ЖЭТФ, 2012, том 142, вып. 2 (8), стр. 318–322

ЗАДАЧА КАПИЦЫ ДЛЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ СИНТЕТИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ

Ю. И. Джежеря [a], ***К. О. Демишев*** [b*], ***В. Н. Коренивский*** [c]

[a] *Институт магнетизма Национальной академии наук Украины*
03142, Киев, Украина

[b] *Национальный технический университет Украины «КПИ»*
03056, Киев, Украина

[c] *KTH Royal Institute of Technology*
10691, Stockholm, Sweden

Поступила в редакцию 21 октября 2011 г.

Для синтетических антиферромагнитных систем с магнитодипольной связью исследована динамика намагниченности в быстроосциллирующем поле. Показано, что система может вести себя аналогично маятнику Капицы. Установлено, что переменное магнитное поле эффективно используется для управления магнитным состоянием ячейки синтетического антиферромагнетика. В аналитическом виде найдены соотношения параметров такого антиферромагнетика и внешнего магнитного поля, при которых реализуются определенные квазистационарные состояния.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время разработаны новые системы, состоящие из синтетических антиферромагнетиков (САФМ) и известные в научной литературе под названием спин-флоп-бислоев. Они содержат две ферромагнитные наночастицы с антипараллельной связью, обусловленной межслойным магнитным обменом или диполь-дипольным взаимодействием.

Подобные системы рассматриваются в качестве ячеек магнитной оперативной памяти [1, 2] запоминающих устройств нового поколения. Отличительной чертой САФМ является достаточно высокая стабильность их магнитного состояния к тепловым флуктуациям при высокой степени компенсации магнитных полей рассеивания [3]. В двумерных решетках, составленных из САФМ, удается в значительной степени снизить влияние соседей при оперировании с конкретной ячейкой памяти. Интересен, с точки зрения практического применения, отклик отдельных САФМ-ячеек и их ансамблей на переменное магнитное поле. Было показано, что спиновая динамика решеток таких частиц имеет коллективный характер, что проявляется в формировании акустической и оптической мод спинового резонанса [4]. Дальнейшее изучение спиновой динамики спин-флоп-системы необходимо для повышения качества существующих и разработки новых устройств памяти.

Впервые влияние высокочастотного магнитного поля на ферромагнитную систему, по аналогии с задачей Капицы [5], рассмотрено в работе [6]. Было показано, что переменное поле способно изменять эффективную анизотропию системы. Дальнейшие исследования выявили влияние высокочастотного поля на параметры доменных структур в ферромагнитных [7–9] и антиферромагнитных [10, 11] материалах. Похожее влияние на доменную структуру способны оказывать высокочастотные акустические волны [12, 13]. Отклик на переменное поле двух магнитосвязанных ферромагнитных слоев исследовался численными методами в работах [14, 15]. В работах [16, 17] также рассмотрена задача Капицы при исследовании механических колебаний намагниченных частиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием.

В данной работе методами теоретической физики исследован режим высокочастотного возбуждения двух связанных макроспинов САФМ-ячейки и показано, что система ведет себя аналогично ма-

[*] E-mail: demishev.k@gmail.com

ятнику Капицы. Установлено, что переменное магнитное поле можно эффективно использовать для управления магнитным состоянием ячейки. В аналитическом виде найдены соотношения параметров системы и внешнего магнитного поля, при которых реализуются устойчивые магнитные конфигурации.

2. УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ ПАРЫ СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

Основные элементы САФМ-ячейки представлены на рис. 1.

САФМ-ячейки, как правило, изготавливают из материала с пренебрежимо малой магнитной анизотропией (пермаллой). Когда между слоями «выключено» обменное взаимодействие, например, путем нанесения немагнитной прослойки со слабыми транспортными характеристиками, магнитная связь слоев САФМ-ячейки определяется диполь-дипольным взаимодействием.

