В.Г. БАРЬЯХТАР,[1] Б.А. ИВАНОВ,[1] О.Н. ГОЛУБЕВА,[2] А.Д. СУХАНОВ [3]

[1] Институт Магнетизма НАН и МОНмолодьспорт Украины
(Бульв. Академика Вернадского, 36, Киев 03680, Украина)
[2] Russian People Friendship University
(Moscow, Russian)
[3] ЛТФБ ОИЯИ
(Дубна, Россия)

УДК 539

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РЕЛАКСАЦИИ В ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОМ ФЕРРИТЕ

Построена диссипативная функция двухподрешеточного феррита. Вычислены времена релаксации акустической и оптической ветвей спиновых волн. Вычислены времена релаксации намагниченности и вектора антиферромагнетизма феррита. Показано, что наиболее быстрым является процесс релаксации вектора антиферромагнетизма. Время релаксации этой величины определяется обменной релаксационной постоянной и обменно усилено за счет динамики вектора антиферромагнетизма обменными взаимодействиями между атомами подрешеток. Наиболее медленным процессом является процесс релаксации намагниченности феррита. В обменном приближении время релаксации намагниченности стремится к бесконечности при возрастании длины неоднородностей намагниченности. Проведено сопоставление с экспериментальными данными относительно явления релаксации в сплаве редкоземельных и переходных металлов GdFeCo.

Ключевые слова: диссипативная функция двухподрешеточного феррита, время релаксация намагниченности, время релаксация вектора антиферромагнетизма.

1. Введение

Применение магнитных материалов в современной электронике и вычислительной технике включает различные направления, среди которых наиболее актуальным остается создание систем записи информации для ЭВМ. Тенденция развития включает создание приборов с более плотной записью и максимально высоким быстродействием. Здесь оптическая перпендикулярная запись, особенно с использованием современных фемтосекундных лазеров, фактически не имеет альтернативы. Если задачи увеличения плотности записи информации могут быть решены чисто оптическими методами (системы излучения ближнего поля, применение лазеров, излучающих в фиолетовом диапазоне), то проблема скорости записи и считывания информации в магнитных системах памяти и обработки информации требует решения фундаментальных проблем динамической физики магнетизма.

В последние годы сформировалась новая и перспективная область физики магнетизма, базирующаяся на возможности манипулирования намагниченностью магнетиков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, см. обзор [1]. Эта область получила название фемтомагнетизм [2], в ее рамках получено много интересных результатов. В первых экспериментах на простых ферромагнитных металлах было найдено, что использование нагрева металлических ферромагнетиков импульсом приводит к быстрому (за время порядка нескольких пикосекунд) изменению намагниченности материала [3]. Далее была отмечена возможность нетеплового возбуждения спиновых колебаний в прозрачных магнетиках с использованием обратного эффекта Фарадея [4], что на несколько лет определило основное направление развития фемтомагнетизма [1]. При длительности импульса порядка 100 фемтосекунд таким образом можно возбуждать колебания с частотами до терагерц, что превышает значение естественной частоты магнитного резонанса в одноосных и ромбических антиферромагнетиках, см. [5, 6]. Такой метод позволил возбудить спиновые колебания как в магнетиках со слабым магнетизмом (типа ортоферритов [7] или бората железа) [8], так и в чистых антиферромагнетиках типа оксида никеля [9,10], а также реализовать нелинейные режимы движения типа спиновой переориентации [11].

Однако вскоре оказалось, что возможности тепловых фемтомагнитных эффектов также еще далеко не исчерпаны. Недавно для ферримагнетиков (конкретно, сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo) было обнаружено сверхбыстрое (за время порядка нескольких пикосекунд) изменение направления намагниченностей подрешеток под воздействием лазерного импульса с длительностью меньше 100 фемтосекунд [12]. Результат работы [12] оказался неожиданным и достаточно необычным, он характерен только для ферримагнетиков. Установлено, что эффект переориентации не связан с поляризацией света и обусловлен только предельно коротким (но сильным, с максимальным значением температуры выше точки Кюри T_C) нагревом образца [12] (см. новый подход к этой проблеме, основанный на анализе электронных процессов при лазерном возбуждении металла в [13]). Эффект обнаружен как для сплошных пленок, так и для микрочастиц [14] и наночастиц [15], для материалов с точкой компенсации и в отсутствии ее [14]. Микроскопическая причина эффекта переориентации пока не вполне ясна. Установлено только, что в формировании эффекта существенную роль играет изменение ***модулей*** магнитных моментов подрешеток $S_1 = |\mathbf{S}_1|$ и $S_2 = |\mathbf{S}_2|$ [14,16]. Иными словами, для описания эффекта существенна чисто ***продольная эволюция*** магнитных моментов подрешеток. Такая продольная динамика в принципе отсутствует для классического уравнения Ландау–Лифшица [17], так как даже при учете стандартных релаксационных слагаемых типа Ландау–Лифшица–Гильберта [17, 18] эти уравнения сохраняют модуль намагниченности.

