

## Флуктуационная модель токового возбуждения магнонов

М. В. Цой<sup>+\*</sup>, В. С. Цой<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>\*</sup>Department of Physics and Astronomy,  
Michigan State University  
East Lansing, MI 48824-1116, USA

Поступила в редакцию 6 октября 2000 г.

После переработки 19 декабря 2000 г.

Предложена модель, объясняющая наблюдаемые ранее М.Цоем и др. стационарные высокочастотные осцилляции намагниченности при протекании постоянного тока через серебряное острие, установленное на магнитный Co/Cu-мультислой. На границе, разделяющей немагнитный металл и ферромагнитный (Н/Ф), при протекании через нее электрического тока возникает ароновская щель  $\Delta_A$  – разность электрохимических потенциалов электронов с противоположным направлением спина, создавая энергетические условия для рождения магнонов. При этом электронный поток, текущий из немагнитного металла в ферромагнитный, спин-поляризуется. В магнитном поле флуктуации намагниченности мезоскопического ферромагнетика приводят к прецессии его намагниченности относительно магнитного поля, которые затухают из-за вязкостных потерь. В присутствии спин-поляризованного электронного потока флуктуации вызывают также токовый крутящий момент, компенсирующий диссипативный момент, приводя к стационарным высокочастотным осцилляциям намагниченности.

PACS: 72.20.My, 75.30.-m

Высокочастотные осцилляции намагниченности (магноны) при протекании электрического тока поперек магнитного мультислоя (ВО) были предсказаны Слончевским и Бергером [1, 2] и наблюдаются в [3, 4]. В [3, 4] возбуждение ВО осуществлялось с помощью пропускания постоянного тока через микроконтакт, возникающий при установке серебряного острия на Co/Cu-мультислой, состоящий из 20–50 пар при толщине слоя  $\sim 2$  нм и помещенный в сильное магнитное поле  $\mathbf{H}$ , большее поля спонтанной намагниченности Co и направленное вдоль нормали к поверхности мультислоя –  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}$ . Для регистрации ВО измерялось электрическое сопротивление микроконтакта. Возбуждение ВО приводило к ступенчатому увеличению сопротивления микроконтакта и наблюдалось только при одном направлении тока. ВО наблюдались также, в частности, в работах [5–7] на мультислоях с двумя ферромагнитными слоями. В [5, 7], так же как и в [3], проводились измерения сопротивления. В [5] использовали микроконтакт, изготовленный с помощью электронной литографии, установленный на Cu/Co-пленочную структуру, помещенную в сильное магнитное поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}$ . В [5] сообщается также о наблюдении ВО в мультислое с одним кобальто-

вым слоем в нулевом внешнем поле. В [7] мультислоем представлял собой систему чередующихся медных и кобальтовых дисков диаметром  $\sim 100$  нм и ВО наблюдались в сильном магнитном поле как параллельном, так и перпендикулярном поверхности мультислоя. В [6] возбуждение ВО осуществлялось при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}$  с помощью переменного тока, текущего через острие, установленное на Fe/Cr-пленочную структуру, а регистрация ВО производилась с помощью бреллиэновского рассеяния света.

В теоретических работах по ВО [1, 2] с помощью двух различных моделей рассматривалась пятислойная структура чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного металла – три слоя нормального металла и два ферромагнитного, которые пересекает поток электронов проводимости. Размеры сечения проводников в плоскости слоя мезоскопические, внешнее поле равно нулю, намагниченности ферромагнетиков неколлинеарны. ВО обусловлены передачей намагниченности ферромагнитному слою потоком спин-поляризованных электронов проводимости, который несет поток углового (спинового) момента. Для передачи намагниченности между двумя ферромагнетиками необходимо выполнение следующих условий: 1) первый ферромагнетик должен поляризовать по спине входящий в него из немаг-

<sup>1)</sup>e-mail: tsoi@issp.ac.ru

нитного металла неполяризованный поток электронов проводимости, вследствие чего выходящий из него поток электронов спин-поляризован; 2) толщина нормального металла, разделяющего ферромагнетики, достаточно мала в сравнении с длиной спиновой релаксации в немагнитном металле  $\Lambda_{sN}$ , и на второй ферромагнетик падает поток спин-поляризованных электронов, имеет место поток углового момента во второй ферромагнетик; 3) намагниченности ферромагнетиков должны быть неколлинеарны, в противном случае передачи намагниченности не происходит; 4) должно иметь место поглощение вторым ферромагнетиком потока углового момента. При одинаковых ферромагнетиках передача намагниченности приводит к пропеллерообразному вращению намагниченностей ферромагнетиков, происходящему в плоскости, в которой лежат намагниченности [1, 2]. В [8] для баллистической модели [1], но в рамках тех же базовых предположений построена макроскопическая теория возбуждения ВО с помощью пропуска постоянного тока через микроконтакт, установленный на мультислойной пленке с двумя ферромагнитными слоями, помещенной в сильное магнитное поле, перпендикулярное поверхности пленки.

