Физика твердого тела, 1997, том 39, № 7

Динамический отклик мезоскопической антиферромагнитной частицы на переменное магнитное поле

© *В.Ю. Голышев, А.Ф. Попков*

Научно-исследовательский институт физических проблем,
103460 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 18 сентября 1996 г.)

Проведен расчет динамической восприимчивости слабоферромагнитной мезочастицы в области макроскопической квантовой когерентности (МКК) и вероятности сохранения начального поляризованного состояния в импульсном магнитном поле.

Динамика спинов в малых монодоменных магнитных частицах, находящихся в состоянии макроскопической квантовой когерентности (МКК), при включении внешнего переменного магнитного поля существенно зависит от скорости и амплитуды полевого воздействия на магнитную систему. В числе подобных динамических эффектов находятся, в частности, явление адиабатического перемагничивания, индуцированного импульсным магнитным полем, а также резонансные явления поглощения электромагнитного излучения. Резонансные эффекты МКК в ферромагнитных частицах обсуждались в работах [1–5]. С другой стороны, как указывалось в [1,6,7], для экспериментального наблюдения МКК антиферромагнетики являются более предпочтительными материалами, что связано с обменным усилением частоты антиферромагнитного резонанса. Однако вопросы резонансной динамики в антиферромагнетике не рассматривались, так как в полностью скомпенсированном антиферромагнетике, как легко показать, линейное резонансное поглощение на частоте МКК отсутствует. Для наблюдения резонансных эффектов необходима слабая декомпенсация намагниченностей подрешеток антиферромагнетика. В связи с этим, как указывалось нами в [8,9], перспективными материалами являются слабоферромагнитные соединения типа ортоферритов или ортохромитов, имеющие малую ширину линии ферромагнитного резонанса и обладающие слабоферромагнитным моментом. В настоящей работе мы приводим результаты ресчетов динамической восприимчивости мезоскопической слабоферромагнитной частицы в области МКК, а также вероятности сохранения начального поляризованного состояния в импульсном магнитном поле.

Рассмотрим слабоферромагнитную малую частицу во внешнем магнитном поле. Слабоферромагнитную решетку можно разбить на две ферромагнитные подрешетки с фиксированной намагниченностью M_0 и описывать двумя векторами вектором Нееля $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ и вектором суммарного магнитного момента $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$. Энергетическая плотность орторомбического слабого ферромагнетика имеет вид

$$E = \frac{a}{2}\mathbf{m}^2 + \frac{b_1}{2}\mathbf{l}_x^2 + \frac{b_2}{2}\mathbf{l}_y^2 + d\left[\mathbf{m}\times\mathbf{l}\right]_z - 2M_0\mathbf{h}\cdot\mathbf{m}, \quad (1)$$

где a есть обменная энергия, b_1 и b_2 — энергии анизотропии, d — антисимметричная обменная энергия (Дзялошинского). Динамика адиабатического движения спина описывается эвклидовым действием, вида

$$S_E = v_0\int_{-\infty}^{\infty} d\tau\Big(-i\frac{M_0}{\gamma}\sum_{j=1,2}\frac{d\varphi_j}{d\tau}(\cos\theta_j - 1) + E\Big), \quad (2)$$

где θ_j, φ_j $(j = 1,2)$ есть сферические координаты векторов намагниченностей, v_0 — объем частицы, γ — гиромагнитное отношение, $\tau = it$ — мнимое время. В дальнейшем мы предполагаем, что выполнены соотношения $d^2/a \gg b_2 > b_1$, при которых основным состоянием слабого ферромагнетика в отсутствие магнитного поля является состояние $\mathbf{l}_{i,j} = \pm(1,0,0)$, $\mathbf{m}_{i,f} = \frac{d}{a}(0,1,0)$. Введем поля $h_d = d/2M_0$, $h_e = a/2M_0$, $h_a = (b_2 - b_1)/2M_0$ и перейдем к угловым переменным $\mathbf{\Omega} \equiv (\theta,\varepsilon,\beta,\varphi)$, определенным посредством соотношений

$$\theta_1 = \theta+\varepsilon,\ \theta_2 = \pi-\theta+\varepsilon,\ \varphi_1 = \varphi+\beta,\ \varphi_2 = \pi+\varphi-\beta, \quad (3)$$

