Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 5, с. 327 – 331

Обменная релаксация как механизм сверхбыстрой переориентации спинов в ферримагнетике с двумя подрешетками

В. Г. Барьяхтар[+], *В. И. Бутрим*[*], *Б. А. Иванов*[+×1)]

[+]*Институт магнетизма НАН и МОНУ, 03142 Киев, Украина*

[*]*Таврический национальный университет им. Вернадского, 95007 Симферополь Украина*

[×]*Киевский национальный университет им. Шевченко, 01033 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 31 июля 2013 г.

В обменном приближении получено точное решение для эволюции спинов подрешеток в ферримагнетике с двумя подрешетками. Найдены нелинейные режимы спиновой динамики, включающие как продольную эволюцию модулей спинов подрешеток, так и прецессию спинов, при учете обменной релаксации. Эти режимы, в частности, описывают переключение направлений спинов, наблюдавшееся в сплаве GdFeCo при воздействии фемтосекундного лазерного импульса.

DOI: 10.7868/S0370274X13170098

Применение магнитных материалов в современной электронике и вычислительной технике включает различные направления, среди которых наиболее актуальным остается создание систем записи и обработки информации. Тенденция развития включает создание приборов с более плотной записью и максимально высоким быстродействием. Задача увеличения скорости записи и считывания информации в магнитных системах памяти и обработки информации требует решения фундаментальных проблем динамической физики магнетизма. Возможность манипулирования намагниченностью магнетиков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов открывает широкие перспективы в этом направлении. Начало данного направления было положено работой [1], в которой наблюдались быстрое (за время менее пикосекунды) уменьшение намагниченности никеля после воздействия импульса длительностью 100 фс и последующая ее релаксация с характерным временем порядка пикосекунд. Начальное падение намагниченности объяснялось либо предельно быстрым нагревом образца выше точки Кюри (см. обзор [2]), либо спин-зависимым сверхдиффузионным переносом электронов при лазерном возбуждении металла [3]. Работы в этом направлении продолжались для различных материалов. Были обнаружены неожиданные и достаточно необычные эффекты. Для ферримагнитного сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo действие фемтосекундного импульса на первом этапе, так же как и для никеля, приводило к редукции спина (здесь намагниченностей обоих подрешеток). Однако последующая эволюция оказалась принципиально иной. Вместо простой релаксации к начальному значению примерно за такое же время (порядка нескольких пикосекунд) обе намагниченности изменяли знак, т.е. наблюдалось "переключение" суммарного магнитного момента [4]. При этом в процессе такой пикосекундной эволюции возникало заведомо невыгодное состояние с параллельными моментами подрешеток. Данный эффект переключения намагниченности является пороговым и имеет место при достаточно сильном импульсе. Он был обнаружен как для сплошных пленок, так и для микрочастиц [5] и наночастиц [6], как для ферримагнетиков с точкой компенсации, так и в ее отсутствие [5]. Найдена также возможность "выборочного" переключения: за счет магнитного дихроизма поглощенная энергия циркулярно поляризованного импульса зависит от направления магнитного момента частицы, и для системы частиц импульс данной поляризации переключает только моменты частиц, находящиеся в данном состоянии [7]. Все это делает возможным создание магнитной памяти с чисто оптическим управлением и пикосекундной скоростью записи.

Таким образом, теоретическое описание данного эффекта является весьма интересным. Однако вначале его описание было проведено только путем численного моделирования [4, 5]. Установлено, что в формировании эффекта существенную роль играет изменение модулей спинов подрешеток $S_1 = |\mathbf{S}_1|$ и $S_2 = |\mathbf{S}_2|$ [5, 8] (продольная эволюция спинов). Дли-

1)e-mail: bivanov@i.com.ua

на намагниченности формируется обменным взаимодействием. Все обнаруженные особенности (характерные времена порядка пикосекунд; тот факт, что эффект имеет место даже при наличии магнитного поля до 300 кЭ) свидетельствуют об обменной эволюции [5].

