

Спинтроника антиферромагнитных систем (Обзор)

Е.В. Гомонай, В.М. Локтев

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

Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины
Метрологическая, 14-б, г. Киев, 03143, Украина

Статья поступила в редакцию 22 августа 2013 г.

Спинтроника антиферромагнетиков — новая и быстро развивающаяся область физики магнетизма. Несмотря на отсутствие макроскопической намагниченности, антиферромагнетики, как и ферромагнитные материалы, испытывают воздействие спин-поляризованного тока, и, как и в ферромагнетиках, в основе этого явления лежит спин-зависимое взаимодействие между локализованными и свободными электронами. Однако в силу особенностей антиферромагнитных материалов — сложной магнитной структуры, существенной роли обменных взаимодействий, отсутствия макроскопической намагниченности — изучение возможных спинтронных эффектов требует новых как теоретических, так и экспериментальных подходов. Цель данного обзора — систематизация и описание последних достижений в этой области. После изложения основных особенностей структуры и поведения антиферромагнетиков рассмотрены различные микроскопические и феноменологические модели для описания индуцируемых током явлений в гетероструктурах, содержащих ферро- и антиферромагнитные слои. Обсуждены также вопросы, связанные с влиянием антиферромагнитного упорядочения на электрический ток и обусловленные этой возможностью вопросы создания полностью антиферромагнитных спиновых вентилях. Кроме того, кратко рассмотрены имеющиеся экспериментальные результаты и сделана попытка их интерпретации.

Спінтроніка антиферромагнетиків — нова область фізики магнетизму, яка швидко розвивається. Незважаючи на відсутність макроскопічної намагніченості, антиферромагнетики, як і ферромагнітні матеріали, зазнають дію спин-поляризованого струму, і, як і у ферромагнетиках, в основі цього явища лежить спин-залежна взаємодія між локалізованими та вільними електронами. Проте внаслідок особливостей антиферромагнітних матеріалів — складної магнітної структури, істотної ролі обмінних взаємодій, відсутності макроскопічної намагніченості — вивчення можливих спинтронних ефектів вимагає нових як теоретичних, так і експериментальних підходів. Мета цього огляду — систематизація та опис останніх досягнень в цій області. Після викладу основних особливостей структури і поведінки антиферромагнетиків розглянуто різні мікроскопічні та феноменологічні моделі для опису індукованих струмом явищ в гетероструктурах, що містять ферро- та антиферромагнітні шари. Обговорено також питання, які пов'язані з впливом антиферромагнітного впорядкування на електричний струм та обумовлені цією можливістю питання створення повністю антиферромагнітних спинових вентилюх. Окрім цього, коротко розглянуто наявні експериментальні результати та зроблено спробу їх інтерпретації.

PACS: **75.76.+j** Эффекты спинового транспорта;
75.50.Ee Антиферромагнетики;
75.78.-n Динамика намагничивания;
75.78.Fg Динамика доменных структур.

Ключевые слова: антиферромагнетик, динамика намагничивания, спин-поляризованный ток, спин-зависимое взаимодействие.

Содержание

Введение	23
1. Спинтроника ферромагнетиков	24
2. <i>sd</i> -обмен и спинтронные явления в ферромагнитных текстурах	25
3. Структура и особенности антиферромагнетиков	27
3.1. Описание низкочастотной динамики антиферромагнетиков	27
3.2. Особенности описания диссипативных эффектов в антиферромагнетиках	30
3.3. Явление обменного подмагничивания	31
3.4. Влияние размеров и формы антиферромагнитных частиц на их свойства	32
4. Спиновая динамика антиферромагнетиков в присутствии тока	32
4.1. Дискретная гетероструктура FM/AFM	33
4.2. Два антиферромагнитных слоя — возможна ли поляризация?	36
4.3. Перенос спина от антиферромагнетика к ферромагнетику: эффект отдачи	40
5. Экспериментальное наблюдение спинтронных эффектов в антиферромагнитных структурах	41
Заключение	43
Литература	45

Введение

Спинтроника (SPINelectRONICS) — новый раздел физики и технологии электронных устройств, в котором главная роль в процессах кодирования, переноса и обработки информации отводится не заряду, а спину электрона. Составляющие компоненты спинтронных приборов — материалы с различными магнитными и электрическими свойствами, имеющие, как правило, субмикронные размеры.

Как отдельный раздел физики магнетизма спинтроника возникла благодаря открытию Грюнбергом и Фертом эффекта гигантского магнитосопротивления (GMR)* [1,2] и широкому применению этого эффекта для сверхплотной записи информации. Последовавшее за этим открытие эффекта передачи крутильного спинового момента (STT), предсказанное в работах Слончевского [3] и Берже [4], дало новый толчок развитию спинтроники и привело к созданию принципиально новых, управляемых исключительно током, высокоскоростных спинтронных устройств.

К настоящему времени основными активными компонентами спинтронных элементов являются ферромагнетики (FM). Их поведение широко изучается и достаточно подробно освещено в литературе (см., например, обзоры [5–7]). Однако в последнее время возник интерес и к другим магнитным материалам — антиферромагнетикам (AFM) — как к потенциальным носителям информации. Так, в недавней работе [8] продемонстрирована возможность кодирования информации на AFM-упорядоченных наноструктурах, состоящих из небольшого количества атомов железа, а также считывания информации с помощью спинполяризованного туннельного тока. Записывать и считывать информацию научились и на спиральных структурах (фактически, слабых FM) [9].

С прикладной точки зрения AFM имеют ряд преимуществ перед FM. Во-первых, обладая магнитной структурой и высокой восприимчивостью к внешним полям, AFM частицы имеют нулевую или малую намагниченность. Другими словами, не создают внешних магнитных полей и, как следствие, слабо взаимодействуют друг с другом. Во-вторых, характерные частоты AFMR и, следовательно, характерные частоты переключения между различными AFM состояниями на несколько порядков превышают аналогичные значения для типичных FM материалов (см., например, [10]). Это означает возможность создания высокоскоростных устройств, работающих уже не в гигагерцовом (как FM), а в терагерцовом диапазоне. Наконец, AFM порядок в полупроводниках наблюдается гораздо чаще и при гораздо более мягких условиях, чем FM упорядочение (см. [11]), что позволяет сочетать в одном устройстве преимущества как электроники (быстродействие, легкую управляемость), так и спинтроники (высокую чувствительность, малую энергоёмкость). Заметим также, что AFM могут обладать и свойствами полуметаллов [12], т.е. проявлять свойства проводника для одной спиновой поляризации и изолятора для другой, что также делает их весьма привлекательными спинтронными материалами.

Впервые идея о возможности использования AFM материалов в качестве активных составляющих типичных спинтронных устройств — спиновых вентилях — была высказана в работах [13–15]. Там же авторами проделаны первопринципные расчеты, однозначно указывающие на возможность спинтронных эффектов в ряде AFM металлов (таких как Cr, FeMn, NiMn). Динамика магнитных моментов AFM в присутствии спин-поляризованного тока в рамках феноменологического подхода исследовалась в работах [16–18], где

* Для удобства последующего перевода мы используем уже принятые в научной литературе аббревиатуры упоминаемых понятий, объектов и явлений в английской транскрипции.

было впервые показано, что спинтронные эффекты в AFM, так же, как и в FM, связаны с передачей спинового момента (намагниченности), а их проявления в силу обменного усиления могут быть столь же заметными, как и в FM. Параллельно появился ряд экспериментов, однозначно указывающих на взаимодействие предполагавшегося пассивным вспомогательного AFM слоя с током высокой плотности в самых разнообразных системах — от спиновых вентилях с металлическим (FeMn, IrMn)[19–27] или непроводящим (NiCoO) AFM [28] до двухслойных FM/AFM систем [29,30]. Эксперименты [31,32], демонстрирующие связь электрических и магнитных свойств хрома (единственного известного чистого AFM металла), создали базу для дальнейшего развития микроскопических моделей этой системы.

В связи с потребностями эксперимента начали развиваться также общие термодинамические подходы к описанию различных аспектов спинтроники AFM, применимые как к дискретным [33–37], так и непрерывным [38–40] системам. Как оказалось, явления STT, спиновой накачки, GMR присущи как FM, так и AFM системам независимо от деталей их магнитной структуры.

В целом, можно утверждать, что спинтроника AFM является «горячей» тематикой, о чем свидетельствует и появление целого ряда работ [21,32,41,42] с похожими названиями, в каждой из которых авторы пытаются так или иначе сформулировать концепцию этого нового направления. Однако главное внимание в них уделено экспериментальным аспектам и практически не затрагивает теоретические, имеющие в AFM целый ряд специфических черт, принципиально отличающих AFM от FM. Поэтому мы ставим своей целью изложение, в первую очередь, имеющихся теоретических подходов. Для этого мы обсудим идеи и методы, касающиеся как описания поведения AFM материалов в присутствии тока, так и применения последних в качестве активных элементов спинтронных систем. Тем самым мы надеемся дополнить изложенные в обзорной литературе экспериментальные результаты.

1. Спинтроника ферромагнетиков

Прежде чем перейти к основной теме обзора, напомним основные эффекты, составляющие физическое содержание так называемой спинтроники FM. В ее основе лежит два взаимосвязанных эффекта — GMR и STT. По существу оба они имеют одну природу: взаимодействие зонных электронов, обеспечивающих ток, с локализованными, отвечающими за формирование магнитных моментов, или так называемый *sd*-обмен. Такое взаимодействие приводит, с одной стороны, к зависимости сечения рассеяния (а значит, и сопротивления) делокализованных электронов от направления

локализованных магнитных моментов (т.е. GMR), а с другой, — к обмену в процессе рассеяния не только энергией, но и спиновым моментом между локализованными и свободными электронами (т.е. STT).

Рассмотрим оба явления более подробно. При прохождении через однородно намагниченный (с намагниченностью \mathbf{M}_{pol}) FM слой, который служит поляризатором, поток электронов также приобретает спиновую поляризацию и, соответственно, намагниченность $\mathbf{m}_{el} \parallel \mathbf{M}_{pol}$ подобно тому, как свет поляризуется при прохождении через оптически анизотропную среду. Если на пути поляризованных таким образом электронов проводимости расположен еще один FM слой — анализатор — с намагниченностью \mathbf{M}_{an} (см. рис. 1), то количество прошедших через всю систему электронов (и, как следствие, сопротивление системы) зависит от взаимной ориентации векторов \mathbf{M}_{pol} и \mathbf{M}_{an} . Это явление и называют GMR; качественно оно аналогично ослаблению интенсивности света при прохождении между двумя поляризующими пластинами (закон Малюса). В большинстве материалов сопротивление минимально, когда оба FM вектора параллельны друг другу, $\mathbf{M}_{pol} \uparrow\uparrow \mathbf{M}_{an}$, и максимально в противоположном случае, $\mathbf{M}_{pol} \uparrow\downarrow \mathbf{M}_{an}$, что связано с усиленным рассеянием электронов с «неправильной» ориентацией спина при вхождении во второй FM (FM2) слой.

Рассеяние делокализованных электронов на границе FM2 слоя может происходить как с переворотом, так и без переворота спина. В первом случае при достаточно высокой концентрации электронов (т.е. высокой плотности тока) и возникает упомянутое выше явление STT, схематически изображенное на рис. 2(а). Иными словами, локализованные спины в FM2, испытывая

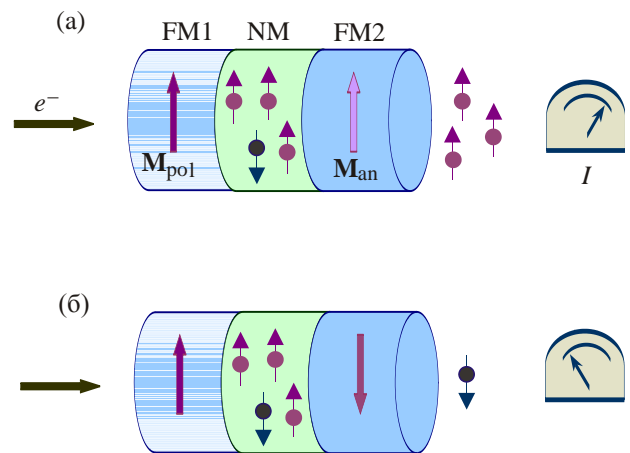


Рис. 1. Устройство FM спинтового вентиля и эффект GMR. $\mathbf{M}_{pol} \uparrow\uparrow \mathbf{M}_{an}$, поляризованные в закрепленном FM1 слое электроны проходят через свободный FM2 слой не рассеиваясь, ток большой (а); $\mathbf{M}_{pol} \uparrow\downarrow \mathbf{M}_{an}$, большинство электронов рассеивается в немагнитном (NM) слое, ток малый (б).

отдачу, принимают на себя избыточный момент (намагниченность). Во втором случае свободные электроны переносят далее по образцу поляризацию, полученную в FM1 слое, и посредством sd -обмена могут создавать магнитное поле \mathbf{H}_{sd} , «обменной» природы, рис. 2(б) (в дополнение к полю Эрстеда, создаваемому зарядовыми степенями свободы).

С динамикой намагниченности в присутствии тока связано явление спиновой накачки, термодинамически сопряженное STT, а именно: вращение вектора намагниченности (создаваемого локализованными спинами) вследствие того же спин-зависимого рассеяния может приводить к поляризации свободных электронов и, тем самым, создавать спин-поляризованный ток. Это явление наблюдается либо в дискретных системах (гетероструктурах), состоящих из FM и немагнитного (NM) слоев, либо в FM текстурах (например, в нанопроволоках с неоднородным распределением намагниченности вдоль оси).

В настоящее время имеется несколько (взаимодополняющих) подходов к описанию спинтронных эффектов в FM — от квантово-механической задачи рассеяния электронов проводимости на потенциале, создаваемом локализованными моментами [43], до полуклассических моделей, исходящих из уравнений баланса заряда и спинового момента [44]. В частности, для описания STT наиболее часто используется уравнение магнитной динамики Ландау–Лифшица с затуханием в форме Гильберта, дополненное зависящими от тока I слагаемыми по-Слончевскому:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= \gamma \mathbf{H}_{FM} \times \mathbf{M} + \frac{\alpha_G}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} + \mathbf{T}_{STT}, \\ \mathbf{T}_{STT} &\equiv \frac{\sigma_{FM} I}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{e}_{pol}). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь (в обозначениях обзора [5]) $\mathbf{M} \equiv \mathbf{M}_{an}$ — намагниченность свободного (FM2) слоя, величина $M_s = |\mathbf{M}|$ которой предполагается постоянной, γ — абсолютная величина гиромангнитного отношения. Первое слагаемое в правой части описывает вращение намагниченности вокруг эффективного поля $\mathbf{H}_{FM} = -\partial w_{FM} / \partial \mathbf{M}$, определяемого объемной плотностью магнитной энергии w_{FM} свободного слоя (см. рис. 2(в)). Второе слагаемое в (1.1) описывает релаксацию (внутреннее трение), а соответствующая феноменологическая константа α_G обратно пропорциональна добротности FMR. Наконец, STT (слагаемое \mathbf{T}_{STT}) создается током, поляризованным вдоль направления $\mathbf{e}_{pol} = \mathbf{M}_{pol} / |\mathbf{M}_{pol}|$. Введенная в (1.1) величина

$$\sigma_{FM} = \frac{\hbar \epsilon \gamma}{2 |e| M_s v_{FM}} \quad (1.2)$$

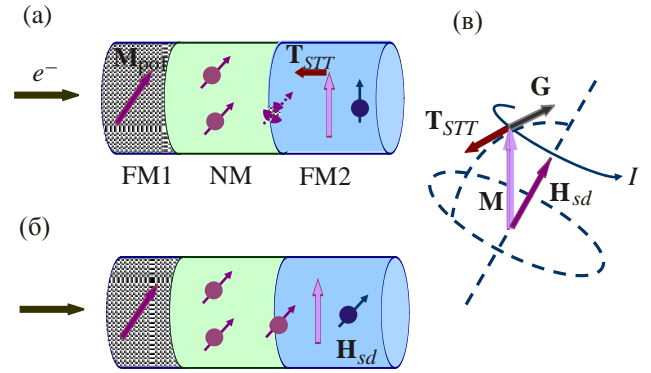


Рис. 2. Эффекты STT в FM: при спин-зависимом рассеянии свободных электронов в активном FM2 слое локализованные моменты испытывают отдачу в виде крутильного момента \mathbf{T}_{STT} (а); прошедшие без рассеяния электроны вносят в активный слой эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{sd} (б). Динамика намагниченности $\mathbf{M} \equiv \mathbf{M}_{an}$ активного (FM2) слоя: \mathbf{T}_{STT} поворачивает \mathbf{M} и может конкурировать с внутренним трением ($\mathbf{G} \propto \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}$), \mathbf{H}_{eff} вызывает вращение \mathbf{M} (сплошная стрелка) (в).

определяется зарядом электрона e , объемом свободного слоя v_{FM} , а также эффективностью спиновой поляризации $\epsilon (\leq 1)$; \hbar — постоянная Планка.

Трение Гильберта и STT в (1.1) представляют собой моменты диссипативных сил, приводящих с мощностью

$$\frac{dw_{FM}}{dt} = -\frac{\alpha_G}{\gamma M_s} \dot{\mathbf{M}}^2 + \frac{\sigma_{FM} I}{\gamma M_s} (\dot{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{e}_{pol} \times \mathbf{M}) \quad (1.3)$$

к изменению плотности энергии w_{FM} системы. Очевидно, что в зависимости от знака и величины тока I STT может играть роль как положительного, так и отрицательного трения. В последнем случае при превышении током некоторого критического значения

$$I_{cr}^{FM} = \frac{\alpha_G}{\sigma_{FM}} \omega_{FMR}, \quad (1.4)$$

зависящего от частоты ω_{FMR} ферромагнитного резонанса, возникает потеря устойчивости исходного состояния, и намагниченность либо переворачивается (меняет направление на противоположное), либо в зависимости от конфигурации системы переходит в состояние устойчивой прецессии (так называемый *наноосциллятор*).

