

## Диссипация тока спиновой накачки в тонкопленочном бислое ферромагнетик/антиферромагнетик

Д.М. Полищук<sup>1,2</sup>, Т.И. Полек<sup>1</sup>, В.Ю. Боринский<sup>1</sup>, А.Ф. Кравец<sup>1</sup>, А.И. Товстолыткин<sup>1</sup>,  
А.Н. Погорелый<sup>1</sup>, V. Korenivski<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт магнетизма НАН Украины и МОН Украины, Киев, 03142, Украина  
E-mail: atovmail@gmail.com

<sup>2</sup>Nanostructure Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 10691, Sweden

Статья поступила в редакцию 5 марта 2020 г., опубликована онлайн 22 июня 2020 г.

Исследован ферромагнитный резонанс в многослойных металлических наноструктурах, содержащих антиферромагнитный слой различной толщины. Выделен вклад в ширину линии ферромагнитного резонанса, обусловленный диссипацией тока спиновой накачки в обменно-связанном бислое антиферромагнетик/ферромагнетик. Разделены диссипативные процессы, происходящие в объеме антиферромагнетика и на интерфейсе между антиферромагнетиком ( $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ ) и ферромагнетиком (пермаллой,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ). Определены особенности трансформации процессов диссипации при отклонении вектора Нееля антиферромагнетика от направления поля обменного закрепления. Предлагаемый метод эффективен для исследования процессов спинового рассеяния в отдельных слоях и на межслойных интерфейсах в сложных магнитных системах.

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, многослойные металлические наноструктуры, ток спиновой накачки.

### 1. Введение

Последние достижения в области генерации, контроля и детектирования спиновых токов в магнитных многослойных наноструктурах связаны с открытием и интенсивным использованием таких эффектов, как прямой и обратный спиновый эффект Холла [1–3], спиновый эффект Зеебека [4,5] и эффект спиновой накачки [6,7]. Достигнутые успехи имеют не только значительный потенциал для практических применений [8–11], но также предоставляют уникальный инструмент для изучения взаимодействия спиновых токов с компонентами сложных магнитных систем [12,13]. В частности, такие методики, как спиновое магнитосопротивление Холла [13–15] и спиновая накачка, вызванная возбуждением ферромагнитного резонанса (ФМР) [7,12], позволяют получать численные характеристики для спиновой проводимости тонких пленок и тонкопленочных интерфейсов.

Спиновая накачка широко применяется для получения характеристик спиновой проводимости тонкопленочных материалов и интерфейсов, встроенных в структуры типа спинового вентиля, т.е. структуры «магнетик/немагнитный проводящий спейсер/свободный ферромагнетик» ( $\text{M}/\text{NM}/\text{FM}_{\text{free}}$ ), где в качестве магнетика  $\text{M}$  могут выступать — проводящий/диэлектрический ферро-, ферри- или антиферромагнетик [16–21]. В ФМР эксперименте, резонирующий  $\text{FM}_{\text{free}}$  слой выступает одновременно в качестве источника и анализатора тока спиновой накачки, который инжектируется в немагнитный проводящий спейсер и прилегающий к нему слой магнетика  $\text{M}$ . Рассеяние тока спиновой накачки проявляется как увеличение эффективного параметра затухания Гильберта  $\alpha_{\text{eff}}$  резонирующего  $\text{FM}_{\text{free}}$  слоя вследствие оттока спинового момента [22], что является обратным процессом к спин-вращательному эффекту (spin-transfer torque) [7]. Вклад от рассеяния тока спиновой накачки  $\alpha_{\text{sp}}$  в общий параметр затухания  $\alpha_{\text{eff}}$  пропорционален суммарному спиновому току  $\mathbf{I}_s$ , протекающему через интерфейс  $\text{NM}/\text{FM}_{\text{free}}$ .  $\mathbf{I}_s$  — разница между током спиновой накачки  $\mathbf{I}_{\text{sp}}$  и обратным спиновым оттоком  $\mathbf{I}_{\text{sb}}$  (см. рис. 1) [12]. Поскольку выбор материала и толщины немагнитного проводящего спейсера обычно обеспечивают пренебрежительно малое спиновое рассеяние в нем, параметр

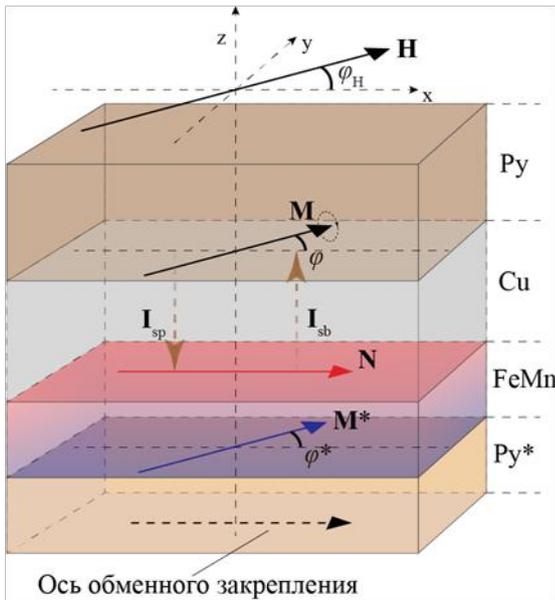


Рис. 1. Иллюстрация геометрии ФМР эксперимента в исследуемой структуре  $\text{Py}^*/\text{FeMn}/\text{Cu}/\text{Py}$ . Намагниченность резонирующего свободного  $\text{Py}$  слоя,  $\mathbf{M} = (M, \varphi)$ , и намагниченность закрепленного  $\text{Py}^*$  слоя,  $\mathbf{M}^* = (M^*, \varphi^*)$ , следуют за направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{H} = (H, \varphi_H)$ , приложенного в  $xy$ -плоскости. Вектор Нееля  $\mathbf{N}$  совпадает с направлением оси обменного закрепления.  $\mathbf{I}_{sp}$  и  $\mathbf{I}_{sb}$  — прямой и обратный токи спиновой накачки, поляризация которых параллельна  $\mathbf{M}$ .

