ВЕСТНИК ПЕРМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

2013 **Серия: Физика** **Вып. 2 (24)**

УДК 537.6, 537.622.3, 537.622.4

Механизмы быстрой когерентной релаксации в наномагнитах

В. К. Хеннер[a], А. Ю. Байдин[b].

[a] Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева 15
[b] Университет Луисвилля
40292, Луисвилль, Кентукки, США

Изучаются механизмы быстрой когерентной релаксации в парамагнитных и ферромагнитных наномагнитах, составленных из молекул или кластеров с большими магнитными моментами. Рассматриваются следующие возможности ускорения релаксации: обратная связь спинов образца с пассивным резонатором, радиационное трение и релаксация Ландау-Лифшица. Численно решаются уравнения движения для спиновой системы с учетом диполь-дипольных взаимодействий.

Ключевые слова: когерентная релаксация; наномагниты

1. Введение

Явление когерентности может возникать в спиновой системе, когда длина волны электромагнитного излучения превышает характерные размеры системы. Исследования в этой области начались с работ Дике [1] по сверхизлучению, главной характеристикой которого является пропорциональность интенсивности излучения квадрату числа частиц. Сверхизлучение сопровождается сверхбыстрым переворотом вектора намагниченности, что может найти многочисленные применения. В данной работе рассматривается микроскопическая модель быстрой когерентной релаксации в парамагнитных и ферромагнитных системах в случаях больших спиновых чисел. Причиной когерентной релаксации может быть обратная связь спинов образца с пассивным резонатором, радиационное трение и, в случае ферромагнитных спинов, спин-решеточная релаксация.

Существует довольно широкий класс наномолекул, которые обладают магнитными моментами порядка 10 магнетонов Бора. Молекулярными наномагнитами называются кластеры, сформированные такими молекулами, с парамагнитными свойствами. Благодаря большим спиновым числам молекулярные наномагниты могут рассматриваться в качестве кандидатов для изучения квантовой информации и квантовых вычислений.

Одной из проблем их применения является медленная релаксация магнитных моментов. Однако для того чтобы они могли служить как устройство для быстрой обработки информации, необходимы механизмы быстрого переключения между спин-вверх и спин-вниз состояниями.

В случае ферромагнитных частиц быстрый переворот магнитного момента является основной целью в магнитной записи. В среде, состоящей из частиц (магнитных центров) с огромными значениями магнитных моментов (10^4–10^5 магнетонов Бора), необходимо ускорить, насколько это возможно, инверсию намагниченности.

Блумберг и Паунд [2] первыми показали, что ускорение релаксации в системе спинов может происходить за счет ее связи с пассивным резонатором, настроенным на частоту прецессии намагниченности. Изначально спиновая система находится в неравновесном состоянии, осредненное направление намагниченности слегка отклонено от неравновесного направления, определяемого постоянным внешним магнитным полем. В процессе возвращения к равновесному состоянию прецессия намагниченности наводит электрический ток в катушке, влияющий на систему через сгенерированное им магнитное поле. Это магнитное поле – поле обратной связи приводит к когерентности между индивидуальными спинами. Теория когерентной релаксации для парамагнитных систем, связанных с резонатором, изложена в ряде работ, например [3;4;5]. К настоящему времени несколько подтверждений сверхизлучения для ядерных спинов были получены экспериментально (например [6;7]).

Для ферромагнетиков удобно применять уравнения Ландау-Лифшица (ЛЛ). В статье [8] было показано, что в системе ферромагнитных наночастиц с большим магнитным моментом два механизма релаксации (Ландау-Лифшица и связь с резонатором) могут приводить к когерентизации в системе.

Когерентная релаксация также возможна за счет радиационного трения, вызванного общим полем излучения взаимодействующих спинов. Описание сверхизлучения в системах из молекулярных наномагнитов, обладающих большими спинами, представлено в статье [9], в которой взаимодействие спиновых магнитных моментов с общим излучаемым электромагнитным полем рассматривается как основной релаксационный механизм, возможный при определенных условиях.

Анализ уравнений Блоха показывает, что одним из критериев для быстрой когерентной релаксации в спиновой системе является соотношение $T_R < T_2$, где T_2 – поперечное время релаксации Блоха, а T_R – время релаксации за счет радиационного трения, которое может быть оценено как [10; 11]

$$T_R = \frac{c^3}{|\gamma| \omega_0^3 M}.$$

Здесь $\omega_0 = |\gamma| H_0$, H_0 - постоянное внешнее магнитное поле, M – магнитный момент образца, c – скорость света, γ – гиромагнитное отношение для электронов. При определенных условиях время T_R может быть существенно меньше T_2.