Поскольку толщина эллиптических слоев значительно уступает длине полуосей, магнитные моменты $\mathbf{M}_n$ ориентируются в плоскости и образуют антиферромагнитную пару, ориентированную параллельно длинной оси эллипса. Здесь и в дальнейшем будем полагать, что эллиптические диски обладают малым эксцентриситетом, так что

$$(a-b)/a \ll 1. \tag{1}$$

Когда амплитуда внешнего поля $\mathbf{H}$ невелика, магнитные моменты совершают малые колебания. При дальнейшем повышении амплитуды переменного поля к потенциальной энергии системы добавляется энергия колебаний. Новое положение равновесия будет уже определяться из условий минимума эффективной потенциальной энергии, как в задаче Капицы для маятника [5].

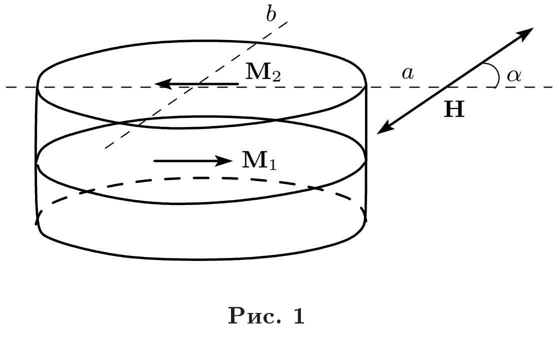

Рис. 1

Поскольку размеры ферромагнитных дисков значительно уступают характерной магнитной длине,

$$a \ll \Lambda = \sqrt{\alpha_0/4\pi}\,,$$

где α_0 — константа обменного взаимодействия, распределение намагниченности в них будем считать однородным. Далее введем в рассмотрение среднюю по двум слоям плотность магнитной энергии системы, которая определяется ориентацией магнитных моментов:

$$W = \frac{1}{2}\left[-\mathbf{M}_1\cdot\mathbf{H} - \mathbf{M}_2\cdot\mathbf{H} + 2\pi N_x(M_1^{x2}+M_2^{x2}) + \right. \\ + 2\pi N_y(M_1^{y2}+M_2^{y2}) + 2\pi N_z(M_1^{z2}+M_2^{z2}) + \\ \left. + 4\pi\gamma_x M_1^x M_2^x + 4\pi\gamma_y M_1^y M_2^y + 4\pi\gamma_z M_1^z M_2^z\right], \tag{2}$$

где $\mathbf{M}_n$ — вектор намагниченности n-го слоя, вектор внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ лежит в плоскости дисков; коэффициенты γ_i $(i = x, y, z)$ играют роль констант межслойного обмена магнитодипольного происхождения и N_i — усредненный по объему диска размагничивающий коэффициент, определяются соотношениями

$$\gamma_i = \frac{1}{4\pi V_0}\int\limits_{V_1}\int\limits_{V_2} dv\,dv'\,\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i'}\,\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \tag{3}$$

$$N_i = \frac{1}{4\pi V_0}\int\limits_{V_1}\int\limits_{V_1} dv\,dv'\,\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i'}\,\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|},$$

$i = x, y, z$, $V_0 = V_1 = V_2$ — объем диска, а интегрирование проводится по объему соответствующего диска (V_1 и V_2).

Поскольку толщина дисков значительно меньше их поперечного размера, справедливо приближение

$$N_x < N_y \ll N_z \approx 1. \tag{4}$$

Мы полагаем, что диски лежат в плоскости xy, а их длинные полуоси совпадают с направлением x. В конечном итоге величины γ_i, N_x, $N_y \ll 1$ являются малыми параметрами.

Для определения характерной величины коэффициентов (4) можно воспользоваться предельными значениями размагничивающих коэффициентов [18]. Так, для тонкого круглого диска размагничивающий коэффициент в плоскости равен $N_\parallel = \pi L/8a$, где L и a — соответственно толщина и радиус диска.