$\alpha_{sp}$  оказывается пропорциональным параметру спиновой диссипации в слое магнетика. В ФМР экспериментах вклад от диссипации тока спиновой накачки  $\alpha_{sp}$  измеряется как уширение резонансной линии резонирующего  $\text{FM}_{free}$  слоя [22–24].

Спиновая накачка, вызванная возбуждением ферромагнитного резонанса в одном из слоев сложной магнитной системы, является методикой для определения глубины проникновения спинового тока и механизмов спиновой релаксации в тонких пленках антиферромагнетиков (AFM) [19–21,25] — ключевых характеристик для антиферромагнитной спинтроники [26–28]. Из-за отсутствия макроскопического магнитного момента в антиферромагнетике данные характеристики трудно определить с помощью других часто используемых для этих целей методик, например измерения магнитосопротивления [29]. Техника спиновой накачки является ключевой для детального и контролируемого изучения угловой зависимости спиновой диссипации в AFM слое для одной из наиболее часто используемых двухслойных систем —  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  ( $\text{Py}^*/\text{FeMn}$ , далее  $\text{Py}^*$  обозначает обменно-закрепленный, а  $\text{Py}$  — свободный ферромагнитный слой) [30]. В работе [30] показана зависимость диссипации тока спиновой накачки от ориентации поляризации спинового тока относительно вектора Нееля в  $\text{FeMn}$ , что свя-

зано с определяющей ролью часто пренебрегаемой продольной компоненты спиновой проводимости [31]. Преимущественное взаимодействие тока спиновой накачки с вектором Нееля в  $\text{FeMn}$  слое обеспечивается выбором толщины  $\text{FeMn}$  (7 нм), которая больше характерной глубины проникновения спинового тока в  $\text{FeMn}$  ( $\approx 6$  нм) [19]. С уменьшением толщины  $\text{FeMn}$  появляются дополнительные источники спинового рассеяния, в частности, за счет проникновения спинового тока к интерфейсу  $\text{Py}^*/\text{FeMn}$ . Исследованию этого вопроса посвящена настоящая работа.

В данной работе продемонстрировано изменение особенностей спиновой диссипации в обменно-закрепленном бислое  $\text{Py}^*/\text{FeMn}$  в зависимости от толщины антиферромагнитного  $\text{FeMn}$  слоя, температуры и ориентации внешнего магнитного поля. В частности, обнаружены дополнительные вклады: толщинно- и температурно-зависимый анизотропный вклад, обусловленный спиновым рассеянием в области интерфейса  $\text{Py}^*/\text{FeMn}$ . Для достижения результатов выполнено детальное исследование трансформации спектров ФМР в наноструктурах  $\text{Py}^*/\text{FeMn}/\text{Cu}/\text{Py}$  в зависимости от угла отклонения внешнего поля и температуры. Анализ экспериментальных данных базируется на результатах моделирования магнитостатических и динамических свойств системы.

## 2. Образцы и детали эксперимента

Основная серия тонкопленочных структур  $\text{Ta}(5)/\text{Py}^*(5)/\text{FeMn}(t)/\text{Cu}(6)/\text{Py}(8)$  и контрольная серия бислоев  $\text{Ta}(5)/\text{Py}^*(5)/\text{FeMn}(t)$  (все толщины указаны в нанометрах;  $t = 0, 3, 5$  и  $7$  нм) получены путем магнетронного распыления (AJA Inc.) на термически окисленные кремниевые подложки при комнатной температуре. Обозначения  $\text{Py}$  и  $\text{FeMn}$  соответствуют  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  (пермаллой) и  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ . Толщина слоев контролировалась выбором времени напыления и/или скорости осаждения, определенной с помощью поверхностной профилометрии. Все структуры осаждались в магнитном поле  $\approx 1$  кГс, приложенном в плоскости пленки для создания обменного закрепления в бислое  $\text{Py}^*/\text{FeMn}$ .

Спектры ферромагнитного резонанса измерены на спектрометре Bruker ELEXSYS E500, оснащенный температурной приставкой и автоматическим гониометром. Измерения проводили на образцах размерами  $3 \times 3$  мм на частоте  $f = 9,46$  ГГц. Перед температурными исследованиями образцы охлаждали до минимальной температуры (120 К) в магнитном поле 5 кГс, приложенном вдоль оси обменного закрепления для обеспечения одинакового исходного магнитного состояния всех структур. Развертка по полю производилась от 5 кГс до нуля для исключения возможного неоднородного ФМР отклика в малых полях (часто наблюдаемого ниже 100–200 Гс).

