

Особенности влияния спин-поляризованного тока на статические и динамические свойства антиферромагнитного проводника

Е.В. Гомонай

Национальный технический университет Украины «КПИ», пр. Перемоги, 37, г. Киев, 03056, Украина
E-mail: malyshen@ukrpack.net

В.М. Локтев

*Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины,
ул. Метрологическая, 14-б, г. Киев, 03143, Украина*
E-mail: vloktev@bitp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 26 ноября 2007 г.

Развита феноменологическая модель для описания влияния спин-поляризованного тока на свойства антиферромагнитного металла. Показано, что вызванный спин-поляризованным током спиновый крутильный момент зависит от вектора антиферромагнетизма и, следовательно, играет важную роль в магнитной динамике. Анализ полученных в работе динамических уравнений указывает на возможность существования разнообразных эффектов, аналогичных тем, которые наблюдаются в ферромагнетиках, например, потеря устойчивости определенных направлений, прецессия антиферромагнитного момента вокруг «трудного» направления. В отличие от ферромагнетиков, спин-поляризованный ток в антиферромагнитных металлах влияет на спектр спиновых волн, он может вызвать параметрический резонанс и привести к спин-флоп переходу. Полученные результаты используются для интерпретации недавно наблюдавшегося эффекта гигантского магнитосопротивления антиферромагнитной природы.

Розвинуто феноменологічну модель для опису впливу спин-поляризованого струму на властивості антиферромагнітного металу. Показано, що обумовлений спин-поляризованим струмом спиновий обертальний момент залежить від вектора антиферромагнетизму і, внаслідок цього, відіграє суттєву роль в магнітній динаміці. Аналіз отриманих в роботі динамічних рівнянь вказує на можливість існування різноманітних ефектів, аналогічних тим, які спостерігаються в ферромагнетиках, наприклад, втрата стабільності певних напрямків, прецесія антиферромагнітного моменту навколо «важкого» напрямку. На відміну від ферромагнетиків, спин-поляризований струм в антиферромагнітних металах впливає на спектр спинових хвиль, він здатний збудити параметричний резонанс та призвести до спин-флоп переходу. Отримані результати використані для інтерпретації ефекту гігантського магнітоопору антиферромагнітної природи, який нещодавно спостерігався експериментально.

PACS: **85.75.-d** Магнитоэлектроника, спинтроника, устройства, использующие спин-поляризованный транспорт;
75.50.Ee Антиферромагнетики;
75.47.-m Магнитотранспортные явления; материалы для магнитотранспорта;
75.47.De Гигантское магнитосопротивление.

Ключевые слова: спинтроника, антиферромагнитные материалы, магнитотранспортные явления; материалы для магнитотранспорта, гигантское магнитосопротивление.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется изучению влияния спин-поляризованного тока на

свойства магнитных материалов. В частности, установлено, что при протекании через ферромагнитные (ФМ) пленки спин-поляризованный ток, передавая

свой собственный спиновый — не орбитальный — момент количества движения локализованной подсистеме, может вызвать поворот [1], устойчивую прецессию магнитных моментов [2] и генерацию спиновых волн [3], смещение доменной стенки, разделяющей области ФМ с противоположной ориентацией намагниченности [4], переключение между двумя устойчивыми состояниями ферромагнетика [5,6], бистабильные состояния [7] и прочее. Такое разнообразие магнитной динамики, или эффектов *спинтроники**, интересно не только с физической точки зрения, но может оказаться полезным и в приложениях для создания принципиально новых и усовершенствования существующих систем записи, обработки и хранения информации.

Условно можно выделить три составляющие влияния спин-поляризованного тока на магнитное состояние ФМ:

1) появление крутильного момента T , действующего на упорядоченные спины (так называемый *spin torque*), явное выражение для которого было получено Слончевским [1] из закона сохранения спинового момента при взаимодействии спинов электронов проводимости с локализованными спинами;

2) эффективное магнитное поле H_0 , создаваемое электронами проводимости за счет инжекции спинового момента [8];

3) поле Эрстеда, возникающее вследствие протекания тока.

Последний эффект имеет релятивистскую природу, определяется кинематикой, а величина соответствующего магнитного поля, как правило, пренебрежимо мала. В то же время первые два эффекта, будучи нерелятивистскими, по сути, обусловлены одним и тем же механизмом — *sd*-обменом между локализованными и свободными электронами, однако первый из них связан с процессами переворота спина подвижных электронов и, соответственно, с диссипацией/накачкой энергии. Второй же эффект процессы рассеяния не включает.

Следует подчеркнуть, что перечисленные выше явления носят совершенно общий характер, а различия магнитных и немагнитных материалов (такие, как вид электронных волновых функций, параметры обменного взаимодействия, тип магнитной структуры) влияют лишь на величины измеряемых характери-

стик. Это позволяет свести описание динамических процессов в тонких (однородных) ФМ слоях к описанию движения в них их макроскопической намагниченности.

Для ФМ этот вопрос, в принципе, решен, однако особенности взаимодействия спин-поляризованного тока с магнетиками, макроскопическая намагниченность которых пренебрежимо мала (например, с антиферромагнетиками (АФМ)), остаются теоретически неисследованными. Это тем более актуально, так как в ряде недавних экспериментов [9–11] было обнаружено, что такой ток оказывает воздействие на АФМ слои, которые обычно используются в многослойных структурах лишь как вспомогательные (для подмагничивания прилегающего слоя «свободного» ФМ). Попытки же построить соответствующие модели для интерпретации экспериментальных данных столкнулись с существенными трудностями.

Во-первых, АФМ имеют более сложную, чем ФМ, магнитную структуру, характеризующуюся, как минимум, двумя векторами (АФМ вектором, описывающим степень упорядоченности, и макроскопической намагниченностью, возникающей только в динамических процессах либо под действием внешнего поля). При этом особенно сложной в магнитном отношении бывает структура АФМ металлов, которые как раз и используются в экспериментах. Во-вторых, механизмы взаимодействия электронов проводимости с электронами, создающими магнитный порядок в АФМ, изучены в гораздо меньшей мере, нежели аналогичные механизмы в ФМ. Тем не менее в появившейся недавно серии теоретических работ [12–15] уже были предприняты попытки описать распределение спиновой плотности и крутильных спиновых моментов, возникающих при прохождении спин-поляризованного тока через системы ФМ/АФМ, АФМ/ФМ и АФМ/АФМ. Расчеты, выполненные на основе микроскопических подходов, показали, что в нетривиальном случае компенсированной АФМ пленки** спин-поляризованный ток может приводить к возникновению модуляции спиновой плотности с тем же волновым вектором, что и волновой вектор АФМ структуры. Это означает, что ток действительно может вызывать возмущения, связанные с высокоэнергетичными обменными модами АФМ, при которых нарушается антипараллельное

* Аббревиатура от SPIN TRansport electrONICS.

** Заметим, что магнитное состояние и свойства достаточно тонкой АФМ пленки могут зависеть от количества монослоев. Так, если чередование магнитных подрешеток с противоположным направлением намагниченности происходит в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, то при нечетном количестве слоев пленка имеет ненулевую макроскопическую намагниченность.

упорядочение магнитных моментов неелевских подрешеток.

С другой стороны, известно, что слабые магнитные и электромагнитные поля могут вызывать в АФМ и низкоэнергетические возмущения («акустические» моды), в которых магнитные моменты подрешеток прецессируют, оставаясь практически антипараллельными друг другу. По аналогии следует задать вопрос: «Может ли спин-поляризованный ток привести к подобным эффектам?» Ответ на него интересен не только с чисто физической, но и с прикладной точки зрения, поскольку предлагает новый способ контроля состояния АФМ слоя низкочастотными сигналами.

