

О ПРОБЛЕМЕ КОРРЕКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВКЛАДОВ В ОБЩЕЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ МЕЖДУ КОНТАКТАМИ НА ПЛЕНОЧНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ/НЕМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ В УСЛОВИЯХ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

В. В. Демидов, Т. А. Шайхулов*

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 2025 г.,
после переработки 4 марта 2025 г.
Принята к публикации 10 марта 2025 г.

Предлагается методика, позволяющая выделять вклады от различных физических явлений в суммарную разность электрических потенциалов, возникающую между электрическими контактами на концах пленочной структуры ферромагнитный металл/немагнитный металл в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР). Методика основана на совместном анализе как спектров ФМР, так и спектров разности электрических потенциалов. Разработанная методика была применена для пленочной структуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенной эпитаксиально в одном цикле на монокристаллической подложке из NdGaO_3 . Для некоторых физических процессов предлагаемая методика позволяет использовать две независимые процедуры определения вкладов от этих процессов, что увеличивает уверенность в корректности используемых аналитических выражений.

DOI: 10.31857/S0044451025060124

1. ВВЕДЕНИЕ

Физические аспекты, связанные с протеканием спинового тока через границу между ферромагнитным металлом (ФМ) и немагнитным металлом (НМ) в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР), вызывают большой интерес и особенно при исследовании пленочных гетероструктур, содержащих слои ФМ/НМ [1, 2]. Кроме того, это явление имеет перспективу широкого практического применения, первые шаги которого мы уже наблюдаем. Тем не менее проблема количественного измерения параметров, связанных с величиной спинового тока, почему-то оказывается на периферии огромного числа публикаций на эту тему. Как правило, при исследовании эффектов, обусловленных спиновым током, используются две методики: уширение линии ФМР, которое связывается с дополнительной утечкой спиновой

поляризации при контакте с НМ-слоем, и регистрацию на концах НМ-слоя постоянного электрического напряжения, возникающего вследствие обратного спинового эффекта Холла. Однако при использовании первой методики практически невозможно корректно исключить другие причины уширения линии ФМР, не связанные с протеканием спинового тока. Двухмагнитное рассеяние, неоднородность магнитных анизотропий, не контролируемые изменения ФМ-слоя при напылении на него НМ-слоя, — все это вызывает дополнительное уширение резонансной линии, которое во всех случаях зависит от частоты микроволнового поля. Что касается второй методики, то в ней есть свои сложности. Для некоторых пленочных гетероструктур существует особая геометрия эксперимента, при которой сигнал электрического напряжения определяется только спиновым током. Но во многих работах исследователи регистрировали резонансный сигнал электрического напряжения, соответствующий наблюдаемому сигналу ФМР, и принимали величину электрического сигнала за меру величины спинового тока, пренебре-

* E-mail: demidov@cplire.ru

гая возможностью вкладов от других физических эффектов. В то же время есть работы, где наблюдается тщательный подход к выделению величины именно спинового тока, которая, как правило, является одним из слагаемых в суммарном сигнале электрического напряжения [3–7]. Следует также отметить, что напыление НМ-слоя может вызвать дополнительную перпендикулярную магнитную анизотропию в ФМ-слое, которой не было в однослойном слое ферромагнетика. Это приводит к усложнению выделения чистого вклада от спинового тока. В нашей работе предлагается методика, позволяющая корректно разделить основные вклады, определяющие суммарный сигнал регистрируемого электрического напряжения в условиях ФМР.

Как известно, при регистрации сигнала электрического напряжения между контактами на пленочной структуре ФМ/НМ в условиях ферромагнитного резонанса участвуют многие физические явления. В качестве основных процессов имеет смысл рассматривать, помимо обратного спинового эффекта Холла (ISHE), аномальный эффект Холла (АНЕ), когда в ФМ-слое имеется перпендикулярная компонента равновесной намагниченности и анизотропное магнитосопротивление (AMR), если ферромагнетик является металлом. Кроме того, при подобных измерениях происходит тривиальное детектирование резонансного поглощения СВЧ-мощности на нелинейном сопротивлении контактов [8], что в данном случае играет роль паразитного сигнала ФМР.