причем

$$\begin{cases} l_x = \cos\varepsilon\cos\beta\sin\theta\cos\varphi - \sin\varepsilon\sin\beta\cos\theta\sin\varphi, \\ l_y = \cos\varepsilon\cos\beta\sin\theta\sin\varphi + \sin\varepsilon\sin\beta\cos\theta\cos\varphi, \\ l_z = \cos\varepsilon\cos\theta, \end{cases} \quad (4a)$$

$$\begin{cases} m_x = \sin\varepsilon\cos\beta\cos\theta\cos\varphi - \cos\varepsilon\sin\beta\sin\theta\sin\varphi, \\ m_y = \sin\varepsilon\cos\beta\cos\theta\sin\varphi + \cos\varepsilon\sin\beta\sin\theta\cos\varphi, \\ m_z = -\sin\varepsilon\sin\theta. \end{cases} \quad (4b)$$

Классические траектории движения получаются из уравнений Эйлера–Лагранжа, минимизирующих эвклидово действие,

$$\frac{\delta S_E}{\delta\varepsilon} = 0, \quad \frac{\delta S_E}{\delta\beta} = 0, \quad \frac{\delta S_E}{\delta\theta} = 0, \quad \frac{\delta S_E}{\delta\varphi} = 0. \quad (5)$$

Пусть магнитное поле образовано суммой постоянного магнитного поля $\bar{h}$ и переменного радиочастотного поля $\tilde{h}(t)$, которое будем рассматривать как малое возмущение. При $\mathbf{h} \parallel \mathbf{Z}$ (угловая антиферромагнитная фаза) спиновое состояние не вырождено вплоть до поля схлопывания подрешеток $h_{\rm sflip} = h_a + h_e$. Поэтому во всей области полей $\bar{h} < h_{\rm sflip}$ возможно квантовое смешивание когерентных состояний спинов $\mathbf{\Omega}_{\pm} = (\pi/2, \varepsilon_0, \beta_0, \varphi_0^{\pm})$, где $\varepsilon_0 = -\arcsin\dfrac{\bar{h}}{h_e}$, $\beta_0 = \dfrac{h_d}{h_e}$, $\sin\varphi_0^{\pm} = 0$. В нулевом приближении по $\tilde{h}$ решения первых трех уравнений (5) есть

$$\sin\bar{\varepsilon} \cong -\frac{2M_0}{a}\frac{i}{\gamma}\bar{\varphi}_\tau - \frac{\bar{h}}{h_e}, \quad \bar{\beta} \cong \frac{d}{a}, \quad \bar{\theta} \cong \frac{\pi}{2}. \tag{6}$$

1. Динамическая восприимчивость

Используя формулы (2)–(4) и (6), получим эффективное эвклидово действие, зависящее только от одной переменной $\bar{\varphi}$ — угла разворота вектора Нееля в базисной плоскости XY:

$$S_{\rm eff}[\bar{\varphi}] \cong S_0[\bar{\varphi}] - 2M_0 v_0 \frac{d}{a}\sqrt{1 - \frac{\bar{h}^2}{h_e^2}} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left(\tilde{h}_y \cos\bar{\varphi} - \tilde{h}_x \sin\bar{\varphi}\right), \tag{7}$$

где $S_0[\bar{\varphi}]$ — эвклидово действие слабоферромагнитной частицы в отсутствие внешнего полевого воздействия. Из (7) следует, что энергия взаимодействия спиновой системы с переменным полем имеет вид

$$V(r) = 2v_0 M_0 \frac{d}{a}\sqrt{1 - \frac{\bar{h}^2}{h_e^2}}\left(\tilde{h}_x \hat{l}_y - \tilde{h}_y \hat{l}_x\right) = -2v_0 M_0 \frac{d}{a}\sqrt{1 - \frac{\bar{h}^2}{h_e^2}}\left[\hat{\mathbf{l}} \times \tilde{\mathbf{h}}\right]_z, \tag{8}$$

где $\hat{\mathbf{l}}$ есть единичный вектор вдоль направления вектора Нееля $\mathbf{l}$.