Уравнение Ландау–Лифшица [9] при учете стандартных релаксационных слагаемых [9, 10] сохраняет модуль намагниченности. Вопрос о структуре релаксационных слагаемых в уравнении Ландау–Лифшица, в том числе и вопрос о виде чисто обменных релаксационных слагаемых, рассматривался ранее одним из авторов [11, 12]. Было показано, что продольная эволюция спинов естественным образом возникает при построении общей картины динамики намагниченности ферромагнетиков [11] и антиферромагнетиков [12], но с определенным ограничением. В силу очевидной симметрии обменного взаимодействия оно не может приводить к изменению (в частности, релаксации) полного спина системы. Поэтому эволюция модуля намагниченности простого ферромагнетика сводится к диффузионному процессу (вообще говоря, нелинейному) и отсутствует для интересующего нас однородного случая (см. анализ конкретных задач в работах [11–13]). Однако для магнетика с двумя подрешетками ситуация иная. Здесь чисто обменная релаксация возможна даже для однородной динамики [12].

Эти представления были использованы в работе [8] для качественного описания данных экспериментов. Поскольку длительность лазерного импульса, используемого в эксперименте (менее 100 фс), значительно меньше характерного времени эволюции, анализ можно проводить, рассматривая эволюцию намагниченности вне интервала времени действия импульса. При этом сильно неравновесное состояние, созданное импульсом, играет роль начального условия для уравнения динамики намагниченности. Была предложена следующая схема. Импульс света переводит систему в неравновесное состояние, в котором, однако, направления спинов подрешеток не изменяются по сравнению с начальными. Далее система эволюционирует под действием более быстрой обменной релаксации, следуя на плоскости $(S_1 S_2)$ вдоль прямой линии $S_1 + S_2 = S_1(0) + S_2(0) = \mathrm{const}$ (см. рис. 1 работы [8]). Анализ показал, что эволюция быстро приводит систему в состояние частичного равновесия, которому отвечают значения спинов, отличающиеся от начальных $S_1(0)$, $S_2(0)$ не только величиной, но и знаками. Дальнейшая эволюция происходит за счет более медленной релятивистской релаксации. В итоге система приходит в одно из двух эквивалентных состояний полного равновесия. При этом для широкой области начальных значений, согласованных с экспериментом, конечное состояние после этого двухстадийного процесса отличается от исходного знаками S_1 и S_2, что и объясняет эффект переключения. Однако в работе [8] была исследована чисто продольная динамика, т.е. считалось, что векторы $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$ остаются коллинеарными своим начальным значениям.

В данной работе обменная эволюция векторов спинов подрешеток феррита исследована в общем виде, без предположения о коллинеарности спинов. Найдены нелинейные режимы спиновой динамики, включающие как продольную эволюцию модулей спинов подрешеток, так и прецессию спинов. Показано, что при сильном отклонении системы от равновесия возможна неустойчивость продольной динамики. Амплитуда прецессии нарастает за счет перекачки энергии, связанной с неравновесностью длины вектора $\mathbf{L}$, в отклонение $\mathbf{L}$ от его равновесного направления, коллинеарного $\mathbf{M}$.

Запишем уравнения Ландау–Лифшица для магнетика с двумя подрешетками с чисто обменными релаксационными слагаемыми в виде

$$\hbar\frac{\partial \mathbf{S}_1}{\partial t} = [\mathbf{S}_1, \mathbf{H}_1] + \lambda(\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) - \lambda_1 \nabla^2 \mathbf{H}_1,$$
$$\hbar\frac{\partial \mathbf{S}_2}{\partial t} = [\mathbf{S}_2, \mathbf{H}_2] - \lambda(\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) - \lambda_2 \nabla^2 \mathbf{H}_2, \tag{1}$$