Для исследования всех перечисленных выше вкладов была выбрана двухслойная пленочная структура $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO/SIO), выращенная эпитаксиально в одном цикле на монокристаллической подложке из NaGaO_3 (NGO). Подробности изготовления таких структур описаны в [9]. Пленка LSMO толщиной 20 нм, покрытая слоем SIO толщиной 10 нм, обладает одноосной плоскостной магнитной анизотропией, магнитно-кристаллической анизотропией и магнитной анизотропией, направленной перпендикулярно к плоскости пленки [9]. В этом случае для определения всех параметров магнитной анизотропии необходимо выводить вектор внешнего постоянного магнитного поля из плоскости образца и исследовать угловую зависимость как спектров ФМР, так и сигналов регистрируемой разности электрических потенциалов.

Все измерения проводились при комнатной температуре на стандартном спектрометре магнитного резонанса ER 200 фирмы Bruker, дополненной самодельной приставкой, позволяющей регистриро-

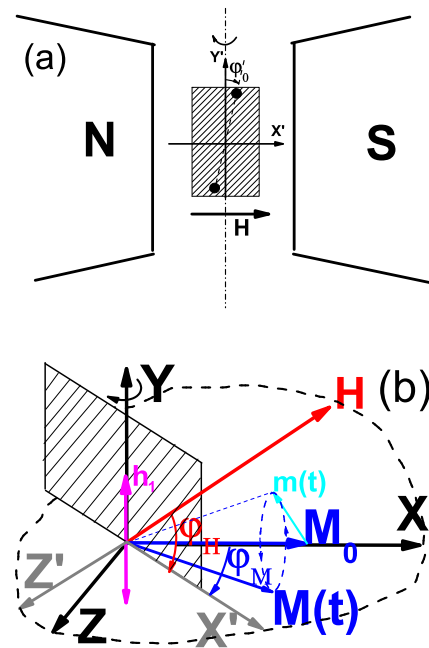


Рис. 1. *a* — Расположение пленочного образца между полюсами магнита. Пленка, связанная с системой координат $X'Y'Z'$, вращается вокруг оси Y' . Черные кружки — контакты для регистрации электрического напряжения; *b* — взаимоположение системы координат XYZ , связанной с равновесной намагниченностью M_0 , и системы $X'Y'Z'$

вать разность электрических потенциалов. Спектры ФМР регистрировались с помощью синхронного детектирования при небольшой модуляции внешнего магнитного поля на частоте 100 кГц и имели форму первой производной от линии поглощения. Сигналы электрического напряжения просто усиливались по постоянному току и регистрировались прямым детектированием. Геометрия измерения электрического напряжения показана на рис. 1.

Образец помещался в пучность магнитного СВЧ-поля в объемном резонаторе так, что в начальном положении постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ лежало в плоскости пленки (см. рис. 1 *a*). Магнитная компонента СВЧ-поля была направлена вдоль оси Y' . В ходе эксперимента образец вращался вокруг оси Y' , совпадающей с осью Y . При этом вектор постоянного магнитного поля поворачивался относительно пленки в плоскости $X'Z'$ на угол φ_H в диапазоне от 0 до 90°. При выходе вектора $\mathbf{H}$ из плоскости пленки вектор $\mathbf{M}_0$, определяющий ось Y системы координат XYZ , также отклоняется от плоскости пленки, но при этом отстает от поля. Для нахождения равновесного положения намаг-

ниченности, т. е. угла φ_M (см. рис. 1 б) необходимо найти минимум плотности магнитной энергии ферромагнитного слоя F :

$$F = -(\mathbf{M}\mathbf{H}) + \left(\frac{H_A}{2M_0}\right) M_{Z'}^2 - U_{ex}. \quad (1)$$

Здесь $H_A = 4\pi M_0 - H_\perp$, $H_\perp$ — величина перпендикулярной анизотропии, Z' — компонента намагниченности, перпендикулярная к плоскости пленки, а U_{ex} — плотность энергии связи ФМ- и НМ-слоев. Явное выражение для U_{ex} пока известно только для диэлектрического ферромагнетика [10, 11]. Были попытки решить эту проблему для двухслойной структуры ФМ/НМ в случае проводящего ферромагнитного слоя, но результата, приемлемого для использования, они не достигли [12–14]. Поэтому в выражении (1) мы ограничиваемся общим видом для U_{ex} . Кроме того, мы не включили в выражение (1) вклады, описывающие магнитокристаллическую анизотропию и наведенную плоскостную одноосную анизотропию, которые присутствуют в пленках LSMO. Их учет увеличит громоздкость результирующих соотношений, но не внесет существенных поправок, так как величины вкладов от этих анизотропий в соотношение (1) на порядок меньше двух первых слагаемых [9]. Уравнение для нахождения минимума плотности магнитной энергии (1) имеет следующий вид:

$$H_A \sin(2\varphi_M) - H_0 \sin(\varphi_H - \varphi_M) = 0. \quad (2)$$

Далее применялась методика, аналогичная той, которая описана в [9]. В ходе вывода резонансного соотношения с использованием уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта, как обычно, полагалось, что $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ и $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$. При этом использовалась система координат XYZ (см. рис. 1 б), потому что в этом случае вектор $\mathbf{m}(t)$ имеет только две проекции на оси координат: m_y и m_z , что значительно упрощает вычисления. Полученное резонансное соотношение использовалось для анализа угловой зависимости резонансного поля с параметрами H_A и φ_M из уравнения (2). Наилучшая подгонка давала нужные значения параметра H_A и функциональную зависимость φ_M от φ_H .

На следующем этапе были проанализированы вклады от различных процессов, приводящих к возникновению постоянной разности потенциалов на электрических контактах в условиях магнитного резонанса.

В условиях ФМР часть спинового момента ферромагнетика перетекает через границу в слой НМ,

где из-за обратного спинового эффекта Холла преобразуется в зарядовый ток. Этот ток создает разность электрических потенциалов [3, 15, 16]

$$U_{ISHE} \propto \langle [\mathbf{j}_s \times \boldsymbol{\sigma}] \rangle. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{j}_s$ — направление спинового тока, протекающего через границу ФМ/НМ, $\boldsymbol{\sigma}$ — поляризация спинового потока. Поскольку длина спиновой диффузии в слое SIO на порядок меньше толщины этого слоя [17], то отпадает необходимость учета граничных условий на свободной поверхности SIO. Угловые скобки означают усреднение по времени, т. е. по периоду СВЧ-поля. Наличие нормальной компоненты намагниченности дает вклад, обусловленный аномальным эффектом Холла [15]

$$U_{ANE} \propto \langle [\mathbf{I}_{MW}(t) \times \mathbf{M}(t)] \rangle. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{I}_{MW}$ — СВЧ-ток, текущий по поверхности пленки, а $\mathbf{M}(t)$ — прецессирующая намагниченность ФМ-слоя. И, наконец, LSMO обладает магнитосопротивлением, что приводит к еще одному вкладу [4, 18]

$$U_{AMR} \propto \langle I_{MW}(t) \cos^2 \delta(t) \rangle. \quad (5)$$

Здесь в случае LSMO $\delta(t)$ — угол между осью легкого плоскостного намагничивания и намагниченностью ФМ-слоя [6]. Этот угол определяется из соотношения

$$\cos \delta(t) = \frac{(\mathbf{H}_U \mathbf{M}(t))}{H_U M_0}, \quad (6)$$

где H_U — величина наведенной одноосной магнитной анизотропии, ось которой в случае LSMO направлена вдоль кристаллической оси [010] [9, 19].

Из соотношений (3)–(6) видно, что все эффекты, благодаря которым возникает постоянная разность потенциалов, основаны на взаимодействии различных параметров, периодически изменяющихся по времени с частотой микроволнового поля, отклоняющего намагниченность от равновесного положения. Ненулевые усредненные по времени значения от таких взаимодействий тесно связаны с разностью фаз взаимодействующих величин [5, 20]. В пустом объемном резонаторе магнитная компонента СВЧ-поля отстает от электрической на $\pi/2$. Следует отметить, что при помещении в резонатор исследуемого образца возможен дополнительный сдвиг фаз. Кроме того, переменная намагниченность, обусловленная магнитной компонентой СВЧ-поля, сдвинута на угол γ_m , для которого в случае лоренцевской резонансной линии имеет место соотношение [5]

$$\text{tg } \gamma_m = \frac{\Delta_{1/2}}{H - H_0}. \quad (7)$$

Здесь H_0 — значение резонансного поля, $\Delta_{1/2}$ — величина полуширины резонансной линии. Также следует учесть, что при повороте пленки на угол φ_H появляется дополнительный сдвиг фазы для микроволнового тока, текущего по поверхности пленки. Все это приводит к следующим соотношениям для поверхностного СВЧ-тока:

$$\mathbf{I}_{MW}(t) = \mathbf{X}'[-I_0 \sin(\omega t - \varphi_H)] \quad (8)$$

и намагниченности

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(t) = & \mathbf{X}'\langle M_0 \cos \varphi_M + m_z \sin \varphi_M \sin(\omega t - \gamma_m) \rangle + \\ & + \mathbf{Y}'\langle m_y \cos(\omega t - \gamma_m) \rangle + \\ & + \mathbf{Z}'\langle m_z \cos \varphi_H \sin(\omega t - \gamma_m) - M_0 \sin \varphi_M \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