### 3. Результаты

#### 3.1. Температурная трансформация угловых профилей ширины линии ферромагнитного резонанса

Угловые зависимости резонансного поля и ширины линии ФМР получены для всех исследуемых структур  $\text{Py}^*/\text{FeMn}(t)/\text{Cu}/\text{Py}$  с толщиной  $t = 3, 5$  и  $7$  нм при различных температурах в интервале  $120\text{--}300$  К. Пример полученных зависимостей для одного из образцов с  $t = 5$  нм приведен на рис. 2. Типичный спектр ФМР изображен на вставке рис. 2а. Спектр состоит из двух резонансных линий: первой, высокоинтенсивной линии, параметры которой практически не зависят от угла отклонения  $\varphi_H$  приложенного магнитного поля от оси обменного закрепления, и второй, менее интенсивной

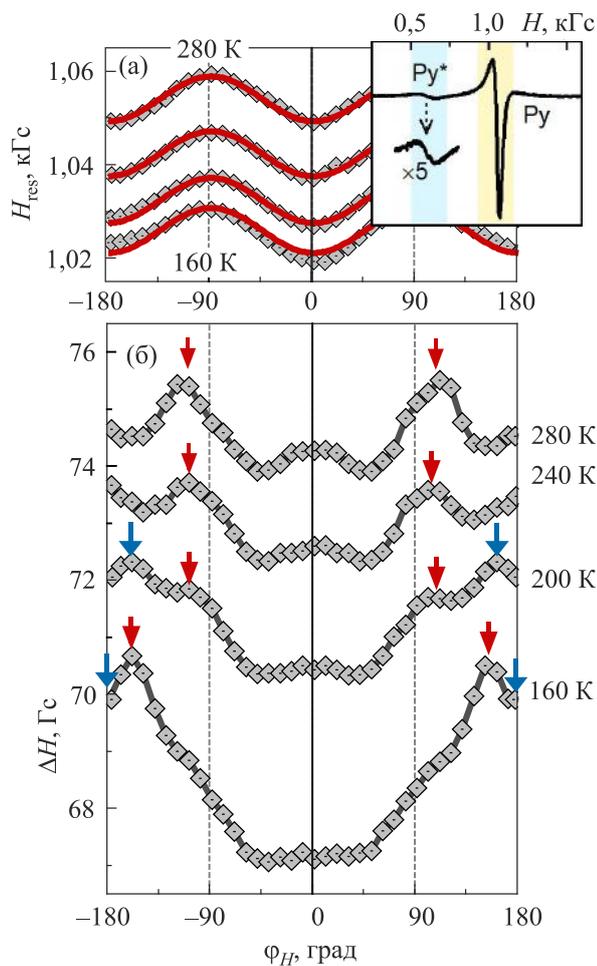


Рис. 2. Температурная эволюция угловых зависимостей для свободного слоя Py в наноструктуре  $\text{Py}^*/\text{FeMn}(5 \text{ нм})/\text{Cu}/\text{Py}$ : (а) резонансного поля  $H_{\text{res}}(\varphi_H)$  и (б) ширины линии  $\Delta H(\varphi_H)$ . Сплошные линии на панели (а) — результат аппроксимации с помощью стандартной феноменологии ФМР. На вставке к панели (а) показан типичный спектр ФМР для исследуемой структуры ( $\varphi_H = 0^\circ$ ). На панели (б) красной (▲) и синей (▼) стрелками показаны положения двух пиков, соответствующие вкладу в магнитное затухание от спиновой накачки. Для удобства сравнения угловые профили на панели (б) смещены относительно друг друга.

линии, положение которой существенно зависит от угла  $\varphi_H$ . Первая линия — это сигнал от свободного слоя Py, о чем свидетельствуют резонансное поле линии  $H_{\text{res}} \sim 1,1$  кГс на частоте  $\sim 9,5$  ГГц и его слабая угловая зависимость. Вторая линия — отклик от обменно-закрепленного слоя  $\text{Py}^*$ , что подтверждается выраженной однонаправленной угловой зависимостью  $H_{\text{res}}$  (см. ниже, рис. 4а).

Для понимания важных особенностей, обсуждаемых в настоящей работе, выполним анализ спектров ФМР в структуре  $\text{Py}^*/\text{FeMn}(t)/\text{Cu}/\text{Py}$  с толщиной AFM слоя  $t = 5$  нм.

Угловые зависимости резонансного поля  $H_{\text{res}}(\varphi_H)$ , полученные для свободного слоя Py в структуре  $\text{Py}^*/\text{FeMn}(5 \text{ нм})/\text{Cu}/\text{Py}$ , обладают  $180^\circ$ -градусной симметрией во всем температурном интервале измерений (рис. 2а). Форма зависимостей  $H_{\text{res}}(\varphi_H)$  указывает на одноосную магнитную анизотропию в Py слое, которая возникает в подобных поликристаллических пленках, осажденных во внешнем магнитном поле [32,33]. Смещение зависимостей в сторону меньших полей при понижении температуры связано с ростом намагниченности насыщения Py. Такой вид и поведение угловых зависимостей  $H_{\text{res}}(\varphi_H)$  указывает на отсутствие какого-либо статического взаимодействия между Py и нижележащим слоем FeMn.

