \operatorname{th}\left(\frac{m(H+H_0M)}{kT}\right)\exp\left(-\frac{H^2}{B^2}\right)dH. \qquad (8)$$

Простые оценки можно получить, заменив гауссову функцию распределения приближенной функцией $f(H)$:

$$f(H) = \begin{cases} 0, & H > B, \quad H < -B, \\ \dfrac{1}{2B}, & -B < H < B. \end{cases}$$

Для малых M в этом случае имеем

$$M \approx \frac{1}{2B}\int\limits_{-B}^{B}\operatorname{th}\left(\frac{m(H+H_0M)}{kT}\right)dH \approx \approx M\frac{H_0}{B}\operatorname{th}\frac{mB}{kT}. \qquad (9)$$

Это означает, что уравнение (8) имеет отличное от нуля решение (ферростекло) при условии

$$\frac{H_0}{B}\operatorname{th}\frac{mB}{kT} > 1, \quad \frac{H_0}{B} > 1. \qquad (10)$$

При $H_0/B < 1$ начальная восприимчивость в поле h равна

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial h} \approx \frac{1}{B}\operatorname{th}\frac{mB}{kT}. \qquad (11)$$

Для высоких температур, при $mB/kT \ll 1$, имеем

$$\chi \approx \frac{m}{kT},$$

что соответствует парамагнитной восприимчивости. При $mB/kT \gg 1$ величина

$$\chi \approx \frac{1}{B}$$

и не зависит от температуры. В этом случае происходит «замораживание» спинов в случайных полях обменного взаимодействия. Наибольшая скорость изменения восприимчивости имеет место при температуре $T^* = mB/k$; T^* можно трактовать как температуру перехода в фазу спинового стекла.

4. РККИ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И СПИНОВОЕ СТЕКЛО

Применим этот подход к системе атомов, связанных РККИ-взаимодействием [11]

$$\varphi(r) = -b\frac{k_Fr\cos(k_Fr) - \sin(k_Fr)}{(k_Fr)^4}, \qquad (12)$$

где b — некоторый коэффициент, имеющий размерность поля, k_F — импульс на поверхности Ферми, r — расстояние между взаимодействующими атомами. Интегрирование ведется в интервале от 1 до k_FR. В этом случае

$$I_{\mp} = \frac{n^*}{k_F^3}\times \times\int\limits_1^{k_FR}\int\limits_0^{\pi}\int\limits_0^{2\pi}\left\{1-\exp\left(\mp i\rho b\frac{k_Fr\cos(k_Fr)-\sin(k_Fr)}{(k_Fr)^4}\right)\right\}\times \times(k_Fr)^2d(k_Fr)\sin\vartheta d\vartheta d\varphi.$$

После интегрирования для H_0 и B^2 получим следующие соотношения:

$$H_0 = -\frac{4\pi n^*b}{k_F^3}\frac{\sin(k_FR) - 0.84k_FR}{k_FR},$$

$$B^2 \approx \frac{4n^*b^2}{15k_F^8R^5}\{-5k_F^2R^2 + 6k_FR\sin(2k_FR) - 3 + + 3\cos(2k_FR) - k_F^2R^2\cos(2k_FR) + + k_F^3R^3\sin(2k_FR) + 2k_F^4R^4\cos(2k_FR) + + 4k_F^5R^5\mathrm{Si}(2k_FR) - 3k_F^5R^5\},$$

где Si — интегральный синус. Переходя к пределу $k_F R \to \infty$, имеем

$$H_0 \approx 10\frac{n^* b}{k_F^3}, \quad B^2 \approx 2.5\frac{n^* b^2}{k_F^3}, \quad \frac{H_0}{B} \approx 6\sqrt{\frac{n^*}{k_F^3}}.$$

Последнее соотношение с учетом (10) позволяет построить теоретическую магнитную фазовую диаграмму.

5. ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ РАССЕЯННЫХ МАГНИТНЫХ ЗЕРЕН. МАКРОСПИНОВОЕ СТЕКЛО

Рассмотрим систему малых ферромагнитных частиц, рассеянных в немагнитной матрице. Функция распределения частиц по значениям магнитного момента имеет вид

$$\tau(\mathbf{m})d\mathbf{m} = f(m)w(\gamma,\psi)d\gamma d\psi,$$

где углы γ, ψ задают ориентацию $\mathbf{m}$ по отношению к выбранному направлению. При этом

$$\varphi = -\frac{m\cos\gamma}{r^3} + \\ + \frac{3m(\sin\gamma\cos\psi\sin\vartheta + \cos\gamma\cos\vartheta)\cos\vartheta}{r^3}.$$

В модели Изинга

$$w(\gamma,\psi) = \frac{1}{2\pi}\{\alpha\delta(\gamma) + \beta\delta(\gamma-\pi)\}, \qquad (13)$$

угол ϑ определяет ориентацию вектора $\mathbf{r}$ в сферической системе координат.