где $\mathbf{S}_1$, $\mathbf{S}_2$ – спины подрешеток, $\mathbf{H}_{1,2} = -\delta w/\delta \mathbf{S}_{1,2}$ – эффективные поля для подрешеток, $w = w(\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2)$ – неравновесный термодинамический потенциал (приходящийся на одну элементарную ячейку), записанный как функционал спиновой плотности подрешеток. Далее постоянная Планка $\hbar$ в промежуточных формулах опускается. Она будет восстановлена лишь в некоторых окончательных результатах. Релаксационные слагаемые могут быть записаны в виде $\delta Q/\delta \mathbf{H}_{1,2}$, где Q – диссипативная функция, $dw/dt = 2Q$. В обменном приближении ее плотность дается выражением [11]

$$2Q = \lambda(\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2)^2 + \lambda_1(\nabla \mathbf{H}_1)^2 + \lambda_2(\nabla \mathbf{H}_2)^2.$$

В дальнейшем будет обсуждаться только однородная динамика и слагаемые с $\lambda_{1,2}$, определяющие вклад неоднородностей (диффузию спина), будут опущены.

Здесь уместно сделать замечание общего характера, касающееся записи уравнений движения намагниченности в магнетиках. Для уравнения Ландау–Лифшица и динамические, и диссипативные слагаемые (как со стандартным релаксационным членом релятивистской природы, так и с обменными членами типа (1)) выбираются линейными по компонентам эффективного поля. Этот подход соответствует принципу Онсагера (см. [11]). Однако *линейность уравнений по эффективному полю* отнюдь не ограничивает применимость этих уравнений *линейным приближением*. Для магнитоупорядоченного состояния существенная нелинейность присутствует в выражении для неравновесного термодинамического потенциала, что и определяет общеизвестные нелинейные свойства уравнения Ландау–Лифшица. Наличие указанной нелинейности уравнений, отражающей свойства системы, делает этот подход весьма естественным и обоснованным. Конечно, возможны обобщения записи этих уравнений, включающие добавки, нелинейные по компонентам эффективного поля. Однако нам не известны случаи, когда такие обобщения приводили бы к новым физическим эффектам.

Фактически в однородном случае и в обменном приближении для двухподрешеточных магнетиков релаксация определяется единственной константой λ. В этом легко убедиться, заметив, что для уравнений (1) сохраняется полный спин $\mathbf{M} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$, что является условием обменного приближения. Отметим, что обменная симметрия не исключает эволюции вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2$ (как его длины, так и направления). Мы приходим к выводу о доминирующей роли обмена спинов между подрешетками (а не независимой релаксации каждой из них, как получается, например, при учете релаксационного слагаемого в форме Гильберта), что подтверждается недавними экспериментами [14].

Естественно, в рамках (1) имеет место только релаксация к состоянию частичного равновесия, которому отвечает минимум термодинамического потенциала при фиксированном $\mathbf{M}$ (вообще говоря, неравновесном). Значение константы λ можно найти из величины декремента затухания $\gamma_{\rm lin}$ малых колебаний вектора $\mathbf{L}$, которое в рамках (1) определяется формулой $\gamma_{\rm lin} = \lambda J_{12}(\bar S_1 - |\bar S_2|)^2/\bar S_1|\bar S_2|$, где $\bar S_1$, $\bar S_2$ – равновесные значения спинов. Важно, что и затухание оптических спиновых волн, связанных с поперечными колебаниями $\mathbf{L}$, и релаксация длины вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ определяются одной и той же константой λ. Это позволяет, во-первых, находить ее из независимых измерений, а во-вторых, использовать для ее оценки известные микроскопические расчеты затухания магнонов [15], что дает $\lambda \propto T^4$.