В работе [12] была изучена быстрая когерентная релаксация в системе наномагнитов с большим спином. Использовалось макроскопическое описание, а именно было решено численно уравнение для эволюции полного магнитного момента системы.

В данной работе численно решаются микроскопические уравнения для магнитных моментов каждой частицы с учетов сразу нескольких механизмов когерентной релаксации: связь с пассивным резонатором, ЛЛ релаксация и радиационное трение. Также учитываются диполь-дипольные взаимодействия между магнитными моментами.

2. Уравнения движения

Уравнения движения для каждого магнитного момента системы могут быть написаны следующим образом:

$$\dot{\boldsymbol{\mu}}^{(k)} = -|\gamma|\, \boldsymbol{\mu}^{(k)} \times \left(\mathbf{H}^{(k)} + \frac{2}{3c^3} \sum_j^N \dddot{\boldsymbol{\mu}}^{(j)} \right) - \frac{\alpha |\gamma|}{\mu} \left(\boldsymbol{\mu}^{(k)} \times \left(\boldsymbol{\mu}^{(k)} \times \mathbf{H}^{(k)} \right) \right). \quad (1)$$

Здесь α – параметр затухания Ландау-Лифшица, поле $\mathbf{H}$ – полное магнитное поле, включающее: 1) постоянное внешнее поле H_0 вдоль оси анизотропии *Oz;* 2) поле анизотропии $\boldsymbol{H}_A = (H_A / \mu)(\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{n})\boldsymbol{n}$, $H_A = 2E_A / \mu$, где $\boldsymbol{n}$ – единичный вектор легкой оси в направлении оси *Oz* и E_A – энергия анизотропии одной частицы; 3) поле обратной связи $\boldsymbol{H} = (H, 0, 0)$, генерируемое током в катушке, ось которой направлена вдоль *Ox*; 4) дипольное магнитное поле $\boldsymbol{H}_d$, вызванное межчастичными диполь-дипольными взаимодействиями.

Таким образом, выражение для эффективного магнитного поля выглядит следующим образом: $\mathbf{H} = \left(H + H_{d,x}, H_{d,y}, H_0 + H_A + H_{d,z} \right)$.

Локальное дипольное магнитное поле

$$\boldsymbol{H}_d^{(k)} = -\partial U_{dd} / \partial \boldsymbol{\mu}_k$$

в точке расположения *k*-го магнитного центра определяется энергией диполь-дипольных взаимодействий:

$$U_{dd} = \sum_{\substack{k,m \\ k>m}}^N \left[\frac{(\boldsymbol{\mu}_k \cdot \boldsymbol{\mu}_m)}{r_{km}^3} - \frac{3(\boldsymbol{\mu}_k \cdot \boldsymbol{r}_{km})(\boldsymbol{\mu}_m \cdot \boldsymbol{r}_{km})}{r_{km}^5} \right].$$

Здесь $\boldsymbol{r}_{km}$ – радиус-вектор, соединяющий *k*-ю и *m*-ю частицы (магнитные центры), N – число частиц.

Для того чтобы найти выражения для $\dddot{\boldsymbol{\mu}}^{(k)}$, будем решать уравнение (1) итерационно, предполагая, что наиболее быстрым является вращение вокруг поля $(H_0 + H_A)\hat{\boldsymbol{z}}$. Таким образом, записывая первую производную в основном порядке и дифференцируя два раза, получаем выражение для третьей производной:

$$\dddot{\boldsymbol{\mu}}^{(k)} = |\gamma|^3 \left(H_0 + H_A \frac{\mu_z^{(k)}}{\mu} \right)^2 \boldsymbol{\mu}^{(k)} \times \left(\boldsymbol{H}_0 + H_A \frac{\mu_z^{(k)}}{\mu} \hat{\boldsymbol{z}} \right).$$

