

Использование обобщенных уравнений Ландау–Лифшица для описания динамики многоподрешеточного антиферромагнетика в присутствии спин-поляризованного тока

Е.В. Гомонай¹, В.М. Локтев^{1,2}

¹Национальный технический университет Украины «КПИ», пр. Перемоги, 37, Киев, 03056, Украина
E-mail: helen.gomonay@gmail.com

²Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины
ул. Метрологическая, 14, б, г. Киев, 03680, Украина

Статья поступила в редакцию 8 мая 2015 г., опубликована онлайн 24 июля 2015 г.

Антиферромагнетики (АФМ) с нулевой или малой макроскопической намагниченностью являются перспективными материалами спинтроники. На основании обобщенных уравнений Ландау–Лифшица исследуется магнитная динамика трехподрешеточного АФМ в присутствии спин-поляризованного тока и, в частности, изучаются процессы переключения между различными равновесными состояниями. Найдены условия эффективного переключения импульсными и постоянными токами, а также внешним магнитным полем. Рассмотрены особенности стационарных динамических состояний, обусловленных током. Полученные результаты могут использоваться при разработке быстродействующих элементов памяти на основе АФМ материалов.

Антиферромагнетики (АФМ) з нульовою або малою макроскопічною намагніченістю є перспективними матеріалами спинтроники. На підставі узагальнених рівнянь Ландау–Ліфшица досліджується магнітна динаміка трьохпідградаткового АФМ в присутності спін-поляризованого струму і, зокрема, вивчаються процеси перемикання між різними рівноважними станами. Знайдено умови ефективного перемикання імпульсними і постійними струмами, а також зовнішнім магнітним полем. Розглянуто особливості стаціонарних динамічних станів, обумовлених струмом. Отримані результати можуть використовуватися при розробці швидкодіючих елементів пам'яті на основі АФМ матеріалів.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;

72.25.Pn стимулированная токoм спиновая накачка;

85.75.-d Магнитоэлектроника, спинтроника, устройства, использующие спин-поляризованный транспорт.

Ключевые слова: уравнение Ландау–Лифшица, антиферромагнетик, неколлинеарные антиферромагнетики, спинтроника.

1. Введение

На протяжении вот уже восьмидесяти лет векторное уравнение Ландау–Лифшица [1], а в проекциях — уравнения Ландау–Лифшица (УЛЛ) являются эффективным инструментом для изучения динамики макроскопической намагниченности ферромагнетиков (ФМ). За время, прошедшее после их написания, они неоднократно обобщались и продемонстрировали свою при-

годность для различных магнетиков, в том числе со многими подрешетками — ферри- и антиферромагнетиков (АФМ) [2], кроме того, вихрей и скирмионов, систем с затуханием [3], открытых систем, а также магнитных металлов, через которые протекает спин-поляризованный ток [4,5].

Несмотря на то, что УЛЛ соответствуют по существу приближению среднего поля, они достаточно успешно моделируют поведение как однородно намагниченных

объектов, в частности наночастиц, так и неоднородных — доменные границы, вихри и т.п. Это связано с тем, что в ФМ они являются уравнениями баланса намагниченности (или спинового момента) [6], что и позволяет их относительно простое обобщение на случай открытых или диссипативных систем [7,8]. В частности, для практически важного случая ФМ слоя толщины d_{FM} , через который протекает спин-поляризованный в направлении \mathbf{e}_{pol} ток с плотностью j_s , УЛЛ можно записать в следующем виде [7]:

$$\dot{\mathbf{M}} + \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_M = \frac{\alpha_G}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} + \frac{\sigma j_s}{M_s d_{FM}} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{e}_{pol}), \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_M = -\partial w_{mag}/\partial \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле, определяемое через плотность w_{mag} магнитной энергии ФМ и, таким образом, являющееся термодинамически сопряженным намагниченности, α_G — коэффициент затухания, $M_s = |\mathbf{M}|$ — намагниченность насыщения, константа

$$\sigma = \varepsilon \gamma \hbar / (2eM_s) \quad (2)$$

зависит от степени спиновой поляризации ε тока, e — модуль заряда электрона, \hbar — постоянная Планка.

Слагаемые в левой части уравнения (1) описывают изменение намагниченности, обусловленное как явной зависимостью от времени, так и движением в конфигурационном пространстве вектора \mathbf{M} . Слагаемые в правой части могут рассматриваться как источники (за счет вноса спинового тока) и стоки (за счет внутреннего трения) магнитного момента (и, соответственно, спина) ФМ слоя.

В данном выпуске ФНТ, посвященном 80-летию выдающегося события в физике магнетизма, формализм, основанный на УЛЛ, применимость которых оказывается намного шире, чем могли предполагать их гениальные авторы, используется для описания таких явлений в ФМ материалах, как динамика вихрей–антивихрей в присутствии спин-поляризованного тока [9], а также спинтронные эффекты, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием [10]. Мы же обсуждаем вопрос об использовании УЛЛ для описания спинтронных эффектов в АФМ системах, магнитный момент которых либо отсутствует, либо исчезающе мал. Если более конкретно, то ниже на примере многоподрешеточного АФМ мы показываем, что и в АФМ основное уравнение магнитной динамики представляет собой уравнение баланса магнитного (спинового) момента и может рассматриваться как обобщенное УЛЛ. На этом основании в работе исследуются различные динамические режимы магнитной подсистемы в присутствии спин-поляризованного тока, а также внешнего магнитного поля. Кроме того, на примере простейшей («игрушечной») модели мы рассматриваем способы эффективного переключения магнитного состояния с

помощью импульсов тока. Полученные результаты могут быть использованы для разработки элементов памяти на основе, например, металлического АФМ IrMn₃.