2. sd -обмен и спинтронные явления в ферромагнитных текстурах

Как упоминалось, в основе явлений GMR и STT лежит взаимодействие между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами. Рассмотрим

рим квазиклассический подход к описанию обменной части* этого взаимодействия, так называемого sd -обмена, задаваемого гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}}_{sd} = -\sum_{\mathbf{n}} J_{sd}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{n}}) \hat{s}(\mathbf{r}) \hat{S}(\mathbf{R}_{\mathbf{n}}), \quad (2.1)$$

где J_{sd} — обменный интеграл, $\hat{s}(\mathbf{r})$ и $\hat{S}(\mathbf{R}_{\mathbf{n}})$ — операторы спина, расположенного в точке \mathbf{r} свободного (s) и локализованного (d) на узле \mathbf{n} электрона с координатой $\mathbf{R}_{\mathbf{n}}$.

Поскольку динамику локализованных спинов в большинстве магнитных металлов можно считать медленной по сравнению с электронами проводимости, операторы $\hat{S}(\mathbf{R}_{\mathbf{n}})$ можно свести к классическим полевым векторам намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ [46], а вместо оператора $\hat{s}(\mathbf{r})$ рассматривать среднее по всем состояниям свободных электронов, т.е. фактически использовать классический вектор плотности безразмерной намагниченности электронов проводимости \mathbf{m} ($|\mathbf{m}| = 1$). При таких условиях гамильтониану (2.1) соответствует квазиклассическая плотность энергии sd -обмена

$$\mathcal{H}_{sd}(\mathbf{r}) = -\frac{J_{sd}}{M_s} \mathbf{m} \cdot \mathbf{M}, \quad (2.2)$$

где M_s — введенная выше намагниченность насыщения.

С одной стороны, sd -обмен приводит к подмагничиванию электронов проводимости вдоль $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, а с другой, — к вращению намагниченности \mathbf{m} вокруг $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Первый процесс в присутствии тока с плотностью \mathbf{j}_e вызывает адиабатический поток намагниченности

$$\hat{\mathbf{P}}_{FM} = -\frac{\mu_B}{e} P \mathbf{j}_e \otimes \frac{\mathbf{M}}{M_s} \equiv -\frac{\mu_B}{e} P \mathbf{j}_e \otimes \mathbf{e}_{\text{pol}}, \quad (2.3)$$

где μ_B — магнетон Бора, P — степень спиновой поляризации, зависящая от свойств материала, e — заряд электрона, а символом \otimes обозначено прямое тензорное произведение.

Второй процесс описывается стандартным уравнением прецессии. В итоге, квазиклассическое уравнение для плотности намагниченности электронов проводимости в среде с неоднородным распределением намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ локализованных электронов имеет следующий вид:

$$\dot{\mathbf{m}} + \nabla \hat{\mathbf{P}}_{FM} = -\frac{J_{sd}}{M_s} \mathbf{m} \times \mathbf{M} - \mathbf{\Gamma}. \quad (2.4)$$

* Строго говоря, при таком взаимодействии должен сохраняться полный момент количества движения, и в системах с сильной спин-орбитальной связью (например, в полупроводниках [6]) часть спинового момента делокализованных электронов может передаваться решетке. Последнее приводит к разного рода магнитомеханическим явлениям; соответствующие эффекты в применении к AFM описаны в работе [45].

Последнее слагаемое в правой части описывает диссипативные процессы и в простейшем случае включает и диффузионный (с коэффициентом D), и столкновительный вклады, причем второй параметризуется временем спин-флип релаксации τ_{sf} . В результате, скорость диссипации описывается выражением

$$\mathbf{\Gamma} = -D \Delta \mathbf{m} + \frac{1}{\tau_{sf}} (\mathbf{m} - \mathbf{m}_{\text{eq}}), \quad (2.5)$$

в котором равновесная спиновая плотность $\mathbf{m}_{\text{eq}} = n_{\text{eq}} \mathbf{M} / M_s$ зависит от концентрации n_{eq} носителей со спином, параллельным \mathbf{M} , Δ — оператор Лапласа. Обычно диффузией спинового момента пренебрегают, полагая характерный размер магнитной неоднородности значительно бóльшим длины свободного пробега.

Физически явления GMR и STT обеспечиваются неравновесной спиновой поляризацией, или неравновесной намагниченностью, свободных электронов $\delta \mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}_{\text{eq}}$, выражение для которой в принятых приближениях можно получить из уравнения (2.4):

$$\delta \mathbf{m} = \frac{\mu_B P}{e J_{sd} M_s (1 + \xi^2)} \left[\frac{\mathbf{M}}{M_s} \times (\mathbf{j}_e \cdot \nabla) \mathbf{M} + \xi (\mathbf{j}_e \cdot \nabla) \mathbf{M} \right], \quad (2.6)$$

где параметр $\xi = \hbar / (J_{sd} \tau_{sf}) \ll 1$.

Для того чтобы получить замкнутое уравнение для вектора \mathbf{M} , учтем, что неравновесная добавка (2.6) создает за счет sd -обмена упомянутое выше (см. рис. 2) обменное магнитное поле $\mathbf{H}_{sd} = J_{sd} \delta \mathbf{m} / M_s$ и, как следствие, зависящий от тока крутильный момент (ср. (1.1)):

$$\mathbf{T}_{STT} \equiv \gamma \mathbf{H}_{sd} \times \mathbf{M} = \frac{\mu_B P}{e M_s (1 + \xi^2)} \times \left[(\mathbf{j}_e \cdot \nabla) \mathbf{M} + \xi \frac{\mathbf{M}}{M_s} \times (\mathbf{j}_e \cdot \nabla) \mathbf{M} \right]. \quad (2.7)$$

Первое слагаемое в (2.7), называемое адиабатическим STT, описывает кинематический эффект: электроны проводимости переносят магнитную энергию FM из одной точки текстуры в другую так, что полная магнитная энергия локализованных спинов сохраняется. Интереснее, с точки зрения управления состоянием FM среды, является второй, гораздо меньший (в силу малости параметра $\xi \ll 1$) вклад, который называют неадиабатическим STT. Он связан с обменом энергией между электронами проводимости и локализованными

моментами. Именно этот вклад обеспечивает равномерное движение доменной границы в FM с постоянной скоростью

$$\mathbf{v}_{DW} = \frac{\mu_B \xi P}{\alpha_G e M_s (1 + \xi^2)} \mathbf{j}_e, \quad (2.8)$$

зависящей от плотности тока [46].

Упомянем, наконец, формализм для описания явления спиновой накачки (достаточно подробное его изложение можно найти в обзоре [47]). С позиций неравновесной термодинамики диссипативные процессы в FM в присутствии тока можно рассматривать в терминах обобщенных потоков — плотности тока \mathbf{j}_e и потока намагниченности* $\dot{\mathbf{M}}$, с одной стороны, и сопряженных им обобщенных сил, электрического поля \mathbf{E} и эффективного магнитного поля \mathbf{H}_{FM} , с другой. Если воспользоваться законом Ома $\mathbf{j}_e = \sigma_{\text{cond}} \mathbf{E}$ (где σ_{cond} — проводимость), то уравнение (1.1) с STT в форме (2.7) представляет собой одно из линейных соотношений Онзагера между потоком $\dot{\mathbf{M}}$ и силой \mathbf{E} . Дополнительно используя соотношения взаимности Онзагера, можно записать обратную связь между силой \mathbf{E} и потоком $\dot{\mathbf{M}}$. В итоге, найдем, что (при заданной разности потенциалов, т.е. заданном поле \mathbf{E}) электрический ток зависит от намагниченности:

$$j_{\alpha}^{\text{pump}} = \frac{\hbar \sigma_{\text{cond}}}{2e} P \dot{\mathbf{M}} \cdot (\mathbf{M} \times \nabla_{\alpha} \mathbf{M} + \xi \nabla_{\alpha} \mathbf{M}). \quad (2.9)$$

Величину \mathbf{j}^{pump} и называют током накачки, возникающим, когда изменяющаяся во времени намагниченность приводит к движению электрических зарядов.

3. Структура и особенности антиферромагнетиков

Приведем необходимые для дальнейшего сведения, касающиеся AFM. Как известно, к ним относятся вещества, которые имеют дальний магнитный порядок (наблюдаемый, например, с помощью методов нейтронного рассеяния), но не имеют (или практически не имеют) макроскопической намагниченности. В отличие от FM наблюдаемые магнитные структуры AFM гораздо более многочисленны и разнообразны.

На микроскопическом уровне AFM упорядочение соответствует наличию ненулевых спиновых моментов на каждом магнитном атоме**. Однако при переходе от одного атома к другому направление вектора спина меняется таким образом, что в пределах элементарной магнитной ячейки суммарный спин и, соответственно, полная намагниченность равны нулю (или в особых

случаях так называемого *слабого ферромагнетизма* много меньше намагниченности каждой из подрешеток). Взаимное расположение и ориентация спинов могут быть самыми разнообразными — от простого чередования противоположно направленных векторов до сложных неколлинеарных многоподрешеточных структур и спиралей, тем не менее все подобные магнитные кристаллы составляют класс AFM.

На макроскопическом уровне AFM часто описывают как систему вложенных друг в друга N_{sub} магнитных подрешеток. Фактически, это означает, что магнитный порядок определяется несколькими магнитными векторами $\mathbf{M}_k(\mathbf{r})$ (где $k = 1, 2, \dots, N_{\text{sub}}$) — полевыми переменными, сосредоточенными в одной и той же точке \mathbf{r} среды (на самом деле, в физически малом объеме). Линейные комбинации векторов $\mathbf{M}_k(\mathbf{r})$, отличные от нуля в отсутствие внешних полей, называются AFM векторами, или векторами Нееля, либо же многокомпонентным AFM параметром порядка. Так, например, в частном случае коллинеарного двухподрешеточного AFM единственный вектор Нееля определяется разностью $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. Кроме того, для полного описания особенностей AFM вводят также вектор намагниченности $\mathbf{M}_{AFM} = \sum_k \mathbf{M}_k$, что в упомянутом двухподрешеточном случае означает $\mathbf{M}_{AFM} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$.

Заметим, что в отличие от FM для AFM не существует простого (квазиклассического) перехода от микро- к макроописанию. Так, если в FM и основное состояние, и динамика вектора макроскопической намагниченности в ряде случаев аналогичны поведению среднего (в квантово-механическом смысле) вектора спина на узле, то в AFM макроскопическое, неелевское состояние не имеет квантово-механического (узельного) аналога. Кроме того, при переходе от поузельного микроскопического описания к описанию в терминах сплошной среды «теряется» (обращается в нуль) вектор трансляции между магнитными подрешетками. Как следствие, взаимосвязь результатов первопринципных расчетов и феноменологических уравнений движения магнитных векторов AFM сопряжена с определенными трудностями, которые мы обсудим ниже.

3.1. Описание низкочастотной динамики антиферромагнетиков

Основным энергетическим параметром, характеризующим AFM систему, обычно служит сильное обменное взаимодействие между спинами подрешеток, параметризуемое с помощью величины их поля схлопывания H_{ex} ; при этом внутриводрешеточный обмен

* Не следует путать с потоком (2.3) намагниченности свободных электронов.

** В ряде AFM металлов, в частности хrome, AFM упорядочение может быть связано с образованием электронами проводимости волны спиновой плотности, имеющей как соизмеримый, так и несоизмеримый с постоянной решетки период [48].

(даже будучи сравнительно большим), единственный в ФМ, зачастую вообще не принимается во внимание. В типичных AFM, используемых в спинтронике (например, FeMn, IrMn, NiO), величина H_{ex} , оцененная по температуре Нееля, составляет $\propto 10^3$ кЭ. Характерные же значения поля анизотропии H_{an} , определяющего ориентацию AFM вектора относительно кристаллических осей, существенно меньше, $H_{an} \propto 0,1$ кЭ. Таким образом, во внешних полях, эффективная величина которых существенно меньше H_{ex} , может происходить такое движение векторов магнитных подрешеток \mathbf{M}_k , при котором их взаимное расположение остается практически неизменным. Иными словами, в таких условиях низкоэнергетическую динамику AFM можно рассматривать как «твердотельное вращение» системы магнитных векторов. Это обстоятельство, впервые отмеченное и использованное в работах Андреева и Марченко [49], а также Барьяхтара и Иванова [50,51], позволяет существенно упростить описание низколежащих возбуждений AFM и их взаимодействие* с внешними полями.

Теперь, не останавливаясь на деталях, подробно изложенных в многочисленных оригинальных работах, а также монографии [52], обсудим основные особенности AFM динамики, существенные для описания спинтронных явлений. Прежде всего, заметим, что, несмотря на обеспечиваемую межподрешеточным обменным взаимодействием жесткость, движение магнитных векторов в AFM всегда сопровождается возникновением, хоть и исчезающе малой, но ненулевой намагниченности \mathbf{M}_{AFM}^{**} , зависящей от скорости вращения магнитной структуры. Так, в простейшем случае коллинеарного AFM, находящегося во внешнем магнитном поле \mathbf{H} (см. [50,51]),

$$\mathbf{M}_{AFM} = \frac{H_{ex}}{2\gamma M_s} [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}} + \gamma \mathbf{L} \times (\mathbf{H} \times \mathbf{L})], \quad (3.1)$$

где γ , как и выше, — гиромагнитное отношение. Кроме того, предполагается, что при температурах существенно меньших температуры Нееля, $M_s = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$ и, как следствие, $\mathbf{M}_{AFM} \perp \mathbf{L}$.

* Напомним, что AFM имеют два типа магнитных колебаний — акустические (когда $N_{sub} \leq 3$), с характерной частотой $\propto \sqrt{H_{an} H_{ax}}$, и обменные (для $N_{sub} > 3$), частота которых определяется исключительно обменными взаимодействиями. В этом смысле акустические магнитные колебания могут рассматриваться как низкочастотные (хотя по аналогии с решеточными их иногда делят на самые низкочастотные — акустические и несколько более высокочастотные — оптические), динамика которых определяется «твердотельным» движением. При этом следует иметь ввиду, что соответствующие им частоты, как правило, оказываются существенно (вплоть до порядков) выше собственных частот магнитных колебаний в FM материалах.

** Это обстоятельство часто упускают из виду при микроскопическом описании спинтронных эффектов. Так, в работах [14,15,53,54] необоснованно считалось, что углы между магнитными векторами строго фиксированы, тем самым игнорировался вклад в намагниченность \mathbf{M}_{AFM} электронов проводимости, в силу чего упущена существенная поправка в индуцированное током вращение AFM моментов (см. ниже).

Для AFM с произвольным числом подрешеток возникающая динамическая намагниченность выражается через вектор $\boldsymbol{\Omega}$ угловой скорости «твердотельной» магнитной структуры (в частном случае коллинеарного AFM $\dot{\mathbf{L}} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{L}$):

$$\mathbf{M}_{AFM} = \frac{\hat{\chi}}{\gamma} (\boldsymbol{\Omega} + \gamma \mathbf{H}), \quad (3.2)$$

где структура тензора $\hat{\chi}$ магнитной восприимчивости определяется обменной симметрией AFM [49]. Ниже, рассматривая многоподрешеточные AFM, мы для упрощения изложения будем использовать приближение изотропной восприимчивости и полагать, что, как и в двухподрешеточном случае, $\chi \equiv M_s / H_{ex}$.

Основное уравнение низкочастотной динамики AFM следует из уравнения баланса намагниченности (спинового момента):

$$\frac{d\mathbf{M}_{AFM}}{dt} = \nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}, \quad \text{или} \quad \frac{dM_{AFM}^{(\alpha)}}{dt} = \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta}, \quad (3.3)$$

по существу, совпадая с ним. При этом величина \mathbf{M}_{AFM} должна быть выражена через AFM параметр порядка согласно (3.1) или (3.2), а тензор 2-го ранга $\hat{\mathbf{P}}$ определяет плотность потока намагниченности. С учетом соотношения (3.1) уравнение (3.3) можно выразить через вектор Нееля \mathbf{L} следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{L} \times (\ddot{\mathbf{L}} + \gamma \dot{\mathbf{H}} \times \mathbf{L} + 2\gamma \mathbf{H} \times \dot{\mathbf{L}} - 2\gamma^2 H_{ex} M_s \mathbf{H}_L) = \\ = -2\gamma H_{ex} M_s \nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где $\mathbf{H}_L \equiv -\partial U_{AFM} / \partial \mathbf{L}$ — эффективное поле, зависящее от плотности магнитной энергии U_{AFM} , принято, что $|\mathbf{L}| \approx 2M_s$.

Динамическое состояние многоподрешеточных AFM удобно определять с помощью вектора Гиббса $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{r}, t) = \text{tg}(\theta/2)\mathbf{e}$, параметризующего поворот магнитной решетки как целого на угол $\theta(\mathbf{r}, t)$ вокруг оси $\mathbf{e}(\mathbf{r}, t)$. При этом мгновенное значение вектора намагниченности подрешетки \mathbf{M}_k определяется через поворот относи-

тельно равновесного (реперного) направления $\mathbf{M}_k^{(0)}$ ($|\mathbf{M}_k^{(0)}| = |\mathbf{M}_k| = M_s$) следующим образом:

$$\mathbf{M}_k(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_k^{(0)} + \frac{2}{1 + \varphi^2} (\boldsymbol{\varphi} \times [\boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{M}_k^{(0)}] + \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{M}_k^{(0)}). \quad (3.5)$$

Введенный выше вектор угловой скорости также зависит от вектора Гиббса

$$\boldsymbol{\Omega} = 2 \frac{\dot{\boldsymbol{\varphi}} + \boldsymbol{\varphi} \times \dot{\boldsymbol{\varphi}}}{1 + \varphi^2}. \quad (3.6)$$

В этих обозначениях уравнение для описания магнитной динамики AFM принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\boldsymbol{\Omega} + \gamma \mathbf{H}) + \gamma \mathbf{H} \times \boldsymbol{\Omega} + \gamma^2 \frac{H_{\text{ex}}}{2M_s} \left(\hat{\lambda}^{-1} \frac{\partial U_{AFM}}{\partial \boldsymbol{\varphi}} \right) = \\ = \gamma \frac{H_{\text{ex}}}{M_s} \nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

где $\hat{\lambda}^{-1}$ — тензор, обратный к тензору

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{\delta_{\alpha\beta} + \varepsilon_{\alpha\gamma\beta} \varphi_\gamma}{1 + \varphi^2}, \quad (3.8)$$

определяющему метрику риманова пространства группы трехмерных вращений (подробнее см. [49]), $\varepsilon_{\alpha\gamma\beta}$ — антисимметричный тензор Леви–Чивиты.