Угловые зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H(\varphi_H)$ , в отличие от соответствующих  $H_{\text{res}}(\varphi_H)$  зависимостей, существенно трансформируются с изменением температуры (рис. 2б). Характерной особенностью является пик вблизи  $|\varphi_H| \approx 90^\circ$ , который увеличивается по амплитуде и смещается в область больших углов  $|\varphi_H| (>90^\circ)$  с понижением температуры (отмечен красными стрелками на рис. 2б). Далее этот пик будем называть 90-градусным. Как показано в работе [30], появление 90-градусного пика обусловлено анизотропией рассеяния тока спиновой накачки на векторе Нееля  $\mathbf{N}$  в антиферромагнитном FeMn слое, величина которой достигает максимума при ортогональной ориентации поляризации спинового тока  $\boldsymbol{\sigma}$  (поляризация параллельна  $\mathbf{M}$ ) и вектора  $\mathbf{N}$ . Смещение же этого пика с понижением температуры объясняется отклонением направления вектора  $\mathbf{N}$  от равновесного положения — оси обменного закрепления. В этом случае ортогональная ориентация между  $\boldsymbol{\sigma}$  и  $\mathbf{N}$  достигается при больших углах  $\varphi_H$ . Однако в работе [30] не обсуждаются другие особенности зависимости  $\Delta H(\varphi_H)$ , которые отчетливо проявляются при уменьшении толщины FeMn слоя.

На зависимостях  $\Delta H(\varphi_H)$ , приведенных на рис. 2б, кроме 90-градусного пика, выделим дополнительный, второй вклад, который проявляется как следующие две особенности. Во-первых, с понижением температуры существенно увеличивается разница в значениях  $\Delta H$  при углах  $\varphi_H = 0^\circ$  и  $|\varphi_H| = 180^\circ$ , что нельзя объяснить только смещением 90-градусного пика. Во-вторых, при

понижении температуры становится более выраженным дополнительный пик на зависимости  $\Delta H(\varphi_H)$  (отмечен синими стрелками на рис. 2б). Такой пик хорошо виден на угловом профиле  $\Delta H(\varphi_H)$  при температуре 200 К. При понижении температуры этот пик смещается к  $|\varphi_H| = 180^\circ$ .

Обнаруженный второй вклад оказывается более выраженным с уменьшением толщины FeMn слоя. Для иллюстрации трансформации угловых профилей  $\Delta H$  в зависимости от толщины FeMn на рис. 3 сравниваются зависимости  $\Delta H(\varphi_H)$  для структур с толщинами FeMn 3 нм и 7 нм. Поскольку более тонкий слой FeMn(3 нм) имеет низкую эффективную температуру Нееля (в нашем случае  $T_N \sim 200$  К), характерная угловая зависимость  $\Delta H$  для соответствующей структуры наблюдается при более низких температурах. На рис. 3б представлены зависимости  $\Delta H(\varphi_H)$  при 120 К. Так, для структуры с FeMn(7 нм) доминирует 90-градусный пик, в то время как для FeMn(3 нм) — вклад от второго пика. Таким образом, структура с FeMn(5 нм) представляет промежуточный случай, когда два вклада конкурируют, а соответствующие пики могут как расходиться (200 К), так и сливаться (160 К на рис. 2б).

Обнаруженные особенности в поведении ширины линии ФМР для свободного Ru с уменьшением толщины FeMn слоя, очевидно, указывают на особенности взаимодействия тока спиновой накачки с бислоем Ru\*/FeMn. Для понимания процессов, приводящих к появлению обнаруженных особенностей, необходимо детально изучить температурные изменения магнитного состояния Ru\*/FeMn.

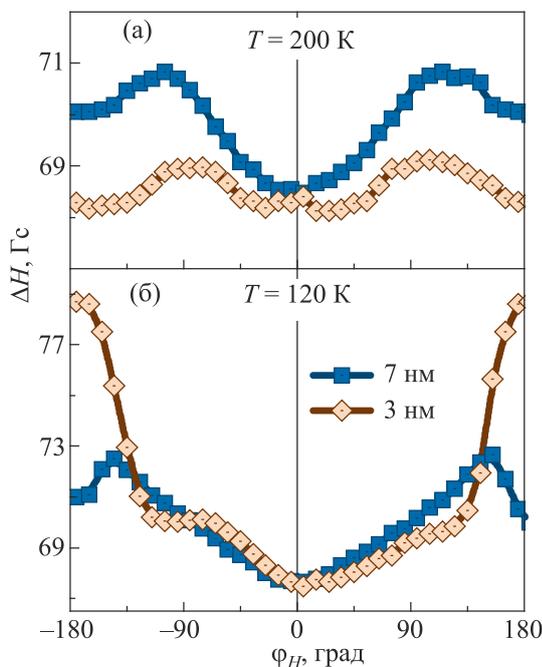


Рис. 3. Угловые зависимости ширины линии ФМР  $\Delta H(\varphi_H)$  для свободного слоя Ru в структурах Ru\*/FeMn(t)/Cu/Ru с  $t = 3, 7$  нм, измеренные при температурах 200 и 120 К.

### 3.2. Температурные изменения магнитного состояния бислоя FM/AFM

Дополнительные измерения ферромагнитного резонанса проведены на контрольных двухслойных структурах Ru\*/FeMn(t) с толщиной  $t = 3, 5, 7$  нм, соответствующих образцам основной серии. Это позволило детально изучить поведение относительно слабоинтенсивной линии от закрепленного Ru\* и исключить ее перекрытие с линией от свободного Ru слоя. Полученные угловые зависимости резонансного поля  $H_{res}^*(\varphi_H)$  для Ru\* слоя полностью соответствуют положению линии Ru\* в спектрах ФМР для образцов основной серии.

На рис. 4а изображены экспериментальные зависимости  $H_{res}^*(\varphi_H)$ , полученные для контрольного образца Ru\*/FeMn(5 нм) при температурах 200, 280 и 320 К. Угловые профили отображают выраженную однонаправленную анизотропию в Ru\*, связанную с обменным закреплением. С понижением температуры обменное закрепление усиливается, что приводит к росту величины эффективного поля обменного закрепления  $H_{ex}$  (вставка к рис. 4в).