2. Уравнение магнитной динамики трехподрешеточного антиферромагнетика

Покажем, что уравнения магнитной динамики многоподрешеточного АФМ можно представить как уравнение баланса намагниченности. Для определенности будем рассматривать АФМ, магнитная структура которого содержит три эквивалентных магнитных вектора (магнитные моменты подрешеток) \mathbf{M}_j ($j = 1, 2, 3$), расположенных под углом 120° друг к другу (рис. 1). Эта структура наблюдается, в частности, в соединениях Mn₃MN, где M = Ni, Ga, Ag, Zn [11], а также в IrMn₃, широко применяемом в спинтронике. Будем также предполагать, что диапазон температур и внешних полей отвечает насыщению намагниченностей подрешеток, когда $|\mathbf{M}_j| = M_s$. Ограничимся практически актуальным случаем тонкого АФМ слоя толщины d_{AF} , через который течет ток с плотностью j_s , а \mathbf{e}_{pol} , как и выше, единичный вектор его спиновой поляризации. Следуя общим принципам магнитной динамики, будем исходить из УЛЛ для каждой из магнитных подрешеток (ср. (1)):

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}}_j = & -\gamma \mathbf{M}_j \times \mathbf{H}_j + \frac{\alpha_G}{M_s} \mathbf{M}_j \times \dot{\mathbf{M}}_j + \\ & + \frac{\sigma j_s}{M_s d_{AF}} \mathbf{M}_j \times (\mathbf{M}_j \times \mathbf{e}_{pol}), \quad j = 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (3)$$

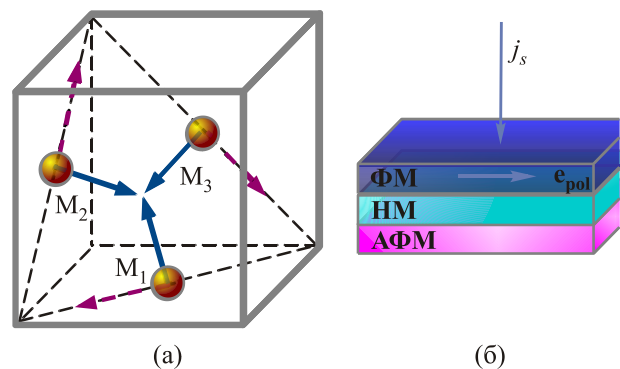


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Структура трехподрешеточного АФМ типа Mn₃MN, M = Ni, Ga, Ag, Zn, и IrMn₃. Указаны лишь магнитные атомы Mn. Выделены две наблюдаемые [16,17] магнитные конфигурации, Γ^{4g} (кристаллографические направления $\langle 11\bar{2} \rangle$, сплошные стрелки) и Γ^{5g} (кристаллографические направления $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, пунктирные стрелки). Угол θ отсчитывается от конфигурации Γ^{4g} (а). Спиновый вентиль с АФМ прослойкой, проводящий немагнитный (НМ) слой исключает прямое обменное взаимодействие между слоями. Вектор \mathbf{e}_{pol} намагниченности ФМ слоя параллелен кристаллографическому направлению $[111]$ АФМ слоя (б).

где $\mathbf{H}_j = -\partial w_{\text{mag}} / \partial \mathbf{M}_j$ — эффективное поле, действующее на намагниченность j -й подрешетки, w_{mag} — плотность магнитной энергии АФМ, явный вид которой определен ниже, α_G и σ , как и выше, — коэффициент затухания и константа (2), определяющая эффективность процессов спин-зависимого рассеяния на границе АФМ соответственно. Вид последнего слагаемого (подобно слагаемому Бергера–Слончевского) обусловлен видом sd -обмена (величина σ не зависит от направления кристаллографических осей и одинакова для всех подрешеток) и условием постоянства M_s (передается компонента спина, перпендикулярная намагниченности подрешетки \mathbf{M}_j). Сравнение уравнений (1) и (3) свидетельствует, что каждое из них также является уравнением баланса намагниченности отдельной подрешетки.

Для дальнейших вычислений удобнее перейти к безразмерным векторам Нееля

$$\mathbf{l}_1 = \frac{1}{3\sqrt{2}M_s}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - 2\mathbf{M}_3), \quad \mathbf{l}_2 = \frac{1}{\sqrt{6}M_s}(-\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2), \quad (4)$$

являющимися параметрами порядка АФМ фазы, и вектору намагниченности

$$\mathbf{m} = \frac{1}{3M_s}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3). \quad (5)$$

В силу условия сохранения $|\mathbf{M}_j|$ векторы (4) и (5) удовлетворяют дополнительным условиям:

$$\mathbf{l}_1 \cdot \mathbf{m} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(\mathbf{l}_1^2 - \mathbf{l}_2^2), \quad \mathbf{l}_2 \cdot \mathbf{m} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\mathbf{l}_1 \cdot \mathbf{l}_2, \quad \mathbf{l}_1^2 + \mathbf{l}_2^2 + \mathbf{m}^2 = 1. \quad (6)$$

В рассматриваемых в данной работе АФМ имеет место определенная иерархия масштабов магнитных взаимодействий, которая позволяет существенно упростить динамические уравнения [2]. Так, формирование АФМ структуры (задаваемой взаимной ориентацией векторов $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \mathbf{M}_3$) определяется сильными обменными взаимодействиями, величина которых заметно превосходит все остальные типы взаимодействий, включая энергию внешних полей и токов. Это, в частности, означает, что намагниченность равна нулю или мала по сравнению с M_s ($|\mathbf{m}| \ll 1$). Соответственно, из (6) следует, что $\mathbf{l}_1 \perp \mathbf{l}_2$ и $|\mathbf{l}_1| = |\mathbf{l}_2| = 1/\sqrt{2}$. Таким образом, эти два вектора $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ и вектор

$$\mathbf{n} = \sqrt{2}\mathbf{l}_1 \times \mathbf{l}_2 \quad (7)$$

образуют ортогональную тройку, которая, как и связанная с ними система координат, может вращаться относительно кристаллографических осей (которые, в свою очередь, задают естественную, или лабораторную, систему). Поскольку углы между векторами $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$

и \mathbf{n} при движении благодаря обменным взаимодействиям сохраняются, для описания такой «твердотельной» магнитной динамики АФМ оказывается достаточно трех переменных [12]. Следуя идеологии работы [13], будем параметризовать подобное движение (а точнее, вращение) векторов Нееля векторами Гиббса $\boldsymbol{\chi} \equiv \text{tg}(\theta/2)\mathbf{N}$, где \mathbf{N} — мгновенная ось вращения, а θ — соответствующий угол поворота.