Наконец, из уравнений (3.4) и (3.7) следует, что динамические явления в AFM, как и резонансные, оказываются обменно-усиленными. В частности, все слагаемые в правой части (т.е. обобщенные силы и поток намагниченности) умножаются на большую константу H_{ex} обменного происхождения. Следовательно, относительно небольшой по величине поток намагниченности может привести к раскручиванию AFM момента и вызвать, как будет показано ниже, устойчивую прецессию последнего.

Примечательно также, что уравнения магнитной динамики FM и AFM отличаются по структуре. Уравнение Ландау–Лифшица для поля $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ намагниченности FM является уравнением прецессии и содержит лишь первую производную по времени. Как следствие это уравнение инвариантно (в отсутствие диссипативных сил) относительно преобразований Галилея. Уравнение же для вектора Нееля в однородном AFM эквивалентно уравнению Ньютона для материальной точки, так как содержит вторую производную по времени. В случае неоднородного распределения $\mathbf{L}(\mathbf{r}, t)$ это уравнение, что существенно, инвариантно относительно преобразований Лоренца.

Различия магнитной динамики FM и AFM систем достаточно наглядно проявляются уже на примере малых колебаний вблизи положения равновесия. Сравним для примера поведение однородных легкоосных

FM и двухподрешеточного AFM (легкая ось вдоль оси z) в отсутствие внешних полей. Соответствующие уравнения для малых отклонений $m_\pm = m_x \pm im_y$ FM и $l_\pm = l_x \pm il_y$ AFM векторов имеют вид

$$\dot{m}_\pm = \pm i\omega_{FMR} m_\pm, \quad \dot{l}_\pm = -\omega_{AFMR}^2 l_\pm, \quad (3.9)$$

где ω_{FMR} , ω_{AFMR} — частоты ферро- и антиферромагнитного резонанса соответственно. Как видно из уравнений (3.9), собственные колебания FM вектора всегда поляризованы циркулярно (вектор \mathbf{M} имеет фиксированную длину и, следовательно, движется по поверхности сферы), в то время как собственные моды AFM могут быть и линейно поляризованными (вектор \mathbf{L} колеблется в плоскости). Такие колебания вектора \mathbf{L} (например, в плоскости xz) немедленно вызывают колебания в перпендикулярной плоскости (y -й) компоненты намагниченности \mathbf{M}_{AFM} .

На рис. 3 схематически изображено движение векторов магнитных подрешеток AFM при таких колебаниях и для сравнения — синхронное движение двух независимых FM векторов, которые в начальный момент были антипараллельными (фактически они соответствуют подрешеткам, между которыми исключено обменное взаимодействие). Подчеркнем, что, как отмечалось выше, при наличии межподрешеточного обмена угол между магнитными подрешетками при их движении всегда отличен от 180° . Поэтому синхронное движение антипараллельно направленных (т.е. с $\mathbf{M}_{AFM} = 0$) магнитных векторов подрешеток в рамках принятой модели AFM является невозможным (в противном случае это означало бы наличие бесконечно большого обмена, $H_{\text{ex}} \rightarrow \infty$, исключаяющего какую бы то ни было «неколлинеарную» динамику).

В заключение отметим, что в отсутствие диссипативных сил динамические уравнения (3.4) и (3.7)

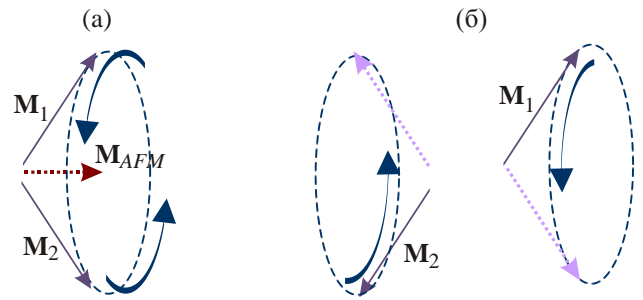


Рис. 3. Динамика векторов магнитных подрешеток \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 в AFM (а) и двух независимых, изначально антипараллельных FM (б). В AFM вектора \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 синхронно движутся по поверхности конуса, ось которого параллельна \mathbf{M}_{AFM} . Намагниченности идентичных FM движутся по поверхностям разных конусов, синхронность движения возможна при определенном выборе начальных условий.

можно рассматривать как уравнения Эйлера–Лагранжа для функции Лагранжа

$$\mathcal{L}_{AFM} = \frac{1}{\gamma^2 M_s H_{ex}} [\dot{\mathbf{L}}^2 - v_{mag}^2 (\nabla \mathbf{L})^2] - \frac{(\dot{\mathbf{L}}, \mathbf{L}, \mathbf{H})}{\gamma M_s H_{ex}} + \frac{1}{4 M_s H_{ex}} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}]^2 - U_{AFM}(\mathbf{L}), \quad (3.10)$$

или

$$\mathcal{L}_{AFM} = \frac{M_s}{2\gamma^2 H_{ex}} [(\boldsymbol{\Omega} + \gamma \mathbf{H})^2 - v_{mag}^2 \sum_{\alpha} \Omega_{\alpha}^2] - U_{AFM}(\varphi), \quad (3.11)$$

где введена скорость магнонов v_{mag} , задающая предельную скорость распространения магнитного возмущения в среде и зависящая (в том числе) от константы неоднородного обмена, а векторы $\boldsymbol{\Omega}_{\alpha}$ характеризуют изменение вектора Гиббса в пространстве и получаются из (3.6) заменой $\dot{\varphi} \rightarrow \nabla_{\alpha} \varphi$, $\alpha = x, y, z$.

3.2. Особенности описания диссипативных эффектов в антиферромагнетиках

Поскольку рассматриваемые спинтронные эффекты связаны с процессами рассеяния энергии, формальное описание магнитной динамики с необходимостью должно включать внутренние потери. Но если для FM достаточно хорошо работает модель внутреннего трения по-Гильберту (слагаемое с α_G в (1.1)), то описание диссипативных процессов в AFM остается в значительной степени открытой проблемой.

Основная трудность обусловлена наличием в AFM так называемой обменной релаксации, которая вдали от точки Нееля* обеспечивает устойчивость взаимной ориентации магнитных подрешеток. Очевидно, что эти процессы (в частности, флуктуации обменного происхождения) связаны с возникновением и «рассасыванием» намагниченности \mathbf{M}_{AFM} , т.е. с дополнительными степенями свободы AFM, не сводящимися, вообще говоря, к движению AFM векторов. Другими словами, в идеологии онзагеровского формализма векторы \mathbf{M}_{AFM} и $\dot{\mathbf{L}}$ обобщенных потоков должны рассматриваться как независимые. Тогда порождающие их обобщенные силы совпадают с эффективными полями $\mathbf{H}_{\mathbf{L}}$ (см. (3.4)) и $\mathbf{H}_{\mathbf{M}} = -\partial U_{AFM} / \partial \mathbf{M}_{AFM}$ [57–59]. Для построения диссипативной функции необходимо найти коэффициенты

Онзагера между обобщенными потоками и силами, на которые, кроме соотношений Онзагера и симметричных требований, наложены ограничения, возникающие из условий равномодульности, или нормировки намагниченностей подрешеток $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_s$. Это приводит к тому, что уже в обменном приближении диссипативная функция AFM зависит от пространственных и/или временных производных обобщенного потока $\dot{\mathbf{L}}$ [60], например:

$$R_{AFM} = \frac{\lambda_1^{(ex)}}{2} [\nabla(\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}})]^2 + \frac{\lambda_2^{(ex)}}{2} \dot{\mathbf{L}}^2 + \frac{\lambda^{(rel)}}{2} \dot{\mathbf{L}}^2. \quad (3.12)$$

Здесь $\lambda_{1,2}^{(ex)}$ и $\lambda^{(rel)}$ — коэффициенты Онзагера, описывающие обменную и релятивистскую релаксации. Последнее слагаемое в (3.12), по существу, представляет собой релаксацию Гильберта и может быть получено непосредственно из уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта (см. (1.1), при условии, что $I = 0$) для магнитных подрешеток. Наиболее удобным, с нашей точки зрения, является выражение для диссипативной функции, полученное в работе [38] в приближении $|\mathbf{M}_{AFM}| \ll M_s$ (обозначения коэффициентов Онзагера авторские),

$$R_{AFM} = \frac{G_1}{2} \dot{\mathbf{M}}_{AFM}^2 + \frac{G_2}{2} \dot{\mathbf{L}}^2. \quad (3.13)$$

Заметим, что первое — обменное — слагаемое (константа G_1) из (3.13) совпадает со вторым слагаемым из (3.12), если принять во внимание связь между намагниченностью \mathbf{M}_{AFM} и AFM вектором (см. (3.1)).

Остается, однако, неясным вопрос о количественном соотношении между коэффициентами Онзагера обменного и релятивистского происхождения, который требует знания микроскопических механизмов релаксации. Из общих соображений (см., например, обсуждение временных масштабов магнитных процессов в [61]) можно лишь предположить, что отношения обратных времен релаксации разных мод такого же порядка, что и отношения соответствующих собственных частот. Поскольку частоты акустических магнитных колебаний (а именно их мы и рассматриваем) много меньше обменных, можно считать характерные времена обменной релаксации настолько малыми, что соответствующие им процессы могут быть исключены из рассмотрения (т.е. формально** можно положить $G_1 = 0$). Заметим, однако, что

* Мы не обсуждаем вопросы, связанные с продольной релаксацией намагниченностей подрешеток, которая также определяется обменными взаимодействиями и играет существенную роль вблизи точки Нееля и спин-переориентационных фазовых переходов (см. [52,55,56]), а также в ультрабыстрой динамике магнетиков [10].

** С другой стороны, считая время жизни обменных мод достаточно малым, следовало бы принять $G_1 \rightarrow \infty$, что приводит к большим критическим полям и токам перехода в FM состояние. Если интервал используемых внешних полей и токов существенно меньше критических, то процессы, связанные со схлопыванием подрешеток, просто не успевают развиваться и с этой точки зрения $\dot{\mathbf{M}}_{AFM} \rightarrow 0$. В то же время, поскольку поток $\dot{\mathbf{M}}_{AFM}$ неразрывно связан и с вращением AFM вектора, в (3.13) проще положить $G_1 = 0$.

иногда при моделировании для простоты принимают $G_1 = G_2$ (см., например, [62,63]), что автоматически исключает из рассмотрения иерархию времен различных процессов релаксации и может приводить к появлению артефактов (см. разд. 4.1).

3.3. Явление обменного подмагничивания

Широкое применение AFM в качестве вспомогательных элементов спинтронных структур связано с открытием в 1956 г. Мейкледженом и Бином явления обменного подмагничивания [64,65], или возникновение в двухслойной системе FM/AFM эффективного внутреннего магнитного поля H_{bias} (называемого полем подмагничивания, или байаса), которое приводит к смещению петли магнитного гистерезиса. Поскольку этот эффект важен для интерпретации имеющихся экспериментов по спинтронике AFM, рассмотрим его более детально.

Пусть FM материал характеризуется макроскопической намагниченностью \mathbf{M}_{FM} , а AFM — вектором Нееля \mathbf{L} . Эффект подмагничивания возникает за счет взаимодействия обменной природы между спинами FM и AFM. Энергия такого взаимодействия W_{bias} (на единицу площади) зависит от взаимной ориентации \mathbf{M}_{FM} и \mathbf{L} , что можно представить в общем виде через зависимость от скалярного произведения $\mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{L}$, т.е.

$$W_{\text{bias}} = W_{\text{bias}}(\mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{L}). \quad (3.14)$$

Поскольку вблизи границы раздела нарушается трансляционная симметрия как FM, так и AFM слоя, присутствие подобного слагаемого в энергии системы не противоречит симметричным принципам. Явный вид энергии взаимодействия в значительной степени определяется деталями структуры материалов, их химической активностью, качеством поверхности и пр. Однако, как показывают эксперименты, в большинстве случаев подмагничивание благоприятствует либо параллельной ориентации \mathbf{M}_{FM} и \mathbf{L} (если, например, примыкающая к FM поверхность антиферромагнетика содержит нескомпенсированный магнитный момент), либо перпендикулярной (случай так называемого спин-флопа, когда FM играет роль внешнего поля для AFM слоя [66]). Соответственно, энергию подмагничивания (3.14) моделируют, исходя из реальной ситуации, так что

$$W_{\text{bias}} = -J_{\text{bias}} \begin{cases} \mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{L}, & \mathbf{M}_{FM} \parallel \mathbf{L}, \\ (\mathbf{M}_{FM} \times \mathbf{L})^2, & \mathbf{M}_{FM} \perp \mathbf{L}, \end{cases} \quad (3.15)$$

где $J_{\text{bias}} > 0$ — феноменологическая константа, обеспечивающая подобную связь.

Очевидно, что энергия W_{bias} не меняется при одновременном изменении направлений магнитных векторов на противоположные: $\mathbf{M}_{FM} \rightarrow -\mathbf{M}_{FM}$ и $\mathbf{L} \rightarrow -\mathbf{L}$,

но, тем не менее, именно она отвечает за создание в двухслойной системе состояния с эффективным «вмороженным» магнитным полем H_{bias} .

Состояние с $H_{\text{bias}} \neq 0$ является метастабильным и сохраняется до тех пор, пока температура системы не превысит энергетический барьер (называемый температурой блокировки) между двумя эквивалентными состояниями с противоположными направлениями магнитных векторов. Исходное состояние формируется в процессе изготовления пленки, когда система сама «выбирает» одно из направлений упорядочения (либо случайно, либо благодаря специально приложенному для этой цели внешнему полю). Устойчивость же результирующей структуры по отношению к внешним полям обусловлена различием характерных полей переориентации для FM и AFM слоев. Величина поля спин-флопа (поля переориентации) в AFM обменно усилена, $H_{s-f} \propto \sqrt{H_{\text{an}}^{\text{AFM}} H_{\text{ex}}}$, и может превышать поле $H_{\text{an}}^{\text{FM}}$ анизотропии FM на несколько порядков. Таким образом, внешнее поле $H \propto H_{\text{an}}^{\text{FM}}$, $H_{\text{bias}} \ll H_{s-f}$ может вызвать значительный разворот вектора \mathbf{M}_{FM} , фактически не влияя при этом на ориентацию \mathbf{L} . Это позволяет экспериментально определять H_{bias} , а следовательно, и J_{bias} , измеряя, например, кривые намагничивания $\mathbf{M}_{FM}(\mathbf{H})$.

Если толщина AFM слоя сопоставима с характерной толщиной доменной границы, обусловленный внешним полем поворот FM вектора может привести к созданию предсказанной Маури [67] так называемой обменной пружины, экспериментально наблюдаемой в таких структурах (см., например, [68–70]). Пружина образуется вследствие разворота AFM вектора на границе FM/AFM и оказывается закрепленной за счет сильной эффективной анизотропии внутри AFM слоя. При выключении внешнего поля пружина возвращает систему в начальное состояние, даже если вектор \mathbf{M}_{FM} повернулся на 180° (т.е. перешел в эквивалентное с точки зрения FM слоя равновесное состояние).

Величина и направление поля подмагничивания зависят от состояния AFM слоя, в особенности если последний является многодоменным (см., например, обзор [71]). Поэтому переориентация AFM векторов, вызванная, скажем, спин-поляризованным током или температурными флуктуациями может привести к заметному (и наблюдаемому) изменению поля подмагничивания.

Эффект подмагничивания уже нашел применение в спиновых вентилях с двумя рабочими FM слоями для закрепления одного из них (поляризатора). Впрочем, как показали недавние эксперименты [20,22–24,28–30,72], изучение зависимости поля подмагничивания от величины управляющего тока позволяет судить о спинтронных эффектах и в AFM слое.

3.4. Влияние размеров и формы антиферромагнитных частиц на их свойства

Поскольку используемые в спинтронике объекты обычно имеют субмикронные размеры, их свойства могут заметно отличаться от свойств объемных материалов вследствие существенного при малых размерах влияния поверхности (см. [73]). В частности, AFM наночастицы всегда обладают ненулевой намагниченностью [74], обязанной таким поверхностным явлениям, как нарушение трансляционной симметрии, дополнительная (отличная от объемной) анизотропия и т.п. Это приводит к тому, что в приближении макроспина намагниченность \mathbf{M}_{AFM} такого AFM должна содержать наряду с динамической (см. уравнение (3.1)) еще и статическую часть. Кроме того, в этом приближении могут нарушаться условия нормировки магнитных подрешеток и система в целом будет характеризоваться большим числом степеней свободы, чем это имеет место в объемных AFM. Другими словами, AFM наночастица может вести себя подобно слабому FM. Это обстоятельство, безусловно, затрудняет интерпретацию поведения и без того достаточно сложных спин-вентильных систем. Однако, как было отмечено выше, динамика AFM имеет специфические, отличные от FM, черты (сильно отличающиеся диапазоны характерных частот и полей, разные типы динамических уравнений), которые дают возможность выделить роль в рассматриваемых эффектах именно AFM упорядочения.