Поскольку в нашем случае эксцентриситет невелик (1), значение размагничивающих коэффициентов будет удовлетворять соотношениям $N_x, N_y \approx \approx N_\parallel$. В то же время для параметра «анизотропии формы» в плоскости диска будет справедлива оценка

$$\frac{N_y - N_x}{N_y} \sim \frac{a-b}{a} \ll 1.$$

Коэффициенты γ_i по величине значительно уступают размагничивающим коэффициентам и удовлетворяют следующим оценкам:

$$\gamma_x, \gamma_y \sim (N_y - N_x).$$

Для изготовленных из пермаллоя САФМ-ячеек [3] численные значения параметров удовлетворяли оценкам

$$4\pi\gamma_x M_0, 4\pi\gamma_y M_0, 4\pi(N_y - N_x)M_0 \sim 100\text{–}200 \text{ Э}.$$

Для описания поля намагниченности введем угловые переменные:

$$\mathbf{M}_i = M_0(\cos\phi_n \sin\theta_n, \sin\phi_n \sin\theta_n, \cos\theta_n). \qquad (5)$$

Учитывая «анизотропию формы» системы, можно утверждать, что намагниченность незначительно отклоняется от базовой плоскости xy, так что

$$\theta_n = \pi/2 + \xi_n, \quad |\xi_n| \ll 1. \qquad (6)$$

Плотность энергии (2) с учетом выражений (4)–(6) принимает вид

$$\begin{aligned} W = \pi(N_x + N_y)M_0^2 &+ \\ + 4\pi M_0^2 \Bigg[&- h\cos\omega t \cos(\Phi - \alpha)\cos\chi + \\ &+ \frac{\gamma_x + \gamma_y}{4}\cos 2\chi - \frac{\gamma_y - \gamma_x}{4}\cos 2\Phi - \\ &- \frac{N_y - N_x}{4}\cos 2\Phi \cos 2\chi + \frac{1}{8}(m_z^2 + l_z^2)\Bigg], \end{aligned} \qquad (7)$$

где $h_x = h\cos\omega t \cos\alpha$, $h_y = h\cos\omega t \sin\alpha$, $h = H/4\pi M_0$ — приведенная амплитуда магнитного поля, α — угол ориентации магнитного поля в плоскости xy, ω — частота колебаний магнитного поля,

$$\Phi = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}, \quad \chi = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2},$$

$m_z = \xi_1 + \xi_2$, $l_z = \xi_1 - \xi_2$, m_z и l_z — z-компоненты результирующих векторов намагниченности и антиферромагнетизма пары слоев, нормированные на M_0. При записи формулы (7) мы пренебрегли членами типа $\gamma_k\xi_i\xi_j$, $N_x\xi_i\xi_j$, $N_y\xi_i\xi_j$ как величинами третьего порядка малости.

Уравнения Ландау–Лифшица в новых переменных имеют вид

$$\begin{aligned} -\frac{dm_z}{dt} &= \frac{g}{M_0}\frac{\delta W}{\delta\Phi}, \quad \frac{d\Phi}{dt} = \frac{g}{M_0}\frac{\delta W}{\delta m_z}, \\ -\frac{dl_z}{dt} &= \frac{g}{M_0}\frac{\delta W}{\delta\chi}, \quad \frac{d\chi}{dt} = \frac{g}{M_0}\frac{\delta W}{\delta l_z}, \end{aligned} \qquad (8)$$

где $g = 2\mu_B/\hbar$, μ_B — магнетон Бора.

Система (8) сводится к паре уравнений второго порядка:

$$\begin{aligned} -\frac{d^2\Phi}{d\tau^2} &= [(N_y - N_x)\cos 2\chi + \gamma_y - \gamma_x]\sin\Phi\cos\Phi + \\ &\quad + h\sin(\Phi - \alpha)\cos\chi\cos\Omega\tau, \\ -\frac{d^2\chi}{d\tau^2} &= [(N_y - N_x)\cos 2\Phi - \gamma_y - \gamma_x]\sin\chi\cos\chi + \\ &\quad + h\cos(\Phi - \alpha)\sin\chi\cos\Omega\tau, \end{aligned} \qquad (9)$$

где $\tau = t\omega_0$, $\Omega = \omega/\omega_0$, $\omega_0 = 4\pi\mu_B M_0/\hbar$ — характерная частота колебаний системы.