В результате были получены следующие выражения для величин напряжения от этих трех вкладов:

$$U_{ISHE}(H) = k_{ISHE} A_{ISHE} G(H) \cos \varphi_0 \cos \varphi_M, \quad (10)$$

где $k_{ISHE} = |m_{z0}|/|m_{y0}|$ — коэффициент, пропорциональный площади эллипса, который описывает прецессирующая намагниченность, A_{ISHE} — амплитуда вклада ISHE в измеряемое суммарное напряжение, $G(H)$ — функция Лоренца с полушириной $\Delta_{1/2}$ и центральным полем H_0 . В рассматриваемом эксперименте k_{ISHE} описывается формулой, полученной при анализе ФМР:

$$\begin{aligned} k_{ISHE} = & \frac{\omega}{\gamma} [H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + H_A \cos 2\varphi_M] \div \\ & \div [2H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + H_A(\cos 2\varphi_M - \sin^2 \varphi_M)]^2, \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь ω — циклическая частота СВЧ-поля, γ — гиромагнитное отношение. Построение функциональной зависимости (11) показывает, что k_{ISHE} практически не меняется при отклонении вектора $\mathbf{H}_0$ от плоскости пленки к нормали. Полезно отметить, что величина спинового тока пропорциональна площади эллипса прецессии [16] и, значит, отлична от нуля при направлении внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ вдоль нормали к пленке. В то же время соотношение (10) дает нулевое значение для U_{ISHE} , так как намагниченность в этом случае тоже направлена вдоль нормали. Следовательно, можно утверждать, что при перпендикулярной ориентации данная методика не позволяет обнаружить наличие спинового тока в структуре ФМ/НМ.

Вклад от АНЕ с амплитудой A_{ANE} описывается соотношением

$$U_{ANE}(H) = A_{ANE} G(H) m_z \times \left[a_{Absorp}^{ANE} + \frac{H - H_0}{\Delta_{1/2}} b_{Disp}^{ANE} \right], \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} a_{Absorp}^{ANE} = & \left[\cos \varphi_0 (\cos \varphi_M \sin \varphi_H - \right. \\ & \left. - \sin \varphi_M \cos \varphi_H - \frac{m_y}{m_z} \sin \varphi_0 \sin \varphi_H) \right], \\ b_{Disp}^{ANE} = & \left[\cos \varphi_0 (\cos \varphi_M \cos \varphi_H + \right. \\ & \left. + \sin \varphi_M \sin \varphi_H) - \frac{m_y}{m_z} \sin \varphi_0 \cos \varphi_H \right]. \end{aligned}$$

И наконец вклад от AMR с амплитудой A_{AMR} описывается соотношением

$$U_{AMR}(H) = -A_{AMR} m_z \sin \varphi_0 \cos \varphi_M \sin \varphi_U \times \left[a_{Absorp}^{AMR} + \frac{H - H_0}{\Delta_{1/2}} b_{Disp}^{AMR} \right], \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} a_{Absorp}^{AMR} = & \left[\cos \varphi_0 (\cos \varphi_M \sin \varphi_H - \right. \\ & \left. - \sin \varphi_M \cos \varphi_H) - \frac{m_y}{m_z} \sin \varphi_0 \sin \varphi_H \right], \\ b_{Disp}^{AMR} = & \left[\frac{m_y}{m_z} \sin \varphi_U \sin \varphi_H - \sin \varphi_M \cos \varphi_U \cos \varphi_H \right]. \end{aligned}$$

Для параметров m_z и m_y/m_z с учетом фаз имеем следующие выражения:

$$m_z = -\frac{h_1 M_0 (\omega/\gamma) / \Delta_{1/2}}{2H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + H_A (\cos 2\varphi_M - \sin^2 \varphi_M)}, \quad (14)$$

$$\frac{m_y}{m_z} = -\frac{H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + H_A \cos 2\varphi_M}{(\omega/\gamma)}, \quad (15)$$