Еще одной особенностью AFM наночастиц является необычное проявление эффектов формы, которыми традиционно пренебрегали, связывая последние исключительно с существованием нескомпенсированного магнитного момента. В то же время эксперименты [75–77] убедительно показали, что форма является источником дополнительной и ею же управляемой магнитной анизотропии AFM частиц, причем сам эффект не связан со слабым FM. Физически непротиворечивая и достоверная интерпретация эффектов формы в AFM опирается на предположение о принципиальной роли в них магнитоупругих взаимодействий [78–80], благодаря которым формируется поверхностная магнитная анизотропия. Формально эффекты формы в приближении макроспина можно учесть с помощью дополнительных слагаемых в энергии AFM. В частности, для плоской прямоугольной частицы $(a_x \times a_y)$ соответствующий вклад имеет вид

$$U_{AFM}^{shape} = \frac{1}{2} K_2^{shape} (a_x/a_y) (L_x^2 - L_y^2), \quad (3.16)$$

где феноменологическая константа $K_2^{shape}(a_x/a_y)$ зависит от отношения осей a_x/a_y , константы магнитоупругого взаимодействия и исходной энергии поверхностной анизотропии.

Форму следует учитывать и при описании многодоменных состояний AFM, реализуемых в образцах с байасом. Именно форма определяет размер и соотношение между количеством доменов разного типа. Для описания соответствующих эффектов можно ввести энергию раздеформирования, зависящую от усредненных по объему образца величин $\langle L_j^2 \rangle$ ($j = x, y, z$). Так, для той же плоской пластины

$$U_{AFM}^{dest} = \frac{1}{2} K_4^{dest} (a_x/a_y) (\langle L_x^2 \rangle - \langle L_y^2 \rangle)^2. \quad (3.17)$$

4. Спиновая динамика антиферромагнетиков в присутствии тока

Рассмотрим теперь поведение AFM при протекании через него электрического тока. В настоящее время предложено два подхода к описанию спинтронных явлений в AFM: микроскопический, учитывающий детали зонной структуры и потому ориентированный на конкретные материалы, и феноменологический, исходящий из общих принципов магнитной гидродинамики, а потому «материалонезависимый». Прямое сопоставление результатов, полученных на основании этих подходов, затруднено вследствие использования в них разных упрощающих допущений. Ниже мы попытаемся дать интегральную картину, опираясь на полуклассические уравнения для свободных электронов и макроскопические уравнения динамики AFM, рассмотренные в разд. 3. Тем не менее следует признать что, несмотря на разнообразие методов и приближений, все известные нам экспериментальные и теоретические исследования в области спинтроники AFM недвусмысленно указывают на возможность управления состоянием AFM слоя с помощью тока.

В этом разделе мы рассмотрим два типа принципиально различных структур на основе AFM

1. Дискретные системы, включающие *слои FM и AFM* материалов. В таких системах первостепенным является вопрос о влиянии поляризованного ферромагнетиком тока на состояние AFM слоя.

2. Дискретные системы, состоящие из двух различных *AFM слоев* (по аналогии со спиновыми вентилями FM/FM), а также непрерывные AFM системы (текстуры, доменные стенки). Здесь, в частности, возникает вопрос, а может ли AFM структура поляризовать ток и через него воздействовать на соседний слой, а также имеет ли место для AFM явление спиновой накачки.

Следует упомянуть также синтетические (или искусственные) структуры, состоящие из антиферромагнитно-связанных FM слоев. Такие системы характеризуются сильно анизотропным обменом между «слоями-подрешетками», а также сильной зависимостью величины AFM обмена от толщины немагнитной прослойки между FM слоями, что позволяет использовать

их как промежуточные (между FM и AFM) модельные системы. Есть основания считать, что спинтронные эффекты в таких системах имеют особенности, нетипичные для упомянутых выше структур [40,81], однако детальное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящего обзора.

4.1. Дискретная гетероструктура FM/AFM

Она считается простой для описания системой, состоящей из плоских (с нормалью \mathbf{n}) FM и AFM слоев, разделенных (для исключения прямого взаимодействия между FM и AFM) немагнитным материалом. Как правило, толщина магнитных слоев меньше характерной длины магнитной неоднородности, что позволяет описывать состояние FM и AFM однородными по объему векторами намагниченности \mathbf{M}_{FM} и Нееля \mathbf{L} соответственно (т.е. использовать упомянутое выше приближение макроспина).

Ток (с плотностью \mathbf{j}_e), протекая через FM, спиново поляризуется в направлении $\mathbf{e}_{\text{pol}} = \mathbf{M}_{FM} / |\mathbf{M}_{FM}|$, параллельном намагниченности \mathbf{M}_{FM} , и таким образом создает поток магнитного момента $\dot{\mathbf{P}}_{FM}$ (см. (2.3)), текущий в AFM слой. На интерфейсе NM/AFM и внутри AFM слоя происходит сопровождающееся переворотом спина рассеяние свободных электронов на локализованных. По аналогии с FM интенсивность этих процессов можно охарактеризовать безразмерным тензором $\hat{\varepsilon}$, определяющим степень деполяризации потока магнитного момента. Заметим, что вклад в деполяризацию могут давать как прошедшие, так и отраженные частицы, поэтому направление тока может быть как перпендикулярным (CPP), так и параллельным (CIP) плоскости гетероструктуры. Структура тензора $\hat{\varepsilon}$ зависит, вообще говоря, от симметрии AFM слоя. В частности, для коллинеарного AFM в обменном приближении отличны от нуля лишь поперечные по отношению к AFM вектору компоненты, равные ε , что позволяет представить его в виде

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon \left(\hat{I} - \frac{\mathbf{L} \otimes \mathbf{L}}{4M_s^2} \right), \quad (4.1)$$

где \hat{I} — единичная матрица. В итоге поглощенный AFM слоем поток намагниченности приобретает форму

$$\dot{\mathbf{P}}_{AFM} = -\frac{\sigma}{4M_s^2} \mathbf{j}_e \otimes [\mathbf{L} \times (\mathbf{e}_{\text{pol}} \times \mathbf{L})], \quad \sigma \equiv \frac{\mu_B}{e} \varepsilon P. \quad (4.2)$$

* Заметим, что в работах ряда групп [14,15,53,54,82] рассчитывается крутильный момент, действующий на каждую из подрешеток AFM в отдельности, и, тем самым, используется «FM терминология». Сопоставление же полученных выражений с «силой» требует, однако, перехода от описания в терминах подрешеток к описанию в терминах вектора Нееля в соответствии с описанной в разд. 3.1 процедурой.

Кроме того, ток является источником магнитных полей двух типов: поля Эрстеда, которым мы пренебрегаем, и эффективного поля, создаваемого sd -обменом и описываемого феноменологической константой J_{sd} :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \beta (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) \mathbf{e}_{\text{pol}}, \quad \beta \equiv J_{sd} \sigma (1 - \varepsilon). \quad (4.3)$$

Воспользуемся теперь уравнением баланса намагниченности AFM (3.3), в правую часть которого подставим выражение (4.2) и проинтегрируем по толщине d_{AFM} AFM слоя в направлении нормали \mathbf{n} , после чего получим

$$\frac{d\mathbf{M}_{AFM}}{dt} = -\frac{\sigma}{4M_s^2 d_{AFM}} (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) [\mathbf{L} \times (\mathbf{e}_{\text{pol}} \times \mathbf{L})]. \quad (4.4)$$

Выражая в соответствии с (3.1) намагниченность \mathbf{M}_{AFM} через вектор Нееля \mathbf{L} и полагая, что внешним полем для него служит (4.3), из (4.4) находим динамическое уравнение для этого вектора в присутствии тока (ср. с (3.4)):

$$\mathbf{L} \times (\ddot{\mathbf{L}} + 2\gamma_{AFM} \dot{\mathbf{L}} - 2\gamma^2 H_{\text{ex}} M_s \mathbf{H}_L - \mathbf{F}_{STT}) = 0, \quad (4.5)$$

где $2\gamma_{AFM} \equiv \gamma \alpha_G H_{\text{ex}}$, как и выше, — коэффициент внутреннего трения (ширина линии AFMR), а

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{STT} = & \gamma \beta (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) (2\mathbf{e}_{\text{pol}} \times \dot{\mathbf{L}} + \dot{\mathbf{e}}_{\text{pol}} \times \mathbf{L}) + \\ & + \left(\frac{\sigma \gamma^2 H_{\text{ex}}}{2M_s d_{AFM}} (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) + \gamma \beta \frac{d}{dt} (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) \right) (\mathbf{e}_{\text{pol}} \times \mathbf{L}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

— зависящая от тока сила.

Аналогично случаю FM уравнение (4.5), благодаря присутствию в нем «внешней» силы (4.6), содержит определяемые током слагаемые двух типов: одно, пропорциональное константе σ , обусловлено эффектом STT и подобно «слагаемому Слончевского» в FM; другие, пропорциональные константе β , — «полевые». Однако их вид и влияние на динамику AFM несколько отличаются от случая FM.

Прежде всего отметим, что для AFM слагаемое Слончевского является (с механической точки зрения) не моментом силы, а непосредственно силой, что, кроме всего прочего, следовало бы учитывать и в терминологии*. Это слагаемое оказывается обменно-усиленным (содержит множитель H_{ex}). Из этого непосредственно

вытекает, что индуцированная током динамика AFM является достаточно большим эффектом, обусловленным межподрешеточным обменом, и не зависит от величины макроскопической намагниченности \mathbf{M}_{AFM} .

Полевые слагаемые дают в отличие от FM существенный вклад лишь в случае переменного тока или переменной (зависящей от времени) намагниченности \mathbf{M}_{FM} поляризатора. Это связано со спецификой взаимодействия AFM с внешним магнитным полем — постоянное поле приводит к квадратичным по его величине эффектам (в уравнении (4.5) соответствующие слагаемые опущены как малые), а линейный по полю вклад возникает только в случае переменного поля. Заметим также, что, как показали недавние эксперименты по оптическому возбуждению колебаний AFM вектора [83,84], влияние переменного поля действительно может быть существенным.

Имеется еще две особенности полевых слагаемых. Во-первых, вклады переменного и постоянного токов в уравнение (4.5) одинаковы по структуре (последнее слагаемое), хотя, как отмечалось выше, обусловлены разными (в определенном смысле, взаимоисключающими) механизмами: вклад, обусловленный σ , возрастает с увеличением ε , или доли одноэлектронных спин-флоп событий, а вклад, обусловленный β , уменьшается. Это открывает принципиальную возможность экспериментального определения величины ε по относительному вкладу разных составляющих тока [45]. Во-вторых, полевое слагаемое, зависящее от временной производной $\dot{\mathbf{e}}_{pol}$ (т.е., фактически, от $\dot{\mathbf{M}}_{FM}$), вообще не имеет аналога в динамике FM. Вклад этого слагаемого может оказаться существенным, когда рассматриваемый FM слой является активным. Кроме того, оно моделирует ланжевеновский источник, связанный с флуктуациями намагниченности FM.

Важно, однако, и другое: токовые слагаемые в AFM, как и в FM, являются источниками/стоками энергии системы. В самом деле, как следует из уравнения (4.5), скорость изменения собственной энергии

$$E_{AFM} \equiv \frac{1}{2\gamma^2 H_{ex}} \dot{\mathbf{L}}^2 + U_{AFM}(\mathbf{L}) \quad (4.7)$$

AFM слоя вследствие работы тока и внутреннего трения описывается выражением

$$\begin{aligned} \frac{dE_{AFM}}{dt} = & -\frac{\gamma_{AFM}}{\gamma^2 H_{ex}} \dot{\mathbf{L}}^2 + \\ & + \left(\frac{\sigma}{2M_s d_{AFM}} (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) + \frac{\beta}{\gamma H_{ex}} \frac{d}{dt} (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) \right) (\mathbf{e}_{pol} \cdot \mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}), \end{aligned} \quad (4.8)$$

в котором для простоты принято, что намагниченность поляризующего слоя не изменяется, т.е. $\dot{\mathbf{M}}_{FM} = 0$.

В отличие от FM вклад в диссипацию дает не только слагаемое Слончевского, но и, как видно из выражения (4.8), полевое слагаемое.

Сравним особенности вызванного спин-поляризованным током поведения AFM и FM на примере одноосных систем. В качестве примера рассмотрим устойчивость малых колебаний (3.9) в присутствии постоянного тока в том и другом случаях, предполагая, что вектор \mathbf{e}_{pol} спиновой поляризации тока параллелен легкой оси, а $\mathbf{j}_e \parallel \mathbf{n}$. Тогда динамические уравнения, линейные по малым отклонениям m_{\pm} и l_{\pm} , принимают вид (ср. (3.9)):

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\pm} \mp i\omega_{FMR} m_{\pm} = & \pm i\alpha_G \dot{m}_{\pm} + \Gamma_{cur}^{FM} j_e m_{\pm}, \\ \ddot{l}_{\pm} + \omega_{AFMR}^2 l_{\pm} = & -2\gamma_{AFM} \dot{l}_{\pm} + i\Gamma_{cur}^{AFM} j_e l_{\pm}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

где введенные для компактности константы Γ_{cur}^{FM} и Γ_{cur}^{AFM} описывают взаимодействие с током.

Анализ уравнений (4.9) показывает (см. также рис. 4(a)), что в случае FM токовое слагаемое может играть роль как положительного, так и отрицательного трения, что определяется направлением тока (при фиксированном направлении поляризации) или поляризации (при фиксированном направлении тока). Таким образом, в одном случае ($j_e < 0$) равновесное состояние устойчиво, а в другом ($j_e > 0$) — возникает неустойчивость при $j_e > j_{cr}^{FM} = \alpha_G \omega_{FMR} / \Gamma_{cur}^{FM}$. Последнее связано с тем, что направление STT (или, что то же самое, знак произведения $\Gamma_{cur}^{FM} j_e$) зависит от взаимной ориентации вектора \mathbf{e}_{pol} и равновесной намагниченности $\mathbf{M}_{eq} \parallel \mathbf{e}_{pol}$ активного слоя. При $\mathbf{M}_{eq} \uparrow \downarrow \mathbf{e}_{pol}$ происходит накачка энергии в систему, при $\mathbf{M}_{eq} \uparrow \uparrow \mathbf{e}_{pol}$ — спиновый крутильный момент усиливает собственное трение.

В AFM имеются две моды колебаний с противоположными направлениями циркулярной поляризации

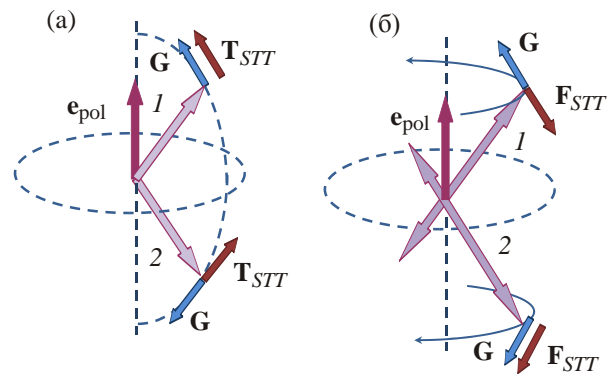


Рис. 4. Сравнение STT в FM и AFM: в FM крутильный момент \mathbf{T}_{STT} , в зависимости от ориентации намагниченности активного слоя \mathbf{M} , может как усиливать внутреннее трение \mathbf{G} (положение 1), так и ослаблять (положение 2), вызывая переориентацию \mathbf{M} (а). В AFM связанная с STT сила \mathbf{F}_{STT} всегда ослабляет внутреннее трение для одной из циркулярно поляризованных мод (мода 1) и усиливает для другой (мода 2) (б).

(рис. 4(б)). Одна из них, как видно из уравнения (4.9), усиливается током, а вторая — гасится. Если изменить направление тока на противоположное, то усиление испытывает вторая мода, а первая — гасится. Как следствие, при любом направлении тока равновесное состояние AFM с необходимостью теряет устойчивость при $|j_e| > j_{cr}^{AFM} = 2\gamma_{AFM}\omega_{AFMR}/\Gamma_{cur}^{AFM}$ (см. рис. 5(а)). В результате приходим к заключению, что в FM явление STT зависит от направления тока, а в AFM — не зависит.

Интересно, что критическое значение тока, приводящее к потере устойчивости равновесного состояния в AFM, может оказаться меньше, чем аналогичное значение в FM (конечно, при условии, что сравниваются материалы с одинаковой добротностью). Действительно, расчеты показывают, что критический ток в AFM

$$j_{cr}^{AFM} = \frac{2\gamma_{AFM}\omega_{AFMR}M_s d_{AFM}}{\gamma\sigma H_{ex}} \propto \frac{\gamma_{AFM}}{\omega_{AFMR}} H_{an}^{AFM}, \quad (4.10)$$

а в FM (в аналогичных обозначениях) — $j_{cr}^{FM} \propto (\gamma_{FM}/\omega_{FMR})H_{an}^{FM}$ [5], т.е. в обоих случаях про-

порционален полю магнитной анизотропии H_{an} , которое в AFM обычно имеет меньшую величину, $H_{an}^{AFM} \leq H_{an}^{FM}$.

Выше рассмотрен случай одноосной анизотропии, при котором моды двух колебаний AFM вектора вырождены и поэтому могут иметь любую (в том числе, и круговую) поляризацию. Для двухосного AFM или AFM с анизотропией типа «легкая плоскость» частоты ω_x и ω_y , собственных, линейно-поляризованных мод отличаются. Поскольку обмен энергией между спин-поляризованным током и линейно-поляризованными модами (с $\mathbf{L} \parallel \hat{\mathbf{L}}$) отсутствует, потеря устойчивости исходного состояния возникает при больших значениях тока [18]:

$$j_{cr}^{AFM} = \frac{M_s d_{AFM}}{\gamma\sigma H_{ex}} \sqrt{(\omega_x^2 - \omega_y^2)^2 + 4\gamma_{AFM}(\omega_x^2 + \omega_y^2)}. \quad (4.11)$$

Однако внешнее магнитное поле \mathbf{H} , при определенной геометрии, позволяет уменьшить (или даже устранить) различие частот ω_x и ω_y и, тем самым, уменьшить величину критического тока [18] (см. рис. 5(а)).