Уравнения (9) являются основой теоретического исследования динамики системы. Несмотря на ряд упрощений, структура уравнений остается достаточно сложной из-за большого числа параметров. Однако состояние магнитной системы может быть подробно исследовано в важном частном случае, когда частота внешнего поля значительно превышает некоторую характерную частоту системы порядка $\omega_0\sqrt{N_y - N_x}$.

3. РАВНОВЕСНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ПОЛЕ

Рассмотрим влияние быстрых осцилляций магнитного поля на равновесные конфигурации пары магнитных моментов, связанных диполь-дипольным взаимодействием. При этом будем полагать, что на плавное изменение угловых переменных накладываются быстрые осцилляции. Данная система имеет формальное сходство с маятником Капицы [5].

Переменные Φ и χ представим в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \phi, \quad \chi = \chi_0 + \varepsilon, \qquad (10)$$

где величины Φ_0 и χ_0 описывают «гладкое» движение, а ϕ и ε — малые, но быстрые осцилляции.

Выполняя условия, оговоренные в работе [5], запишем уравнения для осциллирующих переменных:

$$\begin{aligned} -\frac{d^2\phi}{d\tau^2} &= h\sin(\Phi_0 - \alpha)\cos\chi_0\cos\Omega\tau, \\ -\frac{d^2\varepsilon}{d\tau^2} &= h\cos(\Phi_0 - \alpha)\sin\chi_0\cos\Omega\tau, \end{aligned} \qquad (11)$$

а также для «гладких» переменных:

$$\begin{aligned} -\frac{d^2\Phi_0}{d\tau^2} &= [(N_y - N_x)\cos 2\chi_0 + \gamma_y - \gamma_x] \times \\ &\times \sin\Phi_0\cos\Phi_0 - h\sin(\Phi_0 - \alpha)\sin\chi_0\overline{\varepsilon\cos\Omega\tau} + \\ &\quad + h\cos(\Phi_0 - \alpha)\cos\chi_0\overline{\phi\cos\Omega\tau}, \end{aligned} \qquad (12)$$

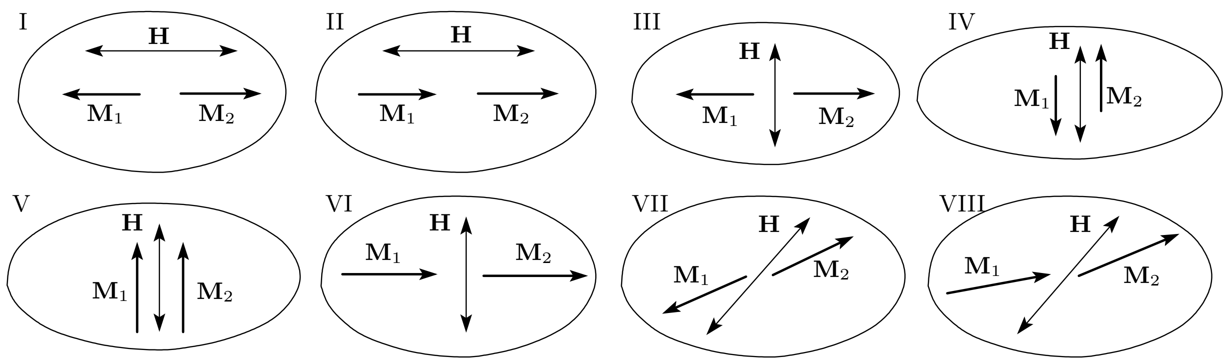

Рис. 2. Схематические изображения магнитных конфигураций

$$-\frac{d^2\chi_0}{d\tau^2} = [(N_y - N_x)\cos 2\Phi_0 - \gamma_y - \gamma_x] \times \times \sin\chi_0 \cos\chi_0 + h\cos(\Phi_0 - \alpha)\cos\chi_0 \overline{\varepsilon\cos\Omega\tau} - - h\sin(\Phi_0 - \alpha)\sin\chi_0 \overline{\phi\cos\Omega\tau}. \quad (13)$$

Черта над членами уравнений (12), (13) обозначает усреднение по периоду колебаний. За это время никаких существенных изменений величин Φ_0 и χ_0 не происходит.