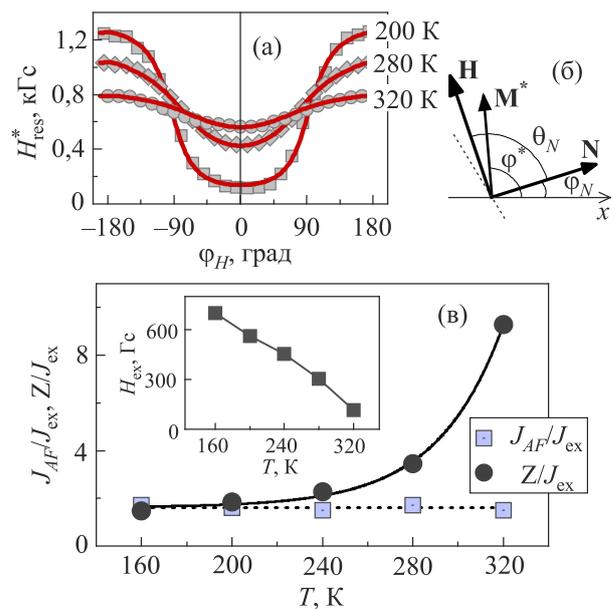


Рис. 4. (а) Угловые зависимости резонансного поля  $H_{res}^*(\varphi_H)$  обменно-закрепленного слоя Ru\*, полученные для контрольной двухслойной структуры Ru\*/FeMn(5 нм). Сплошные линии — аппроксимация с использованием ФМР формализма. (б) Ориентация в плоскости пленки векторов внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ , намагниченности закрепленного слоя  $\mathbf{M}^*$ , вектора Нееля  $\mathbf{N}$  и соответствующие им углы относительно направления обменного закрепления (ось  $x$ ), использованные в модели. (в) Температурные зависимости констант магнитной анизотропии  $J_{AF}$  для FeMn и энергии Зеемана  $Z$  для Ru\*, нормированных на величину межслойного обменного взаимодействия  $J_{ex}$ . На вставке — температурная зависимость эффективного поля обменного закрепления  $H_{ex}$ .

Полученные зависимости  $H_{\text{res}}^*(\varphi_H)$  хорошо аппроксимируются в рамках стандартного формализма ФМР [34] (см. сплошные линии на рис. 4а). Расчеты основаны на минимизации плотности свободной энергии Гиббса, которая для рассматриваемой системы в плоскости пленки имеет вид [35]

$$U = Z + U_F + U_{AF} + U_{ex} = -M^* H \cos(\varphi^* - \varphi_H) - \frac{1}{2} J_F \cos^2(\varphi^*) - J_{AF} \cos^2(\varphi_N) - J_{ex} \cos(\varphi^* - \varphi_N), \quad (1)$$

где  $Z$  — энергия Зеемана;  $J_F$  и  $J_{AF}$  — константы одноосной магнитной анизотропии закрепленного FM слоя ( $\text{Pu}^*$ ) и AFM слоя ( $\text{FeMn}$ ),  $J_{ex}$  — константа обменного взаимодействия на интерфейсе FM/AFM. Взаимная ориентация внешнего поля  $\mathbf{H}$ , намагниченности  $\mathbf{M}^*$  и вектора  $\mathbf{N}$ , а также углы их отклонения от легкой оси  $\varphi_H$ ,  $\varphi^*$  и  $\varphi_N$  изображены на рис. 4б.

В результате аппроксимации получены значения константы анизотропии  $J_{AF}$  для FeMn слоя, константы межслойного обмена  $J_{ex}$  и намагниченности  $\mathbf{M}^*$  как функции температуры. Используя эти параметры, построены температурные зависимости отношений  $J_{AF}/J_{ex}$  и  $Z/J_{ex}$  (рис. 4в). Энергия Зеемана  $Z$  слоя  $\text{Pu}^*$  рассчитана в поле, соответствующем резонансному полю свободного слоя  $\text{Pu}$ . Это позволяет охарактеризовать магни-

тостатическое состояние бислоя  $\text{Pu}^*/\text{FeMn}$  во время резонанса свободного  $\text{Pu}$  слоя. Соотношение  $J_{AF}/J_{ex}$  почти не меняется с изменением температуры, что указывает на сильную корреляцию между межслойным обменным взаимодействием и магнитной анизотропией в FeMn. С другой стороны, температурная зависимость  $Z/J_{ex}$  коррелирует с ростом параметра  $J_{ex}$  (и  $J_{AF}$ ), поскольку  $Z$  (намагниченность  $\mathbf{M}^*$ ) меняется относительно медленно с температурой.

Такой подход и полученные параметры позволяют рассчитать значение угла отклонения вектора Нееля  $\mathbf{N}$  (угол  $\varphi_N$ ) в зависимости от ориентации магнитного поля  $\mathbf{H}$  (угол  $\varphi_H$ ) и температуры (см. рис. 5в–5е). Рассчитанные зависимости  $\varphi_N(\varphi_H)$  для разных температур позволяют связать магнитное состояние бислоя  $\text{Pu}^*/\text{FeMn}$  с наблюдаемыми особенностями на угловых зависимостях  $\Delta H$  для свободного  $\text{Pu}$  слоя.