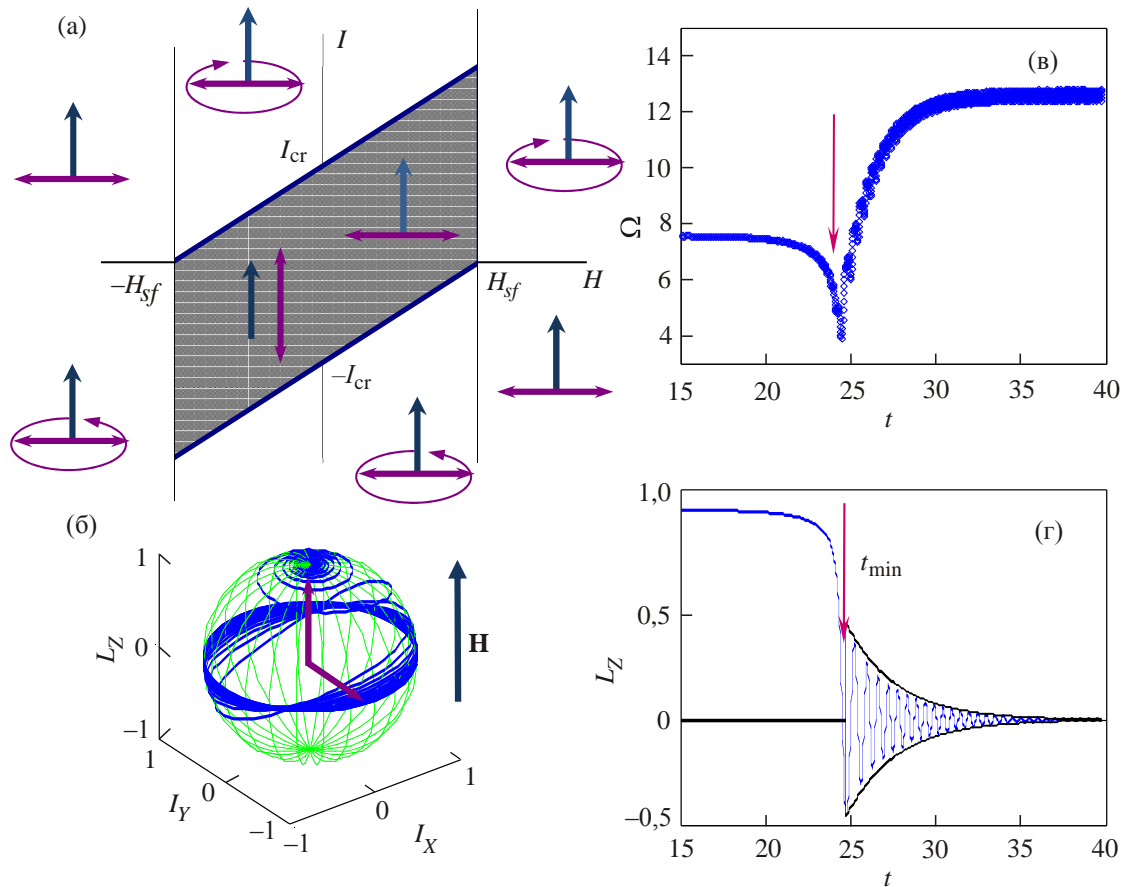


Рис. 5. Индуцированная током прецессия AFM вектора (по материалам [18]). В начальном состоянии $\mathbf{M}_{FM} \parallel \mathbf{L} \parallel Z$. Фазовая диаграмма состояний в переменных «внешнее магнитное поле H –ток I » (а). Траектория AFM вектора при $I > I_{cr}$ (б). Установление стационарной частоты Ω вращения AFM вектора (в). Временная зависимость проекции L_z AFM вектора на направление \mathbf{M}_{FM} (г) (Ω и t в безразмерных единицах).

Есть еще одно существенное отличие между индуцированной спин-поляризованным током динамикой FM и AFM, отмеченное в работах [17,18,53,82,85], — в то время как в FM/FM структурах ток стремится опрокинуть намагниченность так, чтобы создать параллельное упорядочение магнитных моментов в поляризующем и активном слоях, в системе FM/AFM ток благоприятствует перпендикулярному упорядочению FM и AFM векторов. Более того, как показано в работах [17,18], при превышении током критического значения (4.11) AFM вектор переходит в состояние устойчивой прецессии (или автоосцилляций, рис. 5) в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации тока $\mathbf{e}_{\text{pol}} \parallel \mathbf{M}_{FM}$. Такой ответ не зависит от характера магнитной анизотропии AFM слоя (во всяком случае, в приближении изотропного *sd*-обмена). Наоборот, в FM состояние устойчивой прецессии достигается только при определенной геометрии системы, трудно реализуемой в эксперименте, — вектор поляризации должен быть наклонен по отношению к легкой оси активного FM слоя [5,86,87].

Частота устойчивой прецессии AFM порядка или больше частоты ω_{AFMR} и при $|j_e| > j_{cr}^{AFM}$ линейно зависит от тока [17,18]:

$$\omega_{\text{prec}} = \omega_{AFMR} \frac{|j_e| - j_{cr}^{AFM}}{j_{cr}^{AFM}}. \quad (4.12)$$

Учитывая, что характерные величины $\omega_{AFMR} \propto 1$ ТГц значительно превышают ω_{FMR} (10–100 ГГц) и, соответственно, частоты стимулированных током автоколебаний, наноосцилляторы на основе AFM материалов могут быть перспективными источниками микроволн терагерцового диапазона.

Описанное выше поведение AFM вектора в присутствии тока связано с накачкой момента импульса (намагниченности) в систему. В силу сделанных приближений относительно малости динамической намагниченности в уравнениях (4.5) учитывалась перекачка энергии внешнего потока спина \hat{P} лишь в степени свободы, связанной с вращением AFM вектора (при практически неизменном его модуле) относительно кристаллографических осей. Возникает, однако, естественный вопрос о возможности индуцирования током процесса схлопывания магнитных подрешеток (т.е. фактически перехода в FM фазу). Эта проблема тесно связана с обменной релаксацией в AFM, обсуждавшейся в разделе 3.2. Так, в работе [62] исследовалась динамика двухподрешеточного AFM в присутствии тока без ограничений на величину вектора намагниченности \mathbf{M}_{AFM} . При этом коэффициенты внутреннего трения, отвечающие за процессы как обменной, так и

анизотропной релаксации, предполагались одинаковыми, т.е. полагалось $G_1 = G_2$ (см. (3.13)).

Численное интегрирование уравнений движения AFM вектора, с одной стороны, подтвердило наличие режима устойчивой прецессии AFM вектора, полученного в работах [17,18] в пренебрежении обменным затуханием ($G_1 = 0$). С другой, — оказалось, что в рамках такой модели происходит схлопывание подрешеток, причем характерные времена установления обоих состояний (как динамической прецессии AFM вектора, так и достижение намагниченностью \mathbf{M}_{AFM} насыщения) близки по величине. Последнее обстоятельство, видимо, является следствием принятого соотношения между коэффициентами внутреннего трения.

В общем случае динамику AFM в присутствии спин-поляризованного тока удобно описывать в рамках лагранжевого формализма, дополнив функцию Лагранжа (3.10), (3.11) токовыми слагаемыми:

$$\mathcal{L}_{AFM} = \frac{1}{\gamma^2 M_s H_{\text{ex}}} [\dot{\mathbf{L}}^2 - v_{\text{mag}}^2 (\nabla \mathbf{L})^2] - \frac{\beta(\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n})}{\gamma M_s H_{\text{ex}}} (\dot{\mathbf{L}}, \mathbf{L}, \mathbf{e}_{\text{pol}}) - U_{AFM}(\mathbf{L}), \quad (4.13)$$

и введя диссипативную функцию Релея, которая учитывает внутреннее трение и слагаемое Слончевского:

$$\mathcal{R}_{AFM} = -\frac{\gamma_{AFM}}{2\gamma^2 H_{\text{ex}}} \dot{\mathbf{L}}^2 + \frac{\sigma}{2M_s d_{AFM}} (\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{n}) \mathbf{e}_{\text{pol}} \cdot \mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}. \quad (4.14)$$

4.2. Два антиферромагнитных слоя — возможна ли поляризация?

Рассмотрим теперь систему, не содержащую FM слоя вообще. Например, два AFM, разделенные немагнитной прослойкой, т.е. фактически полный AFM аналог спинового вентиля. Будут ли наблюдаться спинтронные явления при пропускании тока через такую систему?

Вопрос о возможности создания спиновых вентилях на основе исключительно AFM материалов был впервые затронут в работе [13] и впоследствии анализировался в рамках микроскопических подходов [14,15,54,85,88–90], а в работах [38–40] — на основании феноменологических моделей для непрерывных AFM текстур*.

Создание спинтронных элементов, состоящих из двух AFM вместо двух FM слоев, заманчивое с практической точки зрения, упирается в две на сегодняшний день до конца не решенные проблемы: 1) проблему считывания информации с помощью эффекта, аналогичного эффекту GMR, 2) проблему управления

* В этой связи стоит также упомянуть работы [91,92], в которых изучались спинтронные эффекты в спиральных структурах, не имеющих макроскопической намагниченности.

состоянием такого элемента за счет явления, аналогичного STT. Недавние эксперименты, подтверждающие наличие анизотропного магнитосопротивления в AFM материалах, мы обсудим ниже, в разд. 5, а здесь остановимся на вопросе о взаимном влиянии локализованных и свободных электронов, связанном с STT.

Из симметричных соображений очевидно, что однородно упорядоченный AFM с нулевой намагниченностью не может создавать избыточную спиновую поляризацию у электронов проводимости. Спиновая поляризация тока может возникнуть в случае, если AFM находится во внешнем магнитном поле, приводящем к подворачиванию магнитных моментов подрешеток [36,93], или, если AFM вектор движется, создавая малую, но не нулевую намагниченность [40]. С другой стороны, из тех же соображений следует, что такие материальные характеристики AFM, как коэффициенты рассеяния, должны зависеть от ориентации (но, возможно, не направления) AFM векторов. Более того, экспериментально установленные зависимости электрического сопротивления [94] и коэффициента поглощения линейно-поляризованных рентгеновских лучей [95,96] от ориентации AFM вектора позволяют наблюдать не только AFM домены [97], но и детали распределения AFM вектора внутри доменной стенки [98], а также на поверхности образца [99]. Таким образом, можно ожидать, что магнитный порядок в системе локализованных спинов каким-то образом отразится на распределении спиновой поляризации как равновесных свободных электронов, так и неравновесных, участвующих в спиновом транспорте.

Основным механизмом взаимодействия свободных и локализованных электронов в AFM, так же, как и в FM, служит *sd*-обмен. На микроскопическом языке это означает, что гамильтониан AFM металла, помимо прочего, включает слагаемое типа (ср. 2.2.):

$$\hat{H}_{sd} = - \sum_{\mathbf{k}, n, \sigma, \sigma'} J_n^{(sd)} \hat{a}_{\mathbf{k}, n, \sigma}^\dagger \hat{\tau}_{\sigma\sigma'} \hat{a}_{\mathbf{k}, n, \sigma'} \mathbf{S}_n, \quad (4.15)$$

где $\hat{a}_{\mathbf{k}, n, \sigma}^\dagger$, $\hat{a}_{\mathbf{k}, n, \sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электрона с поперечным (по отношению к направлению тока) волновым вектором \mathbf{k} и спиновым индексом σ , n — номер атомной плоскости в направлении тока, $J_n^{(sd)}$ — константа обменного взаимодействия с локализованными спинами \mathbf{S}_n , рассматриваемыми как классические векторы, $\hat{\tau}$ — матрицы Паули. В выражении (4.15) для простоты предполагается, что AFM упорядочение однородно в плоскости, перпендикулярной к направлению тока.

В отличие от FM (ср. формулы (2.1), (2.2)), переход к квазиклассическому приближению в гамильтониане (4.15) затруднен по описанным выше причинам — макроскопические векторы магнитных подрешеток $\mathbf{M}_n(\mathbf{r}, t)$ хоть и ассоциируются с узельными векторами \mathbf{S}_n , но

считаются локализованными в одной точке сплошной среды \mathbf{r} , в то время как классические (но не макроскопические!) векторы \mathbf{S}_n относятся к разным точкам пространства. Соответственно, возникает вопрос: как в квазиклассическом приближении описать распределение спиновой плотности свободных электронов?

Один из возможных путей состоит в том, чтобы формально разделить все электроны проводимости на группы, каждая из которых взаимодействует со «своей» подрешеткой локализованных спинов (т.е. предполагая, что каждая подрешетка AFM физически представляет собой FM) [90]. Тогда по аналогии с FM можно ввести нормированные векторы спиновой плотности $\mathbf{m}_n(\mathbf{r}, t)$ ($|\mathbf{m}_n| = 1$, $n = 1, 2$) как средние спинового оператора по состояниям электронов проводимости. Из соображений симметрии ясно, что каждому магнитному вектору системы локализованных спинов соответствует аналогичная комбинация векторов $\mathbf{m}_n(\mathbf{r}, t)$ с такими же трансляционными и перестановочными свойствами. Так, для двухподрешеточного коллинеарного AFM вектору намагниченности \mathbf{M}_{AFM} сопоставляется намагниченность электронного газа $\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$, а AFM вектору — вектор $\mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$. Безусловно, возможность разделения системы свободных электронов на «подрешетки» требует обоснования и зависит от особенностей транспорта в AFM. Достаточно прозрачно применение такой модели для синтетических AFM, в которых каждая магнитная подрешетка представляет собой слой FM материала. В частности, для хрома такой подход следует из результатов микроскопических расчетов [13,15] (см. рис. 6). Однако в случае, когда разделение на подрешетки нецелесообразно, в рамках данной модели можно исключить из рассмотрения вектор \mathbf{l} .

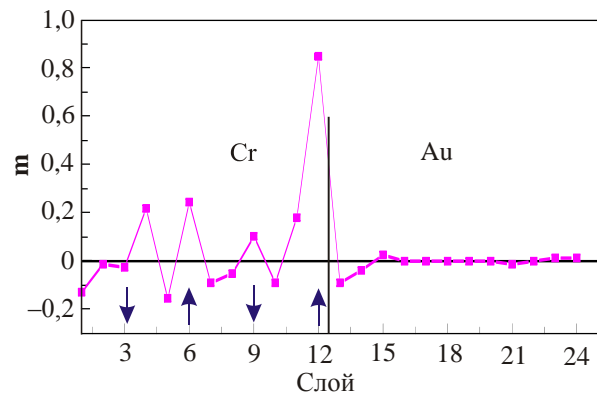


Рис. 6. Послойное распределение нормированной спиновой плотности \mathbf{m} свободных электронов в системе Cr (слои 1–12)/Au (слои 13–24), рассчитанное на основании плотности состояний на поверхности Ферми, полученное в работе [15]. Стрелками обозначена ориентация локальных магнитных моментов в соответствующем слое. Вертикальная линия указывает положение интерфейса.

Чтобы дополнить уравнения магнитной динамики (3.4) и (3.7) для локализованных моментов уравнения для спинов электронов проводимости, воспользуемся полуклассическими уравнениями (2.4) для каждой из подрешеток:

$$\dot{\mathbf{m}}_n + \nabla \hat{\Pi}_n = -\frac{\hbar J_{sd}}{M_s} \mathbf{m}_n \times \mathbf{M}_n. \quad (4.16)$$

Уравнения (4.16) необходимо дополнить релаксационными слагаемыми, которые в соответствии с принципами неравновесной термодинамики следует вводить с учетом условий симметрии, т.е. после перехода к введенным выше линейным комбинациям. В результате для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} получаем такие уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{m}} + \nabla \hat{\Pi}_m &= -\frac{\hbar J_{sd}}{2M_s} (\mathbf{m} \times \mathbf{M}_{AFM} + \mathbf{l} \times \mathbf{L}) - \Gamma_m, \\ \dot{\mathbf{l}} + \nabla \hat{\Pi}_l &= -\frac{\hbar J_{sd}}{2M_s} (\mathbf{m} \times \mathbf{L} + \mathbf{l} \times \mathbf{M}_{AFM}) - \Gamma_l, \end{aligned} \quad (4.17)$$

в которых следующим образом (ср. (4.2)) определим потоки намагниченности и AFM вектора:

$$\hat{\Pi}_m \equiv -\frac{\mu_B}{2eM_s} P \mathbf{j}_e \otimes \mathbf{M}_{AFM}, \quad \hat{\Pi}_l \equiv -\frac{\mu_B}{2eM_s} P \mathbf{j}_e \otimes \mathbf{L}, \quad (4.18)$$

а релаксационные слагаемые представим в виде (ср. с (2.5))

$$\Gamma_m = \frac{\mathbf{m}}{\tau_m} - D_m \Delta \mathbf{m}, \quad \Gamma_l = \frac{\mathbf{l} - \mathbf{l}_{eq}}{\tau_l} - D_l \Delta \mathbf{l}, \quad (4.19)$$

где $\tau_{m,l}$ — времена релаксации, $D_{m,l}$ — коэффициенты диффузии, а вектор \mathbf{l}_{eq} соответствует своему равновесному значению. Очевидно, что в состоянии равновесия в однородном AFM с $\mathbf{M}_{AFM} = 0$ уравнения (4.17) тождественно удовлетворяются при условии, что $\mathbf{l}_{eq} \parallel \mathbf{L}$.

Рассмотрим теперь систему, состоящую из двух идентичных AFM с векторами Нееля \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2 , разделенных тонкой прослойкой немагнитного металла. Пусть намагниченность локализованных спинов в AFM слоях по-прежнему равна нулю. Тогда из первого уравнения (4.17) следует, что в баллистическом режиме (при отсутствии диффузии, $D_{m,l} = 0$) в системе может возникнуть ненулевая намагниченность свободных электронов $\mathbf{m} \parallel \mathbf{L}_1 \times \mathbf{L}_2$.