В случае, когда магнитный образец имеет не сферическую, а, например, эллипсоидальную форму, необходимо учесть зависимость R от ϑ:

$$R(\vartheta) = \frac{b}{\sqrt{1+\epsilon b^2\sin^2\vartheta}} \approx b\left(1+\frac{1}{2}\epsilon b^2\sin^2\vartheta\right)^{-1} \approx \\ \approx b\left(1-\frac{1}{2}\epsilon b^2\sin^2\vartheta\right), \qquad (14)$$

b — большая полуось, ϵ — эксцентриситет.

Параметры H_0 и B^2 функции распределения $W(H)$ для системы дипольно-взаимодействующих магнитных частиц (ферро- или ферримагнитных зерен) можно приближенно получить, используя формулы (4):

$$H_0 \approx \frac{8}{15}\pi n^* \overline{m}\epsilon^2, \quad B^2 \approx \frac{4\pi}{r_0^3}n^*\overline{m}^2, \qquad (15)$$

где $\overline{m} = \int m f(m)dm$, r_0 — размер магнитной частицы. В такой системе

$$\frac{H_0}{B} \approx 0.5\epsilon^2\sqrt{n^* r_0^3},$$

откуда следует, что $H_0/B \approx 0.2\sqrt{c} < 1$ даже при $\epsilon \approx 1$ (напомним, что c — объемная концентрация ферромагнетика).

Таким образом, ферромагнитное упорядочение за счет диполь-дипольного взаимодействия в аморфном веществе невозможно. Подобный результат для частиц, расположенных в узлах кубической решетки, получен в работе [12].

В то же время переход в спин-стекольное состояние (макроспиновое стекло) при температуре $T^* \sim \overline{m}B/k$ возможен, если время релаксации, которое в первую очередь зависит от критического поля и объема ферромагнитной частицы, достаточно мало. Поскольку система однодоменных частиц позволяет наглядно интерпретировать явление долговременной релаксации в макроспиновом стекле, рассмотрим переход в равновесное состояние более подробно.

Для анализа магнитных свойств такой системы прежде всего необходимо знать их распределение по магнитным моментам m и критическим полям перемагничивания H_c. Поле перемагничивания однодоменной частицы определяется ее формой (для сильномагнитных материалов), кристаллографической анизотропией и анизотропией напряжений, которые неизбежно должны возникать при взаимодействии частицы с немагнитной матрицей. Для одноосной частицы условие перемагничивания состоит в следующем:

$$|\mathbf{H}+\mathbf{h}|(\sin^{2/3}\theta + \cos^{2/3}\theta)^{-3/2} > H_c,$$

где θ — угол между полем $\mathbf{H}+\mathbf{h}$ и легкой осью, $\mathbf{H}$ — случайное поле взаимодействия, $\mathbf{h}$ — внешнее приложенное поле.

Для малых по сравнению с H_c полей h эти соотношения приближенно могут быть записаны в виде

$$h > H_c - H, \quad \text{если} \quad \cos(\mathbf{h},\mathbf{H}) > 0, \qquad (16)$$

$$h > H_c + H, \quad \text{если} \quad \cos(\mathbf{h},\mathbf{H}) < 0. \qquad (17)$$

В соответствии с этим для каждой частицы из подмножества (16) индивидуальная петля гистерезиса будет характеризоваться полями $a = H_c - H$ и $b = H_c + H$, а из подмножества (17) — полями $a = H_c + H$, $b = H_c - H$. При известном распределении частиц по модулю поля взаимодействия, $g(H)$, которое можно получить, зная $W(H)$, легко вычислить плотность числа частиц на фазовой диаграмме (a, b) Прейзаха–Нееля [13]. Условие нормировки для частиц подмножества (16) выглядит так:

$$\iint\limits_{0}^{\infty} f(H_c)\gamma(H)dH_c dH = \frac{1}{2}.$$

Переходя к новым переменным $a = H_c - H$, $b = H_c + H$, получим

$$\int\limits_{0}^{\infty}\int\limits_{2H_c-b}^{\infty} f\left(\frac{a+b}{2}\right)\gamma\left(\frac{b-a}{2}\right)\Delta(a,b)da\,db = \frac{1}{2},$$

где якобиан $\Delta(a, b) = 1/2$. Таким образом,

$$p(a,b) = \frac{1}{2}f\left(\frac{a+b}{2}\right)\gamma\left(\frac{b-a}{2}\right)$$

является плотностью точек на диаграмме Прейзаха–Нееля, соответствующих частицам с критическими полями a, b. Ось $a = b$ является осью симметрии, поэтому в дальнейшем можно ограничиться рассмотрением области $a > b$.

6. ДОЛГОВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И НЕОБРАТИМОСТЬ

Оценка времени релаксации для однодоменных одноосных частиц, имеющих элементарный гистерезисный цикл с критическими полями a и b и помещенных во внешнее поле h $(h < a, b)$, основывается на том, что вероятность флуктуации определяется минимальной работой, которую следует затратить для того, чтобы повернуть магнитный момент на угол, необходимый для дальнейшего самопроизвольного необратимого переброса. Если $h \ll a, b$, время релаксации определяется приближенной формулой

$$\frac{1}{\tau_{a,b}} = f_0 \times \\ \times \left\{\exp\left[-\frac{m(a-h)}{2kT}\right] + \exp\left[-\frac{m(a+h)}{2kT}\right]\right\}, \quad (18)$$

$f_0 \sim 10^{10}$–10^{12} — частотный фактор.

Уравнение (18) определяет линии равного времени релаксации на фазовой диаграмме Прейзаха–Нееля (a, b). Легко видеть, что в процесс установления равновесия постепенно вовлекаются частицы со все большими a и b. Возрастание времени релаксации на порядок соответствует изменению a (b) на величину

$$\Delta a = \frac{\ln 10}{\alpha}, \quad \alpha = \frac{m}{2kT}.$$

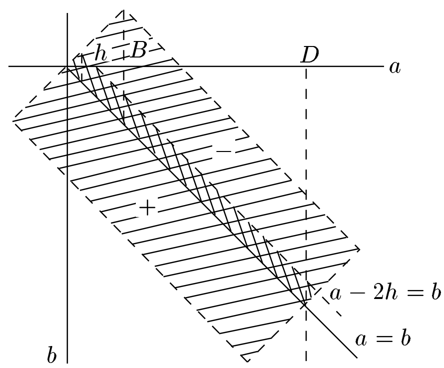

Рис. 1. Диаграмма Прейзаха–Нееля (a, b)

Естественно, что разброс частиц по критическим полям и объемам приводит к долговременной релаксации и процесс установления равновесия в системе в принципе может не закончиться в разумное время. В самом деле, если

$$\ln(f_0\tau) \sim \frac{ma}{2kT}$$

и $\tau \sim 1$, то при увеличении m или a в два раза время релаксации увеличивается до $\tau \approx 10^{10}$ с при $f_0 \approx 10^{10}$ с$^{-1}$.

Принципиально важным является вопрос о возможности независимого установления равновесия в подсистеме частиц с различными значениями a и b, поскольку в этом случае можно достаточно просто рассчитать магнитную восприимчивость, остаточную намагниченность и другие характеристики системы в ситуации, когда в целом она еще далека от равновесия. Для упрощения расчетов будем предполагать, что функция $p(a, b) = p$ постоянна в области, заштрихованной на рис. 1, B по порядку величины совпадает с максимальными полями взаимодействия, D — максимальные критические поля частиц в системе. Условие нормировки состоит в следующем:

$$2pBD = N/2.$$

В качестве начальных условий будем рассматривать систему в так называемом нулевом состоянии, которое достигается воздействием убывающего по амплитуде от $\widetilde{h}_{max} > D$ до нуля переменного поля $\widetilde{h}$. При этом все частицы, которые на фазовой диаграмме изображаются в области $a > b$, окажутся в состоянии, намагниченном в условно отрицательном направлении, а в области $a < b$ — в положительном. Суммарный магнитный момент равен нулю. После выключения поля будет постепенно происходить процесс установления термодинамического равновесия, который на диаграмме (a, b) будет отображаться появлением положительно намагниченных частиц, критические поля которых соответствуют области $a > b$, и отрицательно намагниченных (область $a < b$) при сохранении общего нулевого магнитного момента системы. Для частиц с заданным магнитным моментом m ко времени t такой процесс займет область

$$a, b \lesssim \frac{2kT}{m} \ln(f_0 t). \tag{19}$$

Для частиц с критическими полями a и b, $a > b$ степень «перемешивания» знаков «$-$» и «$+$» определяется вероятностями перехода:

$$\frac{n_+}{n_-} = \frac{e^{-\alpha a}}{e^{-\alpha b}}.$$

Очевидно, в области $b > a$ в силу симметрии относительно линии $a = b$ аналогичное перемешивание приведет к компенсации появившегося магнитного момента.