В данной работе рассмотрена возможность возбуждения спин-поляризованным током низкочастотных колебаний магнитных моментов в АФМ слое. С этой целью развивается феноменологическая теория для описания магнитной динамики АФМ в присутствии спин-поляризованного тока и анализа возникающих при этом явлений. В основе теории лежит единственное предположение: сохранение спинового момента при взаимодействии электрона с магнитным моментом каждой подрешетки в отдельности. Это предположение позволяет описывать динамику АФМ на основании уравнений Ландау–Лифшица, дополненных слагаемым Слончевского для крутильного спинового (точнее, АФМ) момента. Ниже мы ограничились случаем двухподрешеточного компенсированного АФМ, однако результаты могут быть легко обобщены на случай большего количества подрешеток, а также слабых ФМ и ферримагнетиков.

2. Модель

Рассмотрим структуру (рис. 1), состоящую из слоев ФМ и АФМ металлов, разделенных тонкой проводящей прослойкой немагнитного материала. Предполагается, что ток электронов протекает слева направо — от ФМ слоя к АФМ слою. Будем считать, что, с одной стороны, немагнитная прослойка достаточно толстая, для того чтобы исключить прямое обменное взаимодействие между АФМ и ФМ слоями, а с другой — настолько тонкая, чтобы обеспечить баллистический режим, при котором поляризованные в ФМ слое электроны, не рассеиваясь, попадают в слой АФМ.

Пусть направление намагниченности \mathbf{M}_{FM} в ФМ и, соответственно, вектора спиновой поляризации* $\mathbf{p}_{cur} || \mathbf{M}_{FM}$ ($|\mathbf{p}_{cur}| = 1$) электронов проводимости фиксировано и не зависит от величины тока I . Рассеиваясь на n -м атоме с локализованным магнитным моментом \mathbf{S}_n , электрон проводимости создает (согласно Слон-

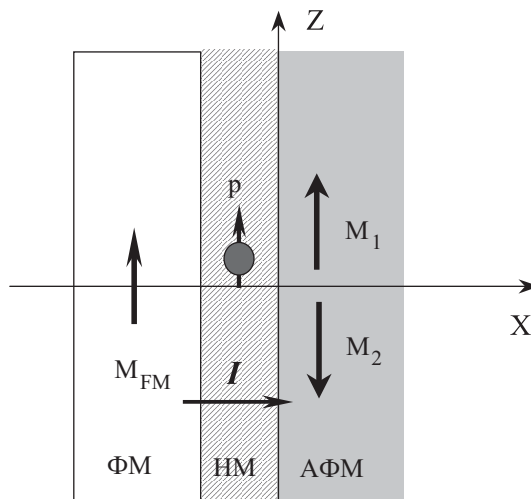


Рис. 1. Схема простейшей многослойной структуры ФМ — немагнитный материал (НМ) — АФМ.

чевскому [1]) крутильный спиновый момент, сонаправленный с вектором $[\mathbf{S}_n \times [\mathbf{S}_n \times \mathbf{p}_{cur}]]$. Структура этого выражения связана с тремя фактами: приводящее к рассеянию взаимодействие (sd -обмен) сохраняет суммарный спиновый момент; локализованный магнитный момент можно рассматривать как классический вектор фиксированной длины; при рассеянии направление спина свободного электрона меняется на противоположное. Схематически процесс рассеяния изображен на рис. 2.

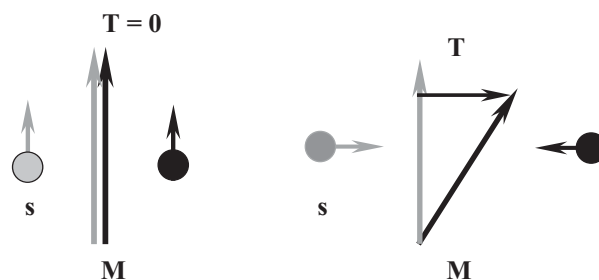


Рис. 2. Возникновение действующего на спин крутильного момента: электрон проводимости, поляризованный параллельно локальному магнитному моменту, не рассеивается, крутильный спиновый момент \mathbf{T} не возникает (а); электрон проводимости, поляризованный перпендикулярно локальному магнитному моменту, при рассеянии меняет направление спина на противоположное, локализованный момент поворачивается, чтобы сохранить полный спиновый момент (крутильный спиновый момент \mathbf{T} пропорционален приращению \mathbf{M}) (б).

* Обратим внимание на то, что всюду ниже предполагается, что единичный вектор $\mathbf{p}_{cur} = \mathbf{S}_{cur} / |\mathbf{S}_{cur}|$ является псевдовектором.

Переходя к макроскопическим векторам \mathbf{M}_k , $k=1,2$, описывающим (в расчете на единицу объема) намагниченности подрешеток, можно прийти к выражению для крутильного спинового момента \mathbf{T}_k , действующего на каждую подрешетку в отдельности:

$$\mathbf{T}_k = \sigma I [\mathbf{M}_k \times [\mathbf{M}_k \times \mathbf{p}_{\text{cur}}]] / M_0, \quad (1)$$

где постоянная $\sigma = e\hbar\mu_0 g / (2M_0 V e)$ зависит от эффективности ϵ процессов рассеяния и объема V АФМ прослойки. Здесь \hbar — постоянная Планка, g — гиромагнитное отношение, e — заряд электрона, $M_0 = |\mathbf{M}_k|$. Заметим, что, как и в ФМ, величина крутильного момента \mathbf{T}_k зависит от интенсивной величины: отношения плотности тока $|\mathbf{j}| \equiv I / S_{AFM}$ к толщине d_{AFM} АФМ слоя (S_{AFM} — площадь его поперечного сечения). Однако для тонких (меньше или порядка длины свободного пробега электронов проводимости) АФМ слоев вследствие однородности магнитного состояния удобнее использовать экстенсивные величины: полный ток I и объем $V = S_{AFM} d_{AFM}$ АФМ прослойки.

Известно (см., например, [16]), что линейная и нелинейная динамика магнитных векторов в АФМ кристаллах может быть последовательно описана с помощью уравнений Ландау–Лифшица для каждой из подрешеток. С учетом крутильного момента (1), передаваемого каждой из подрешеток, эти уравнения принимают вид

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}}_k = & -g[\mathbf{M}_k \times \mathbf{H}_k] + \frac{\sigma I}{M_0} [\mathbf{M}_k \times [\mathbf{M}_k \times \mathbf{p}_{\text{cur}}]] + \\ & + \frac{\alpha_G}{M_0} [\mathbf{M}_k \times \dot{\mathbf{M}}_k], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mathbf{H}_k = -\partial w / \partial \mathbf{M}_k$ — «обобщенная сила» (эффективное локальное поле, действующее на магнитный момент подрешетки), а w — плотность потенциальной (свободной) энергии АФМ слоя. В уравнениях (2) учтены процессы релаксации намагниченностей подрешеток в форме Гильберта с соответствующим конечным параметром затухания α_G . Следует напомнить, что механизмы релаксации в АФМ кристаллах весьма сложны и разнообразны (см., например, [17]), поэтому для ясности изложения ограничимся наиболее простой их формой.

Каждое из уравнений (2) по виду совпадает с уравнением Ландау–Гильберта–Слончевского, используемым для описания динамики ФМ в присутствии спин-поляризованного тока, и переходит в него, если пренебречь различием между магнитными подрешетками (т.е. положить $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_2$).