Ранее одним из авторов было показано, что продольная эволюция спинов естественным образом возникает при построении общей картины динамики намагниченности ферромагнетиков [19] и антиферромагнетиков [20]. В предложенной картине особую роль играет прямое влияние обменного взаимодействия на эволюцию спинов. Принимая во внимание симметрию обменного взаимодействия, оно не может приводить к изменению полного спина системы. В силу этого обстоятельства вклад такого взаимодействия в стандартную поперечную спиновую динамику доминирует только в случае, когда стандартная релятивистская релаксация слабая [21]. Предложенная в работах [19, 20] феноменологическая концепция обменной релаксации оказалась наиболее адекватным инструментом для описания сверхбыстрой динамики спина, и была использована в работе [16] для качественного описания данных эксперимента. Однако отсутствие развития этого подхода для ферримагнетика сдерживает количественное описание эффектов продольного перемагничивания.

Настоящая статья посвящена построению эффективных уравнений движения и диссипативной функции для двухподрешеточного феррита и исследованию на ее основе различных процессов релаксации в таком магнетике. Для ферримагнетика представляют интерес различные процессы релаксации, как продольной (релаксация длин векторов намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$ и антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2$), так и поперечной, определяющей затухание магнонов двух ветвей. Показано, что, в отличие от случая ферромагнетика, здесь возможны чисто обменные процессы однородной релаксации с одной универсальной константой Λ. Среди них наиболее быстрым процессом является процесс релаксации длины вектора антиферромагнетизма. Показано, что эта релаксация обусловлена обменным взаимодействием между подрешетками феррита и усилена обменными взаимодействиями внутри подрешеток. Релаксация суммарной намагниченности феррита происходит значительно медленнее и, как и в случае простого ферромагнетика, описывается неоднородными обменными взаимодействиями и релятивистскими взаимодействиями. Вычислены также времена затухания оптической и акустической ветвей спиновых волн в феррите. Декремент затухания оптической моды определяется той же обменной константой Λ, что и время релаксации длины вектора антиферромагнетизма.

2. Квазиравновесный термодинамический потенциал феррита

Будем исходить из следующих выражений для квазиравновесного термодинамического потенциала двухподрешеточного феррита $W = W_{e,u}+W_{e2}+W_a$:

$$W_{e,u} = \frac{J_{11}}{4}\left(\mathbf{S}_1^2-S_{01}^2\right)^2+\frac{J_{22}}{4}\left(\mathbf{S}_2^2-S_{02}^2\right)^2+J_{12}\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2,$$
$$W_{e2} = \frac{\alpha_{11}}{2}\left(\nabla\mathbf{S}_1\right)^2+\frac{\alpha_{22}}{2}\left(\nabla\mathbf{S}_2\right)^2, \qquad (2.1)$$
$$W_a = -\frac{1}{2}(K_{11}S_{1,z}^2+K_{22}S_{2,z}^2),$$

которое включает энергию однородного обменного взаимодействия W_e, энергию неоднородного обменного взаимодействия $W_{e,2}$ и энергию одноосной анизотропии W_a. Коэффициенты J_{11} и J_{22} определяют интенсивность обменного взаимодействия внутри первой и второй подрешетки, соответственно, J_{12} дает взаимодействие между подрешетками. Считается, что присутствует одноосная анизотропия с константами магнитной анизотропии $K_{11} > 0$ и $K_{22} > 0$ для подрешеток, легкая ось выбрана вдоль оси z, α – константы неоднородного обменного взаимодействия. Фактически, вклад в термодинамический потенциал, обусловленный обменным взаимодействием внутри подрешетки, выписан в виде разложения Ландау, величины S_{01} и S_{02} определяют равновесное значение спина при данной температуре без учета взаимодействия подрешеток. Соотношения между константами, входящими в энергию, даются неравенствами $J_{11}, J_{22}, J_{12} \gg K_{11} \sim K_{22}$.