В реальных экспериментах [3–5, 7] базовые условия применимости теории токового возбуждения ВО [1, 2, 8] нарушаются, в частности, а) все намагниченности коллинеарны – условие 3) нарушается; б) толщина слоев много меньше длины спиновой релаксации в ферромагнетике  $\Lambda_{sF}$  – нарушаются условия 1) и 4) (о спиновой релаксации см., например, [9]).

В данной работе проводится критический анализ экспериментальных ситуаций, имеющих место в работах [3–5, 7], и предлагается модель, объясняющая стационарное токовое возбуждение ВО в тонких пленочных и дисковых магнитных мультислоях и возбуждение ВО в одном ферромагнитном слое. Модель объясняет возбуждение ВО только при одном направлении тока – отсутствие токовой инверсии – и пороговый по току характер возбуждения.

При конечной температуре в ферромагнетике в основном состоянии спиновые волны присутствуют. Усиление (генерация) спиновых волн потоком заряженных частиц было предсказано Ахиезером, Барьяхтаром и Пелетминским еще в 1963 г. (см. [10]). Проблема токового возбуждения магнонов заключается в макроскопической “раскачке” спиновой системы. Энергетические оценки показывают (см. рис.2 в [3]), что практически каждый впрыскиваемый в ферромагнетик электрон рождает магнон. В этих условиях описание токовой генерации магнонов с помощью уравнения Ландау – Лифшица [11] представ-

ляется естественным.

Ключевыми условиями возбуждения ВО в ферромагнетике F являются: I) энергетическая возможность рождения магнона в F; II) наличие спин-поляризованного потока электронов проводимости, падающего на F; III) неколлинеарность намагниченности M ферромагнетика F и вектора поляризации S электронного пучка; IV) диссипация потока углового момента ферромагнетиком F.

Для выполнения условия I необходима высокая плотность тока  $I$ . С помощью тока создаются электронные состояния с противоположным направлением спина, при переходе между которыми изменяется намагниченность ферромагнетика и выделяется энергия, необходимая для рождения магнона. Работают два механизма (рис.1): 1) возникновение на Н/Ф-границе ароновской щели  $\Delta_A(I)$  [12] (рис.1a); 2) генерация неравновесных возбуждений с энергией  $\Delta\varepsilon(I)$  при протекании электрического тока [2] (рис.1b,c).

Очевидной представляется спиновая поляризация пучка электронов проводимости, входящего в немагнитный металл из ферромагнитного [12]. Поляризация возникает вследствие перестройки электронного спектра на Н/Ф-границе при условии непрерывности электрохимического потенциала и потока электронов каждой спиновой поляризации [15]. В случае диффузионного механизма проводимости задача решается точно [12]. При тех же условиях по тем же причинам не менее очевидной представляется и спиновая поляризация пучка электронов проводимости, входящего в ферромагнетик из немагнитного металла (рис.1a), то есть поток электронов проводимости, входящий в F из немагнитного металла, спин-поляризован и условие II выполнено. Намагниченность немагнитного металла вблизи микроконтакта определяется намагниченностью области вблизи микроконтакта размером порядка длины спиновой релаксации, которая много больше размера микроконтакта  $a$ . Спиновая поляризация электронного потока S коллинеарна намагниченности M контактирующего F. Мы предполагаем, что перестройка электронного спектра с образованием ароновской щели  $\Delta_A(I)$  имеет место. В случае магнитного мультислоя при ферромагнитном упорядочении слоев [3, 4] такая перестройка естественна. В произвольной экспериментальной ситуации выполнение жестких условий, в рамках которых построена теория [12], далеко необязательно и необходима соответствующая аргументация.