Для дальнейшего удобно переписать уравнения (2) в терминах макроскопической намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и АФМ вектора (параметра порядка) $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} = & \frac{g}{2} ([\mathbf{H}_M \times \mathbf{M}] + [\mathbf{H}_L \times \mathbf{L}]) + \frac{\alpha_G}{2M_0} ([\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}]) + \\ & + \frac{\sigma I}{2M_0} ([\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}_{\text{cur}}]] + [\mathbf{L} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}_{\text{cur}}]]), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{L}} = & \frac{g}{2} ([\mathbf{H}_M \times \mathbf{L}] + [\mathbf{H}_L \times \mathbf{M}]) + \frac{\alpha_G}{2M_0} ([\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{L}}] + [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{M}}]) + \\ & + \frac{\sigma I}{2M_0} ([\mathbf{M} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}_{\text{cur}}]] + [\mathbf{L} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}_{\text{cur}}]]). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{H}_M = -\partial w / \partial \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле внутри АФМ, $\mathbf{H}_L = -\partial w / \partial \mathbf{L}$ — поле, сопряженное АФМ вектору. Поле \mathbf{H}_M может включать магнитное поле, создаваемое как внешними источниками, так и спин-поляризованным током (см. выше). При температурах существенно ниже температуры Нееля уравнения (3) должны решаться с учетом дополнительных ограничений: $\mathbf{M}^2 + \mathbf{L}^2 = 4M_0^2$ и $(\mathbf{M}, \mathbf{L}) = 0$, связанных с условиями сохранения величины магнитных моментов подрешеток.

Уже из анализа уравнений (3) и (4) видно, что спин-поляризованный ток не нарушает равновесного состояния компенсированного АФМ ($\mathbf{M} = 0$) только в том случае, когда вектор спиновой поляризации $\mathbf{p}_{\text{cur}} \parallel \mathbf{L}$ (в этом случае все слагаемые в правой части тождественно обращаются в нуль). Учитывая тот факт, что вектор \mathbf{p}_{cur} обладает такими же трансформационными свойствами, как и магнитное поле, следует ожидать, что в такой конфигурации ток может приводить к нарушению устойчивости равновесия и переходу типа спин-флопа. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться ниже. Подчеркнем лишь, что в ФМ конфигурация с $\mathbf{p}_{\text{cur}} \parallel \mathbf{M}$ также равновесна, но ее устойчивость зависит от направления протекания тока и определяется относительно слабыми релятивистскими взаимодействиями.

При описании движений, сохраняющих АФМ упорядочение подрешеток, уравнения (3) и (4) можно существенно упростить [18]. Действительно, в этом случае величина вектора намагниченности мала, $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}| \approx 2M_0$, в меру малости статической восприимчивости χ_{\perp} , определяющей подворот магнитных подрешеток во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_0 . Соответственно, в потенциальной энергии w достаточно ограничиться слагаемыми

$$w = \frac{\mathbf{M}^2}{2\chi_{\perp}} + \frac{A}{8M_0^2} (\nabla \mathbf{L})^2 + w_{\text{an}}(\mathbf{L}) - \mathbf{M} \mathbf{H}_0, \quad (5)$$

где A — константа неоднородного обмена, а энергия анизотропии $w_{\text{an}}(\mathbf{L})$ зависит только от компонент АФМ вектора. Последнее слагаемое в (5) соответствует земановской энергии во внешнем магнитном поле.

Из выражения (5) легко получить, что $\mathbf{H}_M = \mathbf{H}_0 - \mathbf{M} / \chi_{\perp}$. Учитывая далее тот факт, что основной вклад в статическую восприимчивость χ_{\perp} обусловлен обменными взаимодействиями, величина которых существенно превышает энергию магнитной анизотропии, $4M_0^2 / \chi_{\perp} \gg w_{an}$, в правой части уравнения (4) можно пренебречь всеми слагаемыми, кроме первого, и получить явное выражение для намагниченности:

$$\mathbf{M} = \frac{\chi_{\perp}}{2gM_0^2} [\dot{\mathbf{L}} \times \mathbf{L}] + \frac{\chi_{\perp}}{4M_0^2} [\mathbf{L} \times [\mathbf{H}_0 \times \mathbf{L}]]. \quad (6)$$

Подставляя выражение (5) в уравнение (3), получаем уравнение, описывающее временную динамику вектора АФМ:

$$\begin{aligned} [\dot{\mathbf{L}} \times \mathbf{L}] = & \frac{g}{2} (2\dot{\mathbf{L}}(\mathbf{H}_0, \mathbf{L}) - [\mathbf{L} \times [\dot{\mathbf{H}}_0 \times \mathbf{L}]] - \\ & - \frac{g^2}{4} [\mathbf{H}_0 \times \mathbf{L}](\mathbf{H}_0, \mathbf{L}) + \frac{g^2 M_0^2}{\chi_{\perp}} [\mathbf{H}_L \times \mathbf{L}] + \\ & + \frac{gM_0\alpha_G}{\chi_{\perp}} [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}] + \frac{gM_0\sigma I}{\chi_{\perp}} [\mathbf{L} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}_{cur}]]. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение (7) может рассматриваться как уравнение Лагранжа 2-го рода при наличии сторонних сил:

$$\mathbf{L} \times \left[\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}_{AFM}}{\partial \dot{\mathbf{L}}} - \frac{\partial \mathcal{L}_{AFM}}{\partial \mathbf{L}} + \nabla \left(\frac{\partial \mathcal{L}_{AFM}}{\partial \nabla \mathbf{L}} \right) \right] = -\mathbf{L} \times \frac{\partial R_{AFM}}{\partial \dot{\mathbf{L}}}. \quad (8)$$

Соответствующая функция Лагранжа, полученная в [19], имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{AFM} = & \frac{\chi_{\perp}}{2g^2M_0^2} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{A}{8M_0^2} (\nabla \mathbf{L})^2 - \frac{\chi_{\perp}}{2gM_0^2} (\dot{\mathbf{L}}, \mathbf{L}, \mathbf{H}_0) + \\ & + \frac{\chi_{\perp}}{8M_0^2} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}_0]^2 - w_{an}(\mathbf{L}), \end{aligned} \quad (9)$$

а диссипативная функция, описывающая мощность сторонних сил, которые связаны с током и процессами релаксации, соответственно

$$R_{AFM} = \frac{\alpha_G}{2gM_0} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{\sigma I}{gM_0} (\mathbf{L}, \dot{\mathbf{L}}, \mathbf{p}_{cur}). \quad (10)$$

Заметим, что эта функция обусловлена энергетическими потерями в АФМ, что находит свое выражение в соотношении

$$\frac{\partial R_{AFM}}{\partial \dot{\mathbf{L}}} \dot{\mathbf{L}} = \frac{dw}{dt}. \quad (11)$$

Анализ диссипативной функции (10) обнаруживает следующие особенности динамики АФМ вектора в присутствии спин-поляризованного тока.

1. Как и в случае ФМ металлов, переносимый поляризованным электрическим током крутильный мо-

мент может играть роль как «положительного», так и «отрицательного» трения, знак которого определяется балансом между внутренними диссипативными процессами (слагаемое с α_G) и «накачкой», т.е. током. Однако в отличие от ФМ накачка возможна только для определенных типов движений, например для таких, в которых АФМ вектор прецессирует вокруг направления спиновой поляризации, $\mathbf{L} \perp \dot{\mathbf{L}} \perp \mathbf{p}_{cur}$. При переменном токе накачка возможна в случае токовых осцилляций на частоте параметрического резонанса для компоненты вектора $\mathbf{L} \perp \mathbf{p}_{cur}$.