Магнитным векторам $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ и \mathbf{m} соответствуют термодинамически сопряженные векторы эффективных полей (обобщенные силы):

$$\mathbf{H}_{l1} = -\frac{1}{\sqrt{3}M_s} \frac{\partial w_{\text{mag}}}{\partial \mathbf{l}_1}, \quad \mathbf{H}_{l2} = -\frac{1}{\sqrt{3}M_s} \frac{\partial w_{\text{mag}}}{\partial \mathbf{l}_2}, \quad \mathbf{H}_m = -\frac{1}{\sqrt{3}M_s} \frac{\partial w_{\text{mag}}}{\partial \mathbf{m}}. \quad (8)$$

Векторы \mathbf{H}_{l1} и \mathbf{H}_{l2} являются полями магнитной анизотропии [14], в то время как поле \mathbf{H}_m содержит слагаемое обменной природы. Действительно, плотность магнитной энергии можно представить в виде

$$w_{\text{mag}} = 3\sqrt{3}M_s^2 \left\{ \frac{\mathbf{m}^2}{\chi_{\parallel}} + \left[\frac{1}{\chi_{\perp}} - \frac{1}{\chi_{\parallel}} \right] (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 - \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{m}}{3M_s} \right\} + w_{\text{anis}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2), \quad (9)$$

где χ_{\parallel} и χ_{\perp} — константы магнитной восприимчивости в плоскости АФМ упорядочения и перпендикулярно ей соответственно, $w_{\text{anis}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2)$ — плотность энергии магнитной анизотропии, зависящая только от АФМ векторов, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле. Заметим, что основной вклад в магнитную восприимчивость АФМ вносят обменные взаимодействия, в силу чего восприимчивости χ_{\parallel} и χ_{\perp} являются малыми. В итоге, эффективное поле (с учетом (8) и (9))

$$\mathbf{H}_m = \mathbf{H} - \frac{3M_s}{\chi_{\parallel}} \left[\mathbf{m} + 2 \frac{\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}}{\chi_{\perp}} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{n} \right] \quad (10)$$

определяется только обменом. Соответственно, в пренебрежении магнитной анизотропией и затуханием (т.е. в обменном приближении) уравнения (3) для АФМ векторов приобретают вид

$$\dot{\mathbf{l}}_1 = -\frac{\gamma}{\sqrt{3}}\mathbf{l}_1 \times \mathbf{H}_m, \quad \dot{\mathbf{l}}_2 = -\frac{\gamma}{\sqrt{3}}\mathbf{l}_2 \times \mathbf{H}_m. \quad (11)$$

Используя ортогональность векторов \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 , можно показать, что

$$\mathbf{H}_m = \frac{\sqrt{3}}{\gamma} \left[\mathbf{l}_1 \times \dot{\mathbf{l}}_1 + \mathbf{l}_2 \times \dot{\mathbf{l}}_2 + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}} \right] = \frac{\sqrt{3}}{\gamma} \boldsymbol{\Omega}. \quad (12)$$

Последним равенством определен вектор угловой скорости $\boldsymbol{\Omega}$, связанный с введенным выше вектором Гиббса следующим образом:

$$\mathbf{\Omega} = 2 \frac{\boldsymbol{\Phi} + \dot{\boldsymbol{\Phi}} \times \boldsymbol{\Phi}}{1 + \Phi^2}. \quad (13)$$

Уравнения (10) и (12) позволяют выразить намагниченность АФМ через векторы Нееля либо, что удобнее, через вектор угловой скорости:

$$\mathbf{m} = \frac{\chi_{\parallel}}{3M_s} \left(\mathbf{H} - \frac{\sqrt{3}}{\gamma} \mathbf{\Omega} \right) + 2 \frac{\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}}{3M_s} \left[\mathbf{n}(\mathbf{H} \cdot \mathbf{n}) - \frac{\sqrt{3}}{\gamma} \mathbf{n}(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{n}) \right]. \quad (14)$$

Видно, что намагниченность АФМ индуцируется либо, как это обычно бывает, внешним магнитным полем, либо «твердотельным» движением магнитных подрешеток.

Рассмотрим, наконец, динамическое уравнение для вектора намагниченности, которое легко получить из системы (3). С учетом оговоренных приближений нахходим

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{m}} + \frac{\gamma}{\sqrt{3}} [\mathbf{I}_1 \times \mathbf{H}_{I1} + \mathbf{I}_2 \times \mathbf{H}_{I2} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_m] = \\ = - \frac{\sigma_j s}{M_s d_{AF}} \left[\frac{1}{2} \mathbf{e}_{\text{pol}} + \mathbf{n}(\mathbf{e}_{\text{pol}} \cdot \mathbf{n}) \right] + \alpha_G \left[\frac{1}{2} \mathbf{\Omega} + \mathbf{n}(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{n}) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

С одной стороны, уравнение (15) при учете соотношений (12) и (14) является замкнутым относительно векторов Нееля уравнением магнитной динамики, приобретаая вид:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{\Omega}} - \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \dot{\mathbf{H}} + \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \mathbf{\Omega} \times \mathbf{H} - \frac{\gamma^2 M_s}{\chi_{\parallel}} [\mathbf{I}_1 \times \mathbf{H}_{I1} + \mathbf{I}_2 \times \mathbf{H}_{I2}] + \\ + 2 \frac{\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}}{\chi_{\parallel}} \left\{ \frac{d}{dt} \left[\mathbf{n}(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{n}) - \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \mathbf{n}(\mathbf{H} \cdot \mathbf{n}) \right] + \right. \\ \left. + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{n} \left[\left(\frac{\gamma}{\sqrt{3}} \mathbf{H} - \mathbf{\Omega} \right) \cdot \mathbf{n} \right] \right\} = \\ = \frac{\sqrt{3} \gamma \sigma_j s}{\chi_{\parallel} d_{AF}} \left[\frac{1}{2} \mathbf{e}_{\text{pol}} + \mathbf{n}(\mathbf{e}_{\text{pol}} \cdot \mathbf{n}) \right] - \frac{\sqrt{3} \alpha_G \gamma M_s}{\chi_{\parallel}} \left[\frac{1}{2} \mathbf{\Omega} + \mathbf{n}(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{n}) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

С другой, оно (и, как следствие, уравнение (16)) представляет собой уравнение баланса спинового момента. В самом деле, аналогично случаю ФМ, левая часть этого уравнения описывает изменение намагниченности за счет движения в фазовом пространстве системы (в котором обобщенными координатами служат векторы Нееля, а обобщенными скоростями — их производные по времени). В правой же части — поток спинового момента в АФМ слое (первое слагаемое) и сток намагниченности благодаря внутреннему трению (второе слагаемое).

Важно обратить внимание, что коэффициенты, стоящие при слагаемых в правой части уравнения (16), содержат в знаменателе малую величину χ_{\parallel} , в чем проявляется эффект обменного усиления. Это означает, что действие спинового потока, поглощаемого АФМ слоем, усиливается и должно приводить к заметным осцилляциям или вращениям АФМ векторов.