### 3.3. Два вклада в ширину линии ферромагнитного резонанса от спиновой накачки

Обнаруженные особенности на угловых зависимостях ширины ФМР линии  $\Delta H$  свободного  $\text{Pu}$  коррелируют с рассчитанными зависимостями угла отклонения вектора Нееля  $\mathbf{N}$  от направления внешнего магнитного поля  $\varphi_N(\varphi_H)$  (рис. 5). На рис. 5а и 5б показаны рассчитанные угловые зависимости отклонения вектора  $\mathbf{N}$ ,  $\varphi_N$ , в слое FeMn (5 нм) и его смещение относительно намагниченности  $\mathbf{M}$  свободного  $\text{Pu}$ ,  $(\varphi - \varphi_N)$ . Послед-

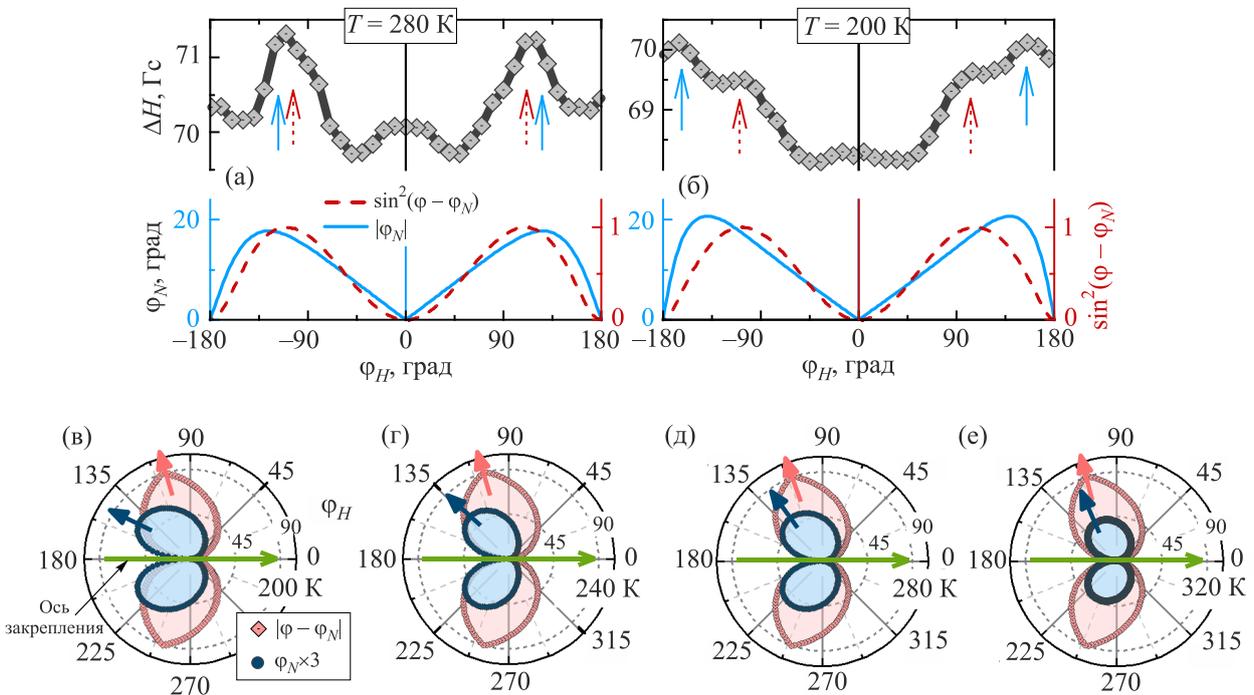


Рис. 5. Угловые зависимости ширины линии  $\Delta H$  для структуры  $\text{Pu}^*/\text{FeMn}(5 \text{ нм})/\text{Cu}/\text{Pu}$  и соответствующие им расчеты угла отклонения вектора Нееля  $\varphi_N$  и  $\sin^2(\varphi - \varphi_N)$  при температурах  $T$ , К: (а) 280 и (б) 200. Панели (в)–(е) — расчетные азимутальные профили для угла отклонения  $\varphi_N$  вектора Нееля  $\mathbf{N}$  и угла  $|\varphi - \varphi_N|$  между векторами  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{N}$  при заданных температурах. Для удобства сравнения величина угла  $\varphi_N$  увеличена в 3 раза. Стрелки указывают на положение максимумов на угловых зависимостях. Для расчетов использованы параметры, полученные из аппроксимаций, обсуждаемых на рис. 3.

нее представлено в виде  $\sin^2(\varphi - \varphi_N)$ , поскольку такая функциональная форма наиболее точно соответствует рассеянию тока спиновой накачки за счет взаимодействия с вектором  $\mathbf{N}$  [30]. Из расчетов видно, что пик на угловой зависимости  $\sin^2(\varphi - \varphi_N)$  соответствует 90-градусному пику на экспериментальном профиле  $\Delta H(\varphi_H)$ , когда два вектора  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{N}$  ортогональны.

В свою очередь, максимум отклонения вектора  $\mathbf{N}$  на зависимости  $\varphi_N(\varphi_H)$  совпадает с позицией обнаруженного второго пика. Это хорошо проявляется при температуре 200 К (рис. 5б). Как показывают расчеты, максимум на  $\varphi_N(\varphi_H)$  значительно смещается с изменением температуры (см. рис. 5в–5е). Следовательно, обнаруженный второй пик на  $\Delta H(\varphi_H)$  сливается с 90-градусным пиком при более высоких температурах (рис. 5а) или смещается к  $|\varphi_H| = 180^\circ$  при низких температурах и отвечает за выраженную асимметрию  $\Delta H$  для  $0^\circ$  и  $180^\circ$ .