Подставляя этот результат в уравнение (1), получим

$$\begin{aligned}
\dot{\mu}_x^{(k)} = &-\frac{2|\gamma|^4}{3c^3} \mu_z^{(k)} \sum_j^N \mu_x^{(j)} \left(H_0 + H_A \frac{\mu_z^{(j)}}{\mu} \right)^3 \\
&-|\gamma| \left(H_0 + H_A \frac{\mu_z^{(k)}}{\mu} \right) \mu_y^{(k)} - \\
&-|\gamma| \left(\mu_y^{(k)} H_{dz}^{(k)} - \mu_z^{(k)} H_{dy}^{(k)} \right) \\
&+\alpha |\gamma| (H + H_{dx}) \frac{\mu_y^{(k)2} + \mu_z^{(k)2}}{\mu} \\
&-\alpha |\gamma| \left(H_0 + H_{dz} + H_A \frac{\mu_z^{(k)}}{\mu} \right) \frac{\mu_x^{(k)} \mu_z^{(k)}}{\mu} \\
&-\frac{\alpha |\gamma| H_{dy}}{\mu} \mu_x^{(k)} \mu_y^{(k)},
\end{aligned} \quad (2)$$

$$\dot{\mu}_y^{(k)} = -\frac{2|\gamma|^4}{3c^3}\mu_z^{(k)}\sum_j^N \mu_y^{(j)}\left(H_0 + H_A\frac{\mu_z^{(j)}}{\mu}\right)^3 + |\gamma|\left(H_0 + H_A\frac{\mu_z^{(k)}}{\mu}\right)\mu_x^{(k)} - |\gamma|\mu_z^{(k)}H - |\gamma|\left(\mu_z^{(k)}H_{dx}^{(k)} - \mu_x^{(k)}H_{dz}^{(k)}\right) - \alpha|\gamma|\left(H + H_{dx}\right)\frac{\mu_x^{(k)}\mu_y^{(k)}}{\mu} - \alpha|\gamma|\left(H_0 + H_{dz} + H_A\frac{\mu_z^{(k)}}{\mu}\right)\frac{\mu_y^{(k)}\mu_z^{(k)}}{\mu} + \frac{\alpha\gamma H_{dy}}{\mu}\left(\mu_x^{(k)2} + \mu_z^{(k)2}\right), \quad (3)$$

$$\dot{\mu}_z^{(k)} = \frac{2|\gamma|^4}{3c^3}\left[\mu_x^{(k)}\sum_j^N \mu_x^{(j)}\left(H_0 + H_A\frac{\mu_z^{(j)}}{\mu}\right)^3 + \mu_y^{(k)}\sum_j^N \mu_y^{(j)}\left(H_0 + H_A\frac{\mu_z^{(j)}}{\mu}\right)^3\right] + |\gamma|\mu_y^{(k)}H - |\gamma|\left(\mu_x^{(k)}H_{dy}^{(k)} - \mu_y^{(k)}H_{dx}^{(k)}\right) - \alpha|\gamma|\left(H + H_{dx}\right)\frac{\mu_x^{(k)}\mu_z^{(k)}}{\mu} + \alpha|\gamma|\left(H_0 + H_{dz} + H_A\frac{\mu_z^{(k)}}{\mu}\right)\frac{\mu_x^{(k)2} + \mu_y^{(k)2}}{\mu} - \frac{\alpha|\gamma|H_{dy}}{\mu}\mu_y^{(k)}\mu_z^{(k)}. \quad (4)$$

Введем безразмерное время $\tilde{t} = \omega_0 t$, частоты $\omega_0 = |\gamma|H_0$, $\omega_H = |\gamma|H$, $\omega_A = |\gamma|H_A$, $\omega_d = |\gamma|\mu/a^3$, где a – среднее межчастичное расстояние, и определим новые безразмерные параметры

$$p_H = \omega_H/\omega_0 = H/H_0,\quad p_d = \omega_d/\omega_0 = \mu/a^3H_0,$$

$$p_A = \omega_A/\omega_0 = H_A/H_0.$$

Так как уравнения движения сохраняют длины магнитных моментов, введем единичные векторы $\boldsymbol{e}^{(k)} = \boldsymbol{\mu}^{(k)}/\mu$. Безразмерный параметр $\xi = 1/\omega_0 T_R$ отвечает за радиационное трение, где $T_R = 3c^3/2|\gamma|\omega_0^3 M(0)$ – время релаксации за счет радиационного трения. Полный магнитный момент $M(0) = \mu N$. В результате уравнения движения принимают вид

$$\dot{e}_x^{(k)} = -\frac{\xi}{N}e_z^{(k)}\sum_j^N e_x^{(j)}\left(1 + p_Ae_z^{(j)}\right)^3 - \left(1 + p_Ae_z^{(k)}\right)e_y^{(k)} - p_d\left(e_y^{(k)}\tilde{H}_{dz}^{(k)} - e_z^{(k)}\tilde{H}_{dy}^{(k)}\right) + \alpha\left(p_H + p_d\tilde{H}_{dx}^{(k)}\right)\left(e_y^{(k)2} + e_z^{(k)2}\right) - \alpha\left(1 + p_d\tilde{H}_{dz}^{(k)} + p_Ae_z^{(k)}\right)e_x^{(k)}e_z^{(k)} - \alpha p_d\tilde{H}_{dy}^{(k)}e_x^{(k)}e_y^{(k)}, \quad (5)$$