Зная квазиравновесный термодинамический потенциал, можно найти основное состояние феррита и величины намагниченности феррита в основном состоянии. Они определяются формулами

$$K_{11}\bar{S}_1+J_{11}\bar{S}_1X+\bar{S}_2J_{12}=0,$$
$$K_{22}\bar{S}_2+\bar{S}_1J_{12}+\bar{S}_2YJ_{22}=0, \qquad (2.2)$$

где введены обозначения

$$X \equiv S_{01}^2-\bar{S}_1^2, Y \equiv S_{02}^2-\bar{S}_2^2, \qquad (2.3)$$

через $\bar{S}_1$ и $-\bar{S}_2$, $\bar{S}_1 > 0$, $\bar{S}_2 > 0$ обозначены значения магнитных моментов подрешеток в основном состоянии (поскольку $J_{12} > 0$, спины подрешеток антипараллельны, и средние значения $\bar{\mathbf{S}}_1$ и $\bar{\mathbf{S}}_2$ направлены “вверх” и “вниз” соответственно). Для определенности будем считать, что $\bar{S}_1 > \bar{S}_2$.

3. Спиновая динамика и диссипативная функция феррита

Для расчета процесса релаксации и затухания спиновых волн будем исходить из уравнений Ландау–Лифшица для спинов подрешеток:

$$\frac{\partial\mathbf{S}_1}{\partial t}=[\mathbf{S}_1,\mathbf{H}_1]+\mathbf{R}_1, \frac{\partial\mathbf{S}_2}{\partial t}=[\mathbf{S}_2,\mathbf{H}_2]+\mathbf{R}_2, \qquad (3.1)$$

где $\mathbf{H}_1$ и $\mathbf{H}_2$ – эффективные поля для подрешеток,

$$\mathbf{H}_1=-\frac{\partial W}{\partial\mathbf{S}_1}, \mathbf{H}_2=-\frac{\partial W}{\partial\mathbf{S}_2},$$

$\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$ – диссипативные слагаемые. В духе работ [19, 20] диссипативные слагаемые можно записать через вариацию диссипативной функции по соответствующему эффективному полю:

$$\mathbf{R}_1=\frac{\partial q}{\partial\mathbf{H}_1}, \mathbf{R}_2=\frac{\partial q}{\partial\mathbf{H}_2}. \qquad (3.2)$$

Следуя идее построения диссипативной функции, предложенной одним из авторов [19], диссипативную функцию будем строить как квадратичную функцию по эффективным магнитным полям $\mathbf{H}_1$ и $\mathbf{H}_2$ таким образом, чтобы диссипативная функция была инвариантной относительно преобразований симметрии феррита. Это позволяет представить структуру слагаемых, связанных с тем или иным взаимодействием. Нетрудно видеть, что она имеет вид

$$q = q_u^e+q_u^r+q_{u,3}^r+q_{n,u}^e. \qquad (3.3)$$

Здесь первое слагаемое описывает вклад однородного обменного взаимодействия:

$$2q_u^e=\mathbf{R}_1\mathbf{H}_1+\mathbf{R}_2\mathbf{H}_2=\Lambda(\mathbf{H}_1-\mathbf{H}_2)^2, \qquad (3.4)$$

которое, в принципе, не может присутствовать для ферромагнетиков, смысл остальных слагаемых такой же, как для ферромагнетиков, $q^r_{u,z}$ и q^r_u определяются присутствием чисто одноосной и ромбической анизотропии:

$$\begin{aligned} &2q^r_{u,z} = \Lambda_z(H^2_{1,z} + H^2_{2,z});\\ &2q^r_u = \Lambda^r_1(H^2_{1,x} + H^2_{1,y}) + \Lambda^r_2(H^2_{2,x} + H^2_{2,y}), \end{aligned} \tag{3.5}$$

и $2q^e_{n,u} = \lambda^e_{11}(\nabla\mathbf{H}_1)^2 + \lambda^e_{22}(\nabla\mathbf{H}_2)^2$ определяет вклад неоднородного обмена. Для линейной спиновой волны с волновым вектором k величина $2q^e_{n,u} = k^2(\lambda_1\mathbf{H}^2_1 + \lambda_2\mathbf{H}^2_2)$. Мы ограничились здесь простейшими формулами для диссипативной функции. Например, не выписали инвариантов типа $H_{1,x}H_{2,x}$, $H_{1,z}H_{2,z}$ и т. д. Учет таких инвариантов не меняет ответов, но значительно "удлиняет" формулы для релятивистских вкладов в затухание, когда как нашей главной задачей является анализ однородного обменного вклада, уникального для ферримагнетика.