Оба обсуждаемые вклада в общую ширину ФМР линии  $\text{Ru}$  слоя следует связать с диссипацией тока спиновой накачки, которая входит в эффективный параметр затухания Гильберта  $\alpha_{\text{eff}}$ :  $\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \alpha_{\text{sp}}$ , где  $\alpha$  — параметр Гильберта, присущий материалу,  $\alpha_{\text{sp}}$  — вклад от спиновой накачки. Таким образом, показано, что  $\alpha_{\text{sp}}$ , в свою очередь, разбивается на две составляющие, которые возможно различить в нашем эксперименте:  $\alpha_{\text{sp}} = \alpha_N + \alpha_{\text{int}}$ , где  $\alpha_N$  — параметр затухания, обусловленный анизотропным спиновым рассеянием на векторе Нееля  $\mathbf{N}$ . Второй вклад,  $\alpha_{\text{int}}$ , следует приписать спиновому рассеянию вблизи интерфейса  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$ . Источником для  $\alpha_{\text{int}}$  могут служить магнитные неоднородности в бислое, которые, как известно, сосредоточены вблизи интерфейса FM/AFM [33,35]. Угловая зависимость  $\alpha_{\text{int}}$  возникает вследствие поворота вектора  $\mathbf{N}$ , что приводит к возрастанию магнитной неоднородности вблизи интерфейса  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$  за счет формирования «обменной пружины» [33]. Кроме того, интерфейсная природа этого вклада подкрепляется выраженной зависимостью от толщины FeMn слоя.

#### 4. Обсуждение и выводы

В настоящей работе удалось выделить и локализовать одновременно два источника диссипации тока спиновой накачки в бислое  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$ , что не было получено для подобных систем ранее. Первый источник — это спиновая диссипация в объеме FeMn слоя, которая, как уже было показано, имеет определенную глубину проникновения в FeMn [19] и может проявлять угловую зависимость [30]. Второй обнаруженный источник — спиновое рассеяние в области интерфейса  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$ , возникающее за счет неравновесного распределения спинов, характерного для подобных FM<sup>\*</sup>/AFM интерфейсов [33]. Последний вклад в общее спиновое рассеяние увеличивается с уменьшением толщины AFM слоя, когда все больше тока спиновой накачки про-

кает через тонкий AFM слой и достигает интерфейсной области FM<sup>\*</sup>/AFM. В данной работе это наблюдается для слоев FeMn с толщиной  $\leq 5$  нм, что хорошо коррелирует с известной глубиной проникновения спинового тока в FeMn ( $t \lesssim 6$  нм) [19].

Обнаруженная неоднородная составляющая спиновой диссипации меняется в зависимости от ориентации приложенного внешнего поля относительно оси обменного закрепления в  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$ . Это связано с тем, что вызванное полем отклонение намагниченности  $\mathbf{M}^*$  закрепленного слоя  $\text{Ru}^*$  от равновесного направления увеличивает степень спиновой неоднородности вблизи интерфейса за счет формирования обменной пружины — подворачивания спинов. Такая обменная пружина (подворачивание спинов) формируется преимущественно в AFM слое и имеет толщину порядка нескольких нанометров [33]. Соответственно, самое большое отклонение вектора  $\mathbf{M}^*$  ( $\sim 180^\circ$ ) должно максимально увеличивать неоднородную составляющую спиновой диссипации. Однако наблюдение соответствующего пика на угловых профилях ширины ФМР линии и его корреляция с максимальным отклонением вектора Нееля  $\mathbf{N}$  в FeMn слое предполагает, что отклонение вектора  $\mathbf{N}$  также увеличивает степень магнитной неоднородности.

Исследование ферромагнитного резонанса в многослойной металлической наноструктуре  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(t)/\text{Cu}/\text{Ru}$  ( $t = 0, 3, 5, 7$  нм) позволило изучить взаимодействие тока спиновой накачки с антиферромагнитным слоем FeMn в зависимости от его толщины и ориентации поляризации спинового тока относительно оси обменного закрепления в  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$ . Обнаружено и выделено две составляющие диссипации спинового тока в  $\text{Ru}^*/\text{FeMn}$ , проявляющиеся как два пика на угловых зависимостях ширины ФМР линии свободного Ru. Интенсивность двух составляющих существенно зависит от толщины FeMn слоя, в частности при толщинах, близких к характерной глубине проникновения спинового тока в FeMn. Проведенные расчеты с использованием ФМР формализма для модельной системы FM<sup>\*</sup>/AFM показали, что два пика и их температурное смещение обнаруживают сильную корреляцию с поворотом вектора Нееля в антиферромагнитном слое FeMn.

Работа частично поддержана НАН Украины (проект «Наноструктурированные магнитные композиты для систем термоэлектрического управления и термостабилизации», регистр. номер 0120U100457), Отделением целевой подготовки Киевского национального университета им. Т.Г. Шевченко при НАН Украины (проект 1Ф, регистр. номер 0119U101609), проектом «Магнитные многослойные наноструктуры на основе антиферромагнетиков для элементов терагерцовой спинтроники» (регистр. номер 0118U003265), а также the Swedish Stiftelse Olle Engkvist Byggmästare and the Swedish Research Council (VR Grant 2018-03526).