$$\dot{e}_y^{(k)} = -\frac{\xi}{N}e_z^{(k)}\sum_j^N e_y^{(j)}\left(1 + p_Ae_z^{(j)}\right)^3 + \left(1 + p_Ae_z^{(k)}\right)e_x^{(k)} - p_d\left(e_z^{(k)}\tilde{H}_{dx}^{(k)} - e_x^{(k)}\tilde{H}_{dz}^{(k)}\right) - p_He_z^{(k)} - \alpha\left(p_H + p_d\tilde{H}_{dx}^{(k)}\right)e_x^{(k)}e_y^{(k)} - \alpha\left(1 + p_d\tilde{H}_{dz}^{(k)} + p_Ae_z^{(k)}\right)e_y^{(k)}e_z^{(k)} + \alpha p_d\tilde{H}_{dy}^{(k)}\left(e_x^{(k)2} + e_z^{(k)2}\right), \quad (6)$$

$$\dot{e}_z^{(k)} = \frac{\xi}{N}\left[e_x^{(k)}\sum_j^N e_x^{(j)}\left(1 + p_Ae_z^{(j)}\right)^3 + e_y^{(k)}\sum_j^N e_y^{(j)}\left(1 + p_Ae_z^{(j)}\right)^3\right] + p_He_y^{(k)} - p_d\left(e_x^{(k)}\tilde{H}_{dy}^{(k)} - e_y^{(k)}\tilde{H}_{dx}^{(k)}\right) - \alpha\left(p_H + p_d\tilde{H}_{dx}^{(k)}\right)e_x^{(k)}e_z^{(k)} + \alpha\left(1 + p_Ae_z^{(k)} + p_d\tilde{H}_{dz}^{(k)}\right)\left(e_x^{(k)2} + e_y^{(k)2}\right) - \alpha p_d\tilde{H}_{dy}^{(k)}e_y^{(k)}e_z^{(k)}. \quad (7)$$

В этих уравнениях производные берутся по времени $\tilde{t}$. Безразмерное дипольное поле, действующее на k-й магнитный центр, имеет вид

$$\boldsymbol{H}_d^{(k)}/H_0 = p_d\tilde{\boldsymbol{H}}_d^{(k)},$$

$$\tilde{\boldsymbol{H}}_d^{(k)} = \sum_{\substack{m=1\\ m\neq k}}^N\left[\frac{3}{\tilde{r}_{km}^5}\tilde{\boldsymbol{r}}_{km}\left(\boldsymbol{e}^{(m)}\tilde{\boldsymbol{r}}_{km}\right) - \frac{1}{\tilde{r}_{km}^3}\boldsymbol{e}^{(m)}\right],$$

где $\tilde{\boldsymbol{r}}_{km} = \boldsymbol{r}_{km}/a$ – безразмерные координаты межцентровых расстояний.

3. Поле обратной связи

Если система помещена в резонатор (LCR цепь), генерируемый в нем за счет изменения магнитного момента системы во времени, электрический ток I подчиняется уравнению Кирхгофа:

$$L\frac{dI}{dt}+RI+\frac{1}{C}\int_0^t I(t')dt'=-\frac{d\Phi}{dt},\qquad \Phi=\frac{4\pi}{c}n\eta Am_x, \tag{8}$$

где Φ – магнитный поток в катушке с n витками и площадью поперечного сечения A, $\eta=V/V_c$ – фактор заполнения катушки, V – объем образца, включающий парамагнитные или ферромагнитные частицы, и V_c – внутренний объем катушки, m_x – x-компонента намагниченности образца на единицу объема:

$$m_x=(\mu/V)\sum\nolimits_l e_x^{(l)} .$$

Наведенный ток генерирует в катушке магнитное поле обратной связи

$$H=\frac{4\pi N}{cl}I \ . \tag{9}$$

Дифференцируя уравнение (8) по времени $\tilde{t}$ и используя переменную p_H, получим уравнение для поля обратной связи:

$$\frac{d^2}{d\tilde{t}^2}p_H+2\frac{\gamma_r}{\omega_0}\frac{d}{d\tilde{t}}p_H+\left(\frac{\omega_r}{\omega_0}\right)^2 p_H = -4\pi\beta\left(\frac{1}{N}\frac{d^2}{d\tilde{t}^2}\sum_{l=1}^{N}e_x^{(l)}\right). \tag{10}$$

Представим коэффициенты в терминах параметров, характерных для LCR цепи: $2\gamma_r=R/L=\omega_r/Q$, $\omega_r=1/\sqrt{LC}$, где Q – добротность контура, $L=4\pi n^2A/lc^2$ – коэффициент самоиндукции катушки длины l.