Из соотношений (9)–(12) следует, что форма суммарного сигнала электрического напряжения U_Σ содержит лоренцевскую симметричную линию поглощения $G(H)$ с полушириной $\Delta_{1/2}$ и ее дисперсионную часть, антисимметричную относительно резонансного поля H_0 ,

$$U_\Sigma(H) = G(H) \left[a_{Absorp} + \frac{H - H_0}{\Delta_{1/2}} b_{Disp} \right], \quad (16)$$

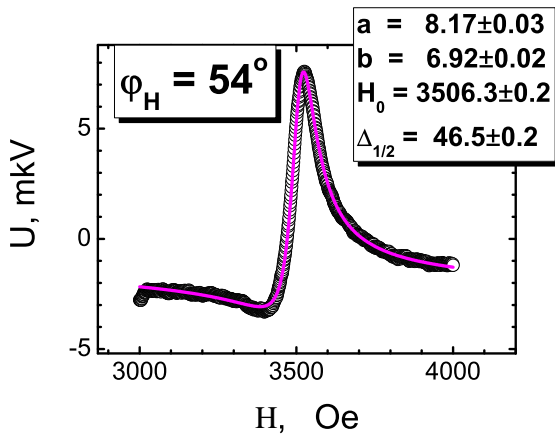


Рис. 2. Сигнал регистрируемого напряжения между контактами в условиях ФМР при СВЧ-мощности 120 мВт. Точки — эксперимент, сплошная кривая — подгонка по формуле (16). На вставке показаны подгоночные параметры для симметричной и антисимметричной частей, значение резонансного поля и полуширина резонансной линии

причем амплитуда симметричной части a_{Absorp} зависит от всех трех физических процессов, создающих разность электрических потенциалов, а амплитуда дисперсионной части b_{Disp} зависит только от величин АНЕ и АМР. Здесь следует указать, что наличие нелинейности сопротивления контактов приводит к детектированию сигнала поглощения СВЧ-мощности, т.е. к регистрации собственно сигнала ФМР с амплитудой A_{FMR} , и этот сигнал необходимо добавить к общему вкладу симметричной линии. В итоге получаем

$$a_{Absorp} = A_{FMR} + k_{ISHE} A_{ISHE} \cos \varphi_0 \cos \varphi_M + A_{ANE} m_{0z} \left[\cos \varphi_0 (\cos \varphi_M \sin \varphi_H - \sin \varphi_M \cos \varphi_H) - \frac{m_{0y}}{m_{0z}} \sin \varphi_0 \sin \varphi_H \right] - A_{AMR} m_{0z} \sin \varphi_0 \cos \varphi_U \cos \varphi_M \times \left[\sin \varphi_M \cos \varphi_U \sin \varphi_H + \frac{m_{0y}}{m_{0z}} \sin \varphi_U \cos \varphi_H \right], \quad (17)$$

$$b_{Disp} = A_{ANE} m_{0z} \left[\cos \varphi_0 (\cos \varphi_M \cos \varphi_H + \sin \varphi_M \sin \varphi_H) - \frac{m_{0y}}{m_{0z}} \sin \varphi_0 \cos \varphi_H \right] - A_{AMR} m_{0z} \sin \varphi_0 \cos \varphi_U \cos \varphi_M \times \left[\sin \varphi_M \cos \varphi_U \cos \varphi_H - \frac{m_{0y}}{m_{0z}} \sin \varphi_U \sin \varphi_H \right]. \quad (18)$$

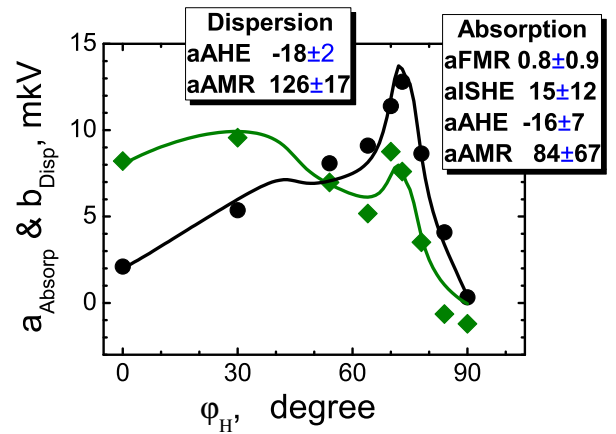


Рис. 3. Зависимости параметров a_{Absorp} (кружки) и b_{Disp} (ромбы) от направления внешнего магнитного поля. Точки — значения параметров, полученных при обработке сигналов электрического напряжения. Сплошные кривые — подгонка по формулам (17), (18). На вставках показаны значения подгоночных параметров для обеих зависимостей