При включении внешнего поля h линия симметрии смещена в область $a - h = b + h$, т. е. компенсация нарушается. В количественном отношении результат эквивалентен смене знака магнитного момента частиц, изображающие точки которых расположены в области, обозначенной на рис. 1 штриховкой в двух направлениях,

$$h < a < \frac{1}{\alpha} \ln(f_0 t), \quad a - 2h \le b \le a.$$

Это обстоятельство, на наш взгляд, чрезвычайно важно, так как в процессе образования намагниченности в малом поле h принимает участие лишь некоторая малая доля частиц (h/B), причем именно тех частиц, поля взаимодействия которых близки к нулю и, соответственно, изменение ориентации магнитного момента которых слабо влияет на состояние всей системы в целом.

Таким образом, для малых полей

$$h \ll \frac{1}{\alpha} \ln(f_0 t)$$

за счет термических флуктуаций возникает дополнительный магнитный момент

$$M_v = 4mph \left[\frac{1}{\alpha} \ln(f_0 t) - h \right] \approx \frac{4mph}{\alpha} \ln(f_0 t). \tag{20}$$

Насыщение при заданном значении α будет достигнуто, если

$$\frac{1}{\alpha} \ln(f_0 t) \approx D.$$

К моменту t^* первого измерения, который определяется возможностями эксперимента, имеем

$$\begin{aligned} M^* &= M_0 + 4mph \left[\frac{1}{\alpha} \ln(f_0 t^*) - h \right], \\ M_0 &= mph^2. \end{aligned} \tag{21}$$

Относительно высокое значение M_0 возможно в том случае, если существуют частицы с достаточно большим магнитным моментом (большим значением α_0), таким что

$$\frac{1}{\alpha_0} \ln(f_0 t^*) < h. \tag{22}$$

Поскольку нас в основном интересует долговременная релаксация, будем в дальнейшем полагать $M_0 \ll M_v \equiv M$.

Рассмотрим теперь температурную зависимость магнитной восприимчивости $\partial M / \partial h = \chi$,

$$\chi = \frac{4mp}{\alpha} \ln(f_0 t) = \frac{kT}{4} \frac{N}{BD} \ln(f_0 t^*) = \\ = \frac{N \ln(f_0 t^*) kT}{4BD}, \tag{23}$$

при условии, что

$$\frac{1}{\alpha(T)} \ln(f_0 t^*) < D(T), \quad B(T) < h. \tag{24}$$

При дальнейшем повышении температуры возможны два сценария изменения восприимчивости.

1. При некоторой температуре $T = T_B$ величина $B(T_B)$ становится равной h, но при этом

$$\frac{1}{\alpha(T_B)} \ln(f_0 t^*) < D(T_B).$$

В этом случае при $T > T_B$ восприимчивость растет, так как

$$\chi = \frac{N \ln(f_0 t^*) kT}{4hD(T)}, \quad D(T) \to 0 \quad \text{при} \quad T \to T_C,$$

T_C — точка Кюри. При достижении температуры T_D, при которой

$$\frac{1}{\alpha T_D} \ln(f_0 t^*) = D(T_D),$$

восприимчивость достигает максимального значения, поскольку все частицы «включены» в процесс:

$$\chi_{max} = m(T_D) \frac{N}{h}.$$

Дальнейшее уменьшение χ при уменьшении $T > T_D$ связано с уменьшением m при $T \to T_C$.

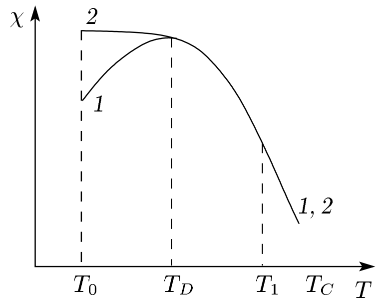

Рис. 2. Теоретическая кривая зависимости восприимчивости от температуры: *1* — режим охлаждения без поля; *2* — режим охлаждения в поле