Выражение в скобках с правой стороны уравнения (10) – средняя вторая производная x-компоненты единичного вектора намагниченности, в то время как коэффициент

$$\beta=\eta N\mu/(VH_0) \tag{11}$$

определяет интенсивность связи магнитных моментов с катушкой. Используя оценку для межчастичного расстояния $a\approx(V/N)^{1/3}$ и определение параметра $p_d=\mu/a^3H_0$, параметр β может быть представлен в виде ηp_d.

Важно, что поле обратной связи H является фактором, приводящим к когерентности в системе. Это поле начинает медленно увеличиваться, как только система магнитных моментов, находящихся изначально в неравновесном состоянии, начинает переход в равновесное состояние. Поле становится максимальным в момент, когда полная z – компонента магнитного момента переходит через нулевое значение. Так как поле обратной связи включает в себя вклад каждого магнитного момента, оно является коллективным, что в результате приводит к значительному (в идеальном случае в N раз) ускорению релаксации.

4. Результаты

В данной секции представлена эволюция z-компоненты среднего магнитного момента системы $e_z(t)=\dfrac{1}{N}\sum_k e_z^{(k)}(t)$ в зависимости от параметров, отвечающих различным механизмам релаксации. Численно решаются уравнения (5)-(7), (10) для фиксированных параметров Q = 10 и $N=4\times5\times5$. Начальные значения поляризации и магнитного поля катушки следующие: $e_z(0)=-0.95$, $p_H(0)=0$, $\dot{p}_H(0)=0$.

Рис. 1,*а* и 1,*б* показывают результаты моделирования для β = 0 и $\alpha=0$ (нет поля обратной связи и релаксации ЛЛ), т.е. релаксация происходит только за счет радиационного трения; параметр K = 0.5 (параметр, отвечающий за анизотропию) остается неизменным. Как видно, когда характерное время радиационного трения, определяемое параметром ξ, близко к времени одной Ларморовской прецессии, переворот намагниченности происходит за несколько десятков ω_0^{-1}. Сравнивая рис. 1,*а* и 1,*б*, мы видим, что усиление дипольных взаимодействий приводит к ослаблению когерентности в системе. С увеличением дипольных взаимодействий переворот происходит значительно медленнее и менее резко.

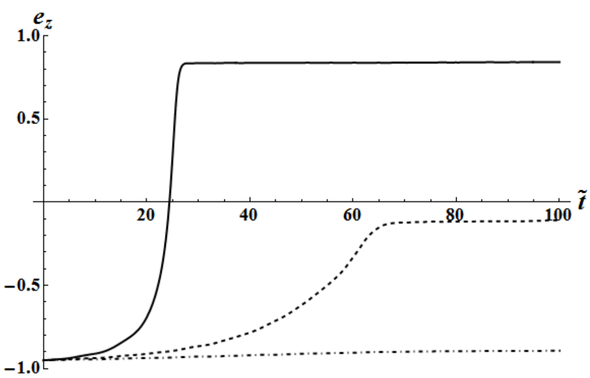

Рис. 1, а. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента за счет радиационного трения ξ =1/2, 1/4, 1/8 (сверху вниз), p_d = 0.01*

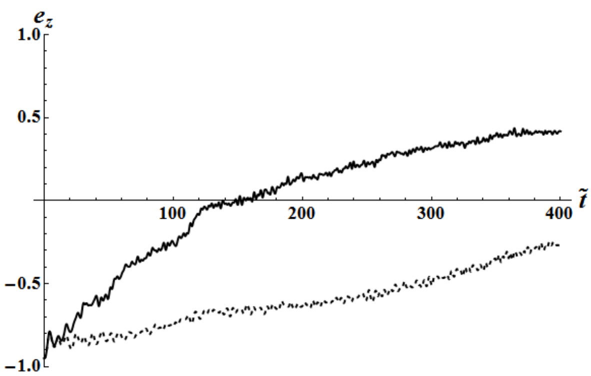

Рис. 1,б. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента за счет радиационного трения ξ =1/2, 1/4 (сверху вниз), p_d = 0.1*