Далее будем исходить из следующего выражения для термодинамического потенциала двухподрешеточного феррита с чисто обменной симметрией, записанного в однородном случае как функция спинов подрешеток:

$$w(\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2) = f_1(S_1^2) + f_2(S_2^2) + J_{12}\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2, \qquad (2)$$

где $S_{1,2}^2 = \mathbf{S}_{1,2}^2$, не конкретизируя пока вида функций f_1 и f_2. Ясно, что члены с f_1, f_2 вклада в динамические части (1) не дают и $[\mathbf{S}_{1,2}, \mathbf{H}_{1,2}] \to \pm J_{12}[\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2]$. Удобно перейти к уравнениям для неприводимых векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$. Уравнение для $\mathbf{M}$ дает, естественно, $\partial \mathbf{M}/\partial t = 0$, а для $\mathbf{L}$ получается замкнутое векторное уравнение $\partial \mathbf{L}/\partial t = J_{12}[\mathbf{M}, \mathbf{L}] + 2\lambda \mathbf{H}_L$, $\mathbf{H}_L = -\partial w/\partial \mathbf{L}$. Выберем ось z вдоль постоянного вектора $\mathbf{M}$: $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$. Далее удобно записать $\mathbf{L} = L\mathbf{l}$, $\mathbf{l}^2 = 1$. Тогда рассматриваемые уравнения принимают вид

$$\frac{\partial L}{\partial t} = 2\lambda(\mathbf{l}\mathbf{H}_L) = -2\lambda\frac{\partial w}{\partial L},$$
$$\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = J_{12}[\mathbf{M}, \mathbf{l}] + \frac{2\lambda}{L}[\mathbf{H}_L - \mathbf{l}(\mathbf{l}\mathbf{H}_L)]. \qquad (3)$$

При этом диссипативное слагаемое в уравнении для $\mathbf{l}$ похоже на релаксационный член Ландау–Лифшица. Уравнения для $\mathbf{l}$ с учетом конкретной формы термодинамического потенциала удобно переписать в виде

$$\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = J_{12}[\mathbf{M}, \mathbf{l}] + \frac{\lambda}{L}\left(\frac{\partial f_1}{\partial S_1^2} - \frac{\partial f_2}{\partial S_2^2}\right)[\mathbf{M} - \mathbf{l}(\mathbf{l}\mathbf{M})]. \quad (4)$$

Записав $l_x + il_y = \sin\theta \exp(i\varphi)$, $l_z = \cos\theta$, легко показать, что $\varphi = \omega t$, $\hbar\omega = J_{12}M$ и вектор $\mathbf{l}$ при $\theta \neq 0, \pi$ прецессирует с постоянной частотой ω, а амплитуда прецессии $L\sin\theta$ меняется со временем за счет диссипации. Интересно, что при малых $\mathbf{M}$ имеет место "замедление" этой прецессии. Таким образом, нелинейные колебания произвольной немалой амплитуды имеют вид прецессии вектора $\mathbf{L}$ вокруг постоянного вектора $\mathbf{M}$ с частотой $\hbar\omega = J_{12}M$:

$$\mathbf{L} = L_z\mathbf{e}_z + L_\perp(\mathbf{e}_x\cos\omega t + \mathbf{e}_y\sin\omega t),$$
$$L_z = L\cos\theta,\ L_\perp = L\sin\theta,$$

где для величин $L_z(t)$, $L_\perp(t)$ имеет место диссипативная эволюция. Удобно записать систему уравнений для переменных L и θ:

$$\frac{\partial L}{\partial t} = 2\lambda L\left(J_{12} - \frac{\partial f_1}{\partial S_1^2} - \frac{\partial f_2}{\partial S_2^2}\right) +$$
$$+ 2\lambda\left(\frac{\partial f_2}{\partial S_2^2} - \frac{\partial f_1}{\partial S_1^2}\right)M\cos\theta,$$
$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -M\frac{2\lambda}{L}\left(\frac{\partial f_2}{\partial S_2^2} - \frac{\partial f_1}{\partial S_1^2}\right)\sin\theta. \qquad (5)$$