2. $T_D < T_B$. В этом случае при $T = T_D$

$$\chi = \frac{m(T_D)N}{2B(T_D)},$$

χ остается постоянной до температуры $T = T_B$ $(B(T_B) = h)$ и далее уменьшается вместе с $m(T)$. В общих чертах поведение восприимчивости как функции температуры отражено на рис. 2. Эти формулы остаются справедливыми и при охлаждении, если это охлаждение происходит в отсутствие поля. Если же поле не выключается, частицы, магнитные моменты которых блокируются при охлаждении, даже после «выхода» соответствующих точек диаграммы (a, b) из области $a - 2h \le b \le a$ сохраняют магнитный момент, увеличивая тем самым восприимчивость. Поскольку доля частиц, принимающих участие в намагниченности при данной температуре T, приближенно равна отношению $h/B(T)$, усредняя это отношение при охлаждении от T до T_0 в поле h, получим

$$\left\langle \frac{h}{B(T)} \right\rangle = \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} \frac{h}{B(T)} dT > \frac{h}{B(T_0)}.$$

В простейшем случае, когда

$$\frac{B(T)}{B(T_0)} = \sqrt{\frac{T_C - T}{T_C - T_0}},$$

$$\left\langle \frac{h}{B} \right\rangle = \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} \frac{h}{B(T)} dT =$$

$$= \frac{h}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{B(T_0)} \sqrt{\frac{T_C - T_0}{T_C - T}} =$$

$$= \frac{2h}{B(T_0)} \frac{T_C - T_0}{T_1 - T_0} \left(1 - \sqrt{\frac{T_C - T_1}{T_C - T_0}} \right),$$

при T_1, близком к T_C, имеем

$$\left\langle \frac{h}{B} \right\rangle \approx \frac{2h}{B(T_0)}.$$

Таким образом, в отношении необратимости и долговременной релаксации система магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц иллюстрирует свойства, присущие спиновому стеклу. По-видимому, аналогичными свойствами должно обладать и кластерное спиновое стекло, в котором взаимодействие между магнитными моментами включений осуществляется, например, посредством косвенного обмена РККИ [14]. Заметим, что широкий спектр времен релаксации в этом случае обусловлен распределением частиц по критическим полям и объемам, а установление равновесия во всех подсистемах с равными временами релаксации предполагается независимым.

Однако даже для одинаковых частиц с критическими полями H_c и временами релаксации τ_0 такими, что

$$\frac{1}{\tau_0} = 2f_0 \exp\left(-\frac{mH_c}{2kT} \right),$$

«включение» взаимодействия приведет к появлению спектра времен релаксации в интервале от $\tau_0/\operatorname{ch}(mB/2kT)$ до τ_0, что легко увидеть из соотношения (18).

7. ВЫВОДЫ

1. Функция распределения случайных полей взаимодействия в аморфном веществе в модели Изинга представляет собой функцию Гаусса, математическое ожидание H_0 и дисперсия D которой зависят от закона межчастичного взаимодействия в соответствии с выражением (4). Отношение H_0/D определяет тип упорядочения (парамагнетизм, спиновое стекло, ферростекло).

2. Диполь-дипольное взаимодействие в аморфном веществе не приводит к упорядочению типа ферростекло или ферромагнетизм.

3. Долговременная релаксация и необратимость намагниченности в малых полях в системе взаимодействующих однодоменных частиц обнаруживают спин-стекольное поведение даже в предположении независимости перехода в равновесное состояние каждой из подсистем с определенным временем релаксации.

Авторы выражают благодарность Л. Л. Афремову за полезные советы и замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (грант 97-0-13.1-3).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. S. Fisher and D. A. Huse, Phys. Rev. B **38**, 373 (1988).
2. С. Л. Гинзбург, *Необратимые явления в спиновых стеклах*, Наука, Москва (1989), с. 149.
3. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, УФН **157**, 267 (1989).
4. В. С. Доценко, УФН **160**, 1 (1993).
5. T. Jonsson, K. Jonason, and P. Norbland, Phys. Rev. B **59**, 9402 (1999).
6. В. И. Белоконь, С. В. Сёмкин, ЖЭТФ **102**, 1254 (1992).
7. В. И. Белоконь, С. В. Сёмкин, ЖЭТФ **104**, 3784 (1993).
8. В. П. Щербаков, В. В. Щербакова, Изв. АН СССР, сер. Физика Земли **9**, 101 (1975).
9. Д. В. Берков, С. В. Мешков, ЖЭТФ **94**, 140 (1988).
10. В. И. Белоконь, Изв. АН СССР, сер. Физика Земли **11**, 106 (1980).
11. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Мир, Москва (1983), с. 302.
12. Е. З. Мейлихов, ЖЭТФ **117**, 1136 (2000).
13. В. И. Белоконь, Изв. АН СССР, сер. Физика Земли **21**, 123 (1985).
14. И. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, УФН **160**, 75 (1990).