Письма в ЖТФ, том 17, вып. 15 12 августа 1991 г.

05.2

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДИНАМИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

В.Г. Барьяхтар, С.И. Денисов

В данной работе в рамках классической модели Гейзенберга с локализованными в узлах $\vec{s}$ кубической решетки единичными магнитными моментами $\vec{m}_{\vec{s}}$, взаимодействующими с равновесным термостатом, проведено статистическое описание магнитной подсистемы ферромагнетиков (ФМ) в состояниях, близких к равновесному.

В рассматриваемом подходе исходными являются „микроскопические" уравнения Ландау–Лифшица

$$\partial \vec{m}_{\vec{s}} / \partial \tau = -\vec{m}_{\vec{s}} \times (\vec{h}_{\vec{s}} + \vec{n}_{\vec{s}}) - \lambda \vec{m}_{\vec{s}} \times \vec{m}_{\vec{s}} \times (\vec{h}_{\vec{s}} + \vec{n}_{\vec{s}}), \tag{1}$$

в которых пренебрежено релаксационным слагаемым обменной природы [1]. Здесь $\tau = \gamma M_0 t$ – безразмерное время, γ – гиромагнитное отношение, M_0 – намагниченность ФМ при температуре $T = 0$, $\vec{h}_{\vec{s}} = -\partial W / \partial \vec{m}_{\vec{s}}$, W – энергия ФМ в единицах $a^3 M_0^2$ (a – период решетки), включающая обменную энергию W_{ex}, энергию анизотропии $W_a = \sum_{\vec{s}} \omega_a(\vec{m}_{\vec{s}})$ и энергию $W_H = -\sum_{\vec{s}} \vec{m}_{\vec{s}} \vec{h}_0$ во внешнем поле $\vec{h}_0 = \vec{H}_0 / M_0$, $\lambda (\lambda \ll 1)$ и $\vec{n}_{\vec{s}} = \vec{n}_{\vec{s}}(\tau)$ – соответственно параметр затухания и тепловое магнитное поле, учитывающие влияние термостата. В случае, когда характерная частота теплового поля $kT/\hbar$ (k – постоянная Больцмана, $\hbar$ – постоянная Планка) превышает характерные частоты макроскопической эволюции магнитной подсистемы ФМ, термостат можно рассматривать как источник гауссовского δ-коррелированного шума

$$\langle \vec{n}_{\vec{s}}(\tau) \rangle = 0, \quad \langle n_{\vec{s}i}(\tau) n_{\vec{l}j}(\tau') \rangle = 2 d_0 \delta_{\vec{s}\vec{l}} \delta_{ij} \delta(\tau - \tau')$$

(угловые скобки обозначают усреднение по реализациям случайных полей $\vec{n}_{\vec{s}}(\tau)$) с интенсивностью $d = \lambda kT / (1+\lambda^2) a^3 M_0^2$.

Интерпретируя стохастические уравнения (1) по Стратоновичу и используя приближение среднего поля, в соответствии с которым $W_{ex} = -\sum_{\vec{s}} \vec{m}_{\vec{s}} \langle \vec{h}_{\vec{s}ex} \rangle$ ($\langle \vec{h}_{\vec{s}ex} \rangle = (\alpha / a^2) \sum_{\vec{s}'} \langle \vec{m}_{\vec{s}'} \rangle$ – обменное поле, α – обменная постоянная, $\vec{s}'$ – ближайшие к $\vec{s}$ узлы решетки), запишем уравнение для функции распределения $P = P(\vartheta, \psi, \tau)$ полярного $\theta_{\vec{s}}$ и азимутального $\varphi_{\vec{s}}$ углов вектора $\vec{m}_{\vec{s}}$. Принимая во внимание, что $P = \langle \delta(\vartheta - \theta_{\vec{s}}) \delta(\psi - \varphi_{\vec{s}}) \rangle$, известными методами [2] получаем уравнение Фоккера–Планка

$$\frac{\partial P}{\partial \tau}=\frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{P}{\sin\eta}\left(\frac{\partial \omega}{\partial \psi}+\lambda\sin\eta\,\frac{\partial \omega}{\partial \eta}-d\cos\eta\right)+d\,\frac{\partial P}{\partial \eta}\right]+ \tag{2}$$

$$+\frac{\partial}{\partial \psi}\left[\frac{P}{\sin^2\eta}\left(\lambda\frac{\partial \omega}{\partial \psi}-\sin\,\eta\,\frac{\partial \omega}{\partial \eta}\right)+\frac{d}{\sin^2\eta}\,\frac{\partial P}{\partial \psi}\right],$$

где $\omega=-\vec{m}_{\vec{s}}\langle\vec{h}_{\vec{s}ex}\rangle+\omega_\alpha(\vec{m}_{\vec{s}})-\vec{m}_{\vec{s}}\vec{h}_0$ – плотность энергии ФМ. в приближении среднего поля, $d=d_0(1+\lambda^2)$. Если характерный временной масштаб τ изменения $\langle\vec{m}_{\vec{s}}\rangle$ удовлетворяет условию $\xi=\tau_{\parallel}/\tau_0\ll 1$ ($\tau_{\parallel}=1/d$ – время продольной релаксации намагниченности [3]), то функция распределения близка к равновесной и может быть найдена по теории возмущений. Полагая, что $\varepsilon=$ $=(\lambda/d)\max|\omega_1|\ll 1$ ($\omega_1=\omega-\omega_0$, $\omega_0=-(6d/a^2)\vec{m}_{\vec{s}}\langle\vec{m}_{\vec{s}}\rangle$ – плотность энергии однородного обменного взаимодействия) и ограничиваясь вычислением P с точностью до слагаемых, пропорциональных $\varepsilon\xi\lambda$, в системе координат $x'y'z'$, ось z' которой направлена вдоль $\langle\vec{m}_{\vec{s}}\rangle$, а ось y' лежит в плоскости xy, получаем