Для простоты и физической ясности выберем для $f_{1,2}$ разложение Ландау вида

$$f_1 = \frac{J_1}{4}(S_1^2 - S_0^2)^2,\ f_2 = J_2\frac{S_2^2}{2}. \qquad (6)$$

Здесь считается, что вторая подрешетка состоит из парамагнитных редкоземельных ионов, f_2 определяется энтропийным слагаемым, а величина J_2 порядка температуры T. Параметр $S_0 = S_0(T)$ формально совпадает со значением равновесной намагниченности железной подрешетки без учета ее взаимодействия с редкоземельной. С учетом (5) для равновесных значений спинов подрешеток $\bar{S}_1$ и $\bar{S}_2$ получаются простые замкнутые формулы, $\bar{S}_1 = \sqrt{S_{1,0}^2 + J_{12}^2/J_1J_2}$, $\bar{S}_2 = -J_{12}\bar{S}_1/J_2$, а рассматриваемые уравнения можно записать в виде

$$t_0\frac{\partial L}{\partial t} = f(L,\theta),\ t_0\frac{\partial \theta}{\partial t} = g(L,\theta),\ t_0 = \frac{4\hbar}{\lambda J_1}, \quad (7)$$

где $f(L,\theta) = -L^3 - 3L^2M\cos\theta + AL + B$,

$$g(L,\theta) = -\frac{M\sin\theta}{L}\left(\frac{4J_2}{J_1} + 4S_{0,1}^2 - L^2 - 2LM\cos\theta - M^2\right),$$

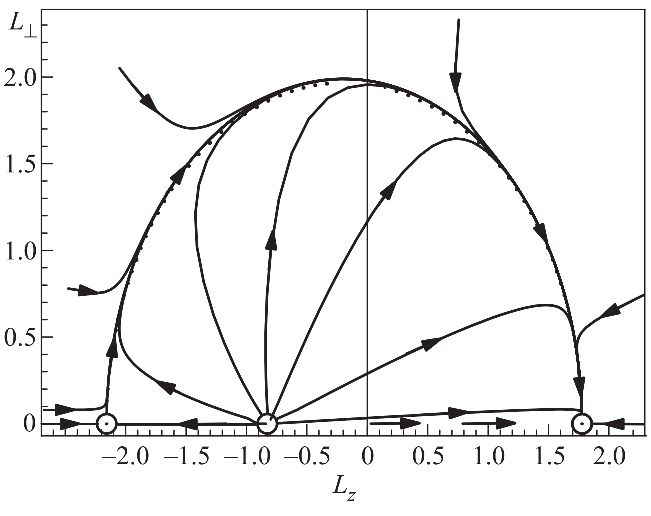
$$A = -M^2(1+2\cos^2\theta) - \frac{4J_2}{J_1} + 4S_{0,1}^2 + \frac{8J_{12}}{J_1},$$

$$B = M\cos\theta\left(\frac{4J_2}{J_1} + 4S_{0,1}^2 - M^2\right).$$

Заметим, что для эволюции переменных $L_z(t)$, $L_\perp(t)$ естественно возникает универсальное характерное время $t_0 = 4\hbar/\lambda J_1$, которое больше, чем "чисто обменное" время $t_{\text{ex}} \sim \hbar/J_1 \sim t_0/\lambda$, в силу малости релаксационной константы λ. При не очень малых значениях $M \sim 1$ и не малом взаимодействии между подрешетками, $J_{12} \sim J_1$, это время также превышает период прецессии вектора $\mathbf{L}$.

Перейдем к анализу эволюции L_z и $L_\perp$. Ясно, что для всех особых точек $\theta = 0, \pi$, а их положения при $\sin\theta = 0$ определяются корнями функции $f(L,\theta)$ при $\sin\theta = 0$. Условие $f(L, \sin\theta = 0) = 0$ можно представить в виде кубического уравнения относительно $L\cos\theta = \pm L$ (удобно считать, что $L > 0$, а угол θ меняется в пределах $0 \le \theta \le \pi$). При $M = 0$ эти три корня есть $L_{1,3}\cos\theta = \pm\sqrt{A}$ и $L_2 = 0$. Понятно, что и при достаточно малых $M \le M_c$ также имеется три вещественных корня. Простой анализ показывает, что условие $L = L_1$, $\theta = 0$ (или $L_z = L_1 > 0$, $L_1 = \sqrt{A}$ при $M = 0$) отвечает положению равновесия (устойчивый узел), $L = L_3$, $\theta = \pi$ (т.е. $L_z = -L_3 < 0$) – седловой точке, а при $L = L_2$ расположен неустойчивый узел. При $M \le M_c$ имеем $L_1 < L_3$, а неустойчивый узел будет отвечать отрицательному значению $L_z = L_2\cos\theta < 0$. При $M = M_c$ корни L_2 и L_3 сливаются. При $M > M_c$ в системе есть только одна особая точка при $L\cos\theta = L_1 > 0$.