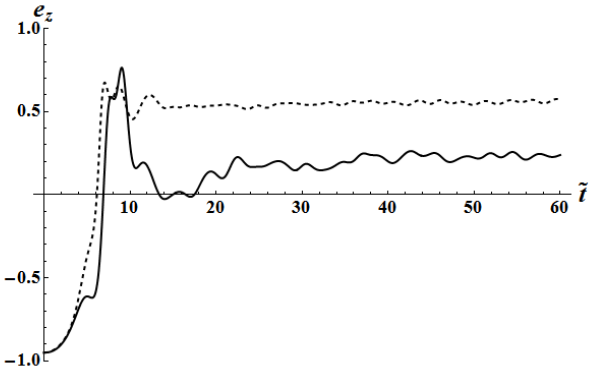

Рис. 2. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.5 (пунктир), ξ =0.1, β = 0.1*

На рис. 2 (как и на всех последующих) система эволюционирует в присутствии пассивного резонатора, $\beta \neq 0$. Обратное поле связи, создаваемое резонатором, приводит к быстрой релаксацию за время порядка $10\omega_0^{-1}$. Заметные осцилляции z-компоненты среднего магнитного момента связаны с конечной добротностью контура. Увеличение радиационного трения сглаживает эти осцилляции.

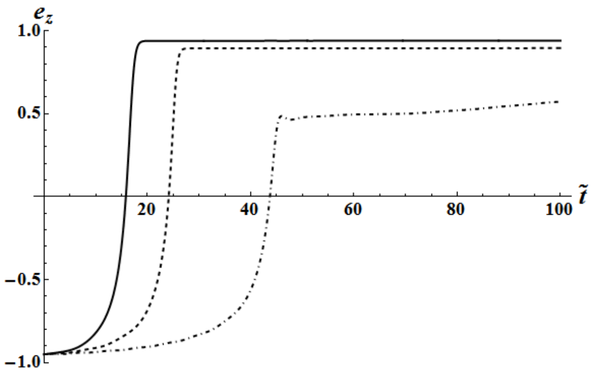

Рис. 3,а. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1, β = 0, K=0.4, 0.5, 0.6 (слева на право)*

Рис. 3,а и 3,б демонстрирует эволюцию z-компоненты среднего магнитного момента системы для разных значений параметра *K*. На рис. 3,а присутствует только радиационное трение, на рис. 3,б добавляется связь с резонатором. Анизотропия задерживает релаксацию в обоих случаях. Как видно, поле обратной связи с катушкой синхронизирует движение магнитных моментов намного быстрее, чем только одно радиационное трение, что приводит к очень быстрой когерентной релаксации.

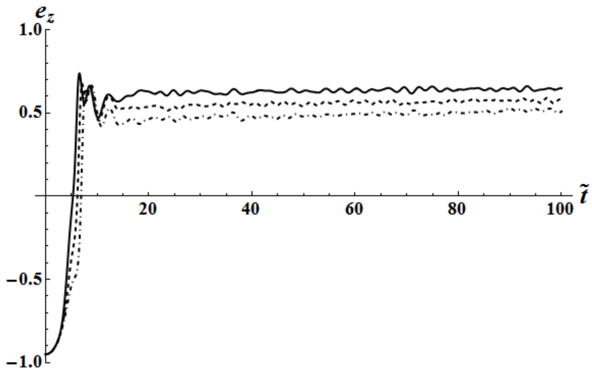

Рис. 3,б. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1, β = 0, K=0.4, 0.5, 0.6 (слева на право)*

Рассмотрим теперь ситуацию, когда $\alpha \neq 0$, что может относиться к ферромагнитным наномагнитам, так и парамагнитным. Последнее возможно, так как уравнение (1) сохраняет длины магнитных моментов и каждый из них может ассоциироваться с псевдоспином. Рис. 4,а и 4,б показывают влияние параметра α при разных значениях параметра β. При малых β и с ростом α колебания, вызванные полем обратной связи затухают. Увеличение коэффициента α оказывает наиболее заметное влияние при малых значениях параметра связи с резонатором. Подобные расчеты были проделаны в статье [8] с одним отличием – авторы не рассматривали механизм радиационного трения.