$$P=P_0\left\{1+C-\frac{\lambda}{d}\,\omega_1(\eta',\psi')+\frac{\lambda}{d}\sin\eta'\left[1+\lambda\left(\cos\eta'+\frac{2}{B}\right)\frac{\partial}{\partial\psi'}\right]\times\right. \tag{3}$$

$$\left.\times\left(\dot{\bar{\varphi}}_{\vec{s}}\sin\bar{\theta}_{\vec{s}}\cos\psi'-\dot{\bar{\theta}}_{\vec{s}}\sin\psi'\right)\right\}+\frac{\partial P_0}{\partial \bar{m}}\delta\bar{m}_{\vec{s}}.$$

Здесь C – параметр, определяемый из условия нормировки P, $\bar{\theta}_{\vec{s}}$ и $\bar{\varphi}_{\vec{s}}$ – полярный и азимутальный углы вектора $\langle\vec{m}_{\vec{s}}\rangle$ в системе координат xyz, $P_0=(B/4\pi\,\mathrm{sh}B)\sin\eta'\exp(B\cos\eta')$ – равновесная функция распределения с учетом лишь однородного обменного взаимодействия, $B=\bar{m}r$, m удовлетворяет уравнению $\bar{m}=\mathrm{cth}(\bar{m}r)-$ $-1/\bar{m}r$, $r=6\alpha\lambda/a^2d$ $(3\leq r\leq\infty)$, $\delta\bar{m}_{\vec{s}}=|\langle\vec{m}_{\vec{s}}\rangle|-m$ $(\delta\bar{m}_{\vec{s}}\sim\varepsilon\ll\bar{m})$.

Согласно (3), уравнения для $\bar{\theta}_{\vec{s}}$ и $\bar{\varphi}_{\vec{s}}$

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\begin{pmatrix}\cos\psi'\\ \sin\psi'\end{pmatrix}\sin\eta' P\,d\psi' d\eta'=0 \tag{4}$$

в рассматриваемом приближении от $\delta\bar{m}_{\vec{s}}$ не зависят и, как показывают вычисления, проведенные для двухосного ФМ с $\omega_\alpha(\vec{m}_{\vec{s}})=$ $=(1/2)(\varkappa m^2_{\vec{s}y}-\beta m^2_{\vec{s}z})$ ($\varkappa$ и β – константы анизотропии), в континуальном пределе эквивалентны макроскопическому уравнению Ландау–Лифшица

$$\partial\vec{M}/\partial t=-\gamma\vec{M}\times\vec{\mathcal{H}}+(\lambda^*/M)\vec{M}\times\partial\vec{M}/\partial t, \tag{5}$$

где $\vec{M}=\vec{M}(\vec{r},t)$, $M=|\vec{M}|=M_0\bar{m}$, $\lambda^*=\lambda(1-1/r)/\bar{m}$, $\vec{\mathcal{H}}=\alpha\partial^2\vec{M}/\partial\vec{r}^{\,2}-((1-3/r)/\bar{m}^2)\times$ $\times\,\partial\omega_\alpha(\vec{M})/\partial\vec{M}+\vec{H}_0$ – эффективное поле. На основании полученных результатов можно рассчитать температурную зависимость любого параметра, характеризующего свойства ФМ или доменных границ (ДГ). В частности, подвижность 180-градусной ДГ в поле $\vec{H}_0=$

$=H_0\vec{e}_z$ равна $\mu = \gamma\Delta^*/\lambda^*$ ($\Delta^* = \Delta\bar{m}/\sqrt{1-3/r}$, $\Delta = \sqrt{\alpha/\beta}$) и в соответствии с экспериментальными результатами [4] при $r \gg 1$ растет с повышением T по линейному закону
$\mu = (\gamma\Delta/\lambda)(1 + kT/12\alpha a M_0^2)$.

Поправку $\delta M_{\vec{S}} = M_0\delta\bar{m}_{\vec{S}}$ к намагниченности M, обусловленную взаимодействиями, включенными в ω_1, можно определить из уравнения

$$\delta M_{\vec{S}} = M_0 \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \cos\eta'(P - P_0)\, d\varphi' d\eta', \qquad (6)$$

если известно решение системы уравнений (4). Так, в случае покоящейся ($H_0 = 0$) 180-градусной ДГ из (3) и (6) в континуальном пределе ($\delta M_{\vec{S}} \to \delta M(y)$) получаем

$$\delta M(y) = \left(\frac{a}{\Delta}\right)^2 \frac{M_0}{6\bar{m}r}\left[1 + \left(r - \frac{9}{2} + \frac{1-3/r}{1-3/r-\bar{m}^2}\right)\frac{1}{ch^2(y/\Delta^*)}\right].$$

Отсюда следует, что намагниченность $M + \delta M(y)$ в окрестности ДГ меньше, чем в области однородного распределения.

Авторы выражают благодарность Ю.И. Горобцу за обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Барьхтар В.Г. // ЖТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1501-1508.

[2] Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. 336 с.

[3] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

[4] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию
6 июня 1991 г.