В ходе исследования регистрировались сигналы поглощения СВЧ-мощности и сигналы постоянного электрического напряжения при различных углах φ_H , когда внешнее магнитное поле изменялось в интервале, включающем резонансное значение.

На рис. 2 показан пример сигнала регистрируемого напряжения между контактами при повороте образца на 30° от направления внешнего магнитного поля и при мощности СВЧ-поля, равной 120 мВт. Из рисунка следует, что сигнал действительно хорошо описывается двумя указанными выше вкладами. Подобная обработка сигналов электрического напряжения была сделана при различных углах φ_H в диапазоне $0-90^\circ$. Таким образом были получены угловые зависимости параметров a_{Absorp} и b_{Disp} .

Из формул (17), (18) следует, что в a_{Absorp} дают вклады четыре эффекта: детектирование ФМР на контактах, разности потенциалов, возникающие в процессах ISHE и АНЕ, а также электрическое напряжение, вызванное протеканием СВЧ-тока через АМР, в то время как величина b_{Disp} определяется только двумя механизмами: АНЕ и АМР. При этом a_{Absorp} и b_{Disp} не имеют функциональной связи, а значит, параметры A_{ANE} и A_{AMR} , вычисляемые из этих зависимостей, определяются независимо. На рис. 3 показаны зависимости параметров a_{Absorp} и b_{Disp} , которые были получены в ходе обработки сигналов электрического напряжения

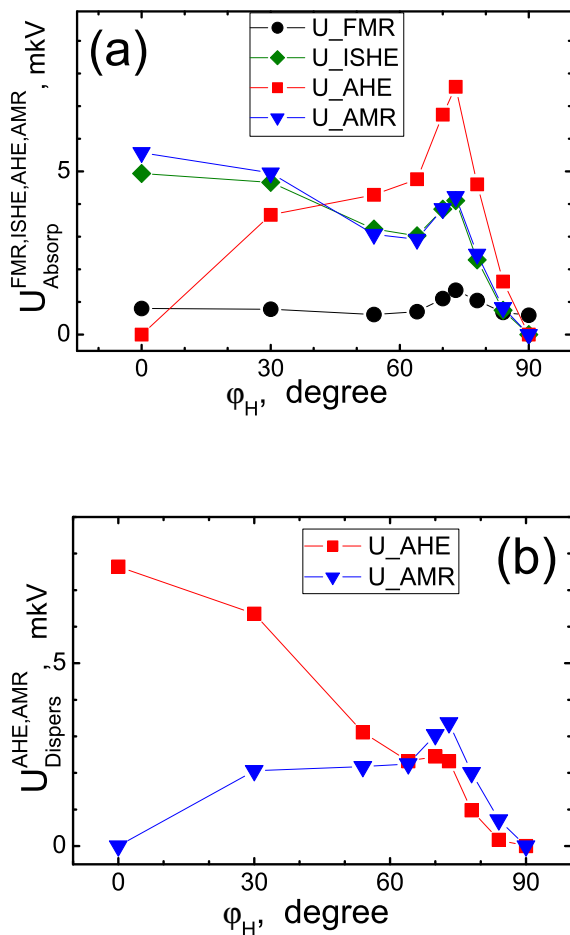


Рис. 4. Угловые зависимости вкладов в регистрируемое напряжение на электрических контактах при СВЧ-мощности 120 мВт. *a* — вклады в симметричную составляющую, *b* — вклады в антисимметричную составляющую. На вставках указана идентификация показанных зависимостей

для разных направлений внешнего магнитного поля. На этом же рисунке показаны кривые, построенные по формулам (17), (18) с параметрами, наилучшим образом описывающими эти зависимости. При этом было учтено, что $\varphi_0 = 7^\circ$, а $\varphi_U = 44^\circ$. На рис. 3 видно, что, во-первых, подгоночные кривые неплохо описывают угловые зависимости величин a_{Absorp} и b_{Disp} , полученные из обработки экспериментальных спектров соотношением (16). Во-вторых, значения параметров A_{AHE} и A_{AMR} , полученные из двух независимых подгоночных процедур, хорошо коррелируют друг с другом, что позволяет говорить о корректности предлагаемой методики для определения различных вкладов в электри-

ческое напряжение, возникающее между электрическими контактами в пленочной структуре ФМ/НМ в условиях ФМР.