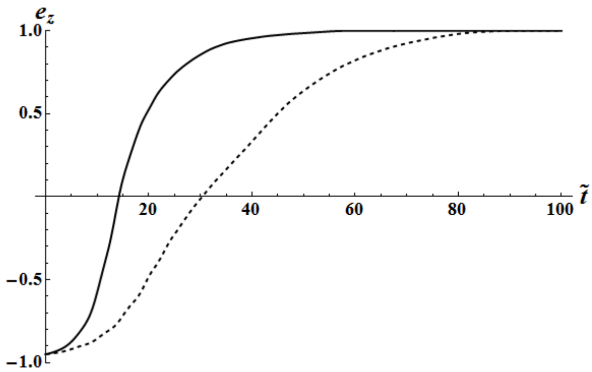

Рис. 4,а. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1, β = 0.01, α = 0.1(пунктир), 0.2*

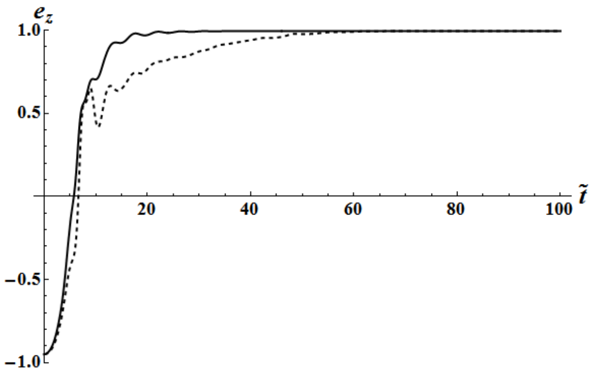

Рис. 4,б. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1, β = 0.1, α = 0.1(пунктир), 0.2*

Рис. 5,а и 5,б демонстрируют влияние параметра радиационного трения ξ в случае слабого поля обратной связи.

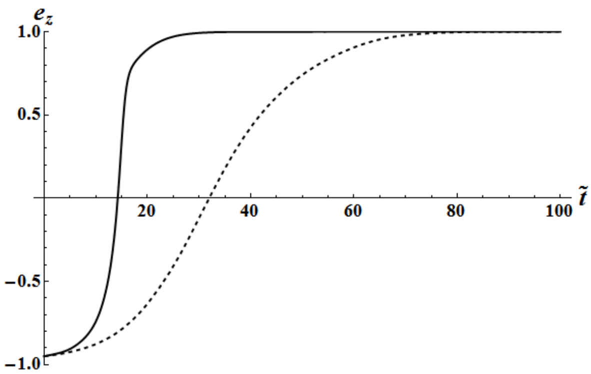

Рис. 5,а. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1 (пунктир), 0.5, β = 0.001, α = 0.1*

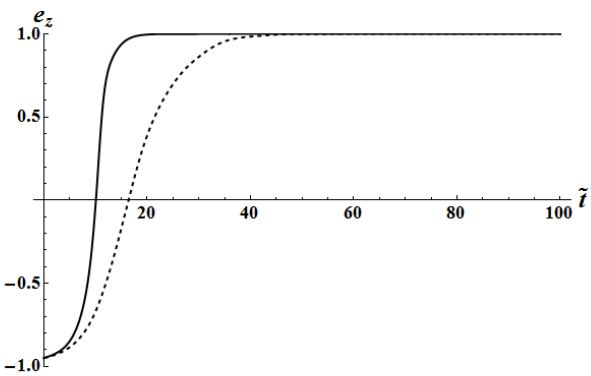

Рис. 5,б. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1 (пунктир), 0.5, β = 0.001, α = 0.2*

В случае слабых спин-решеточных взаимодействий (небольшие значения параметра α) радиационное трение значительно уменьшает время релаксации. С увеличением параметра α эффект радиационного трения уменьшается.

Можно сказать, что радиационное трение и релаксация ЛЛ являются важными факторами релаксации только в случае малых значений параметра связи с резонатором, β .

На рис. 6 показана эволюция *z*-компоненты среднего магнитного момента для разных значений параметра анизотропии. С увеличением анизотропии увеличивается время релаксации. Увеличение же релаксационных параметров приведет к уменьшению времени релаксации.

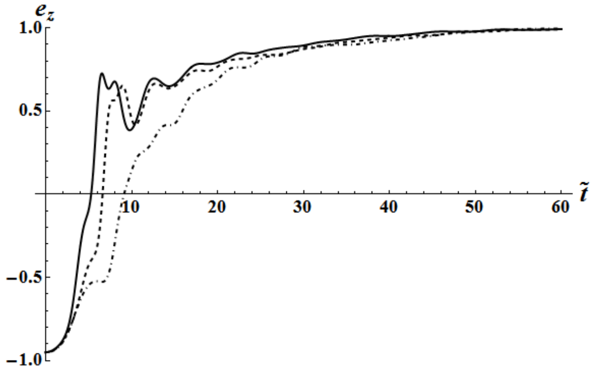

Рис. 6. *Эволюция z-компоненты среднего магнитного момента при ξ =0.1, β = 0.1, α = 0.1, K=0.2, 0.5, 0.8 (слева направо)*