В отсутствие переменного магнитного поля динамика спинов частицы определяется вероятностью $p(t)$ сохранения за время t начального поляризованного состояния $\hat{l}_i$, зафиксированного в нулевой момент времени, а именно, согласно [10],

$$p(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos\Delta t \exp\left(-\frac{1}{t_d}\right), \tag{9}$$

причем

$$\Delta = \Delta_0(\bar{h})|\cos\delta(\bar{h})| \tag{10}$$

есть частота туннелирования (расчет этой величины для слабого ферромагнетика проведен в [8,9]), $\Delta_0(\bar{h}) = 8\omega_0\sqrt{\dfrac{S_{cl}}{2\pi\hbar}}\exp(-\hbar^{-1}S_{cl})$, $\delta(\bar{h}) = \dfrac{M_0 v_0}{\mu_B}\dfrac{\bar{h}}{h_e}$, $\omega_0 = \gamma\sqrt{\tilde{b}/\chi_\perp}$ — частота антиферромагнитного резонанса, $\tilde{b} = (b_2 - b_1)(1 - \bar{h}^2/h_e^2)$, $\chi_\perp = 4M_0^2/a$, $S_{cl} = \dfrac{2v_0}{\gamma}\sqrt{\tilde{b}\chi_\perp}$ — классическая часть действия на инстантонной траектории туннелирования, t_d — время затухания макроскопической квантовой когерентности из-за взаимодействия с диссипативным окружением. При наличии магнитных ядер это время пропорционально времени их продольной релаксации [3,5]. При отсутствии магнитных ядер и случайных спинов релаксация связана с магнитоупругим влиянием среды окружения. В последнем случае, как показано в [10]

$$t_d \propto \frac{189\omega_0}{4\pi^3\Delta^2}\frac{\hbar^2\rho^2\langle c\rangle^{10}}{(8Gv_0\omega_0)^4}\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}\right)^7, \tag{11}$$

где $\langle c\rangle$ есть средняя скорость звука в кристалле, ρ — плотность среды, G — энергия магнитострикции, T — температура.

Вероятность сохранения исходного состояния $p(t)$ связана с симметризованной корреляционной функцией единичного вектора $\hat{\mathbf{l}}(t)$ соотношением (см., например, [11])

$$\frac{1}{2}\left\langle\{\hat{\mathbf{l}}_x(t), \hat{l}_x(0)\}\right\rangle = 2p(t) - 1. \tag{12}$$

Исходя из (4a), (4b) и (6), легко связать компоненты вектора суммарного магнитного момента и вектора Нееля: $M_x = -\dfrac{d}{a}L_y$, $M_y = \dfrac{d}{a}L_x$, $M_z = \dfrac{\bar{h}}{h_e}$, где $\mathbf{M} \equiv v_0(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$, $\mathbf{L} \equiv v_0(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$. Согласно общей теории возмущений (см. [12]), приращение среднего значения вектора суммарного магнитного момента под действием возмущения (8), включенного адиабатически, равно

$$\delta\langle M_\alpha(t)\rangle = 2M_0 v_0 \frac{d}{a}\sqrt{1 - \frac{\bar{h}^2}{h_e^2}}\left[\hat{\mathbf{z}} \times \delta\langle\hat{\mathbf{l}}(t)\rangle\right]_a = 8\pi i\frac{(M_0 v_0)^2}{\hbar}\left(\frac{d}{a}\right)^2\left(1 - \frac{\bar{h}^2}{h_e^2}\right) \times \sum_{\omega,\gamma,\beta,\sigma}\exp(-i\omega t)e_{z\gamma\beta}e_{\alpha z\sigma}\langle\langle\hat{\mathbf{l}}_\sigma|\hat{\mathbf{l}}_\gamma\rangle\rangle_\omega^{(r)}\tilde{h}_\beta(\omega), \tag{13}$$

где $\langle\langle\hat{\mathbf{l}}_\sigma|\hat{\mathbf{l}}_\gamma\rangle\rangle_\omega^{(r)}$ — Фурье-образ запаздывающей функции Грина, $e_{\alpha\gamma\beta}$ — антисимметричный единичный псевдотензор. При учете соотношения

$$\delta\langle M_\alpha(t)\rangle = \sum_{\omega,\beta}\exp(-i\omega t)\chi_{\alpha\beta}(\omega)\tilde{h}_\beta(\omega) \tag{14}$$