2. В отличие от ФМ в АФМ условия возникновения «отрицательного» трения не зависят от знака спиновой поляризации (при изменении направления \mathbf{p}_{cur} на противоположное меняется только направление прецессии).

3. Наконец, в АФМ (также в отличие от ФМ) спин-поляризованный ток может влиять на динамику системы, не меняя при этом ее полной энергии. Так, если вектор \mathbf{p}_{cur} лежит в плоскости, где происходят колебания АФМ вектора, то последнее слагаемое в (10) в точности равно нулю. Вместе с тем обусловленная током обобщенная сила, пропорциональная $\mathbf{L} \times \mathbf{p}_{cur}$, может быть отлична от нуля.

Далее эффекты, связанные с присутствием спин-поляризованного тока в АФМ, будут рассмотрены более подробно.

3. Устойчивые статические состояния и спектр спиновых волн

3.1. Линеаризованные уравнения движения

Полученные выше выражения (9) и (10) позволяют решить задачу об устойчивости АФМ состояния в присутствии постоянного тока в достаточно общем виде, не конкретизируя точный вид выражения для потенциальной энергии. Пусть внешнее поле $\mathbf{H}_0 = 0$, а вектор \mathbf{p}_{cur} параллелен равновесному АФМ вектору $\mathbf{L}^{(0)}$. Равновесие может быть как устойчивым (тогда $\mathbf{L}^{(0)}$ соответствует минимуму энергии анизотропии w_{an}), так и неустойчивым (в случае максимума w_{an}). Рассмотрим малые отклонения от положения равновесия. Выберем оси декартовой системы координат так, чтобы $\mathbf{p}_{cur} \parallel \mathbf{L}^{(0)} \parallel Z$, а оси X, Y направим вдоль векторов, соответствующих нормальным модам колебаний АФМ вектора*). Тогда в гармоническом приближении энергия анизотропии может быть записана как

$$w_{an} = \frac{K_X L_X^2 + K_Y L_Y^2}{8M_0^2}, \quad (12)$$

* Известно, что в компенсированном АФМ в отсутствие поля нормальные моды колебаний линейно поляризованы.

где в случае устойчивого равновесия $K_X, K_Y > 0$, а в случае неустойчивого — хотя бы одна из констант K_X, K_Y отрицательна.

В том же приближении уравнения (8) приобретают вид

$$\begin{aligned} \ddot{L}_X + \frac{gM_0\alpha_G}{\chi_\perp} \dot{L}_X - c_{AFM}^2 \nabla^2 L_X + \frac{g^2 K_X}{4\chi_\perp} L_X - \frac{gM_0\sigma I}{\chi_\perp} L_Y &= 0, \\ \ddot{L}_Y + \frac{gM_0\alpha_G}{\chi_\perp} \dot{L}_Y - c_{AFM}^2 \nabla^2 L_Y + \frac{g^2 K_Y}{4\chi_\perp} L_Y + \frac{gM_0\sigma I}{\chi_\perp} L_X &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где введена скорость спиновых волн $c_{AFM} = g\sqrt{A/\chi_\perp}$.

3.2. Устойчивость статических состояний в пренебрежении релаксацией

При $\alpha_G = 0$ уравнения (13) определяют собственные частоты двух ветвей спиновых волн с волновым вектором \mathbf{k} :

$$\begin{aligned} \Omega_{1,2}^2(\mathbf{k}) &= \frac{g^2}{4\chi_\perp} \left[(K_X + K_Y) \pm |K_X - K_Y| \sqrt{1 - \left(\frac{I}{I_{thr}^{(1)}}\right)^2} \right] + \\ &+ c_{AFM}^2 \mathbf{k}^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где введена величина порогового тока

$$I_{thr}^{(1)} \equiv \frac{g|K_X - K_Y|}{2M_0\sigma}. \quad (15)$$

Из выражений (14) легко видеть, что значение порогового тока $I_{thr}^{(1)}$ определяет границу устойчивости равновесной ориентации вектора $\mathbf{L}^{(0)}$ в присутствии спин-поляризованного тока. Здесь следует различать три ситуации.

1. Вектор спиновой поляризации \mathbf{p}_{cur} параллелен «легкому» направлению АФМ вектора, т.е. без тока равновесное состояние устойчиво, $K_X, K_Y > 0$. В этом случае ток не нарушает устойчивости равновесия до тех пор, пока $I \leq I_{thr}^{(1)}$.

2. Вектор \mathbf{p}_{cur} параллелен одному из «трудных» направлений АФМ вектора, в котором в отсутствие тока равновесное состояние неустойчиво, $K_X < 0$, но $K_Y > |K_X| > 0$ (седловая точка потенциала энергии). В этом случае ток может стабилизировать это состояние, если

$$I_{thr}^{(2)} \equiv \frac{g\sqrt{|K_X|K_Y}}{2M_0\sigma} \leq I \leq I_{thr}^{(1)}. \quad (16)$$

3. Вектор \mathbf{p}_{cur} параллелен «самому трудному» направлению, для которого $K_X, K_Y < 0$; при любом значении тока это состояние будет неустойчивым.

Как следует из сказанного выше, динамика АФМ вектора в присутствии спин-поляризованного тока в корне отличается от динамики вектора намагниченности в ФМ. Начнем с того, что в ФМ крутильный спиновый момент всегда приводит к изменению энергии системы, поэтому значения пороговых токов стабилизации определяются, в первую очередь, константами релаксации. В АФМ, как уже отмечалось, накачка током зависит от типа колебаний АФМ вектора и для линейно-поляризованных мод отсутствует. Крутильный спиновый момент в этом случае играет роль «возвращающей» силы, а величина пороговых токов определяется конкуренцией между вкладами в возвращающую силу магнитной анизотропии и тока.

Интересно, что в АФМ пороговые токи $I_{thr}^{(1,2)}$ зависят не просто от магнитной анизотропии кристалла, а от «анизотропии» анизотропии: $\Delta \equiv (K_Y - K_X)/K_Y$. На рис. 3 схематически изображена область устойчивости равновесных состояний на плоскости I, Δ . Область 1 ($\Delta \leq 1$) соответствует ориентации \mathbf{p}_{cur} вдоль «легкой» оси, а область 2 ($\Delta > 1$) — вдоль «трудной». Видно, что чем более анизотропен кристалл, тем слабее влияние тока — пороговые токи увеличиваются с увеличением Δ . В изотропном кристалле ($\Delta = 0$) сколь угодно малый ток нарушает равновесие. Этот эффект вполне понятен. Если посмотреть на структуру уравнений (13), то видно, что ток «перепутывает» линейно-поляризованные колебания, соответствующие нормальным модам при $I = 0$, и уменьшает разницу собственных частот. Как только частоты обеих мод сравниваются, становится возможным возбуждение как линейно-, так и циркулярно-поляризованных мод.