Возникновение спиновой поляризации в системе из двух AFM с немагнитной прослойкой было предсказано в работах [14,15,54,88,89] на основании микроскопических расчетов электронных состояний с учетом sd -

взаимодействия в виде (4.15). В качестве AFM был выбран хром, где возникновение магнитного порядка связано с особенностями строения поверхности Ферми [48]. Расчеты показали, что вектор спиновой поляризации $\mathbf{m} \parallel \mathbf{L}_1 \times \mathbf{L}_2$ постоянен внутри AFM слоев, а в немагнитной прослойке толщины d_{NM} его направление осциллирует. Последнее связано с фазовой когерентностью волновых функций свободных электронов во всей системе AFM/NM/AFM и исчезает в случае неидеальных поверхностей раздела, а также с повышением температуры. Тем не менее, если когерентность удастся сохранить, то намагниченность свободных электронов создает эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_n^{\text{eff}}$ и, как следствие, крутильный момент, действующий на каждый из локализованных спинов \mathbf{S}_n [15],

$$\mathbf{T}_j^{STT} = \mathbf{S}_n \times \mathbf{H}_n^{\text{eff}}, \quad \mathbf{H}_n^{\text{eff}} = \frac{\mu_B I}{e} \frac{\int dk_{\parallel} J_n^{(sd)} \mathbf{m}_n}{\sum_{\sigma} \int dk_{\parallel} \mathcal{I}_{\sigma}(E_F)}, \quad (4.20)$$

где интегрирование осуществляется по проекциям волновых векторов k_{\parallel} в направлении тока, а $\mathcal{I}_{\sigma}(E_F)$ — спин-зависимый коэффициент прохождения на энергии Ферми E_F . Аналогичный результат в рамках того же подхода получен и для системы FeMn/Cu/FeMn [85].

В рамках феноменологического подхода возникновение намагниченности \mathbf{m} во всем объеме активного AFM слоя (например, слоя 2, если в слое 1 ориентация \mathbf{L}_1 фиксирована) должно согласно уравнению магнитной динамики (3.4) приводить к переориентации \mathbf{L}_2 до состояния, в котором $\mathbf{L}_2 \parallel \mathbf{L}_1$. Движущей силой такого поведения является как эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_n^{\text{eff}}$, так и, возможно, поток намагниченности \mathbf{m} (заметим, что в работах [14,15,85,90] второй из упомянутых вкладов не учитывался).

Таким образом, система AFM/NM/AFM под действием тока может изменять взаимную ориентацию AFM векторов, однако в отличие от стандартных гетероструктур FM/NM/FM неустойчивым является состояние $\mathbf{L}_1 \parallel \mathbf{L}_2$ (в то время как в FM неустойчиво состояние $\mathbf{M}_{\text{pol}} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_{\text{an}}$). Кроме того, как уже отмечалось, структура AFM/NM/AFM должна быть достаточно совершенной (т.е. сохранять квантовую когерентность).

Более устойчивым по отношению к нарушающим идеальность процессам (например, неупругому рассеянию) оказался другой спинтронный эффект, обнаруженный в системе Cr/Au [15], а именно: первый атомный слой AFM со стороны границы раздела служит поляризатором для электронов проводимости. Микроскопические расчеты показывают, что возникновение поляризации обусловлено наличием резонансных электронных состояний на интерфейсе. Качественно это можно понять, если предположить такое строение системы, когда каждый атомный слой Cr ферромагнитно-

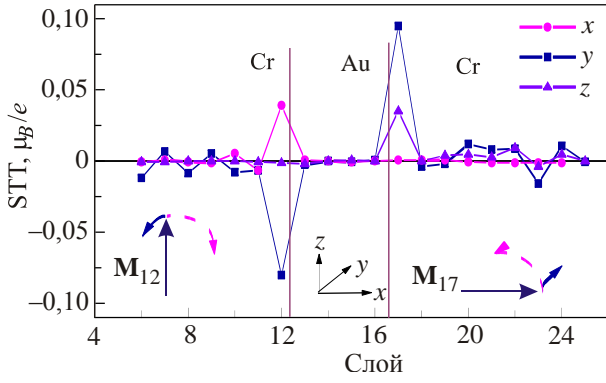


Рис. 7. Послойное распределение x , y , z компонент крутильного момента (4.20) в системе Cr (слои 1–12)/Au (слои 13–16)/Cr (слои 17–24), построенное по данным работы [41]. Стрелками обозначена ориентация локальных магнитных моментов Cr в граничных слоях. Круглые стрелки показывают направление вращения момента в плоскости xz (пунктирная линия) и в направлении y (сплошная линия). Вертикальная линия указывает положение интерфейсов.

упорядочен (т.е. образует спиновую подрешетку), а в направлении тока (и перпендикулярно к плоскости пленки) подрешетки чередуются. Нарушение трансляционной симметрии на интерфейсе приводит к появлению в этом месте нескомпенсированной спиновой плотности носителей заряда $\mathbf{m} \neq 0$, а в глубине AFM, где трансляционная симметрия существует, $\mathbf{m} \rightarrow 0$ (см. рис. 6). Как следствие трехслойная система Cr/Au/Cr ведет себя аналогично стандартному спиновому вентилю типа FM/NM/FM, причем роль FM слоев играют примыкающие к обеим сторонам интерфейса атомные AFM слои (рис. 7).

Достаточно общий подход к описанию спинтронных эффектов в исключительно AFM (без FM составляющих) структурах предложен в работе [38], исходя из принципов неравновесной термодинамики. Следуя ему, введем сопряженные пары обобщенных термодинамических потоков и сил: «зарядовую» \mathbf{j}_e и \mathbf{E} , и две «магнитные», обсуждавшиеся в разд. 3.2, — обобщенные потоки намагниченности и AFM вектора, $\dot{\mathbf{M}}_{AFM}$ и $\dot{\mathbf{L}}$, и сопряженные им силы \mathbf{H}_M и \mathbf{H}_L . По аналогии с FM (см. разд. 2) предположим, что в AFM также существует явление спиновой накачки, т.е. потоки магнитных векторов $\dot{\mathbf{M}}_{AFM}$ и $\dot{\mathbf{L}}$ могут создавать дополнительный зарядовый ток с плотностью \mathbf{j}^{pump} . В этом случае, исходя из соображений обменной симметрии*, плотность тока накачки и, соответственно, электрическое поле можно представить в виде

$$E_\alpha = \frac{j_\alpha^{pump}}{\sigma_{cond}} = \eta (\mathbf{L} \cdot \dot{\mathbf{M}}_{AFM} \times \nabla_\alpha \mathbf{L}) + \zeta (\dot{\mathbf{L}} \cdot \nabla_\alpha \mathbf{L}), \quad (4.21)$$

где η , ζ — феноменологические коэффициенты, аналогичные адиабатическому и неадиабатическому переносу спинового момента в FM (см. (2.7)). Переходя в (4.21), с использованием уравнений магнитной динамики, к обобщенным силам \mathbf{H}_M и \mathbf{H}_L , для тока накачки получим

$$j_\alpha^{pump} = \frac{\gamma \sigma_{cond}}{1 + G_1 G_2} \times$$

$$\times [(\zeta - \eta G_2) (\mathbf{L} \times \nabla_\alpha \mathbf{L}) \cdot \mathbf{H}_M + (\zeta G_1 + \eta) (\nabla_\alpha \mathbf{L}) \cdot \mathbf{H}_L], \quad (4.22)$$

где константы G_1 , G_2 определяют диссипативную функцию (3.13). Воспользовавшись теперь соотношениями взаимности Онзагера, можно найти создаваемую зарядовым током силу, действующую на AFM вектор. В результате получим уравнение, аналогичное уравнению (4.5), в котором создаваемая током сила равна (ср. с (4.6)):

$$\mathbf{F}_{STT} = \frac{\gamma(\eta + G_1 \zeta)}{1 + G_1 G_2} \left(\frac{d\mathbf{j}_e}{dt} \cdot \nabla \right) \mathbf{L} + \frac{2\gamma^2 \zeta H_{ex} M_s}{1 + G_1 G_2} (\mathbf{j}_e \cdot \nabla) \mathbf{L}. \quad (4.23)$$

Уравнение (4.23), полученное для непрерывной среды, легко преобразуется в уравнение для дискретной системы AFM/FM/AFM с закрепленным AFM вектором \mathbf{L}_{pol} одного из слоев (поляризатора) заменой $\nabla \mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}_{pol} / d_{AFM}$. Запишем для наглядности это уравнение в упрощенном виде, т.е. для постоянного тока и в пренебрежении обменной релаксацией ($G_1 = 0$):

$$\ddot{\mathbf{L}} + 2\gamma_{AFM} \dot{\mathbf{L}} = 2\gamma^2 H_{ex} M_s \left(\mathbf{H}_L - \frac{\zeta \mathbf{j}_e}{d_{AFM}} \mathbf{L}_{pol} \right), \quad (4.24)$$

после чего зададимся вопросом: «К каким эффектам приводит предположение о существовании спиновой накачки в AFM?» В дискретных системах, как видно из (4.24), ток играет роль внешней силы, стремящейся упорядочить активный AFM слой так, чтобы установить $\mathbf{L} \parallel \mathbf{L}_{pol}$. Другими словами, два AFM в таком случае будут вести себя, как два FM. Тот же вывод можно получить и из анализа уравнения (4.23); в частности, в таком AFM ток поддерживает равномерное движение доменной стенки со скоростью [38] (ср. с (2.8))

$$\mathbf{v}_{DW} = -\frac{\gamma \zeta}{G_2} \mathbf{j}_e. \quad (4.25)$$

* В данном случае группа обменной симметрии включает повороты в пространстве магнитных векторов, трансляцию, переставляющую подрешетки (при этом $\mathbf{M}_{AFM} \rightarrow \mathbf{M}_{AFM}$, $\mathbf{L} \rightarrow -\mathbf{L}$) и операцию обращения времени, меняющую знаки у \mathbf{M}_{AFM} и \mathbf{L} на противоположные.

В определенной мере этот ответ подтверждается и первопринципными расчетами для AFM системы FeMn [85], которые предсказывают (правда, для случая сохранения квантовой когерентности волновых функций электронов проводимости) существование STT, способного привести доменную стенку в движение.

Заметим, что уравнения (4.23) и (4.24) можно вывести и непосредственно из уравнений (4.17) и выражения

$$\mathcal{H}_{sd} = -\frac{J_{sd}}{4M_s}(\mathbf{m}\mathbf{M} + \mathbf{I}\mathbf{L}) \quad (4.26)$$

для sd -обмена в AFM. Для этого следует положить $\tau_{\mathbf{m}} = \tau_{\mathbf{l}} = \tau_{sf}$, $D_{\mathbf{m}} = D_{\mathbf{l}} = 0$. Фактически, такое приближение означает, что создаваемое в некоторой области AFM упорядочение свободных электронов ($\mathbf{l} \neq 0$) сохраняется и переносится по всему образцу, приводя, таким образом, к спинтронным эффектам. Такая модель хорошо описывает синтетические AFM структуры, где ток распространяется вдоль отдельных FM слоев-подрешеток, между которыми существует

обменное взаимодействие AFM-типа. Нельзя, однако, исключить и другие соотношения между параметрами $\tau_{\mathbf{m}}$ и $\tau_{\mathbf{l}}$, $D_{\mathbf{m}}$ и $D_{\mathbf{l}}$, описывающими релаксационные свойства обменной и релятивистской природы. Как и в случае констант релаксации для локализованных спинов, обсуждавшихся в разд. 3.2, этот вопрос, насколько нам известно, остается открытым. Основываясь на уже цитированных работах [15,41,85], можно предположить, что в естественных AFM рассасывание неравновесной AFM спиновой плотности $\delta\mathbf{l}$ носителей происходит настолько быстро и на таких малых расстояниях, что им можно пренебречь, ограничившись учетом только процессов, связанных с образованием намагниченности $\delta\mathbf{m}$ свободных электронов. В этом случае воздействие тока на систему локализованных спинов определяется преимущественно динамической намагниченностью $\mathbf{M}_{AFM} \propto \mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}$ (3.1), а соответствующая сила зависит от временных и пространственных производных AFM вектора [40]

$$\mathbf{F}_{STT} = \frac{\mu_B P}{\gamma e H_{ex}} \{(\mathbf{j}_e \cdot \nabla)(\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}) - \mathbf{L}[\mathbf{L} \cdot (\mathbf{j}_e \cdot \nabla)\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}]/4M_s^2\} + \frac{\tau_{\mathbf{m}} J_{sd} P}{4e H_{ex} M_s^3} \{2\dot{\mathbf{L}}[\dot{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{L} \times (\mathbf{j}_e \cdot \nabla)\mathbf{L}] + 4M_s^2 \dot{\mathbf{L}} \times (\mathbf{j}_e \cdot \nabla)\mathbf{L} + \mathbf{L}[\ddot{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{L} \times (\mathbf{j}_e \cdot \nabla)\mathbf{L}]\}. \quad (4.27)$$

Динамика AFM вектора под действием этой силы будет, очевидно, существенно отличаться от FM, а детали поведения ждут дальнейшего исследования.

Таким образом, на данном этапе можно сделать вывод, что локализованные моменты в AFM, в принципе, могут создавать спиновое упорядочение электронов проводимости и, тем самым, инициировать спинтронные эффекты. Проявление таких AFM эффектов более разнообразно, чем в FM, а характер явлений существенно зависит от идеальности структуры и химической чистоты используемых AFM материалов.

4.3. Перенос спина от антиферромагнетика к ферромагнетику: эффект отдачи

Обсудим, наконец, вопрос о переносе спинового порядка от AFM к FM, игнорируя пока прямое обменное взаимодействие (RKKY) и обменное подмагничивание (полагая, к примеру, что между AFM и FM слоями находится тонкий NM слой). Микроскопические расчеты, выполненные для систем Co/FeMn [85] и Co/NiMn [53], показали, что ближайший к интерфейсу слой FM испытывает STT (см. формулу (4.20)), вызванный переносом спина со стороны AFM, но далее вглубь ферромагнетика этот эффект ослабляется. Более того, STT, переносимый между AFM и FM упорядоченными слоями, зависит от угла θ между \mathbf{L} и \mathbf{M}_{FM} , как $\sin 2\theta$ (рис. 8(a), кривые P1, P2), в то время

как для двух FM слоев типичная зависимость $\sin \theta$ (рис. 8(a), кривая P3). Зависимость, включающая чет-

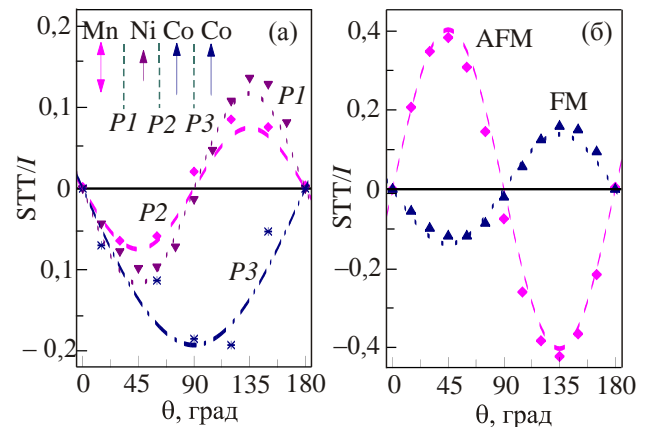


Рис. 8. Зависимость STT (на единицу тока) в системе Co/NiMn от угла θ между магнитными векторами в AFM и FM слоях (рис. 9), построенная по данным работы [53]. STT, переносимый через плоскости P1, P2 и P3 в области интерфейса: в слое Mn магнитные моменты подрешеток полностью компенсируют друг друга, слой Ni приобретает слабый магнитный момент за счет близости к FM слою Co (а). Эффект «отдачи»: STT на интерфейсе, действующие на AFM и FM слои, одинаковы по величине, но противоположны по знаку (б). Рассчитанные данные — точки, сплошные линии — аппроксимация функциями $\sin \theta$, $\sin 2\theta$.

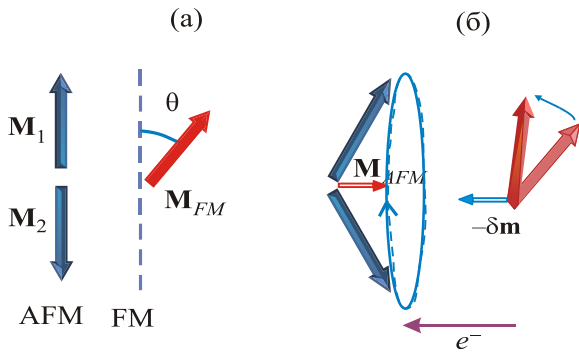


Рис. 9. Индуцируемая током динамика магнитных моментов в системе AFM/FM. Широкие стрелки показана ориентация магнитных моментов подрешеток \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 в AFM и вектора намагниченности \mathbf{M}_{FM} в FM слоях (а). Ток электронов e^- , поляризованный в FM слое, вносит в AFM магнитный момент $\delta\mathbf{m}$ и приводит к возникновению намагниченности \mathbf{M}_{AFM} и вращению векторов \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 в плоскости, перпендикулярной \mathbf{M}_{AFM} . Вследствие отдачи за счет поглощенной в AFM слое намагниченности носителей $-\delta\mathbf{m}$, вектор \mathbf{M}_{FM} поворачивается в плоскости рисунка (б).

ные гармоники $\sin 2n\theta$ с различными $n = 1, 2, \dots$, получена феноменологически в работе [82], где AFM представлен как синтетическая структура, т.е. набором пространственно разделенных FM слоев, каждый из которых взаимодействует с активным FM независимо.