Уравнения (15) и (16), полученные из УЛЛ (3), описывают динамику трехподрешеточного АФМ в присутствии нескольких управляющих факторов — внешнего магнитного поля, спин-поляризованного тока и внутреннего трения. В случае произвольных геометрии внешних полей и начальных условий эти уравнения достаточно сложны. Поэтому изучим наиболее простой, но интересный случай динамики, когда направления спиновой поляризации \mathbf{e}_{pol} и внешнего поля \mathbf{H} постоянны во времени и перпендикулярны плоскости упорядочения АФМ векторов в исходном (равновесном) состоянии $\mathbf{e}_{\text{pol}} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Тогда единственной переменной, описывающей состояние АФМ, оказывается угол θ поворота векторов Нееля вокруг фиксированной оси $\mathbf{N} \parallel \mathbf{e}_{\text{pol}} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. При этом плотность энергии магнитной анизотропии, соответствующая симметрии кристалла, может быть представлена в виде [15]

$$w_{\text{mag}} = -\frac{1}{2} K_{\text{an}} \cos^2 \theta - H_D H \cos \theta, \quad (17)$$

где K_{an} — константа анизотропии, а последнее слагаемое учитывает (для общности) взаимодействие типа Дзялошинского с константой взаимодействия H_D спин-орбитальной природы, т.е. зависящее от ориентации АФМ векторов относительно кристаллических осей. Для полностью компенсированной структуры, ориентация которой по отношению к кристаллографическим осям классифицируется как Γ^{5g} (см. рис. 1), следует положить $H_D = 0$, $K_{\text{an}} < 0$, а для структуры Γ^{4g} — $H_D \neq 0$ и $K_{\text{an}} > 0$. Последняя, как показано в [15], характеризуется слабым ФМ моментом $m_{\text{WFM}} = \chi_{\parallel} H_D \times \cos \theta / 3M_s$. В дальнейшем будем рассматривать слабоферромагнитную фазу Γ^{4g} , наблюдающуюся в практически важном для спинтронных применений материале IrMn_3 , а также в Mn_3NiN , Mn_3AgN .

С учетом сказанного выше уравнение (16) сводится к форме:

$$\begin{aligned} \ddot{\theta} + 2\gamma_{AFMR} \dot{\theta} + \omega_{AFMR}^2 \sin \theta \cos \theta + \frac{\gamma^2 H_D H}{\chi_{\parallel}} \sin \theta = \\ = \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \dot{H} + \frac{\gamma \sigma_j s}{\chi_{\parallel} d_{AF}}, \end{aligned} \quad (18)$$

где для упрощения предположена изотропия обменных взаимодействий, т.е. положено $\chi_{\perp} = \chi_{\parallel}$, и введены следующие обозначения: эффективная константа затухания

$$\gamma_{AFMR} = \sqrt{3}\alpha_G \gamma M_s / (2\chi_{||}) \quad (19)$$

и частота АФМР

$$\omega_{AFMR} = \gamma \sqrt{K_{an} / \chi_{||}} \quad (20)$$

Заметим, что входящая в уравнение величина H содержит, вообще говоря, два вклада: поле Эрстеда H_{Oe} , создаваемое внешними источниками и/или электрическим током, проходящим через АФМ слой, и эффективное поле спинового тока H_{sd} , обусловленное sd -обменом. Второй вклад, очевидно, пропорционален плотности тока

$$H_{sd} = \frac{\sqrt{3}\beta\sigma}{\chi_{||}d_{AF}} j_s \quad (21)$$

с коэффициентом β , зависящим от свойств поверхности АФМ (эффективности спин-зависимого рассеяния) и величины обменного взаимодействия между свободными и локализованными спинами. Кроме того, при зависимости магнитного поля от времени появляется дополнительная внешняя сила (первое слагаемое в правой части), влияние которой обсуждается ниже.

В следующих разделах будут рассмотрены некоторые сценарии поведения АФМ векторов, обусловленные как переменными, так и постоянными полями и токами.

3. Эффекты переключения, индуцированные импульсным спин-поляризованным током

Изучим практически важную задачу спинтроники, а именно: проблему управления состояниями АФМ с помощью внешних полей и/или токов. Другими словами, рассмотрим, как под действием внешних сил система переходит из одного состояния в другое. При этом существенно, чтобы такое переключение было детерминированным (предсказуемым), а длительность и мощность управляющих импульсов как можно меньшими.

Для выяснения характерных особенностей процесса управления АФМ состояниями рассмотрим переключение между двумя состояниями, отличающимися поворотом на 180° в плоскости (111), т.е. между заданными значениями $\theta_1 = 0$ и $\theta_2 = \pi$. Физически эти состояния различимы благодаря наличию слабого ФМ момента, или фактически его направлениями: $m_{WFM} = \pm \chi_{||} H_D / 3M_s$. Тем не менее для простоты будем пренебрегать малыми эффектами, положив $H_D = 0$, и сосредоточимся на особенностях динамики, обусловленной обменными взаимодействиями.

Пусть зависимость от времени спин-поляризованного тока, протекающего через АФМ слой, задана функцией $f(t)$: $j_s(t) = j_0 f(t)$. Задача сводится к определению оптимальной амплитуды j_0 и вида функции $f(t)$,

необходимой для перехода системы из начального состояния $\theta(0) = \theta_1$, $\dot{\theta}(0) = 0$ в конечное состояние $\theta(\infty) = \theta_2$, $\dot{\theta}(\infty) = 0$ (и наоборот).

Проанализируем возможные решения уравнения (18) в отсутствие тока. Очевидно, что это уравнение эквивалентно уравнению физического маятника с трением. Фазовый портрет такой системы в переменных θ , $\Omega \equiv \dot{\theta}$ изображен на рис. 2. Начальные условия изображенных фазовых траекторий соответствуют значению $\theta(0) = \theta_1$ и различным значениям обобщенного импульса (совпадающего с угловой частотой) Ω . Как видно на рисунке, существуют интервалы начальных значений импульса $\Omega_{cr1}^{min} \leq \Omega_{ini} \leq \Omega_{cr1}^{max}$, $\Omega_{cr2}^{min} \leq \Omega_{ini} \leq \Omega_{cr2}^{max}$, и т.д., которые приводят к переключению, или переходу системы из состояния θ_1 в состояние $\theta_2 = \theta_1 + \pi$. Таким образом, наиболее простой способ переключения достигается приложением очень короткого (длительности $\tau_{imp} \ll T_{AFMR}$, где $T_{AFMR} \equiv 2\pi / \omega_{AFMR}$ — период собственных колебаний АФМ векторов) импульса тока, когда можно считать, что $f(t) = \delta(t)$. Действительно, такой импульс переводит систему из состояния с $\Omega = 0$ в состояние $\Omega = \gamma \sigma j_0 \tau_{imp} / (\chi_{||} d_{AF})$, которое фактически становится начальным для дальнейшей свободной (с учетом трения) эволюции системы. Подобный метод быстрого переключения состояния коллинеарного АФМ с помощью сверхкоротких оптических импульсов предложен в работе [18].