Важно отметить, что при всех значениях M система (7) имеет решение $L_z = L_z(t)$, $L_\perp(t) = 0$, которому отвечает чисто продольная эволюция, но физический смысл этих решений разный. В случае $M > M_c$ при всех начальных условиях ($L(0) < L_1$ или $L(0) > L_1$) для этого класса решений величина L_z стремится к своему равновесному значению L_1. Численный анализ показывает, что в этом случае эволюция близка к продольной даже при отклонении от равновесия направления $\mathbf{L}$. Исключением являются только очень большие отклонения, когда $L(0) \sim -L_1$. Тогда длина вектора $\mathbf{L}$ уже близка к равновесию и предпочтителен поворот $\mathbf{L}$. При предельно малых M эволюция является вырожденной: величина угла θ меняется гораздо медленнее, чем L, и фазовые траектории на плоскости $(L_\perp L_z)$ состоят из отрезков радиальных прямых линий $\theta = \text{const}$ и частей окружности $L = L_1 \approx \sqrt{A}$. Для конечных значений $M < M_c$ ситуация является гораздо более интересной. В этом случае также имеется решение вида $L_z = L_z(t)$, $L_\perp(t) = 0$. Однако при начальных значениях $-L_3 < L_z(0) < -L_2$, т.е. между седлом и неустойчивым узлом, продольная эволюция уводит систему дальше от положения равновесия. Эволюция системы в виде фазовой диаграммы в переменных $L_\perp, L_z$ представлена на рисунке. Диаграмма построена численно для конкретного выбора параметров $J_1 = J_2 = 2J_{12}$ и $S_0 = 1$ при значении $M = 0.4 < M_c$. При этих значениях параметров $M_c = 4/3\sqrt{3} \simeq 0.77$.



Эволюция переменных $L_\perp, L_z$, найденная численно для конкретного набора параметров и представленная в виде фазовых траекторий на плоскости. Особые точки отмечены кружками. Сепаратрисная фазовая траектория обозначена линией из точек

Таким образом, точное решение полной системы уравнений для эволюции спинов подрешеток в обменном приближении показало наличие существенно различных режимов. Характер эволюции определяется в основном начальным значением намагниченности M, которая в обменном приближении является интегралом движения. При больших значениях $M > M_c$, а также при всех M и начальном значении $L_z(0) > 0$ имеет место продольная релаксация, рассмотренная ранее в [8]. При $M < M_c$ приблизительно такое же поведение сохраняется и при отрицательных $L_z(0)$, если $L_z(0) > -L_2$. Во всех этих случаях имеется частное решение вида $L_z = L_z(t)$, которое приводит к равновесию. Даже при ненулевом, но малом значении поперечного отклонения $L_\perp(0)$ значение $L_\perp$ в процессе релаксации остается малым. Однако ситуация принципиально меняется, если начальное значение попадает в область неустойчивого узла, расположенного около $L_z \simeq -L_2$ ($L_z \simeq -0.83$ на рисунке). В окрестности этой точки и левее нее на рисунке даже малые значения $L_\perp$ нарастают со временем. В этом случае для широкого интервала начальных условий все фазовые траектории на плоскости $(L_z L_\perp)$ выходят на сепаратрису, которая идет из седла в устойчивый фокус и на которой величины $L_\perp$ не малы. Таким образом, в процессе эволюции возможны сильно нелинейные режимы с $L_\perp \sim L_z \sim 1$. Решение с $L_\perp \neq 0$ при $M \neq 0$ является прецессионным, т.е. для начальных условий с $L_z < -L_2$ приближение к равновесию сопровождается нарастанием амплитуды прецессии вектора $\mathbf{L}$ с постоянной частотой $\hbar\omega = J_{12}M$, так что $\mathbf{L} = L_z\mathbf{e}_z + L_\perp(\mathbf{e}_x \cos\omega t + \mathbf{e}_y \sin\omega t)$. Отметим, что экспериментально наблюдаемая зависимость намагниченностей подрешеток от времени в интервале $0.5 < t < 3$ пс демонстрирует определенную немонотонность на фоне плавного изменения намагниченности, напоминающую осцилляции с периодом порядка 0.3 пс (см. рис. 2 работы [4]). Данные численного моделирования этого процесса, приведенные в той же работе [4], такого поведения не показывают. Однако появление осцилляций было обнаружено в недавних численных исследованиях [16].