Интегрирование уравнений (11) не представляет труда, поскольку медленно меняющиеся величины Φ_0 и χ_0 можно считать постоянными параметрами. При этом имеем

$$\phi = (h/\Omega^2)\sin(\Phi_0 - \alpha)\cos\chi_0\cos\Omega\tau,$$

$$\varepsilon = (h/\Omega^2)\cos(\Phi_0 - \alpha)\sin\chi_0\cos\Omega\tau.$$

Таким образом, условия малости величин ϕ и ε сводятся к соотношению $h\Omega^2 \ll 1$.

После усреднения по времени система (12), (13) запишется в виде

$$-\frac{d^2\Phi_0}{d\tau^2} = [(N_y - N_x)\cos 2\chi_0 + \gamma_y - \gamma_x] \times \times \sin\Phi_0\cos\Phi_0 + \frac{h^2}{4\Omega^2}\cos 2\chi_0 \sin 2(\Phi_0 - \alpha), \quad (14)$$

$$-\frac{d^2\chi_0}{d\tau^2} = \left[(N_y - N_x)\cos 2\Phi_0 - \gamma_y - \gamma_x + + \frac{h^2}{2\Omega^2}\cos 2(\Phi_0 - \alpha)\right]\sin\chi_0\cos\chi_0. \quad (15)$$

Соотношения (14), (15) — типичная система уравнений динамики, которая имеет вид

$$-\frac{d^2\Phi_0}{d\tau^2} = \frac{\partial U_{eff}}{\partial\Phi_0}, \quad -\frac{d^2\chi_0}{d\tau^2} = \frac{\partial U_{eff}}{\partial\chi_0}, \quad (16)$$

где U_{eff} — эффективная потенциальная энергия системы с двумя степенями свободы. Значение U_{eff} восстанавливается из соответствия выражений (14), (15) и (16):

$$U_{eff}(\chi_0, \Phi_0) = -\frac{1}{4}(\gamma_y - \gamma_x)\cos 2\Phi_0 - - \frac{1}{4}\cos 2\chi_0 \left[-\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x)\cos 2\Phi_0 + + \frac{h^2}{2\Omega^2}\cos 2(\Phi_0 - \alpha)\right]. \quad (17)$$

Определение эффективной потенциальной энергии (17) системы является основным результатом теории. Устойчивые магнитные конфигурации пары связанных магнитных моментов определяются из условий минимума эффективной потенциальной энергии:

$$\begin{gathered} \frac{\partial U_{eff}}{\partial\chi_0} = 0, \quad \frac{\partial U_{eff}}{\partial\Phi_0} = 0, \\ \frac{\partial^2 U_{eff}}{\partial\chi_0^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 U_{eff}}{\partial\Phi_0^2} > 0, \\ \frac{\partial^2 U_{eff}}{\partial\chi_0^2}\frac{\partial^2 U_{eff}}{\partial\Phi_0^2} - \left(\frac{\partial^2 U_{eff}}{\partial\Phi_0\partial\chi_0}\right)^2 > 0. \end{gathered} \quad (18)$$

Соотношение (17) позволяет исследовать различные магнитные конфигурации (рис. 2) при произвольной ориентации внешнего поля, однако чтобы сократить вычисления и упростить задачу, были рассмотрены отдельные частные случаи (таблица), соответствующие углам ориентации магнитного поля $\alpha = 0, \pi/2, \pi/4$.

Итак, результаты исследований выявляют новый режим в динамике синтетических антиферромагнетиков, который может быть использован для управления работой устройств памяти.