Условие III выполняется флуктуационным образом. Равновесная намагниченность приконтактной области ферромагнетика M\* коллинеарна поляриза-

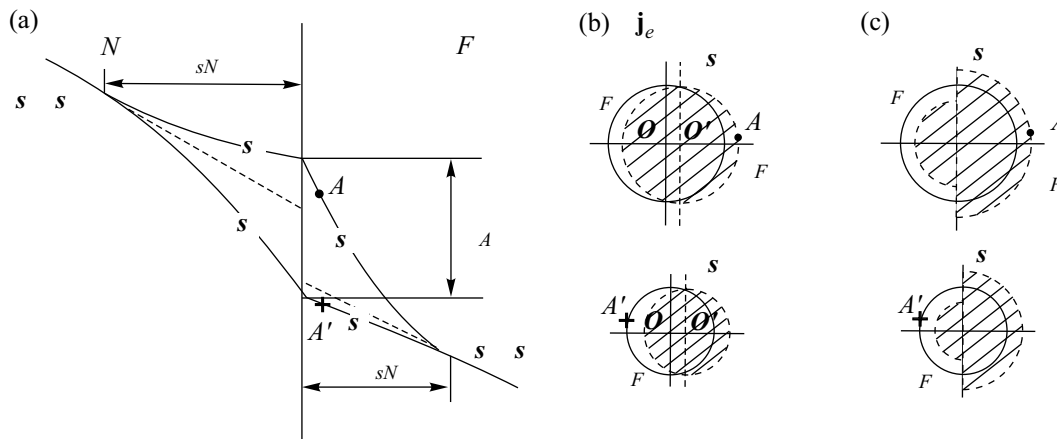


Рис.1. Возбуждение электронной системы при протекании электрического тока в случае диффузионного (а), (b) и баллистического (с) режимов проводимости.  $\mathbf{j}_e$ ,  $\mathbf{s} \uparrow$  и  $\mathbf{s} \downarrow$  показывают направление движения потока и спиновой поляризации электронов. При электронном переходе из возбужденного состояния  $A$  (кружок) в пустое состояние  $A'$  (+) происходит изменение спиновой поляризации электрона и выделяется энергия. (а) Изменение электрохимического потенциала вдоль нормали к N/F-границе (N – немагнитный металл, F – ферромагнетик). На N/F-границе вследствие спиновой асимметрии материалов гетероконтакта возникает  $\Delta_A$  – различие электрохимического потенциала электронов с противоположным направлением спина [12]. При возбуждении ВО должно происходить уменьшение намагниченности ферромагнетика. Когда проводимость и намагниченность определяют электроны с разной спиновой поляризацией (случай Co), возбуждение ВО происходит вблизи поверхности, через которую электронный поток входит в ферромагнетик – переход  $A \rightarrow A'$ . При изменении направления тока на N/F-границе электрохимический потенциал для  $\mathbf{s} \uparrow$  становится больше электрохимического потенциала для  $\mathbf{s} \downarrow$ . Когда и проводимость, и намагниченность ферромагнетика определяют электроны одной и той же спиновой поляризации, возбуждение ВО происходит вблизи поверхности, через которую электронный поток выходит из ферромагнетика. (b) и (c) представляют процесс токового возбуждения электронов в импульсном пространстве. Поверхность Ферми в равновесном состоянии обозначена сплошной линией, область заполненных состояний в возбужденном состоянии заштрихована.  $\epsilon_F$  – энергия Ферми,  $\Delta\epsilon$  – энергия возбуждения. (b) Смещение  $OO'$  равно  $e \times \mathbf{E} \times \tau$  ( $e$  – заряд электрона,  $\mathbf{E}$  – электрическое поле,  $\tau$  – время релаксации), плотность тока  $|\mathbf{j}_e| = \rho \times v_D \times \tau$  ( $\rho$  и  $v_D$  – плотность и дрейфовая скорость электронов). (c) Баллистический режим при микроконтактной инжекции электронов [13, 14]. Максимальная энергия возбуждения  $\sim eV/2$ , где  $V$  – напряжение на микроконтакте

ции электронного потока. Отличие векторного произведения  $[\mathbf{M}^* \times \mathbf{S}]$  от нуля обусловлено именно флуктуациями намагниченности  $\mathbf{M}^*$ .