Основываясь на полученных величинах для параметров всех четырех задействованных процессов, можно построить угловые зависимости отдельных вкладов в регистрируемое напряжение, возникающее на электрических контактах в условиях ФМР (см. пример на рис. 2).

На рис. 4 показаны зависимости вкладов в регистрируемое напряжение на электрических контактах при различных углах отклонения внешнего магнитного поля от плоскости пленочной гетероструктуры. Вклады вычислялись по формулам (10)–(15) с учетом параметров A_{FMR} , A_{ISHE} , A_{AHE} и A_{AMR} , значения которых получены из подгонки по формулам (17), (18) и показаны на рис. 3. Представленные результаты наглядно демонстрируют соотношение всех рассмотренных вкладов в разность электрических потенциалов, возникающих в условиях ФМР для конкретной двухслойной структуры LSMO(20 нм)/SIO(10 нм) при комнатной температуре.

В заключение следует еще раз акцентировать внимание на том, что при анализе экспериментов, связанных с протеканием спинового тока в пленочных структурах ФМ/НМ в условиях ФМР, необходимо предвидеть другие физические процессы, которые могут привести к возникновению побочных электрических вкладов. Учет этих вкладов требует тщательного подхода к правильному выбору фазовых сдвигов для всех физических параметров, входящих в рассматриваемые процессы. Игнорирование побочных вкладов, не связанных с протеканием спинового тока, приводит к существенному искажению окончательных выводов при анализе явлений, обусловленных спиновыми токами. Кроме того, необходимо отметить, что наличие перпендикулярной магнитной анизотропии не позволяет выбрать такое направление внешнего магнитного поля, при котором все побочные вклады исчезают и остается только вклад, обусловленный спиновым током.

Благодарности. Авторы выражают благодарность В. А. Ацаркину за плодотворные обсуждения рассмотренных проблем.

Финансирование. Работа была выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (Шифр FFWZ-2025-0003).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Maekawa, T. Kikkawa, H. Chudo et al., J. Appl. Phys. **133**, 020902 (2023).
2. A. Fert, R. Ramesh, V. Garcia et al., Rev. Mod. Phys. **96**, 015005 (2024).
3. O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson et al., Phys. Rev. B **82**, 214403 (2010).
4. A. Azevedo, L. H. Vilela-Leao, L. Rodriguez et al., Phys. Rev. B **83**, 144402 (2011).
5. M. Harder, Z. X. Cao, Y. S. Gui et al., Phys. Rev. B **84**, 054421 (2011).
6. V. A. Atsarkin, B. V. Sorokin, I. V. Borisenko et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 125003 (2016).
7. S. Keller, J. Greser, M. R. Schweizer et al., Phys. Rev. B **96**, 024437 (2017).
8. V. A. Atsarkin, I. V. Borisenko, V. V. Demidov, et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 245002 (2018).
9. V. V. Demidov and T. A. Shaikhulov, J. Magn. Magn. Mater. **566**, 170299 (2023).
10. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi et al., Nature **464**, 262 (2010).
11. S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Phys. Rev. B **88**, 014404 (2013).
12. R. H. Silsbee, A. Janossy, and P. Monod, Phys. Rev. B **19**, 4382 (1979).
13. S. Zhang and Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004).
14. K. L. Stankevich, JETP Lett. **116**, 171 (2022).
15. H. Y. Inoue, K. Harii, K. Ando, et al., J. Appl. Phys. **102**, 083915 (2007).
16. K. Ando, T. Yoshino, and E. Saiton, Appl. Phys. Lett. **114**, 232406 (2019).
17. H. Wang, K.-Y. Meng, P. Zhang et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 152509 (2009).
18. J. D. Fuhr, M. Granada, L. B. Steren et al., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 146001(2010).
19. H. Boschker, M. Mathews, and E. P. Houwman, Phys. Rev. B **79**, 214425 (2009).
20. M. Harder, Y. S. Gui, and C.-M. Hu, Phys. Rep. **661**, 1 (2016).