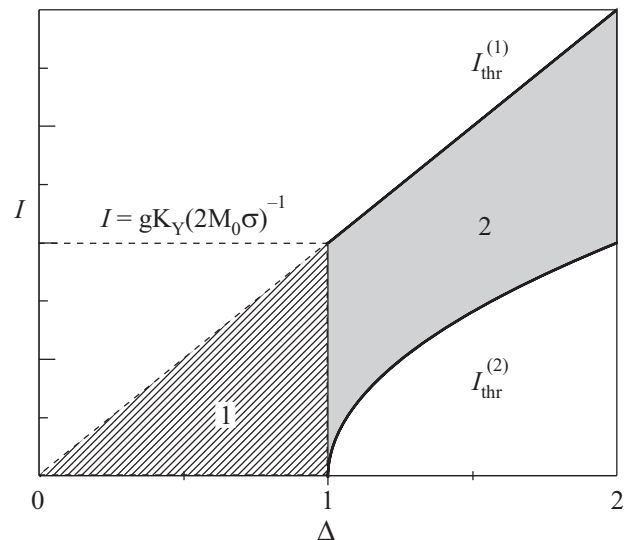


Рис. 3. Область устойчивости равновесных состояний в зависимости от величины тока I и параметра $\Delta \equiv (K_Y - K_X)/K_Y$. Для определенности принято $K_Y \geq |K_X| > 0$. Область 1: \mathbf{p}_{cur} параллелен «легкой» оси, область 2: \mathbf{p}_{cur} параллелен «трудной» оси АФМ.

Последние при взаимодействии с током могут активно поглощать энергию, вследствие чего возникает потеря устойчивости. В изотропном кристалле частоты обеих мод совпадают и в отсутствие тока, что и приводит к потере устойчивости при любом значении $I \neq 0$.

Отметим, наконец, еще несколько отличий в поведении АФМ и ФМ кристаллов: стабилизация/дестабилизация равновесных состояний в АФМ определяется только величиной пропускаемого тока и не зависит от направления (изменения знака тока); в АФМ возможна стабилизация током неустойчивых статических состояний, а в ФМ — только динамических.

3.3. Границы устойчивости с учетом релаксации

Найденные в предыдущем разделе условия потери устойчивости равновесного состояния не учитывают наличия в АФМ внутренних процессов релаксации. Уравнения (13) позволяют легко обобщить полученные результаты на случай $\alpha_G \neq 0$. Предварительно заметим, что снова-таки в отличие от ФМ собственная ширина γ_{AFM} линии АФМ резонанса (определяющая добротность АФМ как колебательной системы) определяется не только параметром Гильберта α_G , но и статической восприимчивостью χ_{\perp} :

$$\gamma_{AFM} = gM_0\alpha_G / (2\chi_{\perp}) \quad (17)$$

(в то время как для ФМ $\gamma_{FM} = gM_0\alpha_G$). Это означает, что при одинаковой добротности и сравнимых частотах ФМ и АФМ параметр Гильберта в АФМ по абсолютной величине гораздо меньше, чем в ФМ. Полагая далее, что затухание мало, т.е.

$$\gamma_{AFM} \ll \omega_{X,Y} = g\sqrt{K_{X,Y} / 4\chi_{\perp}},$$

получаем следующее значение порогового тока:

$$I_{thr}^{(3)} \equiv \sqrt{[I_{thr}^{(1)}]^2 + \frac{\alpha_G^2(K_X + K_Y)}{8M_0^2\chi_{\perp}\sigma^2}}. \quad (18)$$

Для изотропного АФМ $I_{thr}^{(1)} = 0$ и пороговый ток, как и в случае ФМ, полностью определяется процессами релаксации:

$$I_{thr}^{(3)} = \frac{\alpha_G\omega_X}{\sigma} = 2\chi_{\perp} \frac{\gamma_{AFM}\omega_X}{gM_0\sigma}. \quad (19)$$

Видно, что при одинаковой добротности и резонансной частоте колебаний пороговый ток в АФМ должен быть существенно меньше, чем в ФМ, за счет дополнительного множителя χ_{\perp} — статической восприимчивости, которая в АФМ существенно меньше единицы (так называемое обменное усиление, характерное для многих резонансных явлений в АФМ).

3.4. Параметрический резонанс

При анализе уравнений (13) проявляется еще одна интересная особенность динамики АФМ в присутствии спин-поляризованного тока. Если ток переменный, $I = I_0 \cos \omega_{cur}t$, то, очевидно, в системе возможен параметрический резонанс, в котором роль внешнего параметра играет амплитуда I_0 .

Рассмотрим этот вопрос несколько детальнее. Перепишем уравнения (13), используя обозначения (17) для коэффициента затухания, $\omega_{X,Y} = g\sqrt{K_{X,Y} / 4\chi_{\perp}}$ — для собственных частот АФМ (колебания считаем однородными) и $\lambda = gM_0\sigma I_0 / \chi_{\perp}$ — для внешнего параметра:

$$\begin{aligned} \ddot{L}_X + 2\gamma_{AFM}\dot{L}_X + \omega_X^2 L_X &= \lambda L_Y \cos \omega_{cur}t, \\ \ddot{L}_Y + 2\gamma_{AFM}\dot{L}_Y + \omega_Y^2 L_Y &= -\lambda L_X \cos \omega_{cur}t. \end{aligned} \quad (20)$$

Из структуры этих уравнений видно, что для резонанса необходимо возбуждение обоих типов колебаний (L_X, L_Y). В соответствии с теоремой Флоке будем искать решение уравнений (20) в виде

$$\begin{aligned} L_X &= 2M_0 \exp(i\Omega t) \sum_n a_n \exp(i\omega_{cur}nt), \\ L_Y &= 2M_0 \exp(i\Omega t) \sum_n b_n \exp(i\omega_{cur}nt). \end{aligned} \quad (21)$$

Подстановка (21) в (20) приводит к системе зацепляющихся уравнений для коэффициентов $a_0, b_{\pm 1}, a_{\pm 2}, \dots; b_0, a_{\pm 1}, b_{\pm 2}, \dots$:

$$\begin{aligned} [\omega_X^2 - (\Omega + n\omega_{cur})^2 + 2i\gamma_{AFM}(\Omega + n\omega_{cur})]a_n + \\ + \frac{\lambda}{2}(b_{n-1} + b_{n+1}) &= 0, \\ [\omega_Y^2 - (\Omega + n\omega_{cur})^2 + 2i\gamma_{AFM}(\Omega + n\omega_{cur})]b_n - \\ - \frac{\lambda}{2}(a_{n-1} + a_{n+1}) &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Стандартный анализ условий, при которых возникает экспоненциальное возрастание амплитуды колебаний $L_{X,Y}$ ($\text{Im } \Omega \leq 0$), показывает, что минимальная резонансная частота ω_{cur} равна (или почти равна) разности собственных частот АФМ:

$$|\omega_X - \omega_Y| - \Delta\omega \leq \omega_{cur} \leq |\omega_X - \omega_Y| + \Delta\omega, \quad (23)$$

$$\Delta\omega = \sqrt{\omega_X\omega_Y} \sqrt{\left(\frac{I_0}{I_{crit}}\right)^2 - 1},$$

где критическое значение тока

$$I_{crit} \equiv \frac{\alpha_G}{\sigma} \sqrt{\omega_X\omega_Y} \quad (24)$$

ограничивает область возникновения параметрического резонанса, $I_0 \geq I_{crit}$. Как и пороговый ток $I_{thr}^{(3)}$ (см.

(18)), критическое значение I_{crit} определяется внутренними процессами релаксации, а в пределе изотропного АФМ* обе величины совпадают, $I_{\text{crit}} = I_{\text{thr}}^{(3)}$.

Таким образом, дестабилизация равновесного состояния АФМ может осуществляться не только постоянным, но и переменным током.