Учет поперечных отклонений спинов в процессе эволюции может также оказаться важным для понимания недавнего эксперимента, проведенного для сплава TbFeCo тербия с переходными элементами [17]. Очевидное отличие этого материала от GdFeCo состоит в наличии сильной анизотропии типа легкая ось. Однако понятно, что такая анизотропия не должна влиять на чисто продольную эволюцию. Вместе с тем для TbFeCo "переключения" спинов, характерного для GdFeCo, не наблюдалось, хотя начальная редукция их подрешеток была примерно одинаковой. Понятно, что возможны и другие причины этого различия в поведении, например наличие незамороженного орбитального момента Tb. Подробный анализ данной ситуации выходит за рамки настоящей работы.

Работа частично поддержана совместными грантами Российского фонда фундаментальных исследований и президиума Национальной академии наук Украины (# 0113U001823), а также Российского и Украинского фондов фундаментальных исследований (Ф53.2/045).

1. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. **76**, 4250 (1996).
2. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
3. M. Battiato, K. Carva, and P. M. Oppeneer, Phys. Rev. Lett. **105**, 027203 (2010); D. Rudolf, C. La-O-Vorakiat, M. Battiato et al., Nat. Commun. **3**, 1037 (2012); M. Battiato, K. Carva, and P. M. Oppeneer, Phys. Rev. B **86**, 024404 (2012).
4. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm et al., Nature (London) **472**, 205 (2011).
5. T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans et al., Nature Commun. **3**, 666 (2012).
6. L. Le Guyader, S. El Moussaoui, M. Buzzi et al., Appl. Phys. Lett **101**, 022410 (2012).
7. A. R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 127205 (2012).
8. J. H. Mentink, J. Hellsvik, D. V. Afanasiev et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 057202 (2012).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел*, Л. Д. Ландау, *Собрание трудов*, т. 1, М.: Наука, 1969, с. 128.
10. T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
11. В. Г. Барьяхтар, ЖЭТФ **87**, 1501 (1984); ФТТ **29**, 1317 (1987).
12. В. Г. Барьяхтар, ФНТ **11**, 1198 (1985); ЖЭТФ **94**, 196 (1988).
13. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, Т. К. Соболева, А. Л. Сукстанский, ЖЭТФ **91**, 1454 (1986); V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and K. A. Safaryan, Solid State Comm. **72**, 1117 (1989); E. G. Galkina, B. A. Ivanov, and V. A. Stephanovich, JMMM **118**, 373 (1993); V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, A. L. Sukstanskii, and E. Yu. Melekhov, Phys. Rev. B **56**, 619 (1997).
14. V. López-Flores, N. Bergeard, V. Halté et al., Phys. Rev. B **87**, 214412 (2013).
15. В. Н. Криворучко, Д. А. Яблонский, ЖЭТФ **74**, 2268 (1978), ФТТ **21**, 1502 (1979).
16. U. Atxitia, T. Ostler, J. Barker et al., Phys. Rev. B **87**, 224417 (2013).
17. A. R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 107205 (2013).