комплексная восприимчивость принимает вид

$$\chi_{\alpha\beta}(\omega) = 8\pi i\frac{(M_0 v_0)^2}{\hbar}\left(\frac{d}{a}\right)^2\left(1 - \frac{\bar{h}^2}{h_e^2}\right) \times \sum_{\gamma,\sigma} e_{z\gamma\beta}e_{\alpha z\sigma}\langle\langle\hat{l}_\sigma|\hat{l}_\gamma\rangle\rangle_\omega^{(r)}. \tag{15}$$

Тензор восприимчивости можно записать в матричном представлении пространства R_3

$$\hat{\chi}(\omega) = 8\pi i \frac{(M_0 v_0)^2}{\hbar}\left(\frac{d}{a}\right)^2\left(1-\frac{\bar{h}^2}{h_e^2}\right)$$
$$\times\begin{pmatrix} \langle\langle \hat{l}_y|\hat{l}_y\rangle\rangle_\omega^{(r)} & -\langle\langle \hat{l}_y|\hat{l}_x\rangle\rangle_\omega^{(r)} & 0 \\ -\langle\langle \hat{l}_x|\hat{l}_y\rangle\rangle_\omega^{(r)} & \langle\langle \hat{l}_x|\hat{l}_x\rangle\rangle_\omega^{(r)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

В приближении модели двух состояний $|\hat{l}_x\rangle = |\pm 1\rangle$, в котором гамильтониан нулевого приближения равен $\hat{H}_0 = \frac{1}{2}\hbar\Delta\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}$, легко показать, что в силу симметрии туннельного разворота в базисной плоскости из всех матричных элементов в формуле (16) отличен от нуля только $\langle\langle \hat{l}_x|\hat{l}_x\rangle\rangle_\omega^{(r)}$. Следовательно, магнитная система чувствительна только к переменному магнитному полю, направленному вдоль оси Y. Заметим, что при учете более высоких порядков малых параметров $\frac{d^2}{a^2}$, $\frac{b_2}{a}$, $\frac{b_1}{a}$ при получении энергии (7) возникает взаимодействие с полями вдоль осей X и Z. На основании флуктуационно-диссипативной теоремы, вещественную часть Фурье-компоненты функции Грина $\langle\langle \hat{l}_x|\hat{l}_x\rangle\rangle_\omega^{(r)}$ можно выразить через Фурье-компоненту симметричной корреляционной функции $\langle\{\hat{l}_x(t), \hat{l}_x(0)\}\rangle_\omega$, так что

$$\mathrm{Re}\langle\langle \hat{l}_x|\hat{l}_x\rangle\rangle_\omega^{(r)} = \mathrm{th}\frac{\hbar\omega}{2k_BT}\mathrm{Re}\langle\{\hat{l}_x(t), \hat{l}_x(0)\}\rangle_\omega^{(r)}. \quad (17)$$

Тогда мнимая часть корреляционной функции с учетом (17) и (12) равна

$$\mathrm{Im}\chi_{yy} = 8\pi\frac{(M_0 v_0)^2}{\hbar}\left(\frac{d}{a}\right)^2\left(1-\frac{\bar{h}^2}{h_e^2}\right)\mathrm{th}\frac{\hbar_\omega}{2k_BT}\mathrm{Re}(2p-1)_\omega. \quad (18)$$

После Фурье-преобразования выражения (9) найдем, что полная восприимчивость в данном случае будет иметь вид

$$\mathrm{Im}\chi_{yy} = 8\pi\frac{(M_0 v_0)^2}{\hbar}\left(\frac{d}{a}\right)^2\left(1-\frac{\bar{h}^2}{h_e^2}\right)$$
$$\times\,\mathrm{th}\frac{\hbar_\omega}{2k_BT}\frac{t_d^{-1}(\omega^2+\Delta^2+t_d^{-2})}{(\omega^2-\Delta^2-t_d^{-2})^2+(2\omega t_d^{-1})^2}. \quad (19)$$

Принимая во внимание, что $M_0 = N\mu_B$, где N — число подрешеточных спинов в единице объема, из полученной формулы (19) видим, что восприимчивость мезоскопической частицы в состоянии МКК в Nv_0 раз больше, чем объемная восприимчивость при обычном резонансе. Это связано с квантовой когерентностью участвующих в резонансном отклике спинов мезоскопической частицы. Величина средней энергии, поглощаемой системой в единицу времени, пропорциональна мнимой части комплексной восприимчивости

$$W = 2\sum_\omega \omega h_y^2(\omega)\mathrm{Im}\chi_{yy}(\omega). \quad (20)$$