1. J.E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
2. Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Science* **306**, 1910 (2004).
3. J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
4. K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **455**, 778 (2008).
5. G.E.W. Bauer, E. Saitoh, and B.J. van Wees, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
6. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
7. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
8. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **66**, 604041 (2002).
9. M. Hatami, G.E.W. Bauer, Q. Zhang, and P.J. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 066603 (2007).
10. K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C.H.W. Barnes, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nat. Mater.* **10**, 655 (2011).
11. I.M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M.V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Nature* **476**, 189 (2011).
12. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and P.J. Kelly, *Spin Pumping and Spin Transfer*, in: *Spin Current*, S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura, (eds.), Oxford University Press (2012), p. 442.
13. Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S.T.B. Goennenwein, E. Saitoh, and G.E.W. Bauer, *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 103004 (2016).
14. S.Y. Huang, X. Fan, D. Qu, Y.P. Chen, W.G. Wang, J. Wu, T.Y. Chen, J.Q. Xiao, and C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 107204 (2012).
15. H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprägs, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G.E.W. Bauer, S.T.B. Goennenwein, and E. Saitoh, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 206601 (2013).
16. T. Taniguchi, S. Yakata, H. Imamura, and Y. Ando, *Appl. Phys. Express* **1**, 031302 (2008).
17. A. Ghosh, S. Auffret, U. Ebels, and W.E. Bailey, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 127202 (2012).
18. A.A. Baker, A.I. Figueroa, C.J. Love, S.A. Cavill, T. Hesjedal, and G. van der Laan, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 047201 (2016).
19. P. Merodio, A. Ghosh, C. Lemonias, E. Gautier, U. Ebels, M. Chshiev, H. Béa, Vincent Baltz, and W.E. Bailey, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032406 (2014).
20. L. Frangou, S. Oyarzún, S. Auffret, L. Vila, S. Gambarelli, and V. Baltz, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 077203 (2016).
21. Zhiyong Qiu, Jia Li, Dazhi Hou, Elke Arenholz, Alpha T. N'Diaye, Ali Tan, Ken-ichi Uchida, Koji Sato, Satoshi Okamoto, Yaroslav Tserkovnyak, Z.Q. Qiu, and Eiji Saitoh, *Nat. Commun.* **7**, 12670 (2016).
22. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
23. S. Mizukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, 580 (2001).
24. J. Foros, G. Woltersdorf, B. Heinrich, and A. Brataas, *J. Appl. Phys.* **97**, 10A714 (2005).
25. T. Moriyama, M. Kamiya, K. Oda, K. Tanaka, K.-J. Kim, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 267204 (2017).
26. E.B. Гомонай, В.М. Локтев, *ФНТ* **40**, 22 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014)].
27. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
28. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
29. J. Bass and W.P. Pratt, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 183201 (2007).
30. D.M. Polishchuk, A. Kamra, T.I. Polek, A. Brataas, and V. Korenivski, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 247201 (2019).
31. A. Kamra, D.M. Polishchuk, V. Korenivski, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 147201 (2019).
32. S. Chikazumi and T.J. Oomura, *Phys. Soc. Jpn.* **10**, 842 (1955).
33. Robert C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, New York: Wiley-IEEE Press (2000) <https://www.wiley.com/en-ua/Modern+Magnetic+Materials%3A+Principles+and+Applications-p-9780471155669>.
34. J. Smit and H.G. Beljers, *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955).
35. J. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).

Дисипація струму спінової накачки  
у тонкоплівковому бішарі  
ферромагнетик/антиферромагнетик

Д.М. Поліщук, Т.І. Полек, В.Ю. Боринський,  
А.Ф. Кравець, О.І. Товстоліткін, А.М. Погорілий,  
В. Коренівський

Досліджено ферромагнітний резонанс у багат шарових металевих наноструктурах, які містять антиферромагнітний шар різної товщини. Виділено внесок у ширину лінії ферромагнітного резонансу, який обумовлено дисипацією струму спінової накачки в обмінно-пов'язаному бішарі антиферромагнетик/ферромагнетик. Розділено дисипативні процеси, що відбуваються в об'ємі антиферромагнетика та на інтерфейсі між антиферромагнетиком ( $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ ) та ферромагнетиком (пермалой,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ). Визначено особливості трансформації процесів дисипації при відхиленні вектора Нееля антиферромагнетика від напрямку поля обмінного закріплення. Пропонований метод є ефективним для дослідження процесів спінового розсіяння в окремих шарах та на міжшарових інтерфейсах у складних магнітних системах.

Ключові слова: ферромагнітний резонанс, багат шарові металеві наноструктури, струм спінової накачки.

**Spin-current dissipation in a thin-film bilayer  
ferromagnet/antiferromagnet**

**D.M. Polishchuk, T.I. Polek, V.Yu. Borynskyi,  
A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, A.M. Pogorily,  
and V. Korenivski**

Ferromagnetic resonance in multilayer metal nanostructures containing an antiferromagnetic layer with various thicknesses has been studied. The contribution to the line width of the ferromagnetic resonance due to the dissipation of the pumped spin current in the exchange-coupled bilayer antiferromagnet/ferromagnet is highlighted.

The dissipative processes occurring in the bulk of the antiferromagnet and at the interface between antiferromagnet ( $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ ) and ferromagnet (permalloy,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) are separated. The features of the transformation of dissipation processes upon deviation of the Neel vector of an antiferromagnet from the direction of exchange biased field are determined. The proposed method is effective for studying spin scattering processes in individual layers and at interlayer interfaces in complex magnetic systems.

**Keywords:** ferromagnetic resonance, multilayer metal nanostructures, pumped spin current.