Электронная плотность  $\sim 10^{23}$  эл./см<sup>3</sup>. При плотности тока  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>, используемой в экспериментах, впрыскиваемая намагниченность составляет  $\sim 10^{-4}$  намагниченности ферромагнетика, то есть является слабым возмущением. Условием токового возбуждения F, определяемым законом сохранения углового момента, является отличие от нуля полного потока углового момента в F. Можно считать, что спиновый поток, переносимый потоком электронов проводимости, равен нулю, если за время прохождения электроном F спиновое состояние электрона не изменяется. При классическом рассмотрении прохождения электрона проводимости сквозь F масштабом времени, определяющим изменение спинового состояния электрона в F – “изменение” магнит-

ного момента электрона – является период ларморовской прецессии. Это изменение мало, если время прохождения электроном F много меньше, чем период ларморовской прецессии. Время прохождения электроном ферромагнетика при толщине ферромагнетика 2 нм, фермиевской скорости  $\sim 10^8$  см/с и баллистическом пролете в  $\sim 10^4$  раз меньше периода ларморовской прецессии ( $\sim 10^{-11}$  с [3]). Однако следует принять во внимание, во-первых, малую величину необходимого изменения  $\mathbf{M}$ , во-вторых, существование ряда механизмов, благодаря которым поглощение потока углового момента ферромагнетиком, толщина которого  $\ll \Lambda_{sF}$ , может быть увеличено. Отметим некоторые из них: 1) радикальное уменьшение  $l$  при увеличении энергии возбуждения электрона (см., например, [16]); 2) захват электрона, падающего на F, в поверхностное состояние [17, 18]; 3) рассеяние с переворотом спина на N/F-границе, на локализованных

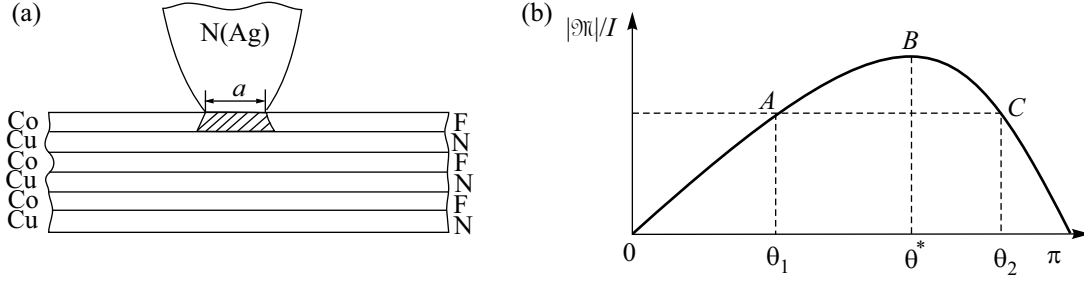


Рис.2. (а) Схема микроконтактного наблюдения возбуждения ВО в магнитном мультислое [3].  $N(\text{Ag})$  – серебряное острие,  $a$  – диаметр микроконтакта. Область ферромагнетика, в которой происходит возбуждение ВО – магнетонный диск, заштрихована [3, 8]. При замене мультислоя массивным ферромагнетиком увеличивается поверхность раздела между магнетонным диском и остальным ферромагнетиком, на которой обменное взаимодействие препятствует возбуждению магнетонного диска. (б) Зависимость индуцированного током эффективного углового момента  $|\mathcal{M}|$ , нормированного на величину тока  $I$  (масштаб вдоль оси ординат произвольный), от угла  $\theta$  между намагниченностью ферромагнетика и спиновой поляризацией электронного пучка [1]. Точка  $A$  является состоянием неустойчивого равновесия – при изменении  $\theta_1$  на  $\delta\theta$  изменение  $|\mathcal{M}|$  увеличивает  $\delta\theta$ . Точка  $C$  является состоянием устойчивого равновесия – при изменении  $\theta_2$  на  $\delta\theta$  изменение  $|\mathcal{M}|$  уменьшает  $\delta\theta$ . Точка максимума  $|\mathcal{M}|$  (точка  $B$ ,  $\theta = \theta^*$ ) является точкой безразличного равновесия – при малом  $\delta\theta$  изменение  $|\mathcal{M}|$  пренебрежимо мало

магнитных центрах и немагнитных дефектах как на Н/Ф-границе, так и в F. По-видимому, указанные механизмы диссипации ферромагнетиком потока углового момента обеспечивают необходимое слабое возмущение ферромагнитного состояния – выполнение условия IV.