При приближении частоты внешнего поля к собственной частоте спиновой системы Δ поглощение возрастает и достигает при $\omega \approx \Delta$ максимального значения

$$W_{\max} \approx 16\frac{(M_0 v_0)^2}{\hbar}\left(\frac{d}{a}\right)^2\left(1-\frac{\bar{h}^2}{h_e^2}\right)\mathrm{th}\frac{\hbar\Delta}{2k_BT}t_d\Delta h_y^2(\Delta). \quad (21)$$

Из-за экспоненциального уменьшения частоты туннелирования с ростом объема $\Delta_0 \propto \exp(-2v_0\mu_B^{-1}\sqrt{\tilde{b}\chi_\perp})$ мощность поглощения при фиксированной ширине линии ($t_d = \mathrm{const}$) имеет максимум при $v_0 = \frac{7\mu_B}{4\sqrt{\tilde{b}\chi_\perp}}$, что в $YFeO_3$, например, составляет (при $\bar{h} = 0$) примерно $v_0 \approx 1\,\mathrm{nm}^3$. При этом частота туннелирования будет равна $\Delta_0 \approx 10^7\,\mathrm{s}^{-1}$. В магнитном поле частота туннелирования растет и в больших полях вблизи критических линий фазовых ориентационных переходов ($\bar{h} = h_e$) можно наблюдать аналогичный резонанс МКК при значительно большем объеме частиц.

2. Вероятность туннелирования в импульсном поле

Рассмотрим теперь действие переменного магнитного поля большой амплитуды, которое меняет саму скорость туннелирования $\Delta(\tilde{h}(t))$. Вероятность $p(t)$ для вектора Нееля оставаться в начальном поляризованном состоянии $\hat{l}_i$ произвольное время t без учета взаимодействия с диссипативным окружением задается выражением

$$p(t) = |U(t)|^2, \quad (22)$$

причем

$$U(t) = \langle\hat{l}_i|T\exp -i\hbar^{-1}\int_0^t ds\hat{H}(\hat{l}, \tilde{h}(s))|\hat{l}_i\rangle \quad (23)$$

есть амплитуда вероятности ($\hat{H}$ — гамильтониан системы, соответствующий энергии (1), T обозначает хронологическое упорядочение, или "T-произведение", $|\hat{l}_i\rangle$ — волновой вектор когерентного спинового состояния, характеризующий равновесное направление вектора Нееля $\hat{l}_i$), которую можно эквивалентно записать через мультипликативный интеграл по траекториям

$$U(t) = N\int[d\hat{l}(s)]\exp i\hbar^{-1}S([\hat{l}(s)], \tilde{h}(s)), \quad (24)$$

где $S([\hat{l}(s)], \tilde{h}(s))$ — действие слабоферромагнитной частицы, N — нормирующий множитель, траектория $\hat{l}(s)$ зафиксирована в конечных точках: $\hat{l}(0) = \hat{l}_i$, $\hat{l}(t) = \hat{l}_i$. Теперь все возможные траектории туннелирования разбиваем на классы, характеризующиеся числом $2n$ инстантонных переходов, набором времени $\{t_j\}$ $(j = 1, \ldots, 2n)$ положений центров инстантонов и набором величин $\{\alpha_j\}$, где $\alpha_j = \pm 1$ характеризует топологический заряд инстантона (топологически альтернативное направление разворота вектора Нееля в базисной плоскости).

В дальнейшем будем считать внешнее магнитное поле медленно меняющимся на временах, характеризующих туннелирование $t \sim \Delta^{-1}$.

Тогда вклад в выражение (24) от одного инстантонного перехода с центром в точке t_j будет иметь вид

$$i\frac{1}{4}\int dt_j \Delta_0(\alpha_j, \tilde{h}(t_j)) \exp i\delta(\alpha_j, \tilde{h}(t_j)), \qquad (25)$$

где Δ_0 — частота туннелирования в отсутствие инстантонной интерференции, δ — инстантонная фаза. Полная амплитуда вероятности запишется в виде

$$U(t) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2^{4n}} \int_0^t dt_{2n} \int_0^{t_{2n}} dt_{2n-1} \cdots \int_0^{t_2} dt_1$$

$$\times \Big| \prod_{j=1}^{2n} \sum_{a_j=\pm 1} \Delta_0(\alpha_j, \tilde{h}(t_j)) \exp i\delta \exp i\delta(\alpha_j, \tilde{h}(t_j)) \Big|. \quad (26)$$

Фаза амплитуды одноинстантонного перехода в выражении (26) определена равной $\pi/2$ и вынесена за модуль. Фаза амплитуды пребывания в равновесном состоянии определена равной нулю.