4. Закон сохранения суммарной намагниченности феррита

Обменная симметрия спиновой динамики означает, что при однородных поворотах намагниченности и вектора антиферромагнетизма феррита его квазиравновесный потенциал не изменяется. С этой симметрией связан закон сохранения полной намагниченности магнетика. Используя уравнения движения (3.1) при условии, что $W_a = 0$ нетрудно убедится, что дифференциальная форма закона сохранения для феррита в чисто обменном приближении имеет вид:

$$\frac{\partial(\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{\Pi}^{\rm dyn}_k + \mathbf{\Pi}^{\rm dis}_k)}{\partial x_k} = 0, \tag{4.1}$$

где векторы в спиновом и координатном пространствах преобразуются независимо. Динамическая и диссипативная части потока намагниченности равны, соответственно

$$\mathbf{\Pi}^{\rm dyn}_k = \alpha_{11}\left[\mathbf{S}_1, \frac{\partial\mathbf{S}_1}{\partial x_k}\right] + \alpha_{22}\left[\mathbf{S}_2, \frac{\partial\mathbf{S}_2}{\partial x_{k\,2}}\right], \tag{4.2}$$

$$\mathbf{\Pi}^{\rm dis}_k = \lambda^e_{11}\frac{\partial\mathbf{H}_1}{\partial x_k} + \lambda^e_{22}\frac{\partial\mathbf{H}_2}{\partial x_k}. \tag{4.3}$$

Важно подчеркнуть, что единственный вклад в $\mathbf{\Pi}^{dis}_k$ обусловлен неоднородным обменом, и фактически такой же, как и для ферромагнетика. Однородная обменная диссипация с константой Λ, специфическая только для ферримагнетика, не изменяет вида $\mathbf{\Pi}^{dis}_k$. В случае наличия одноосной анизотропии имеет место только симметрия относительно однородных поворотов вокруг оси анизотропии, и сохраняется только z-проекция полного момента, $S_{1,z} + S_{2,z}$, при этом дифференциальная форма закона сохранения для феррита имеет вид:

$$\frac{\partial(S_{1,z} + S_{2,z})}{\partial t} + \frac{\partial(\Pi^{\rm dyn}_k + \Pi^{\rm dis}_k)}{\partial x_k} = 0, \tag{4.4}$$

и динамическая и диссипативная части потока намагниченности равны, соответственно $\Pi^{\rm dyn}_k = (\mathbf{e}_z, \mathbf{\Pi}^{\rm dyn}_k)$, $\Pi^{\rm dis}_k = (\mathbf{e}_z, \mathbf{\Pi}^{\rm dis}_k)$, где $\mathbf{e}_z$ – орт вдоль оси z.

5. Линеаризованные уравнения движения

Для расчета спектров и затухания будем исходить из линеаризованных уравнений движения Ландау–Лифшица с учетом диссипативных слагаемых (3.1)–(3.3). Запишем $\mathbf{S}_1 = \bar{S}_1\mathbf{e}_z + \mathbf{s}_1$, $\mathbf{S}_2 = -\bar{S}_2\mathbf{e}_z + \mathbf{s}_2$ и начнем с анализа уравнений, полученных в результате линеаризации уравнения движения по $\mathbf{s}_{1,2}$ без учета диссипации. Удобно расписать сумму и разность уравнений для добавок в компонентах вдоль осей. Суммы линеаризованных уравнений для компонент $\mathbf{s}_1$ и $\mathbf{s}_2$ с учетом того, что зависимость от времени малых отклонений экспоненциальная и имеет вид простой волны с волновым вектором $\mathbf{k}$, $s_{1,2} \propto \exp(\mathbf{kx} - i\omega t)$ имеют вид:

$$\begin{aligned} &(\mathrm{I})\quad i\omega s_{1,x} - \bar{S}_1(K_{11} + k^2\alpha_{11})s_{1,y} + i\omega s_{2,x} +\\ &+ \bar{S}_2(K_{22} + k^2\alpha_{22})s_{2,y} = 0,\\ &(\mathrm{II})\quad \bar{S}_1(K_{11} + k^2\alpha_{11})s_{1,x} + i\omega s_{1,y} -\\ &- \bar{S}_2(K_{22} + k^2\alpha_{22})s_{2,x} + i\omega s_{2,y} = 0,\\ &(\mathrm{III})\quad i\omega(s_{1,z} + s_{2,z}) = 0. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Соответственно еще три уравнения получаются для разности уравнений для $\mathbf{s}_1$ и $\mathbf{s}_2$.

$$\begin{aligned} &(\mathrm{IV})\quad i\omega s_{1,x} - \bar{S}_1(K_{11} + k^2\alpha_{11})s_{1,y} - i\omega s_{2,x} -\\ &- \bar{S}_2(K_{22} + k^2\alpha_{22})s_{2,y} = 0,\\ &(\mathrm{V})\quad \bar{S}_1(K_{11} + k^2\alpha_{11})s_{1,x} + i\omega s_{1,y} +\\ &+ \bar{S}_2(K_{22} + k^2\alpha_{22})s_{2,x} - i\omega s_{2,y} = 0,\\ &(\mathrm{VI})\quad i\omega(s_{1,z} - s_{2,z}) = 0. \end{aligned} \tag{5.2}$$

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2013. Т. 58, № 12

Обратим внимание на то, что приведенная система шести уравнений распадается на три пары независимых уравнений для величин

$$(s_{1,x} - is_{1,y}) = s_1^{(-)},\ (s_{2,x} - is_{2,y}) = s_2^{(-)},$$
$$(s_{1,x} + is_{1,y}) = s_1^{(+)},\ (s_{2,x} + is_{2,y}) = s_2^{(+)},\ s_{1,z},\ s_{2,z}$$

Первые два уравнения получаются в результате линейных комбинаций из уравнений (5.1) и (5.2):

$$\mathrm{IV} + i\mathrm{V} \to s_1^{(-)}(-\omega + \bar{S}_1 K_{11} + k^2 \bar{S}_1 \alpha_{11}) +$$
$$+ s_2^{(-)}(\omega + \bar{S}_2 K_{22} + k^2 \bar{S}_2 \alpha_{22}) = 0, \quad (5.3a)$$
$$\mathrm{I} - i\mathrm{II} \to is_1^{(-)}(\omega - \bar{S}_1 K_{11} - k^2 \bar{S}_1 \alpha_{11}) +$$
$$+ s_2^{(-)}(\omega + \bar{S}_2 K_{22} + k^2 \bar{S}_2 \alpha_{22})) = 0, \quad (5.3b)$$

$$\mathrm{IV} - i\mathrm{V} \to s_1^{(+)}(\omega + \bar{S}_1 K_{11} + k^2 \bar{S}_1 \alpha_{11}) +$$
$$+ s_2^{(+)}(-\omega + \bar{S}_2 K_{22} + k^2 \bar{S}_2 \alpha_{22}) = 0, \quad (5.4a)$$
$$\mathrm{I} + i\mathrm{II} = is_1^{(+)}(\omega + \bar{S}_1 K_{11} + k^2 \bar{S}_1 \alpha_{11}) +$$
$$+ s_2^{(+)}(\omega - \bar{S}_2 K_{22} - k^2 \bar{S}_2 \alpha_{22}) = 0. \quad (5.4b)$$

Уравнения для пары $s_{1,z}$ и $s_{2,z}$ остаются такими же, как приведенные выше.

Это обстоятельство не является случайным, а обусловлено симметрией кристалла. Для одноосного кристалла при повороте вокруг оси симметрии на угол φ величины $s_1^{(+)}, s_2^{(+)}$ преобразуются по закону $s_1^{(+)}, s_2^{(+)} \propto \exp(i\varphi)$, а величины $s_1^{(-)}, s_2^{(-)}$ преобразуются по закону $s_1^{(-)}, s_2^{(-)} \propto \exp(-i\varphi)$, при этом величины $s_{1,z}$ и $s_{2,z}$ остаются неизменными. Эти же соображения сохраняются и при учете релаксационных слагаемых, так как они строились в соответствии с симметрией кристалла.