Таблица

Магнитная конфигурация (см. рис. 2)	Значения углов	Условия устойчивости
$\alpha = 0$		
I	$\Phi_0 = \dfrac{\pi}{2},\ \chi_0 = \dfrac{\pi}{2} \to \phi_1 = \pi,\ \phi_2 = 0$	$\dfrac{h^2}{2\Omega^2} + N_y > N_x + (\gamma_y - \gamma_x)$
II	$\Phi_0 = 0,\ \chi_0 = 0 \to \phi_1 = 0,\ \phi_2 = 0$	$\dfrac{h^2}{2\Omega^2} + N_y > N_x + \gamma_y + \gamma_x$
$\alpha = \pi/2$		
III	$\Phi_0 = \dfrac{\pi}{2},\ \chi_0 = \dfrac{\pi}{2} \to \phi_1 = \pi,\ \phi_2 = 0$	$N_y - N_x > \dfrac{h^2}{2\Omega^2} + \gamma_y - \gamma_x$
IV	$\Phi_0 = \pi,\ \chi_0 = \dfrac{\pi}{2} \to \phi_1 = \dfrac{3\pi}{2},\ \phi_2 = \dfrac{\pi}{2}$	$\dfrac{h^2}{2\Omega^2} > N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x$
V	$\Phi_0 = \dfrac{\pi}{2},\ \chi_0 = 0 \to \phi_1 = \dfrac{\pi}{2},\ \phi_2 = \dfrac{\pi}{2}$	$\dfrac{h^2}{2\Omega^2} > N_y - N_x + \gamma_y + \gamma_x$
VI	$\Phi_0 = 0,\ \chi_0 = 0 \to \phi_1 = 0,\ \phi_2 = 0$	$(N_y - N_x) > \dfrac{h^2}{2\Omega^2} + \gamma_y + \gamma_x$
$\alpha = \pi/4$		
VII	$\phi_1 = \pi + \dfrac{1}{2}\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{h^2/2\Omega^2}{(N_y - N_x) - (\gamma_y - \gamma_x)}$ $\phi_2 = \dfrac{1}{2}\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{h^2/2\Omega^2}{(N_y - N_x) - (\gamma_y - \gamma_x)}$	При любых параметрах системы
VIII	$\phi_1 = \phi_2 = \dfrac{1}{2}\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{h^2/2\Omega^2}{(N_y - N_x) + (\gamma_y - \gamma_x)}$	$\gamma_y + \gamma_x < \dfrac{(N_y - N_x)(N_y - N_x + \gamma_y - \gamma_x) + (h^2/2\Omega^2)^2}{\sqrt{(N_y - N_x + \gamma_y - \gamma_x)^2 + (h^2/2\Omega^2)^2}}$

ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Engel et al., IEEE Trans. Magn. **41**, 132 (2005).
2. D. C. Worledge, IBM J. Res. Dev. **50**, 69 (2006).
3. V. Korenivski and D. C. Worledge, Appl. Phys. Lett. **86**, 252506 (2005).
4. A. Konovalenko et al., Phys. Rev. B **80**, 144425 (2009).
5. П. Л. Капица, ЖЭТФ **21**, 588 (1951).
6. А. И. Ахиезер, С. В. Пелетминский, ФТТ **10**, 3301 (1968).
7. А. К. Звездин, В. Г. Редько, Письма в ЖЭТФ **21**, 445 (1975).
8. В. М. Елеонский, А. К. Звездин, В. Г. Редько, ФММ **43**, 7 (1977).
9. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).
10. В. Г. Барьяхтар, В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, В. Ф. Клепиков, ФТТ **20**, 2312 (1978).
11. В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, ФНТ **5**, (1979).
12. В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, УФЖ **24**(3), 289 (1979).
13. Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, УФЖ **35**(2), 271 (1990).
14. Д. И. Семенов, А. М. Шутый, Письма в ЖЭТФ **74**, 339 (2001).
15. Д. И. Семенов, А. М. Шутый, в *Сб. трудов XVIII междунар. школы-семинара «НМММ»*, Изд-во МГУ, Москва (2002), с. 417.
16. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, в *Сб. трудов XVIII междунар. школы-семинара «НМММ»*, Изд-во МГУ, Москва (2002), с. 438.
17. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, в *Сб. трудов XX междунар. школы-семинара «НМММ»*, Изд-во МГУ, Москва (2006), с. 70.
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).