С нашей точки зрения, вызванное током проводимости влияние AFM на FM носит общий характер и связано, как и все обсуждаемые в этой работе эффекты, с передачей спинового момента от проводящих к локализованным электронам. Действительно, ток, поляризованный FM, переносит в AFM намагниченность $\delta\mathbf{m} \parallel \mathbf{M}_{FM}$ (рис. 9). Компонента $\delta\mathbf{m}$, перпендикулярная вектору \mathbf{L} (в случае двухподрешеточной структуры), частично поглощается AFM слоем, что приводит к возникновению намагниченности $\mathbf{M}_{AFM} \parallel [\mathbf{L} \times (\mathbf{M}_{FM} \times \mathbf{L})]$ и вращению локализованных моментов (см. формулы (4.2) и (4.4)). Поток, вносимый в AFM слой, равен по величине и противоположен по знаку потоку, выносимому из FM слоя, который, таким образом, испытывает «отдачу». Возникающий при этом крутильный момент определяется взятым с обратным знаком потоком $\mathbf{n} \cdot \hat{\mathbf{P}}_{AFM}$, вносимым в AFM. Таким образом, для FM (см. (4.4), (1.1)):

$$\mathbf{T}_{STT} = \frac{\sigma I}{4M_s^2 M_{FM} v_{FM}} [\mathbf{L} \times (\mathbf{M}_{FM} \times \mathbf{L})], \quad (4.28)$$

где, как и выше, v_{FM} — объем FM слоя.

* Такой эффект, аналогичный эффекту GMR, позволил бы детектировать переориентацию AFM векторов под действием тока. Попытка его обнаружить была предпринята в работах [22,100,101].

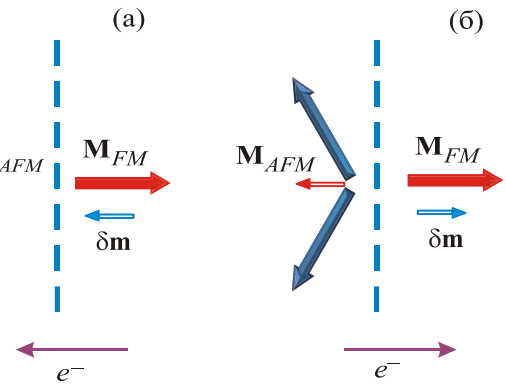


Рис. 10. Влияние тока на устойчивость FM слоя при $\mathbf{L} \perp \mathbf{M}_{FM}$. Неустойчивое состояние: в области FM за счет отдачи $\delta\mathbf{m} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_{FM}$ (а); устойчивое состояние: в области FM $\delta\mathbf{m} \uparrow \uparrow \mathbf{M}_{FM}$ (б).

Из уравнения (4.28) очевидно, что $T_{STT} \propto \sin 2\theta$. Следовательно, ввиду отдачи намагниченность FM поворачивается так, чтобы быть параллельной \mathbf{L} , когда $T_{STT} = 0$. Если же исходно $\mathbf{L} \perp \mathbf{M}_{FM}$ (и $T_{STT} = 0$), то отдача, в зависимости от направления тока, приводит к повышению или ослаблению устойчивости FM состояния по отношению к перевороту \mathbf{M}_{FM} на 180° (см. рис. 10). Эффект отдачи сохраняется и при учете обменного подмагничивания. Более того, именно он может привести к зависимости коэрцитивности и поля байаса от направления и величины тока (см. разд. 5).

5. Экспериментальное наблюдение спинтронных эффектов в антиферромагнитных структурах

Наблюдение спинтронных эффектов в AFM является сложной экспериментальной задачей по ряду причин. Во-первых, величины характерных полей переориентации и частот AFMR значительно превышают аналогичные величины в FM материалах, что требует применения принципиально иных, чем в случае FM, методов измерения. Во-вторых, магнитная структура AFM в многослойном образце существенно зависит от размеров (в частности, от толщины) слоя, а также от химического состава соседних слоев и может отличаться от таковой в объемном кристалле. Наконец, пока не выяснена возможность наблюдения эффекта анизотропного магнитосопротивления в AFM (без FM слоев) гетероструктурах*. Тем не менее информацию о влиянии спин-поляризованного тока на состояние AFM можно получить, определив (по кривой намагниченности) поле подмагничивания (байаса) в двухслойной структуре FM/AFM при различных значениях тока. Другой тип экспериментов основан на измерении полевой и токовой зависимости GMR между двумя FM слоями (свободном,

FM2, и закрепленном с помощью AFM, FM1) в спиновом вентиле типа FM1/NM/FM2/AFM (см. разд. 1). Интерпретация полученных таким образом данных также является непростой задачей, поскольку, кроме всего прочего, требует учета влияния подмагничивания и эффектов STT на состояние FM системы.

Тем не менее уже проведен ряд экспериментов, однозначно указывающих на возможность управления состоянием AFM слоя спин-поляризованным (с помощью FM) током. Подробное их описание (кроме, разве что, совсем свежей работы [30]) можно найти в обзоре МакДоналда и Цоя [42], поэтому ниже мы ограничимся лишь кратким описанием и интерпретацией известных нам экспериментов на основе изложенных выше теоретических подходов.

Расчеты показывают, что при прохождении тока высокой плотности через FM/AFM могут возникнуть следующие явления. Прежде всего, ток, поляризованный FM слоем, приводит к переориентации AFM вектора и, тем самым, к изменению поля подмагничивания. Подобные эффекты наблюдались Тангом с соавторами [23–25,29,30], а также Ураждиным и Антони [20] в системах IrMn/NiFe и FeMn/NiFe. В качестве примера на рис. 11 показана зависимость поля подмагничивания от величины пропускаемого через структуру тока. Как видно, величина H_{bias} начинает уменьшаться при превышении током некоторого порогового значения I_{cr} , что позволяет соотнести последнее с величиной критического тока (4.10). Зависимость величины H_{bias} от направления тока (течет ли он от FM к AFM или наоборот) позволяет исключить влияние джоулева тепла [20,27], а измеренная температурная зависимость критических токов [20] указывает на связь наблюдаемых эффектов с наличием AFM слоя.

Далее, спин-поляризованный ток может привести к прецессии AFM вектора, что связано с поглощением AFM слоем энергии, переносимой неравновесными

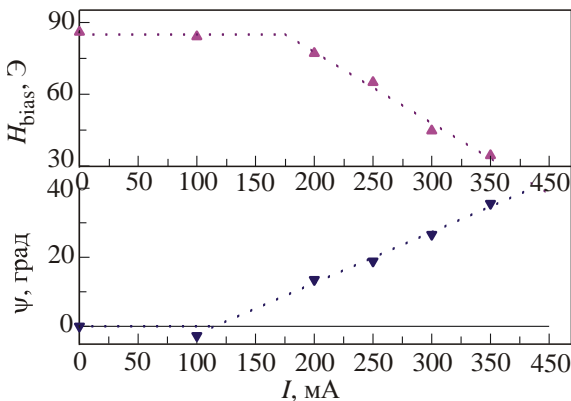


Рис. 11. Изменение величины H_{bias} и направления (задаваемого углом ψ по отношению к начальному) поля подмагничивания в двухслойной пленке IrMn/NiFe под действием тока I (по данным работы [30]). Ток в CIP конфигурации.

носителями. Такое увеличение затухания и связанное с ним подавление прецессии FM слоя наблюдалось в [20], причем соответствующее пороговое значение тока коррелировало с I_{cr} для поля H_{bias} .

За счет процессов спин-зависимого рассеяния на интерфейсе FM/AFM может проявляться эффект отдачи (см. предыдущий раздел), который, на наш взгляд, имел место в экспериментах [102,103]. В частности, в работе [102] исследовался спиновый вентиль, в котором в качестве как активного FM, так и поляризатора использовался Co. При этом оказалось, что когда рядом с поляризатором располагался подмагничивающий слой антиферромагнетика IrMn, критический ток переключения между параллельным и антипараллельным упорядочением FM слоев существенно уменьшался, несмотря на присутствие обменного взаимодействия (подмагничивания) между AFM и FM слоями (см. рис. 12). Это наблюдение можно интерпретировать следующим образом. Используемый в качестве AFM IrMn хорошо поглощает спиновый момент, переносимый свободными электронами от закрепленного FM слоя (FM1). При этом вследствие эффекта отдачи намагниченность FM1 слоя разворачивается, как схематически показано на рис. 12. Соответственно, увеличивается угол между намагниченностями M_{pol} и M_{an} закрепленного и активного слоев, и, как следствие,

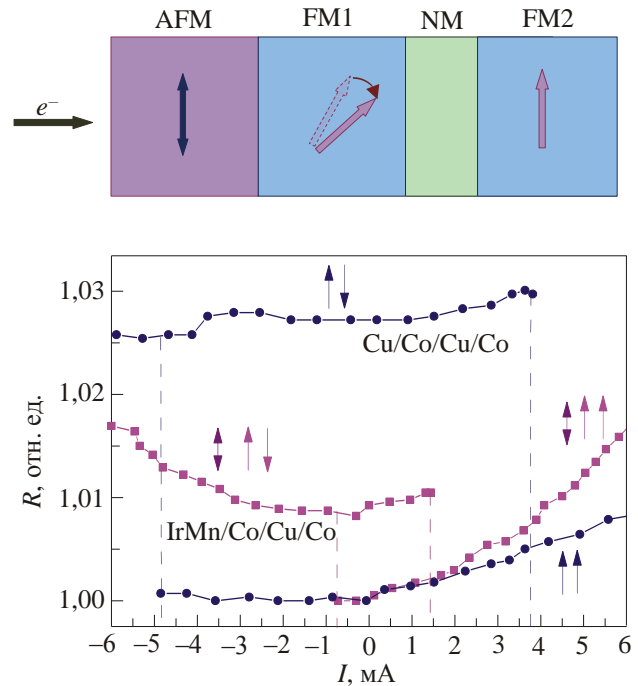


Рис. 12. Эффект отдачи в спиновом вентиле IrMn/Co/Cu/Co. На графике изображены зависимости сопротивления (нормированного на минимальное значение) от силы тока в двух случаях: с AFM слоем и без него (по данным работы [102]). Вверху схематически изображено отклонение намагниченности закрепленного слоя FM1 за счет отдачи (сплошная стрелка — с AFM, пунктирная — без AFM).

увеличивается T_{STT} (см. (1.1)). Тем самым, переворот намагниченности активного слоя происходит при токах, меньших, чем в системе без AFM слоя.

Наконец, ток может вызвать совместное движение магнитных векторов в обменно-связанных (подмагниченных) AFM и FM слоях. Детальное исследование их динамики с учетом особенностей AFM системы* остается открытой задачей, поэтому ограничимся качественными соображениями. Очевидно, что характер поведения FM/AFM системы зависит от соотношений между значениями критических токов и коэффициентов затухания каждой из компонент. Так, если FM слой магнито жесткий и, как следствие, $I_{cr}^{FM} \gg I_{cr}^{AFM}$, то ток вызывает переориентацию только AFM вектора, причем, как показано выше, независимо от направления тока (в отличие от аналогичной ситуации в FM). Однако, поскольку вместе с AFM вектором переворачивается и обеспечивающая подмагничивание замороженная намагниченность AFM слоя, то в результате величина поля байаса, и поле переключения подмагниченного FM слоя будут увеличиваться при одном направлении тока (когда электроны двигаются от FM слоя к AFM), и уменьшаться при противоположном (рис. 13(а),(б)). Если жестким является AFM слой, т.е. $I_{cr}^{FM} \ll I_{cr}^{AFM}$, то существенную роль будет играть эффект отдачи. При этом, поглощая создаваемый FM слоем магнитный момент, AFM работает как отражатель. В результате, при одном направлении тока (от AFM к FM слою) поле переключения от тока не зависит, а в противоположном случае — уменьшается (рис. 13(в)). Если же критические токи AFM и FM слоев оказываются сравнимыми, $I_{cr}^{FM} \propto I_{cr}^{AFM}$, то система AFM/FM может рассматриваться как замкнутая и ее поведение при наличии тока зависит от состояния второго (свободного) FM слоя. Однако в любом случае наличие AFM увеличивает коэрцитивность AFM/FM системы, что приводит к увеличению поля переключения жесткого FM слоя при переходе от антипараллельной ориентации намагниченностей FM слоев к параллельной, и к уменьшению при обратном переходе, независимо от направления тока (рис. 13(г),(д)). Практически все описанные сценарии поведения спинвентильной системы FM1/NM/FM2/AFM наблюдались в экспериментах [19,21] при использовании различных комбинаций FM и AFM материалов. При этом, если в качестве FM использовался материал CoFe с большой магнитной анизотропией, то наблюдались зависимости типа показанных на рис. 13(а),(б), причем наклон прямой зависел от порядка следования слоев. При исполь-

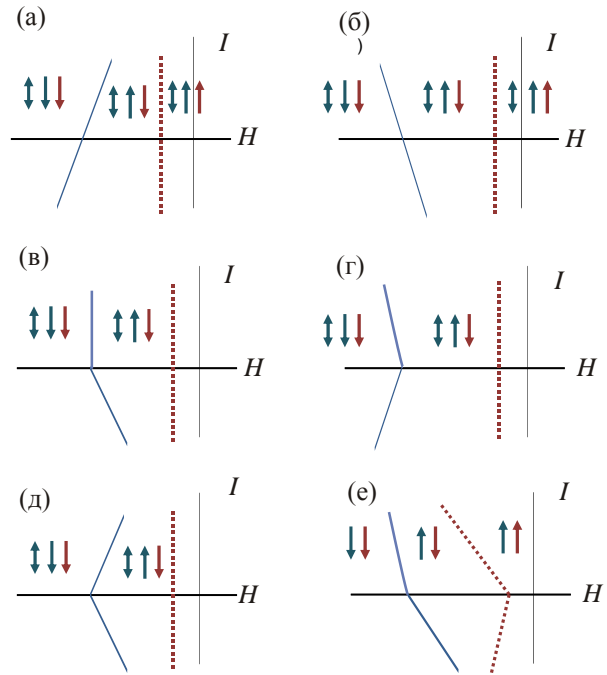


Рис. 13. Изменение поля переключения жесткого (сплошная линия) и свободного (пунктирная линия) FM слоя в зависимости от тока для спинового вентиля с подмагничиванием, FM1/NM/FM2/AFM (а)–(д) и без подмагничивания, FM1/NM/FM2 (е). Стрелками показано направление намагниченности в FM слоях, двойная стрелка — AFM слой. (а),(б) — магнито жесткий FM, $I_{cr}^{FM} \gg I_{cr}^{AFM}$, структура FM1/NM/FM2/AFM (а) и инвертированная, AFM/FM2/NM/FM1 (б); (в) — магнитомягкий FM, $I_{cr}^{FM} \ll I_{cr}^{AFM}$; (г),(д) — промежуточный случай, $I_{cr}^{FM} \propto I_{cr}^{AFM}$, различные наклоны соответствуют измерениям с уменьшением (г) и увеличением (д) магнитного поля.

зовании пермаллоя (малая магнитная анизотропия) наблюдались зависимости, изображенные схематически на рис. 13(в) для AFM с большим коэффициентом спин-зависимого рассеяния (IrMn) и на рис. 13(г),(д) в случае AFM с меньшим коэффициентом (FeMn). В любом случае зависимости поля переключения жесткого FM слоя в спиновом вентиле с подмагничиванием качественно отличаются от таковых для стандартной системы FM1/NM/FM2 (рис. 13(е)), что позволяет еще раз убедиться во влиянии тока на состояние AFM слоя.

Закключение

Мы рассмотрели основные подходы к описанию спинтронных явлений в AFM системах — микроскопические и феноменологические. И те, и другие основаны

* Попытка объяснить поведение двухслойной системы с подмагничиванием предпринята в работах [104,105]. Однако в используемых в них моделях динамика AFM слоя связана с присущим ему малым нескомпенсированным моментом, а рассмотренные выше эффекты обменного усиления не учитываются. Тем не менее результаты расчетов предсказывают изменение поля байаса и качественно коррелируют с экспериментами [20].

на учете спин-зависимого взаимодействия между свободными и локализованными электронами. Микроскопические модели сосредоточены, в основном, на описании подвижных электронов, рассматривая локализованные спины статически*. Кроме того, эти модели рассматривают баллистические процессы, для реализации которых необходимо сохранить квантовую интерференцию электронных функций. В свою очередь, феноменологические подходы позволяют учесть как бездиссипативную, так и диссипативную динамику локализованных спинов исходя из общих термодинамических соображений, без детализации *sd*-обмена. Предсказываемые в рамках таких моделей эффекты, как и в FM, являются достаточно «грубыми» и не требуют для наблюдения идеальных (в смысле качества интерфейсов, стехиометрии и пр.) образцов. Однако полная картина спиновой динамики AFM требует сочетания микро- и макроподходов и пока еще далека от завершения.

Все упомянутые в работе модели исходят из обменной природы *sd*-взаимодействия, что автоматически приводит к условию сохранения полного спина системы локализованных и подвижных электронов. Таким образом, динамика AFM, как и в FM, обусловлена создаваемым неравновесными носителями потоком намагниченности. Вместе с тем в AFM, в отличие от FM, внесенная намагниченность может привести к 1) вращению магнитных подрешеток как целого, 2) подвороту магнитных подрешеток и 3) изменению величины вектора намагниченности подрешетки. В работах [42,90] отмечена необходимость учета процессов 2) и 3), связанных с переносом спина между магнитными подрешетками. Мы полагаем, что такие процессы, в силу их сугубо обменного характера, связаны с более высокоэнергетическими возбуждениями и потому существенны при достаточно высоких плотностях неравновесных свободных носителей (например, при нерезонансной оптической накачке). Описание поведения AFM в этом случае требует отказа от ряда упрощающих предположений (типа условий нормировки) и, помимо прочего, выяснения механизмов спиновой релаксации. В случае же спинтронных явлений, обусловленных прохождением электрического тока, основную роль играют низкоэнергетические процессы 1), что оправдывает применение в таких ситуациях твердотельного приближения.