6. Спектры и затухания

Линеаризованная система уравнений описывает четыре типа собственных движений спиновой системы ферримагнетика. Два из них чисто диссипативные и определяют релаксацию z-проекций суммарного спина и вектора антиферромагнетизма, а две имеют конечную частоту, они описывают частоты собственных спиновых волн. Не останавливаясь на простых, но длинных выкладках приведем ответы для спектров и затуханий спиновых волн и времен релаксации.

6.1. Акустические спиновые волны

Частота акустической спиновой волны Ω_1 и ее затухание Γ_1 определяются по формулам

$$\omega_{\mathrm{acous}} = \Omega_1 - i\Gamma_1, \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= g\frac{(\bar{S}_1^2 K_{11} + \bar{S}_2^2 K_{22} + k^2(\bar{S}_1^2 \alpha_{11} + \bar{S}_2^2 \alpha_{22}))}{\bar{S}_1 - \bar{S}_2}, \\ \Gamma_1 &= \frac{\Omega_1(k^2 \bar{S}_2 \lambda_m + k^2 \bar{S}_1 \lambda_s + \bar{S}_2 \Lambda_1^r + \bar{S}_2 \Lambda_2^r))}{2\Omega_2 \bar{S}_1 \bar{S}_2}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

6.2. Оптические волны

Для них имеем

$$\omega_{\mathrm{opt}} = \Omega_2 - i\Gamma_2, \quad (6.3)$$

$$\Omega_2 = g\frac{1}{(\bar{S}_1 - \bar{S}_2)}[\bar{S}_1 \bar{S}_2 (K_{11} + k^2 \alpha_{11} +$$
$$+ K_{22} + k^2 \alpha_{22}) + (\bar{S}_1 - \bar{S}_2)^2 J_{12}] \approx (\bar{S}_1 - \bar{S}_2) J_{12},$$
$$\Gamma_2 = \Lambda \frac{(\bar{S}_1 - \bar{S}_2)\Omega_2}{\bar{S}_1 \bar{S}_2} \approx \Lambda J_{12} \frac{(\bar{S}_1 - \bar{S}_2)^2}{\bar{S}_1 \bar{S}_2}. \quad (6.4)$$

6.3. Продольная релаксация

Затухание компонент $M_z = S_{1,z} + S_{2,z},\ L_z = S_{1,z} - S_{2,z}$ определяется чисто мнимыми собственными частотами уравнений и происходит по закону

$$\begin{aligned} L_z &= \bar{S}_1 + \bar{S}_2 + \delta L(0)\exp(-\Gamma_L t), \\ M_z &= \bar{S}_1 - \bar{S}_2 + \delta M(0)\exp(-\Gamma_M t), \end{aligned} \quad (6.5)$$

где $\delta L(0)$ и $\delta M(0)$ – начальные отклонения длин векторов антиферромагнетизма и суммарного спина от их равновесных значений, которые предполагались малыми. Коэффициенты затухания определяются формулами

$$\begin{aligned} d\Gamma_L &= 2\Lambda(\bar{S}_1^2 J_{11} + \bar{S}_2^2 J_{22}) + \Lambda J_{12} \tfrac{(\bar{S}_1 - \bar{S}_2)^2}{\bar{S}_1 \bar{S}_2}, \\ \Gamma_M &= \frac{4\bar{S}_1^2 \bar{S}_2^2 k^2 J_{11} J_{22} \lambda_m}{\bar{S}_1^2 J_{11} + \bar{S}_2^2 J_{22}}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