4. Динамические устойчивые состояния

Найденные ранее выражения (15), (16) и (18) для критических токов показывают, что в слабоанизотропных АФМ спин-поляризованный ток должен приводить к отклонению АФМ вектора от «легкой» оси. Возникает вопрос, какое же состояние при этом будет устойчивым. Поскольку слабоанизотропные АФМ имеют несколько вырожденных направлений «легкой» оси, то, в принципе, возможны два сценария: 1) осуществляется переход типа спин-флоп, при котором вектор АФМ ориентируется вдоль одной из «легких» (или близкой к ней) осей, составляющей ненулевой угол с вектором \mathbf{p}_{cur} ; 2) возникает динамически устойчивое состояние прецессии АФМ вектора вокруг равновесного (не обязательно устойчивого направления) $\mathbf{L}^{(0)} \parallel \mathbf{p}_{\text{cur}}$.

Для определенности рассмотрим простейшую модель «почти» кубического АФМ, каковым является, например, часто используемый в экспериментах сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, для которого энергия анизотропии может быть записана в виде

$$w_{\text{an}} = \frac{K_2}{4M_0^2} L_X^2 - \frac{K_4}{16M_0^4} (L_X^4 + L_Y^4 + L_Z^4), \quad (25)$$

где K_4 — константа собственной (кубической) магнитной анизотропии «объемного» АФМ, а постоянная $K_2 \ll K_4$ учитывает слабую орторомбичность, создаваемую, например, формой АФМ слоя, взаимодействием с соседними немагнитными или ФМ слоями и т.п.

Анизотропия (25) позволяет проанализировать поведение АФМ сразу в двух предельных случаях, соответствующих направлению \mathbf{p}_{cur} как вдоль «легкой» ($K_4 > 0$), так и вдоль «трудной» ($K_4 < 0$) осей.

Для дальнейших расчетов удобно перейти к сферическим координатам θ и ϕ :

$$L_X = 2M_0 \sin \theta \cos \phi, L_Y = 2M_0 \sin \theta \sin \phi, L_Z = 2M_0 \cos \theta. \quad (26)$$

Вектор спиновой поляризации, как и прежде, направлен вдоль оси Z . Функция Лагранжа (9) и диссипативная функция (10) в переменных θ и ϕ принимают вид

$$\mathcal{L}_{AFM} = \frac{2\chi_{\perp}}{g^2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta) - \frac{K_2}{2} \sin^2 \theta (1 + \cos 2\phi) - \frac{K_4}{4} \sin^2 \theta (8 - 7 \sin^2 \theta + \sin^2 \theta \cos 4\phi), \quad (27)$$

$$R_{AFM} = \frac{2M_0}{g} [\alpha_G (\dot{\theta}^2 + \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta) - 2\sigma I \dot{\phi} \sin^2 \theta]. \quad (28)$$

Поскольку мы ограничиваемся рассмотрением однородных колебаний, в выражении (27) опущены слагаемые с пространственными производными.

Проанализируем динамические уравнения

$$\ddot{\theta} + 2\gamma_{AFM} \dot{\theta} + \sin \theta \cos \theta \left\{ -\dot{\phi}^2 + \frac{g^2}{\chi_{\perp}} [K_2(1 + \cos 2\phi) + K_4(4 - 7 \sin^2 \theta - \sin^2 \theta \cos 4\phi)] \right\} = 0, \quad (29)$$

$$\ddot{\phi} \sin 2\theta + \sin^2 \theta \left\{ \ddot{\phi} + 2\gamma_{AFM} \dot{\phi} + \frac{g^2}{\chi_{\perp}} [-K_2 \sin 2\phi + K_4 \sin^2 \theta \sin 4\phi] - \frac{gM_0\sigma I}{\chi_{\perp}} \right\} = 0. \quad (30)$$

В статическом случае имеется несколько решений, соответствующих устойчивым равновесным состояниям в присутствии тока (рис. 4):

1) $\theta = 0$, что соответствует $\mathbf{L}^{(0)} \parallel Z \parallel \mathbf{p}_{\text{cur}}$ (см. рис. 4,б); устойчивость этого состояния обсуждалась выше;

2) $\theta = \pi/2$,

$$\phi \approx \frac{1}{4} \arcsin \frac{I}{I_{\text{thr}}^{(4)}} \quad \text{или} \quad \frac{\pi}{2} - \frac{1}{4} \arcsin \frac{I}{I_{\text{thr}}^{(4)}}, \quad (31)$$

где введено еще одно критическое значение тока $I_{\text{thr}}^{(4)} = gK_4 / (M_0\sigma)$ и предполагается, что $K_2 \ll |K_4|$. Как видно на рис. 4,б, это соответствует конфигурации, в которой вектор $\mathbf{L}^{(0)}$ образует небольшой угол ϕ с «легкой» осью, перпендикулярной вектору спиновой поляризации \mathbf{p}_{cur} . Если $K_4 > 0$, то такое состояние устойчиво при $I \leq I_{\text{thr}}^{(4)}$. Заметим, что это пороговое значение существенно больше критического тока, при котором происходит потеря устойчивости состояния $\mathbf{L}^{(0)} \parallel Z \parallel \mathbf{p}_{\text{cur}}$: $I_{\text{thr}}^{(4)} \gg I_{\text{thr}}^{(1)}$.

В результате в АФМ с дискретно вырожденным направлением «легкой» оси спин-поляризованный ток

* В этом случае резонансная частота близка к нулю, $\omega_{\text{cur}} \leq \Delta\omega$ и правильнее говорить не о параметрическом резонансе, а о создаваемой током неустойчивости.

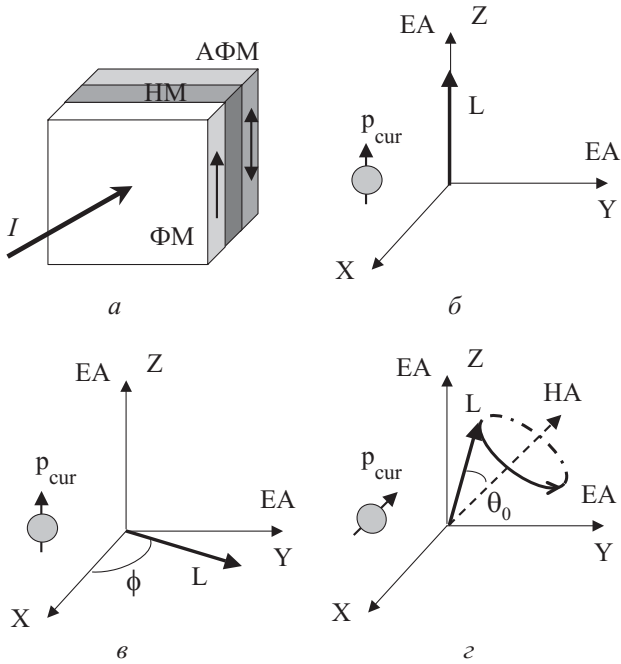


Рис. 4. Равновесные состояния АФМ при наличии спин-поляризованного тока. Трехмерное изображение многослойной структуры, положительное направление тока I от ФМ к АФМ слою (а); статические состояния, вектор спиновой поляризации тока \mathbf{p}_{cur} параллелен «легкой оси» (ЕА) (б, в); динамически устойчивое состояние, \mathbf{p}_{cur} параллелен «трудной» оси (НА) (г).

может приводить к переходу типа «спин-флоп», при котором вектор АФМ ориентируется перпендикулярно вектору поляризации тока. Заметим, что в отличие от «спин-флоп» перехода, инициированного постоянным магнитным полем, конечное («флоп») направление вектора АФМ отклоняется от «легкого», а угол отклонения пропорционален величине тока.