Оценим критическое значение амплитуды тока j_0^{cr1} , при котором такое переключение возможно. Очевидно, что соответствующий начальный импульс Ω_{ini} должен быть достаточным для преодоления системой потенциального барьера между состояниями с θ_1 и θ_2 , а значит, соответствующая фазовая траектория должна лежать выше сепаратрисы $\Omega^2 = \omega_{AFMR}^2 \cos^2 \theta$. Таким образом, $\Omega_{ini} \geq \omega_{AFMR}$ и

$$j_0^{cr1} = \frac{\chi_{||} \omega_{AFMR} d_{AF}}{\gamma \sigma \tau_{imp}} = \frac{d_{AF}}{\sigma \tau_{imp}} \sqrt{K_{an} \chi_{||}} \quad (22)$$

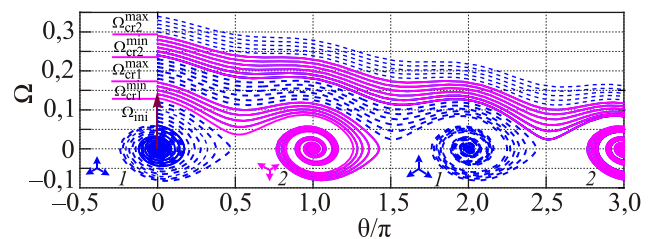


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Фазовые траектории в переменных θ , $\Omega \equiv \dot{\theta}$, соответствующие разным начальным значениям импульса, $\theta(0) = 0$. Для расчета принято $\omega_{AFMR} = 0,1$, $\gamma_{AFMR} = 0,01$. Точки устойчивого равновесия 1 ($\theta_1 = 0, 2\pi, \dots$) и 2 ($\theta_2 = \pi, 3\pi, \dots$) соответствуют АФМ структурам (изображены стрелками), повернутым на 180° . Синие (штриховые линии) и красные (сплошные линии) траектории попадают в области притяжения устойчивых состояний 1 и 2 соответственно.

Подчеркнем, что в предельном случае δ -образного импульса критической величиной, зависящей от свойств АФМ, является не плотность тока j_0^{cr1} , а произведение $j_0^{cr1} \tau_{imp}$, пропорциональное количеству спинового момента, переданного АФМ слою. В реальной ситуации длительность τ_{imp} также влияет на возможность переключения. Для прояснения вопроса рассмотрим динамику системы под действием гауссового импульса, когда

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\tau_{imp}} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{imp}^2}\right). \quad (23)$$

Функция $f(t)$ аппроксимирует δ -функцию в пределе $\tau_{imp} \rightarrow 0$. На рис. 3 приведены зависимости от времени одной из компонент АФМ вектора $l_{1x} = \cos \theta$, рассчитанные по уравнению (18) при фиксированном значении

$$j_0 \tau_{imp} = 1,25 \frac{d_{AF}}{\sigma} \sqrt{K_{an} \chi_{||}}. \quad (24)$$

Как видно на рисунке, существует предельная длительность $\tau_{imp}^{cr} = 0,0642 T_{AFMR}$ (кривая с ромбами), выше которой переключения между состояниями 1 ($l_{1x} = 1$) и 2 ($l_{1x} = -1$) не происходят. Это обусловлено тем, что с увеличением длительности импульса передаваемый АФМ спиновый момент успевает частично рассеяться (затухнуть) до того, как система достигнет вершины потенциального барьера (что соответствует точке с $l_{1x} = 0$). Подчеркнем, что само время переключения (время до полной остановки АФМ векторов в новом состоянии) практически не зависит от τ_{imp} и определяется константой внутреннего трения γ_{AFMR} . Исключение составляет лишь режим с $\tau_{imp} \approx \tau_{imp}^{cr}$, когда система может достаточно долго находиться на вершине потенциального барьера. Напомним, что во

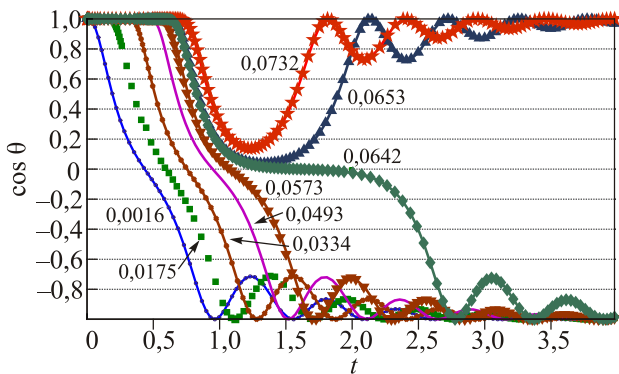


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Процесс переключения в зависимости от длительности импульса тока при постоянной величине передаваемого системе спинового момента (см. (24)). Длительность импульса τ_{imp} (в единицах T_{AFMR}) указана около каждой кривой. Для удобства восприятия кривые смещены вдоль оси времени.

всех перечисленных режимах время τ_{imp} мало по сравнению с «внутренним» временем системы T_{AFMR} .

Принципиальной особенностью динамики АФМ в присутствии магнитного поля и спин-поляризованного тока (по сравнению с динамикой ФМ) является наличие в вынуждающей силе слагаемых, зависящих от временных производных магнитного поля и, как следствие, тока. В частности, в правой части динамического уравнения (18) присутствует слагаемое $\propto \dot{H}$, вклад которого (при учете эффективного поля спин-поляризованного тока $H_{sd} \propto j_s$) для достаточно коротких импульсов $f(t)$ может оказаться заметным, даже несмотря на малость самого поля.