5. Заключение

В работе сформулированы микроскопические уравнения движения с учетом радиационного трения, ЛЛ релаксации, связи с пассивным резонатором, диполь-дипольных взаимодействий. Полученные численным моделированием решения этих уравнений показывают, что наиболее сильным эффектом является связь спиновой системы с внешним резонатором. Увеличение параметра β резко сокращает время релаксации вследствие когерентизации движения спинов в общем поле резонатора. С увеличением ξ и α сглаживается кривая эволюции намагниченности, а именно сокращается число колебаний, вызванных конечностью добротности резонатора. Обратное поле связи с катушкой, действующее на магнитные моменты, устанавливает режим когерентной релаксации. Данный процесс существенно отличается от релаксации ЛЛ. Когерентный процесс намного быстрее, намагниченность совершает полный переворот в течение нескольких Ларморовских оборотов. При больших значениях параметра связи с резонатором релаксационный процесс теряет зависимость от остальных механизмов. Механизм радиационного трения существенен только при небольших значениях параметра β. В целом, рассмотрение нескольких механизмов релаксации показывает, что все они дают вклад в инверсию намагниченности.

Данная работа поддерживалась грантом Министерства образования Пермского Края С-26/628 и грантами РФФИ 11-07-96007, 12-02-00897.

Список литературы

1. *Dicke R. H.* Coherence in spontaneous radiation processes // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 99–110.
2. *Bloembergen N., pound R. V.* Radiation damping in magnetic resonance experiments // Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 8–12.
3. *Davis C. L., Henner V. K., Tchernatinski A. V., Kaganov I. V.* Spin-system radio-frequency superradiation: A phenomenological study and comparison with numeric simulations // Phys. Rev. B 2005. Vol. 72. P. 054406–054416.
4. *Yukalov V. I., Henner V. K., Kharebov P.V.* Coherent spin relaxation in molecular magnets // Phys. Rev. B. 2008. Vol. **77**. P. 134427–134435.
5. *Yukalov V. I., Henner V.K., Kharebov P.V., Yukalova E.P.* Coherent spin radiation by magnetic nanomolecules and nanoclusters // Laser Phys. Lett. 2008. Vol. 5. P. 887–893.
6. *Kiselev J., Shumovsky A., Yukalov V. I.* Thermal – noise induced radio frequency superradiance in resonator // Mod. Phys. Lett. B. 1989. Vol. 3. N. 15. P. 1149–1156.
7. *Bosiger P., Brun E., Meier D.* Ruby NMR laser: A phenomenon of spontaneous self-organization of a nuclear spin system // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 18. P. 671–684.
8. *Henner V., Raikher Yu., Kharebov P.* Fast coherent relaxation in a ferromagnet nanoparticle assembly // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 144412–144419.
9. *Henner V. K., Kaganov I. V.* Superradiation from crystals of high-spin molecular nanomagnets // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68. P. 144420–144425.
10. *Гинзбург В. Л.* Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. М.: Наука, 1980. 505 с
11. *Skrotskii G. V., Kokin A. A.* On the influence of coherent magnetic dipole radiation on magnetic resonance // Sov. Phys. JETP. 1960. Vol. 10, N. 3. P. 572–574.
12. *Байдин А. Ю., Хеннер В. К.* Быстрая когерентная релаксация в системе наномагнитов с большим спином // Вестник Пермского Университета. Серия: Физика. 2012. Вып. 2 (20). С. 88–95.
13. *Sorace L., Wernsdorfer W., Thirion C., Barra A. L., Pacchioni M., Mailly D., Barbara B.* Photon-assisted tunneling in a Fe_8 single molecule magnet //Cond-Mat. 2003. P. 0304274–0304278.

Mechanism of fast coherent relaxation nanomagnets with high spin numbers

V. K. Henner[a], **A. Y. Baydin**[b]

[a] Perm State University, Bukirev St. 15, 614990, Perm
[b] University of Louisville, Louisville, KY, 40292, USA

Mechanisms of fast coherent relaxation in paramagnetic and ferromagnetic nanomagnets composed of molecules or clusters with high magnetic moments are studied. The following possibilities to accelerate relaxation are considered: the coupling of magnetic moments with passive resonator, radiation friction, and Landau-Lifshitz relaxation. Equations of motions for dipole interacting spins are solved numerically and the role of different relaxation mechanisms has been examined.

Keywords: coherent magnetic relaxation, nanomagnets