Среди возможных динамических решений рассмотрим такие, которые соответствуют устойчивой прецессии с постоянной частотой $\omega = \dot{\phi}$. В приближении медленно меняющейся амплитуды $\dot{\theta} \ll \omega$ в уравнении (29) можно пренебречь осциллирующими слагаемыми. Тогда, очевидно, имеется стационарное решение (см. рис. 4,г) с

$$\omega = \frac{gM_0\sigma I}{2\chi_{\perp}\gamma_{AFM}}, \quad \sin^2 \theta_0 = \frac{4}{7} - \frac{\chi_{\perp}\omega^2}{7g^2K_4}. \quad (32)$$

Нетрудно убедиться, что это решение устойчиво лишь в случае, когда вектор \mathbf{p}_{cur} направлен вдоль «трудной» оси АФМ ($K_4 < 0$).

Динамическая устойчивость такой прецессии по отношению к малым изменениям амплитуды колебаний (т.е. угла θ) определяется условием

$$I \leq I_{\text{thr}}^{(5)} = \frac{3\alpha_G\omega_X}{2\sqrt{2}\sigma} = \chi_{\perp} \frac{3\gamma_{AFM}\omega_X}{\sqrt{2}gM_0\sigma}. \quad (33)$$

Здесь введена частота спиновых волн $\omega_X^2 = 8g^2|K_4|/3\chi_{\perp}$, рассчитанная для потенциала (25) при условии $K_4 < 0$.

Видно, что $I_{\text{thr}}^{(5)}$ несколько больше критического значения $I_{\text{thr}}^{(3)}$, определяющего границу устойчивости статического состояния АФМ, в котором вектор АФМ коллинеарен вектору спиновой поляризации и направлен вдоль «легкой» оси.

Полученные соотношения (32) свидетельствуют о том, что спин-поляризованный ток в АФМ может привести к когерентному вращению магнитных моментов, аналогичному тому, которое наблюдалось в ФМ пленках [2], причем, как и в них, частота прецессии линейно возрастает с величиной тока.

5. Обсуждение и выводы

Хотя рассмотренная нами модель двухподрешеточного АФМ достаточно проста, она, тем не менее, позволяет интерпретировать наблюдаемые особенности магнитосопротивления спиновых вентилях, содержащих в качестве АФМ слоя $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ [9–11].

В частности, в недавно вышедшей работе [9] наблюдалось гигантское магнитосопротивление между двумя слоями АФМ, каждый из которых, в свою очередь, соседствовал со слоем ФМ (см. рис. 5,а). В результате эксперимента было установлено, что максимальное по величине приращение сопротивления возникает при пропускании тока через структуру, в которой ФМ слои упорядочены параллельно* (см. рис. 5,б). На рис. 6 (точки) приведена одна из типичных зависимостей магнитосопротивления от тока, полученная авторами [9]. Такое поведение согласуется с предсказаниями развитой выше модели. Действительно, каждый — левый и правый — из АФМ слоев испытывает крутильный момент, создаваемый спин-поляризованными электронами, прошедшими через прилегающий ФМ. Направление крутильного момента, как видно из уравнения (3), зависит и от направления вектора спиновой поляризации \mathbf{p}_{cur} , и от направления тока (знак I). Поскольку, в силу расположения пар $\text{ФМ}_L\text{-АФМ}_L$ и $\text{ФМ}_R\text{-АФМ}_R$, направление тока в слоях АФМ_L и АФМ_R следует положить противоположным (рис. 5), то очевидно, что направление кру-

* В структуре, содержащей только ФМ слои, максимальное магнитосопротивление наблюдается при антипараллельном упорядочении магнитных моментов.

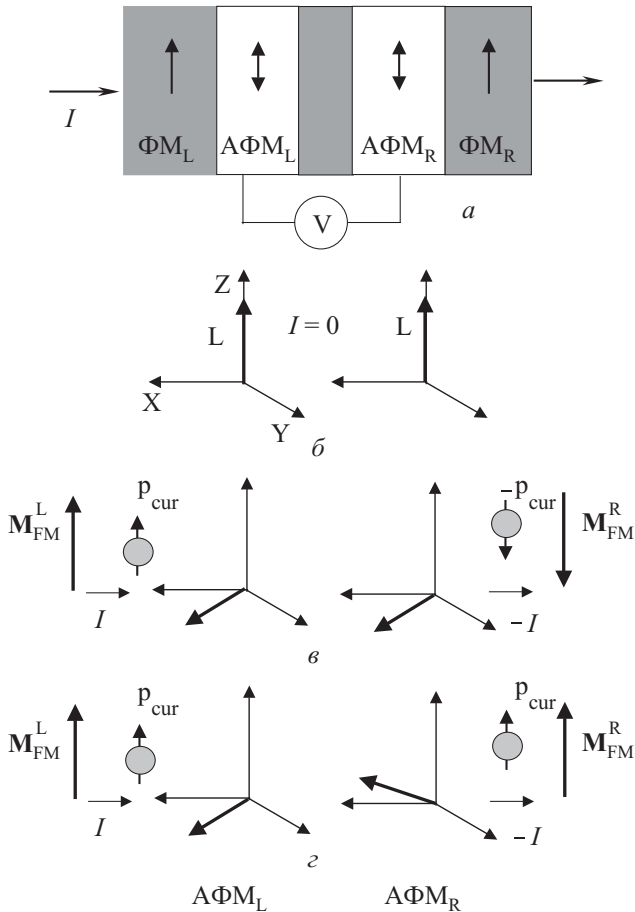


Рис. 5. Переориентация АФМ векторов под действием спин-поляризованного тока в 5-слойной структуре: взаимное расположение слоев и направление тока (а); в отсутствие тока АФМ векторы в АФМ слоях (АФМ_L, АФМ_R) параллельны (б); при антипараллельной ориентации намагниченностей M_{FM}^L и M_{FM}^R АФМ векторы отклоняются в одну и ту же сторону, сопротивление между АФМ минимально (в); при параллельной ориентации намагниченностей M_{FM}^L и M_{FM}^R АФМ векторы отклоняются в противоположные стороны, сопротивление между АФМ максимально (г).

тительного момента в каждом из АФМ слоев будет одинаковым в случае, если направления векторов M_{FM}^L и M_{FM}^R в ФМ слоях (и, соответственно, p_{cur}) будут противоположны (рис. 5, в). И наоборот, при параллельной ориентации ФМ векторов в слоях ФМ_L и ФМ_R направления соответствующих крутильных моментов будут противоположны (рис. 5, г).

Теперь обратимся к результатам расчетов. В отсутствие тока АФМ векторы слоев АФМ_L и АФМ_R параллельны соседним ФМ векторам вследствие эффекта подмагничивания (рис. 5, б). При пропускании спин-поляризованного тока АФМ векторы «опрокидываются», т.е. ориентируются перпендикулярно ФМ векторам, образуя при этом угол ϕ с «легкой» осью X.

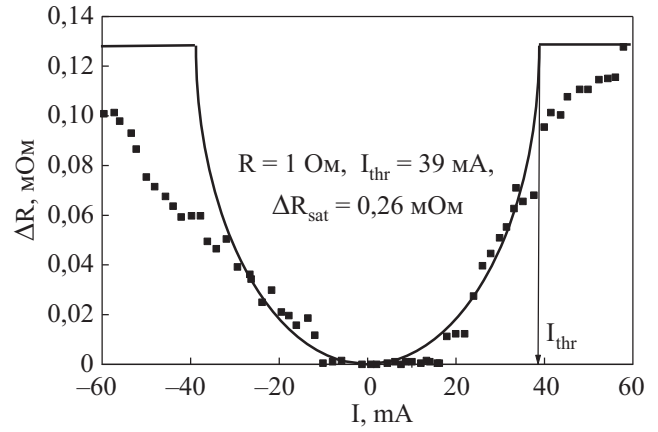


Рис. 6. Зависимость магнитосопротивления от тока. Точки — данные, взятые из работы [9], линия — расчет по формуле (34).