7. Обсуждение полученных результатов

Из формул (6.2) следует, что в изотропном приближении, когда

$$K_{11} = K_{22} = 0,\ \Lambda_1^r = \Lambda_2^r = 0,$$

значения частот и затуханий переходят в известные результаты,

$$\Omega_1 \approx \alpha k^2, \Gamma_1 \approx k^4,$$

полученные Блохом [22] и Дайсоном [23], см. также [24], для простого ферромагнетика в рамках микроскопической теории и следующие из последовательной феноменологической теории обменной релаксации, развитой для ферромагнетиков [19]. Вывод об аномально медленной релаксации акустических волн связан с изотропным приближением и проявлением вырожденности основного состояния феррита. Напомним, что в изотропном состоянии энергии всех однородных состояний ферромагнетика с произвольной ориентацией вектора намагничивания одинаковы. Это и проявляется в поведении времени затухания акустических спиновых волн $\tau \propto (1/k^4) \to \infty$ при $k \to 0$. Для релаксации полного спина ответ опять такой же, как в ферромагнетике, см. микроскопический анализ в монографии [24] и феноменологическое рассмотрение в [19]. Релаксация вектора намагниченности обменно усилена (см. (6.6)), но определяется константой неоднородного обменного взаимодействия. В общем, эти два результата ожидаемы; общепринято, что для феррита вдали от точки компенсации низкочастотная динамика не чувствительна к подрешеточной структуре, и такая же, как для ферромагнетика (область точки компенсации, в которой $\bar{S}_1 \to \bar{S}_2$, требует особого рассмотрения [25], которое выходит за рамки этой работы). Поэтому мы далее не обсуждаем эти величины.

Оптическая частота определяется обменным интегралом взаимодействия между подрешетками феррита J_{12}. Обратим внимание, что затухание оптической спиновой волны велико и определяется однородной обменной релаксационной константой Λ. Этот результат соответствует результатам микроскопического расчета, в котором для различных моделей всегда получается множитель $(\bar{S}_1 - \bar{S}_2)^2$ и температурная зависимость $\Gamma \propto T^4$ [26, 27]. Важно подчеркнуть, что эти особенности имеют место для существенно различных систем, а именно, для железо-иттриевого феррита-граната, в котором две подрешетки образованы атомами железа и имеют существенные обменные взаимодействия [26], и для феррита-граната гадолиния, где обменное взаимодействие между атомами гадолиния пренебрежимо мало [27]. В силу этого можно ожидать, что $\Lambda \propto T^4$, что было бы интересно проверить экспериментально.

Итак, анализ формул для релаксационных констант (6.2)–(6.6) приводит к выводу, что самый быстрый процесс – релаксация вектора антиферромагнетизма, следующий процесс – релаксация оптических спиновых волн, затем следует процесс релаксации вектора намагниченности, и наиболее медленным является процесс релаксации акустических спиновых волн. Наибольший интерес представляют результаты расчета релаксации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L}$. Из формул (6.5), (6.6) видим, что релаксация длины вектора $\mathbf{L}$ усилена за счет внутриподрешеточных обменных интегралов $J_{11},\ J_{22}$, но определяется обменной релаксационной константой Λ. Именно этот факт и приводит к эффектам изменения знака намагниченности, которые наблюдались в работах [12, 14]. Система быстро развивается вдоль линии $S_1 + S_2$ =const, попадая при этом в сильно неравновесное состояние, см. качественный анализ в работе [16]. Особо важно, что и затухание оптических спиновых волн, и релаксация длины вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ определяются одной и той же константой Λ, что позволяет, во-первых, находить эту константу из независимых измерений, во-вторых, использовать известные микроскопические расчеты затухания магнонов для оценки времени релаксации длины вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L}$.

Работа частично поддержана совместным грантом и Президиума Национальной Академии Наук Украины и Российского Фонда фундаментальных исследований. Часть результатов этой работы была доложена на международной конференции “Функциональные материалы” [28].

1. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
2. J.-Y. Bigot, M. Vomir, and E. Beaurepaire, Nature Phys. **5**, 515 (2009).
3. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. **76**, 4250 (1996).
4. L.P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP **12**, 1008 (1961)
5. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* (Физматлит, Москва, 2001).
6. В.Г. Барьяхтар, Б.А.Иванов, М.В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985);V.G. Baryakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory* (Springer, Berlin, 1994); Б.А. Иванов, ФНТ **31**, 841 (2005).
7. A V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, Nature **429**, 850 (2004); A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and