Для тех, кто интересуется спинтроникой, перечислим ряд открытых проблем и возможных направлений исследований в спинтронике AFM. Прежде всего это вопросы, связанные с исследованием механизмов спин-зависимого рассеяния электронов проводимости и спинового транспорта в AFM материалах. Благодаря

сильному спин-орбитальному взаимодействию в AFM приближение *sd*-обмена может оказаться недостаточным, а кроме того, не исключены разнообразные магнитомеханические явления как аналогичные наблюдаемым в FM [107–109], так и отличные от них [45]. Этот вопрос требует внимания и теоретиков, и экспериментаторов.

Интересные и важные для применений задачи связаны с учетом магнитного шума и изучением его влияния на спинтронные эффекты. Некоторые шаги в этом направлении на основе общего формализма (в частности, вывод кинетических уравнений, учитывающих специфические особенности AFM) предприняты в работах [110,111]. Неясным, однако, остается вопрос о механизмах и каналах спиновой релаксации в AFM, что особенно важно при описании сильно неравновесных состояний.

Практически не исследована совместная динамика FM/AFM структур, в которой бы учитывались и особенности поведения AFM слоя, и обменное подмагничивание, и эффекты спиновой поляризации. Результаты подобных исследований позволили бы не только интерпретировать уже известные данные, но и эффективно управлять свойствами спиновых вентиляй.

Экспериментальное наблюдение спинтронных эффектов в AFM требует разработки и применения принципиально новых методов, и в этом отношении кажутся перспективными исследования ультрабыстрой динамики под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Возможные трудности в регистрации состояния AFM слоя в спиновом венти́ле могут быть, по видимому, преодолены при использовании недавно открытого в AFM эффекта туннельного анизотропного магнитосопротивления [72]. Но все еще не удалось наблюдать влияние тока на поведение неоднородных AFM систем (текстур или гетероструктур), предсказываемое как микроскопическими, так и феноменологическими теориями.

Наконец, в число исследуемых спинтроникой AFM, кроме исследуемых сегодня металлов FeMn, IrMn, Cr и диэлектрика NiO (моттовского), стоило бы включить AFM полупроводники [112] и полуметаллы [12], а также, возможно, и антиперовскиты с неколлинеарной магнитной структурой на основе Mn. Последние, как показали недавние эксперименты [113,114], проявляют значительное магнитосопротивление, а в зависимости от стехиометрического состава и температуры могут иметь FM, AFM или слабое FM упорядочение, к тому же могут быть выращены в виде тонких пленок и, что немаловажно, бывают как металлами, так и полупроводниками.

* После завершения основной части рукописи нам стали известны работы [90,106], в которых в рамках микроскопической модели учитывается и движение локализованных моментов.

Мы благодарны В.Г. Барьяхтару, Е.Д. Белоколову, Ю.Б. Гайдидею, Б.А. Иванову, В.П. Кравчуку, Б.И. Льву, Ю.Г. Найдюку, С.М. Рябенко, А. Славину, Д.Д. Шеке, V. Baltz, R. Duine, A.N. MacDonald, C. Schneider, X.L. Tang, обсуждения с которыми помогли прояснить вопросы описания и наблюдения спинтронных эффектов в антиферромагнетиках.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Отделения физики и астрономии НАН Украины, а также частично поддержана грантом МОН Украины (Е.Г.) и грантом SIMTECH No. 246937 Европейской программы FP7 (В.Л.).

1. F. Saurenbach, U. Walz, L. Hinchey, P. Grunberg, and W. Zinn, *J. Appl. Phys.* **63**, 3473 (1988).
2. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
3. J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, (1989).
4. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
5. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
6. A. Pogorily, S. Ryabchenko, and A. Tovstolytkin, *Ukr. J. Phys. Rev.* **6**, 37 (2010).
7. A. Brataas, A.D. Kent, and H. Ohno, *Nature Mater.* **11**, 372 (2012).
8. S. Loth, S. Baumann, C.P. Lutz, D.M. Eigler, and A.J. Heinrich, *Science* **335**, 196 (2012).
9. M. Menzel, Y. Mokrousov, R. Wieser, J.E. Bickel, E. Vedmedenko, S. Blügel, S. Heinze, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197204 (2012).
10. M. Fiebig, N. Duong, T. c. Satoh, B. Van Aken, K. Miyano, Y. Tomioka, and Y. Tokura, *J. Phys. D* **41** (2008).
11. F. Maca, J. Masek, O. Stelmakhovych, X. Marti, H. Reichlova, K. Uhlirova, P. Beran, P. Wadley, V. Novak, and T. Jungwirth, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 1606 (2012).
12. X. Hu, *Adv. Mater.* **24**, 294 (2012).
13. A. Nunez, R. Duine, P. Haney, and A. MacDonald, *Phys. Rev. B* **73**, 214426 (2006).
14. R.A. Duine, P.M. Haney, A.S. Nunez, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **75**, 014433 (2007).
15. P.M. Haney, D. Waldron, R.A. Duine, A. S. Nunez, H. Guo, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **75**, 174428 (2007).
16. H. Gomonay and V. Loktev, *J. Magn. Soc. Jpn.* **32**, 535 (2008).
17. Е.В. Гомонай, В.М. Локтев, *ФHT* **34**, 256 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 198 (2008)].
18. H.V. Gomonay and V.M. Loktev, *Phys. Rev. B* **81**, 144427 (2010).
19. Z. Wei, A. Sharma, A.S. Nunez, P.M. Haney, R.A. Duine, J. Bass, A.H. MacDonald, and M. Tsoi, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 116603 (2007).
20. S. Urazhdin and N. Anthony, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 046602 (2007).
21. J. Basset, A. Sharma, Z. Wei, J. Bass, and M. Tsoi, *Proc. SPIE* **7036** (2008).
22. Z. Wei, A. Sharma, J. Bass, and M. Tsoi, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D113 (2009).
23. X.-L. Tang, H.-W. Zhang, H. Su, Z.-Y. Zhong, and Y.-L. Jing, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 122504 (2007).
24. X. Tang, H.-W. Zhang, H. Sua, Y.-L. Jing, and Z.-Y. Zhong, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 1851 (2009).
25. X.-L. Tang, H.-W. Zhang, H. Su, Y.-L. Jing, and Z.-Y. Zhong, *J. Appl. Phys.* **106**, 073906 (2009).
26. X.-L. Tang, H.W. Zhang, H. Su, Y.-L. Jing, Z.-Y. Zhong, F.-M. Bai, and S. Jian, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D106 (2009).
27. X.L. Tang, H.W. Zhang, H. Su, Y.L. Jing, and Z.Y. Zhong, *J. Appl. Phys.* **105**, 073914 (2009).
28. N.V. Dai, N.C. Thuan, L.V. Hong, N.X. Phuc, Y.P. Lee, S.A. Wolf, and D.N.H. Nam, *Phys. Rev. B* **77**, 132406 (2008).
29. X.L. Tang, H.W. Zhang, H. Su, Y.L. Jing, and Z.Y. Zhong, *Phys. Rev. B* **81**, 052401 (2010).
30. X. Tang, H. Su, H.W. Zhang, Y.L. Jing, and Z.Y. Zhong, *J. Appl. Phys.* **112**, 073916 (2012).
31. R.K. Kummamuru and Y.A. Soh, *Nature* **452**, 859 (2008).
32. Y. Soh and R. Kummamuru, *Philos. Transact. A Math. Phys. Eng. Sci.* **369**, 3646 (2011).
33. H.V. Gomonay, R.V. Kunitsyn, and V.M. Loktev, *Phys. Rev. B* **85**, 134446 (2012).
34. Y.V. Gulyaev, P.E. Zilberman, and E.M. Epshtein, *arXiv:1011.4303*.
35. Y. Gulyaev, P. Zilberman, and E. Epshtein, *J. Commun. Technol. Electron.* **56**, 864 (2011).
36. Y. Gulyaev, P. Zilberman, and E. Epshtein, *J. Exper. Theor. Phys.* **114**, 296 (2012).
37. Y. Gulyaev, P. Zilberman, and E. Epshtein, *J. Commun. Technol. Electron.* **57**, 506 (2012).
38. K.M.D. Hals, Y. Tserkovnyak, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 107206 (2011).
39. E.G. Tveten, A. Qaiumzadeh, O.A. Tretiakov, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 127208 (2013).
40. H. Gomonay and V. Loktev, *arXiv:1305.6734*.
41. P.M. Haney, *Spintronics in Ferromagnets and Antiferromagnets From First Principles*, Doctor of Philosophy, The University of Texas at Austin (2007).
42. A. MacDonald and M. Tsoi, *Phil. Trans. Royal Soc. A* **369**, 3098 (2011).
43. J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
44. M.D. Stiles, J. Xiao, and A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **69**, 054408 (2004).
45. H.V. Gomonay, S.V. Kondovych, and V.M. Loktev, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 801 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 633 (2012)].
46. S. Zhang and Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
47. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and P.J. Kelly, *Arxiv: 1108.0385*.
48. E. Fawcett, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 209 (1988).
49. A.F. Andreev and V.I. Marchenko, *Phys. Usp.* **23**, 21 (1980).
50. I. Bar'yakhtar and B. Ivanov, *Fiz. Nizk. Temp.* **5**, 759 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 361 (1979)].

51. I. Bar'yakhtar and B. Ivanov, *Solid State Commun.* **34**, 545 (1980).
52. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирзаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
53. P.M. Haney and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 196801 (2008).
54. P. Haney, R. Duine, A.S. Nunez, and A. MacDonald, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1300 (2008).
55. V.D. Buchelnikov, N.K. Dan'shin, L.T. Tsybal, and V.G. Shavrov, *Phys. Usp.* **42**, 957 (1999).
56. V. Buchelnikov, D. Dolgushin, and I. Bychkov, *J. Magn. Magn. Mater.* **305**, 470 (2006).
57. V.G. Bar'yakhtar, *JETP* **60**, 863 (1984).
58. V. Baryakhtar, in: *Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems, NATO ASI Series*, V. Bar'yakhtar, P. Wigen, and N. Lesnik (eds.), Springer Netherlands (1998) Vol. 49, p. 63.
59. V. Bar'yakhtar, V. Butrim, A. Kolezhuk, and B. Ivanov, *Phys. Rev. B* **87** (2013).
60. B.A. Ivanov and D.D. Sheka, *Sov. JETP* **80**, 907 (1995).
61. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and T. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
62. J. Linder, *Phys. Rev. B* **84**, 094404 (2011).
63. P. Biagioni, A. Montano, and M. Finazzi, *Phys. Rev. B* **80** (2009).
64. W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
65. W.H. Meiklejohn and C.P. Bea, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
66. N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
67. D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
68. R.D. Shull, A.J. Shapiro, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, and H.W. Zhao, *J. Appl. Phys.* **93**, 8603 (2003).
69. C.L. Chien, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, and R.D. Shull, *Phys. Rev. B* **68**, 014418 (2003).
70. A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz, H. Ohldag, and J. Stöhr, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 247201 (2004).
71. K. O'Grady, L. Fernandez-Outon, and G. Vallejo-Fernandez, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 883 (2010).
72. X. Mart, B.G. Park, J. Wunderlich, H. Reichlová, Y. Kurosaki, M. Yamada, H. Yamamoto, A. Nishide, J. Hayakawa, H. Takahashi, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 017201 (2012).
73. M. Glinchuk, A. Ragulya, and V. Stephanovich, *Nanoferroics*, Springer Series in Material Science, Springer, Dordrecht (2013), Vol. 177.
74. L. Néel and C.R. Hebd, *Séan. Acad. Sci.* **228**, 664 (1949).
75. E. Folven, T. Tybell, A. Scholl, A. Young, S.T. Retterer, Y. Takamura, and J.K. Grepstad, *Nano Lett.* **10**, 4578 (2010).
76. E. Folven, A. Scholl, A. Young, S.T. Retterer, J.E. Boschker, T. Tybell, Y. Takamura, and J.K. Grepstad, *Phys. Rev. B* **84**, 220410 (2011).
77. E. Folven, A. Scholl, S.T. Young, A. Retterer, J.E. Boschker, T. Tybell, Y. Takamura, and J.K. Grepstad, *Nano Lett.* **12**, 2386 (2012).
78. H.V. Gomonay and V.M. Loktev, *Phys. Rev. B* **75**, 174439 (2007).
79. H.V. Gomonay, I.G. Korniienko, and V.M. Loktev, *Phys. Rev. B* **83**, 054424 (2011).
80. H. Gomonay, I. Kornienko, and V. Loktev, *Condens. Matter Phys.* **13**, 23701 (2010).
81. D. Herranz, R. Guerrero, R. Villar, F.G. Aliev, A.C. Swaving, R.A. Duine, C. van Haesendonck, and I. Vavra, *Phys. Rev. B* **79**, 134423 (2009).
82. H.-W. Lee and H. Yang, *J. Magn.* **16**, 92 (2011).
83. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and T. Rasing, *Nature* **429**, 850 (2004).
84. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
85. Y. Xu, S. Wang, and K. Xia, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 226602 (2008).
86. A.N. Slavin and V.S. Tiberkevich, *Phys. Rev. B* **72**, 094428 (2005).
87. A. Slavin and P. Kabos, in: *Magnetics Conference, 2005. INTERMAG Asia 2005. Digests of the IEEE International* (2005), p. 5.
88. A.C. Swaving and R.A. Duine, *Phys. Rev. B* **83**, 054428 (2011).
89. A.C. Swaving and R.A. Duine, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 024223 (2012).
90. R. Cheng and Q. Niu, *Phys. Rev. B* **86**, 245118 (2012).
91. K.M.D. Hals and A. Brataas, *Phys. Rev. B* **87**, 174409 (2013).
92. A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, and B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **103**, 07A721 (2008).
93. Y. Gulyaev, P. Zilberman, V. Kotov, G. Mikhailov, S. Chigarev, and E. Epshtein, *J. Commun. Technol. Electron.* **57**, 813 (2012).
94. Y. Ando, A.N. Lavrov, and S. Komiya, *Phys. Rev. Lett* **90**, 247003 (2003).
95. D. Alders, L.H. Tjeng, F.C. Voogt, T. Hibma, G.A. Sawatzky, C.T. Chen, J. Vogel, M. Sacchi, and S. Iacobucci, *Phys. Rev. B* **57**, 11623 (1998).
96. D. Alders, J. Vogei, C. Levelut, S.D. Peacor, T. Hibma, M. Sacchi, L.H. Tjeng, C.T. Chen, G.V.D. Laan, B.T. Thole, and G.A. Sawatzky, *Europhys. Lett.* **32**, 259 (1995).
97. A.N. Lavrov, S. Komiya, and Y. Ando, *Nature* **418**, 385 (2002).
98. N.B. Weber, H. Ohldag, H. Gomonaj, and F.U. Hillebrecht, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 237205 (2003).
99. F.U. Hillebrecht, H. Ohldag, N.B. Weber, C. Bethke, U. Mick, M. Weiss, and J. Bahrtdt, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3419 (2001).
100. Z. Wei, J. Basset, A. Sharma, J. Bass, and M. Tsoi, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D108 (2009).
101. L. Wang, S.G. Wang, S. Rizwan, Q.H. Qin, and X.F. Han, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 152512 (2009).
102. K.J. Lee, T. Nguyen, and K.-H. Shin, *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, 102 (2006).
103. J. Hayakawa, H. Takahashi, K. Ito, M. Fujimori, S. Heike, T. Hashizume, M. Ichimura, S. Ikeda, and H. Ohno, *J. Appl. Phys.* **97** (2005).

104. J. Qing Xu and G. Jin, *J. Phys. Condens. Matter* **23**, 296004 (2011).
105. J. Guo, M. Jalil, and S. Ghee, *J. Appl. Phys.* **109** (2011).
106. R. Cheng and Q. Niu, *arXiv:1304.1284*.
107. A.A. Kovalev, G.E. W. Bauer, and A. Brataas, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 3878 (2006).
108. A.A. Kovalev, G.E.W. Bauer, and A. Brataas, *Phys. Rev. B* **75**, 014430 (2007).
109. A.A. Kovalev, L.P. Zarbo, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and J. Sinova, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 036401 (2008).
110. H. Gomonay and V. Loktev, *Condens. Matter Phys.* **15** 43703 (2012).
111. H. Gomonay and V. Loktev, *Europ. Phys. J. ST* **216**, 117 (2013).
112. A.P. Wijnheijmer, X. Martí, V. Holý, M. Cukr, V. Novák, T. Jungwirth, and P.M. Koenraad, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 112107 (2012).
113. Y. Na, C. Wang, L. Chu, L. Ding, J. Yan, Y. Xue, W. Xie, and X. Chen, *Mater. Lett.* **65**, 3447 (2011).
114. M. Hadano, A. Ozawa, K. Takenaka, N. Kaneko, T. Oe, and C. Urano, *J. Appl. Phys.* **111** (2012).

Spintronics of antiferromagnetic systems

H.V. Gomonay and V.M. Loktev

Spintronics of antiferromagnetics is a new field that has developed in a fascinating research topic in physics of magnetism. Antiferromagnetics, like ferromagnetic

materials experience the influence of spin-polarized current, even though they show no macroscopic magnetization. The mechanism of this phenomenon is related to spin-dependent interaction between free and localized electrons–*sd*-exchange. Due to the peculiarities of antiferromagnetic materials (complicated magnetic structure, essential role of the exchange interactions, lack of macroscopic magnetization) spintronics of antiferromagnets appeals to new theoretical and experimental approaches. The purpose of this review is to systemize and summarize the recent progress in this field. We start with a short introduction into the structure and dynamics of antiferromagnets and proceed with discussion of different microscopic and phenomenological theories for description of current-induced phenomena in ferro-/antiferromagnetic heterostructures. We also consider the problems of the reverse influence of antiferromagnetic ordering on current, and effectiveness of the fully antiferromagnetic spin valve. In addition, we shortly review and interpret the available experimental results.

PACS: **75.76.+j** Spin transport effects;
75.50.Ee Antiferromagnetics;
75.78.-n Magnetization dynamics;
75.78.Fg Dynamics of domain structures.

Keyword: antiferromagnetic, magnetization dynamics, spin-polarized current, spin-dependent interaction.