Величина ϕ , согласно (31), зависит от силы тока, а ее знак (т.е. направление вращения) — от направления крутильного момента. Таким образом, при параллельной ориентации ФМ слоев АФМ векторы в слоях АФМ_L и АФМ_R разворачиваются в противоположные от оси X стороны на одинаковый угол ϕ . Величина магнитосопротивления ΔR , как следует из симметричных соображений, зависит от угла между АФМ векторами соседних слоев как $\Delta R \propto \sin^2 2\phi$. Отсюда с учетом зависимости (31) легко получить связь между током и магнитосопротивлением:

$$\frac{\Delta R}{\Delta R_{sat}} = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{I}{I_{thr}^{(4)}} \right)^2} \right], \quad (34)$$

где ΔR_{sat} — максимальное значение магнитосопротивления при взаимно перпендикулярной ориентации АФМ векторов.

Расчитанная по формуле (34) зависимость с $\Delta R_{sat} = 0,26$ мОм, $I_{thr}^{(4)} = 39$ мА изображена на рис. 6 (сплошная линия). Удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными значениями в области малых токов позволяет предположить, что развитая выше модель, по крайней мере в общих чертах, адекватно описывает влияние спин-поляризованного тока на АФМ. Отклонение от предсказываемой теорией зависимости вблизи пороговых значений $\pm I_{thr}^{(4)}$ тока, возможно, обусловлено влиянием тока на состояние ФМ слоев, не учитываемого данной моделью.

Итак, нами рассмотрен ряд особенностей, возникающих в поведении АФМ под действием спин-поляризованного тока. Как видно из изложенного, в АФМ с локализованными магнитными моментами крутильный спиновый момент, создаваемый электронами

проводимости, пропорционален параметру магнитного порядка (АФМ вектору) и поэтому по величине может быть сравним с крутильным моментом в ФМ. Соответственно, в АФМ следует ожидать всех тех эффектов, которые наблюдаются в ФМ в присутствии тока. Расчет показывает, что действительно в АФМ спин-поляризованный ток может приводить к неустойчивости и переориентации АФМ вектора, а также к устойчивой прецессии АФМ вектора и, возможно, связанной с ней генерации спиновых волн.

Вместе с тем, в силу различий между АФМ и ФМ (симметричные свойства АФМ и ФМ векторов, отсутствие/наличие макроскопической статической намагниченности, количество степеней свободы, определяемое количеством магнитных подрешеток, инерционная динамика АФМ и т.п.) спин-поляризованный ток в АФМ может привести к новым (по сравнению с ФМ) эффектам. Так, в сильноанизотропных АФМ ток изменяет спектр спиновых волн («сближает» частоты акустической и оптической мод). В изотропных АФМ ток приводит к фазовому переходу типа «спин-флор», когда ориентация АФМ вектора меняется на 90° (в отличие от 180° -го разворота в ФМ). Кроме того, в АФМ переменный ток должен вызывать параметрический резонанс, в котором участвуют обе магнитные моды (этот эффект подобен эффекту параметрической генерации оптических волн в нелинейных кристаллах).

Заметим, что, кроме качественно новых эффектов, в АФМ должно наблюдаться так называемое «обменное усиление» характерных значений частот и токов (по сравнению с такими же величинами в ФМ). Это связано с наличием сильной обменной связи между неелевскими подрешетками, которая неизбежно «вступает в игру» во всех динамических явлениях. Уже небольшое «скашивание» (подворот) магнитных подрешеток, вызванное спин-поляризованным током, приводит к вращению АФМ вектора, несмотря на малую абсолютную величину вызванной током намагниченности. Таким образом, при прочих равных условиях (т.е. одинаковой частоте магнитного резонанса и ширине линии) значения пороговых токов в АФМ должны быть существенно ниже, чем в ФМ (см., например, (19)).

Авторы благодарят А.Н. Славина за плодотворное обсуждение и критические замечания. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке государственного фонда фундаментальных исследований Украины ДФФД, проект N25.2/043. Е.Г. благодарит А. Малышенко за финансовую и техническую поддержку.

1. J.C. Slonczewski, *JMMM* **159**, L1 (1996).
2. W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, S.E. Russek, and T.J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).

3. M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
4. A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
5. H. Dassow, R. Lehdorff, D.E. Burgler, M. Buchmeier, P.A. Grønberg, C.M. Schneider, and A. van der Hart, *Scientific report, IFF, Julich Research Centre* (2004/2005).
6. I.K. Yanson, Yu.G. Naidyuk, V.V. Fisun, A. Konovnenko, O.P. Balkashin, L.Yu. Triputen, and V. Korenivski, *NanLetters* **7**, 927 (2007).
7. A.N. Slavin and V.S. Tiberkevich, *Phys. Rev.* **B72**, 094428 (2005).
8. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Е.М. Эпштейн, Дж. Эллиот, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 189 (2002).
9. Z. Wei, A. Sharma, J. Bass, and M. Tsoi, *cond-mat/0711.0059* (2007).
10. Z. Wei, A. Sharma, A.S. Núñez, P.M. Haney, R.A. Duine, J. Bass, A.H. MacDonald, and M. Tsoi, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 116603 (2007).
11. S. Urazhdin and N. Anthony, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 046602 (2007).
12. A.S. Núñez, R.A. Duine, P.M. Haney, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B73**, 214426 (2006).
13. P.M. Haney, D. Waldron, R.A. Duine, A.S. Núñez, H. Guo, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B75**, 174428 (2007).
14. P.M. Haney and A.H. MacDonald, *cond-mat/0708.3231v1* (2007).
15. Yuan Xu, Shuai Wang, and Ke Xia, *cond-mat/0708.2143v1* (2007).
16. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
17. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
18. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*. Наукова думка, Киев (1983).
19. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ФНТ* **5**, 759 (1979).
20. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).

The peculiarities of the effect of spin-polarized current on the static and dynamical properties of an antiferromagnetic metal

E.V. Gomonyay and V.M. Loktev

A phenomenological model is developed to describe the spin-polarized current-induced effects in antiferromagnetic metals. It is shown that the spin torque produced by the spin-polarized current is proportional to the antiferromagnetic vector and thus plays an important role in the magnetic dynamics. Analysis of the deduced dynamic equations suggests that there may exist various effects analogous to those observed in ferromagnets,

namely, the loss of stability of certain directions and the precession of the antiferromagnetic moment around an otherwise unstable direction. In contrast to ferromagnets, the spin-polarized current in antiferromagnetic metals influences the spin-wave spectra, it may also produce a parametric downconversion and induce a spin-flop transition. The results obtained are used for interpretation of the recently observed effect of giant magnetoresistance of an antiferromagnetic nature.

PACS: **85.75.-d** Magnetoelectronics; spintronics; devices exploiting spin polarized transport or integrated magnetic fields;
75.50.Ee Antiferromagnetics;
75.47.-m Magnetotransport phenomena; materials for magnetotransport;
75.47.De Giant magnetoresistance.

Keywords: spintronics, antiferromagnetic materials, magnetotransport phenomena; materials for magnetotransport, giant magnetoresistance.