Th. Rasing, Nature **435**, 655 (2005); R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B.A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **84**, 064402 (2011).
8. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **99**, 167205 (2007).
9. А.Ю. Галкин, Б.А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **88**, 286 (2008).
10. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B.A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, Phys. Rev. Lett. **105**, 077402 (2010).
11. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Nature Phys. **5**, 570 (2009).
12. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A V. Kimel, Nature **472**, 205 (2011).
13. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, Phys. Rev. Lett. **105**, 027203 (2010); D. Rudolf, C. La-O-Vorakiat, M. Battiato, R. Adam, J.M. Shaw, E. Turgut, P. Maldonado, S. Mathias, P. Grychtol, H.T. Nembach, T.J. Silva, M. Aeschlimann, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, C.M. Schneider, and P.M. Oppeneer, Nat. Commun. **3**, 1037 (2012); M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, Phys. Rev. B **86**, 024404 (2012).
14. T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. ElMoussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, Nat. Commun. **3**, 666 (2012).
15. L. Le Guyader, S. El Moussaoui, M. Buzzi, R.V. Chopdekar, L.J. Heyderman, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel, and F. Nolting, Appl. Phys. Lett **101**, 022410 (2012).
16. J.H. Mentink, J. Hellsvik, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, O. Eriksson, M.I. Katsnelson, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **108**, 057202 (2012).
17. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел* (Наука, Москва, 1969).
18. T.L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
19. В.Г. Барьяхтар, ЖЭТФ **87**, 1501 (1984); ФТТ **29**, 1317 (1987); I.V. Bar'yakhtar and V.G. Bar'yakhtar, Ukr. Fiz. Zh. **43**, 1433 (1998).
20. В.Г. Барьяхтар, ФНТ **11**, 1198 (1985); ЖЭТФ **94**, 196 (1988).
21. 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); V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, A.L. Sukstanskii and E.Yu. Melekhov, Phys. Rev. B **56**, 619 (1997).
22. F. Bloch, Z. Phys. **74**, 295 (1932).
23. F. Dyson, Phys. Rev. **102**, 1217 (1956).
24. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Наука, Москва, 1967).
25. Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, ЖЭТФ **84**, 370 (1983).
26. В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, ЖЭТФ **74**, 2268 (1978).
27. В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, ФТТ **21**, 1502 (1979).
28. D.V. Afanasiev, V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, J.H. Mentink, J. Hellsvik, O. Eriksson, A.V. Kimel, A.I. Kirilyuk, M.I. Katsnelson, and Th. Rasing, in *Abstracts of the International Conference on Functional Materials ICFM'2011,* Partenit, Ukraine (2011), p. 16.

Получено 31.01.2013

В.Г. Бар'яхтар,
Б.А. Іванов, О.Н. Голубева, $\boxed{\text{А.Д. Суханов}}$

ФЕНОМЕНОЛОГІЧНА ТЕОРІЯ
РЕЛАКСАЦІЇ У ДВОПІДҐРАТКОВОМУ ФЕРИТІ

Р е з ю м е

Побудовано дисипативну функцію двопідґраткового фериту. Обчислено часи релаксації акустичної та оптичної гілок спінових хвиль. Обчислені часи релаксації намагніченості і вектора антиферомагнетизму фериту. Показано, що найбільш швидким є процес релаксації вектора антиферомагнетизму. Час релаксації цієї величини визначається обмінною релаксаційною сталою і обмінно посилено за рахунок динаміки вектора антиферомагнетизму обмінними взаємодіями між атомами підґраток. Найбільш повільним процесом є процес релаксації намагніченості фериту. В обмінному наближенні час релаксації намагніченості прагне до нескінченності при зростанні довжини неоднорідностей намагніченості. Проведено зіставлення з експериментальними даними щодо явища релаксації в сплаві рідкісноземельних і перехідних металів GdFeCo.

V.G. Bar'yakhtar,
B.A. Ivanov, O.N. Golubjeva, $\boxed{\text{A.D. Sukhanov}}$

PHENOMENOLOGICAL THEORY
OF RELAXATION IN TWO-SUBLATTICE FERRITE

S u m m a r y

The dissipative function of a two-sublattice ferrite was constructed. The relaxation times for the acoustic and optical branches of spin waves are calculated, as well as the relaxation times for the magnetization and antiferromagnetism vectors. The process of antiferromagnetism vector relaxation is shown to be the quickest one. The corresponding relaxation time is governed by the exchange relaxation constant and, due to the exchange interactions between atoms in the sublattices, becomes shorter owing to the dynamics of the antiferromagnetism vector. The process of ferrite magnetization relaxation is the slowest one. In the exchange approximation, the magnetization relaxation time tends to infinity, as the length of magnetization non-uniformities grows. The results obtained are compared with the experimental data on the relaxation phenomenon in GdFeCo alloy of rare-earth and transition metals.