Рассмотрим теперь наиболее интересный случай, когда переменное магнитное поле направлено вдоль трудной оси: $\tilde{h} = (0, 0, \tilde{h}_z)$ и не меняет положений равновесия, но влияет на вероятность туннелирования благодаря перенормировке потенциального барьера. Легко показать, что $U(t)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$U''(t) - \frac{\Delta'(\tilde{h}_z(t))}{\Delta(\tilde{h}_z(t))} U'(t) + \frac{1}{4}\Delta^2(\tilde{h}_z(t)) U(t) = 0 \qquad (27)$$

с начальными условиями $U(0) = 1$, $U'(0) = 0_2$ (штрих обозначает дифференцирование по времени t). Уравнение (27) имеет решение

$$U(t) = \cos\Big[\frac{1}{2}\int_0^t ds \Delta(\tilde{h}_z(s))\Big]. \qquad (28)$$

Следовательно, искомая вероятность равна

$$p(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos\Big[\int_0^t ds \Delta(\tilde{h}_z(s))\Big]. \qquad (29)$$

Отсюда видно, что переменное магнитное поле, приложенное вдоль трудной оси, вызывает частотную модуляцию осциллирующей части вероятности спиновой переполяризации мезочастицы. Ее Фурье-компоненты будут иметь характерные пики на частотах, кратных частоте МКК Δ_0. Магнитное поле $\tilde{h}_z$ создает в угловой фазе полевые осцилляции из-за квантовой интерференции инстантонов (магнитный аналог эффекта Ааронова–Бома), так что $\Delta(\tilde{h}_z) \approx \Delta_0(0) \left| \cos\left(\frac{M_0 v_0}{\mu_B} \frac{\overline{h}_z + \tilde{h}_z}{h_e}\right)\right|$ [8,9]. Если $\Delta(0) = 0$ в начальный момент времени, то туннелирование полностью подавлено инстантонной интерференцией. Импульсное магнитное поле амплитудой $\tilde{h}_z \propto \frac{\pi}{2}\frac{\mu_B}{M_0 v_0} h_e$ (10^5 Oe для частицы $YFeO_3$ объемом $v_0 \approx 1\,nm^3$) будет приводить тогда к квантовому бездиссипативному переключению исходного состояния с вероятностью $p = 1$ за время, задаваемое частотой туннелирования: $\tau = \pi\Delta_0^{-1}$.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку работы (грант № 95-02-03737-а).

Список литературы

[1] D.D. Awschalom, M.A. McCord, G. Grinstein. Phys. Rev. Lett. **65**, 783 (1990).
[2] D.D. Awschalom. et al. Phys. Rev. Lett. **68**, 3092 (1992).
[3] A. Gard. Nuclear Spin Dissipation in Magnetic Macroscopic Quantum Phenomena. NATO Workshop on Tunneling of Magnetization (June–July 1994).
[4] A. Gard. Physica **B194–196**, 325 (1994).
[5] A. Gard. J. Appl. Phys. **76** , 6168 (1994).
[6] B. Barbara, E.M. Chudnovsky. Phys. Lett. **A145**, 205 (1990).
[7] I.V. Krive, O.B. Zaslavskii. J. Phys.: Cond. Matter. **2**, 9457 (1990).
[8] В.Ю. Голышев, А.Ф. Попков. ЖЭТФ **108**, 1755 (1995).
[9] V.Yu. Golyshev, A.F. Popkov. J. Magn. Magn. Mater. **157–158**, 340 (1996).
[10] Тез. докл. XV Всерос. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". М. (1996). С. 394–395.
[11] A.J. Leggett, S. Chakravarty, A.T. Dorsey, M.P.A. Fisher, A. Garg, W. Zwerger. Rev. Mod. Phys. **59**, 1 (1987).
[12] С.В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма М. (1965).