Влияние H_{sd} на динамику переключения иллюстрируют кривые, изображенные на рис. 4. Мы сравнили поведение АФМ при фиксированных значениях плотности тока и длительности импульса, а также разных значениях коэффициента β (см. (21)). Из анализа можно сделать вывод, что H_{sd} делает переключение более эффективным: по мере увеличения β наклон кривых $l_{1x}(t)$ в начале процесса становится все более крутым, а следовательно, время переключения уменьшается. Это вызвано тем, что при выбранной форме сигнала $f(t)$ (см. вставку на рис. 4) в первой половине импульса вклад H_{sd} приводит к увеличению спинового момента (или, что эквивалентно, обобщенного импульса Ω), передаваемого системе, т.е. процесс переворота в начале идет быстрее. Во второй половине импульса поле H_{sd} , напротив, приводит к эффективному торможению, что при слишком большом β может даже препятствовать переключению (кривая с $\beta = 0,0020$ на рис. 4). Таким образом, «полевой» вклад спин-поляризованного тока способствует стабилизации нового состояния, если системе в процессе переключения удалось преодолеть потенциальный барьер между состояниями 1 и 2. Нечто похожее наблюдается в процессах переключения то-

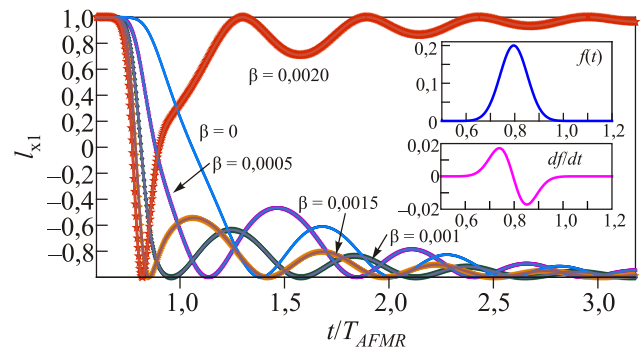


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Влияние эффективного магнитного поля H_{sd} (см. (21)) на процесс переключения. Продолжительность импульса $\tau_{imp} = 0,08 T_{AFMR}$, $j_0 = 1,5 j_0^{cr1}$. Значение коэффициента β указано около каждой кривой. На вставке показана форма $f(t)$ импульса тока и соответствующая форма $\dot{f}(t)$ импульса эффективного поля.

ком в ФМ после преодоления потенциального барьера между состояниями с противоположными направлениями намагниченности, когда спин-поляризованный ток (при условии фиксированной поляризации) начинает играть роль дополнительного трения, стабилизируя новую фазу.

Подытожим: переключение между различными состояниями АФМ с помощью импульсов спин-поляризованного тока возможно в определенном интервале амплитуд и длительностей, а потому с прикладной точки зрения является довольно «грубым» процессом (устойчивым к флуктуациям управляющих параметров). При этом время переключения может быть уменьшено за счет «полевого» вклада свободных электронов, которые при входе в АФМ слой не испытали спин-зависимого рассеяния. Таким образом, можно говорить, что управляющими параметрами системы являются не только амплитуда и длительность импульса, но и свойства поверхности АФМ слоя.

4. Динамика в присутствии постоянного спин-поляризованного тока

Рассмотрим теперь процесс управления состояниями с помощью постоянного тока или с помощью импульсов, длительность которых существенно превышает характерные времена системы (период АФМР и время релаксации). Начнем с анализа фазового портрета системы в присутствии постоянного магнитного поля и тока. В этом случае уравнение (18) удобно представить в виде системы:

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= \Omega, \\ \dot{\Omega} &= -2\gamma_{AFMR}\Omega - \omega_{AFMR}^2 \sin\theta \cos\theta - \frac{\gamma^2 H_D H}{\chi_{\parallel}} \sin\theta + \frac{\gamma \sigma j_s}{\chi_{\parallel} d_{AF}}. \end{aligned} \quad (25)$$

Из (25) видно, что постоянный ток играет роль внешней потенциальной силы и может быть формально добавлен в энергию магнитной анизотропии (17):

$$w_{\text{pot}} = -\frac{1}{2} K_{\text{an}} \cos^2 \theta - H_D H \cos \theta - \frac{\sigma j_s}{\gamma d_{AF}} \theta. \quad (26)$$

Точки устойчивого равновесия определяются из условий минимума потенциала (26):

$$\begin{cases} \sin\theta \left(\cos\theta + \frac{H}{H_{\text{cr}}} \right) = \frac{j_s}{2j_0^{\text{cr}2}}, \\ K_{\text{an}} \left(\cos 2\theta + \frac{H}{H_{\text{cr}}} \cos\theta \right) \geq 0, \end{cases}$$

где введены следующие обозначения:

$$H_{\text{cr}} = \frac{K_{\text{an}}}{H_D}, \quad j_0^{\text{cr}2} = \frac{\gamma d_{AF}}{4\sigma} K_{\text{an}}. \quad (27)$$

Как уже отмечалось выше, в отсутствие поля и спин-поляризованного тока устойчивы две равновесные конфигурации: первая с $\theta_1 = 0$ и вторая с $\theta_2 = \pi$ с противоположными значениями ФМ момента $m_{WFM} = \pm \chi_{\parallel} H_D / 3M_S$. Как следует из (27), магнитное поле H в отсутствие тока стабилизирует состояние 1, в котором слабый ФМ момент параллелен полю, и приводит к исчезновению состояния 2 (со слабым ФМ моментом, противоположным полю) при превышении критического значения $H > H_{\text{cr}}$. Таким образом, прикладывая магнитное поле выше критического, можно переводить систему в заданное состояние подобно тому, как это делается в ФМ системах.

В отличие от поля спин-поляризованный ток оказывает иное воздействие. При $j_s \leq j_0^{\text{cr}2}$ сохраняются оба устойчивых состояния, однако равновесное значение θ меняется:

$$\theta_{1,2}(j_s) = \theta_{1,2}(0) + \frac{1}{2} \arcsin \frac{j_s}{j_0^{\text{cr}2}}. \quad (28)$$

т.е. ток вызывает поворот АФМ векторов в плоскости упорядочения (111) и снимает энергетическое вырождение состояний 1 и 2. При $j_s = j_0^{\text{cr}2}$ обе точки равновесия исчезают. Это означает, что приложение одного только спин-поляризованного тока недостаточно для переключения между состояниями 1 и 2. Необходимо либо «разогреть» систему для преодоления энергетического барьера

$$\Delta w_{\text{pot}} = K_{\text{an}} \left[\frac{1}{2} + \frac{j_s}{j_0^{\text{cr}2}} \left(\arcsin \frac{j_s}{2j_0^{\text{cr}2}} - \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (29)$$

либо одновременное включение магнитного поля и тока. Действительно, как видно из фазовой диаграммы системы в переменных поле–ток (рис. 5), можно выделить три характерных области параметров, в которых: i) имеется две точки устойчивого равновесия; ii) устойчива лишь одна точка покоя; iii) точки покоя отсутствуют, но, как будет показано ниже, существуют стационарные

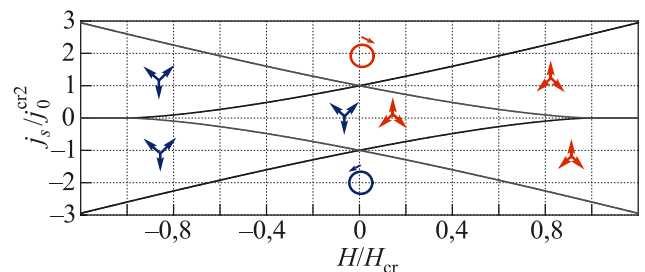


Рис. 5. Диаграмма состояний в переменных поле–плотность тока. Равновесные состояния 1 и 2, отличающиеся поворотом на 180° в плоскости (111), изображены стрелками. Кружками обозначена область состояний устойчивой прецессии и ее направление.

нарные состояния, в которых АФМ векторы вращаются в плоскости (111). Линии, разделяющие эти области, определяются соотношениями

$$\frac{j_s}{j_0^{\text{cr}2}} = \left(\frac{3H}{2H_{\text{cr}}} \pm \sqrt{2 + \left(\frac{H}{2H_{\text{cr}}} \right)^2} \right) \times \sqrt{\frac{1}{2} - 2 \left(\frac{H}{4H_{\text{cr}}} \right)^2 \pm 2 \frac{H}{4H_{\text{cr}}} \sqrt{\frac{1}{2} + \left(\frac{H}{4H_{\text{cr}}} \right)^2}}, \quad (30)$$

полученными из условий исчезновения точек равновесия (см. (27)). Итак, одновременное использование магнитного поля и спин-поляризованного тока в качестве управляющих параметров позволяет оптимизировать процесс переключения: уменьшить величину критического поля (по сравнению с режимом $j_s = 0$) и обеспечить (за счет $H \neq 0$) детерминированный переход в заданное состояние.

Перейдем к исследованию устойчивых динамических состояний, реализующихся в области сверхкритических токов. Для этого обратимся снова к системе (25). Очевидно, что при $j_s \gg j_0^{\text{cr}2}$ она имеет приближенное решение

$$\Omega_0 = \frac{j_s}{j_0^{\text{cr}2}} \frac{\omega_{AFMR}^2}{8\gamma_{AFMR}}, \quad (31)$$

соответствующее устойчивому вращению АФМ векторов с угловой частотой $\Omega_0 \gg \omega_{AFMR}$. Формула (31) свидетельствует, что направление вращения зависит от направления (знака) тока, т.е. от того, вносится ли заданная спиновая поляризация в систему или, наоборот, выносится. Кроме того, величина Ω_0 контролируется плотностью тока и превышает ω_{AFMR} .

При $j_s \geq j_0^{\text{cr}2}$ режим устойчивой прецессии сохраняется, но зависящий от времени вклад в угловую частоту становится заметным. Для оценки последнего воспользуемся методом Боголюбова–Митропольского и будем искать решение уравнений (25) в виде

$$\theta = \Omega_0 t + \varphi(t), \quad (32)$$

где величина Ω_0 задана выражением (31). Подстановка (32) в систему (25) приводит к следующему уравнению для быстро осциллирующей фазы:

$$\ddot{\varphi} + 2\gamma_{AFMR}\dot{\varphi} = -\frac{1}{2}\omega_{AFMR}^2 \sin 2\Omega_0 t, \quad (33)$$

откуда находим, что

$$\varphi = \frac{j_0^{\text{cr}2}}{j_s} \frac{32\gamma_{AFMR}^2}{\omega_{AFMR}^2} \sin(2\Omega_0 + \varphi_0), \quad \varphi_0 = \arctg \frac{j_0^{\text{cr}2}}{j_s} \frac{16\gamma_{AFMR}^2}{\omega_{AFMR}^2}. \quad (34)$$

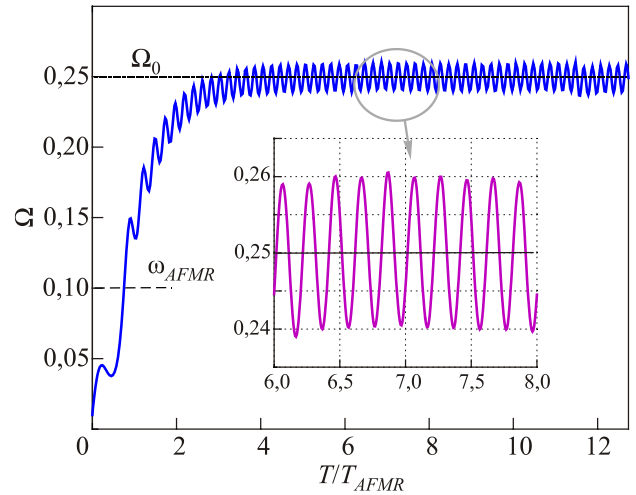


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимость частоты вращения АФМ векторов от времени в сверхкритическом режиме, $j_s = 2j_0^{\text{cr}2}$.

На рис. 6 изображена временная зависимость частоты Ω в сверхкритическом режиме, рассчитанная на основании уравнений (25) с такими параметрами: $\omega_{AFMR} = 0,1$, добротность системы (линии АФМР) $\omega_{AFMR} / \gamma_{AFMR} = 10$. Тогда в установившемся режиме частота совершает колебания вокруг своего среднего значения (пунктирная линия) с периодом π / Ω_0 (см. вставку), что согласуется и с приближенным решением (34). Время выхода на стационарный режим определяется главным образом постоянной затухания γ_{AFMR} , но зависит и от начальных условий (в приведенном примере $\Omega(0) = 0,1\omega_{AFMR}$).

5. Обсуждение и выводы

Выше на основании УЛЛ рассмотрена динамика многоподрешеточного АФМ, индуцированная спин-поляризованным током. Учитывая, что УЛЛ для намагниченности АФМ является уравнением баланса спинового момента, полученные результаты легко обобщить на случай спинового тока, т.е. тока, не сопровождающегося переносом заряда, создаваемого, например, за счет спинового эффекта Холла [19] или оптической накачкой [20].

Учитывая, что характерные частоты АФМР соответствуют терагерцовому диапазону, и потому существенно выше характерных частот для ФМР, использование АФМ в качестве элементов памяти позволило бы значительно ускорить процессы переключения. Как следует из проведенного рассмотрения, переключение с помощью импульсов тока связано с характерными длительностями импульсов порядка пикосекунд и меньше. В этом случае возможность использования оптических систем для создания спинового тока играет немаловажную роль.

Для сравнения эффективности двух описанных выше способов переключения между статическими АФМ состояниями — с помощью импульсов тока и с помощью постоянного тока — сопоставим соответствующие критические значения плотности:

$$\frac{j_0^{cr2}}{j_0^{cr1}} = \frac{1}{2} \omega_{AFMR} \tau_{imp}. \quad (35)$$

Другими словами, для коротких импульсов $\omega_{AFMR} \tau_{imp} \ll 1$ переключение с помощью постоянного тока требует существенно меньших его значений. С другой стороны, связанная с переключением энергия, пропорциональная произведению тока на время сигнала, оказывается меньшей при импульсном переключении:

$$\frac{j_0^{cr2} / \gamma_{AFMR}}{j_0^{cr1} \tau_{imp}} = \frac{\omega_{AFMR}}{\gamma_{AFMR}} \gg 1. \quad (36)$$

Здесь для оценки снизу «длительности» постоянного сигнала мы приняли время релаксации АФМ $\approx 1 / \gamma_{AFMR}$.

Мы также рассмотрели вызванную постоянным спин-поляризованным током динамику АФМ векторов в геометрии, где спиновая поляризация тока перпендикулярна намагниченностям подрешеток (и, как следствие, АФМ векторам). В работах [21,22] на примере двухподрешеточного АФМ рассматривалась аналогичная задача, но в другой геометрии: исходная спиновая поляризация тока предполагалась параллельной АФМ вектору. Сравнение результатов показывает, что независимо от начальных условий в сверхкритическом режиме система приходит в стационарное состояние в котором i) АФМ вектор(ы) вращаются в плоскости, перпендикулярной спиновой поляризации тока; ii) средняя частота прецессии определяется условием баланса между диссипацией и накачкой. Эти особенности являются прямым проявлением принципа Ле-Шателье–Брауна: вращение АФМ векторов связано с возникновением перпендикулярной АФМ векторам «динамической» намагниченности, которая компенсирует вносимый в систему спиновый момент. Разница же между двумя конфигурациями сводится к различию величин критических токов — для параллельной ориентации критический ток определяется из условия потери устойчивости по отношению к возмущениям и зависит от трения, а для перпендикулярной определяется высотой потенциального барьера между состояниями (т.е. энергией анизотропии) и от трения не зависит.

Заметим, наконец, что мы изучали упрощенную ситуацию, в которой АФМ векторы при движении остаются в одной плоскости. Не менее интересной как с теоретической, так и с прикладной точек зрения, однако значительно более сложной является задача о переключении между состояниями, в которых АФМ векто-

ры лежат в разных кристаллографических плоскостях {111}. Тем не менее можно полагать, что основные черты — наличие критических токов, зависящих от величины потенциального барьера, «инерциальная» динамика и т.п. — сохранятся и в этом случае. Что же касается динамики системы, то она в таком случае требует отдельного детального рассмотрения, что выходит за рамки данной работы.

Работа частично поддержана Целевой программой фундаментальных исследований Отделения физики и астрономии НАН Украины.

1. L. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935). Именные результаты подобного калибра обычно не требуют цитирования, и мы точную ссылку приводим лишь для библиографической полноты и самодостаточности списка литературы нашей работы.
2. И. Барьяхтар, Б. Иванов, *ФНТ* **5**, 759 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 361 (1979)].
3. T. Gilbert, *IEEE Transactions* **40**, 3443 (2004).
4. J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L 1 (1996).
5. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
6. V.G. Bar'yakhtar, *JETP* **60**, 863 (1984).
7. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
8. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
9. С.Е. Заспел и В.Е. Киреев, *Физ. Низк. Темп.* **41**, №10 (2015).
10. В.И. Корнеев, Н.Е. Кулагин, А.Ф. Попков, К.С. Сукманова, *ФНТ* **41**, 887 (2015).
11. D. Fruchart, E.F. Bertaut, R. Madar, G. Lorthioir, and R. Fruchart, *Solid State Commun.* **9**, 1793 (1971).
12. V.G. Bar'yakhtar, I.M. Vitebskii, and D.A. Yablonski, *Sov. Phys. JETP* **49**, 703 (1979).
13. A.F. Andreev and V.I. Marchenko, *Phys. Usp.* **23**, 21 (1980).
14. Строго говоря, \mathbf{H}_{11} и \mathbf{H}_{12} могут включать вклады обменной природы, определяющие неоднородное распределение векторов \mathbf{I}_1 и \mathbf{I}_2 , однако в образцах малых размеров (меньших или порядка размера монодоменизации) этими вкладами можно пренебречь.
15. E.V. Gomonaj and V.A. L'vov, *Phase Transitions* **38**, 15 (1992).
16. K. Kamishima, T. Goto, H. Nakagawa, N. Miura, M. Ohashi, N. Mori, T. Sasaki, and T. Kanomata, *Phys. Rev. B* **63**, 024426 (2000).
17. K. Kodama, S. Iikubo, K. Takenaka, M. Takigawa, H. Takagi, and S. Shamoto, *Phys. Rev. B* **81**, 224419 (2010).
18. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
19. J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N.A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126603 (2004).
20. T. Higuchi, N. Kanda, H. Tamaru, and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 047401 (2011).
21. H. Gomonaj and V. Loktev, *J. Magn. Soc. Jpn.* **32**, 535 (2008).
22. E.V. Gomonaj and V.M. Loktev, *Физ. Низк. Темп.* **34**, 256 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 198 (2008)].

The generalized Landau–Lifshitz equations as tools
for description of the dynamics induced
by spin-polarized current in multisublattice
antiferromagnet

O.V. Gomonay and V.M. Loktev

Antiferromagnets (AFM) with zero or vanishingly small macroscopic magnetization are promising materials in spintronics. In the present paper we use the generalized Landau–Lifshitz' equations to study the magnetic dynamics of AFM with three magnetic sublattices and, in particular, the switching processes between different equilibrium states. The conditions

for effective switching with the use of pulse and dc current and external magnetic field are determined and the peculiarities of current-induced stationary states are investigated. The results obtained could be used for development of fast memory elements based on AFM materials.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;
72.25.Pn Current-driven spin pumping;
85.75.-d Magnetoelectronics; spintronics:
devices exploiting spin polarized transport or
integrated magnetic fields.

Keywords: Landau–Lifshits equation, antiferromagnet,
noncollinear antiferromagnet, spintronic.