Возбуждение ВО в пленочном магнитном мультислое путем пропускания электрического тока через микроконтакт из немагнитного металла, установленный на магнитном мультислое, происходит следующим образом (рис.2а). Роль возбуждаемого ферромагнетика F играет локальная область магнитного слоя под микроконтактом с характерным размером порядка  $a$ , где высокая плотность тока – магнетонный диск [3, 8]. Такой вывод согласуется с тем, что сопротивление микроконтакта, из измерений которого и получается информация о возбуждении мультислоя, определяется приконтактной областью образца с характерным размером  $\sim a$  [13, 14]. Для простоты будем считать, что магнетонный диск однодоменный, а плотность тока, текущего через него, однородна. Пучок электронов проводимости, впрыскиваемый из немагнитного острия в F, спин-поляризован и  $[\mathbf{M} \times \mathbf{S}] = 0$ . При флуктуациях намагниченность магнетонного диска  $\mathbf{M}^*$  неколлинеарна  $\mathbf{S}$  –  $[\mathbf{M}^* \times \mathbf{S}] \neq 0$ . Задача магнитной динамики решается с помощью уравнения Ландау – Лифшица [11]. Для  $\mathbf{M}^*$  и  $\mathbf{S}$  введем единичные векторы  $\mathbf{s}_F$  и  $\mathbf{s}_e$ . В магнитном поле неколлинеарный полю магнитный момент  $\mathbf{M}^*$  прецессирует. Вследствие диссипации, пропорциональной скорости прецессии, то есть при наличии некоторого вязкостного углового момента, действующего

на  $\mathbf{M}^*$ , прецессия затухнет. В рамках феноменологического описания при  $|\mathbf{M}^*| = \text{const}$  вязкостный момент обычно представляют в виде векторного произведения [10, 11, 19]:

$$-(\alpha/\gamma)[\mathbf{M}^* \times d\mathbf{M}^*/dt]/|\mathbf{M}^*|, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – параметр Гильберта,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение электрона,  $t$  – время. Токовый поток намагниченности в ферромагнетик равен  $(I_e/e)g(\theta)[\mathbf{s}_F \times [\mathbf{s}_F \times \mathbf{s}_e]]$ , где  $I_e$  – плотность электрического тока,  $g(\theta)$  – положительная константа, зависящая от параметров структуры и угла между  $\mathbf{M}^*$  и  $\mathbf{S}$  [1, 2]. Полагая, что только электроны проводимости ответственны за намагниченность  $\mathbf{M}^*$ , уравнение Ландау – Лифшица приведем к виду (см. уравнение (15) в [1])

$$d\mathbf{s}_F/dt = \gamma[\mathbf{s}_F \times \mathbf{B}_{\text{eff}}] - \alpha[\mathbf{s}_F \times d\mathbf{s}_F/dt] + g(\theta)(N/N_0)[\mathbf{s}_F \times [\mathbf{s}_F \times \mathbf{s}_e]], \quad (2)$$

где  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  – эффективное магнитное поле,  $N$  – число поляризованных электронов, впрыскиваемых в F в единицу времени,  $N_0$  – разность электронов с различной поляризацией спина, определяющая намагниченность ферромагнетика. Будем считать, что для сохранения электронейтральности должная корректировка электронного распределения сделана. Уравнение (2) имеет стационарное решение в виде ВО –  $\mathbf{M}^*(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \exp[i(\mathbf{k}_m \mathbf{r} - \omega_m t)]$ , где  $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{B}_{\text{eff}}$ ,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{k}_m$  и  $\omega_m$  – соответственно амплитуда, волновой

вектор и частота магнона,  $\mathbf{r}$  – координата, при выполнении условия

$$\alpha ds_F/dt - g(\theta)(N/N_0)[\mathbf{s}_F \times \mathbf{s}_e] = 0. \quad (3)$$

Качественная картина возбуждения ВО такова. В равновесном состоянии  $\mathbf{M}^* \parallel \mathbf{B}_{\text{эф}}$ . Если у ферромагнетика  $\mathbf{F}$  флуктуационным образом возникла перпендикулярная  $\mathbf{B}_{\text{эф}}$  компонента магнитного момента, то есть  $[\mathbf{M}^* \times \mathbf{B}_{\text{эф}}] \neq 0$ , то в соответствии с уравнением (2) в отсутствие затухания и тока  $\mathbf{M}^*$  будет прецессировать относительно  $\mathbf{B}_{\text{эф}}$ . При наличии диссипации, но в отсутствие тока эта прецессия затухнет. Однако при наличии тока немедленным следствием  $[\mathbf{M}^* \times \mathbf{B}_{\text{эф}}] \neq 0$  является возникновение потока намагниченности в ферромагнетик, индуцированного током. Это эквивалентно возникновению эффективно-го углового момента  $\mathcal{M}$ , действующего на  $\mathbf{M}^*$ . Важно, что  $\mathcal{M}$  антипараллелен диссипативному моменту (1) и при некотором значении тока их сумма равна нулю – (3) выполняется. Вязкостный момент приводит к уменьшению угла  $\theta$  между  $\mathbf{M}^*$  и  $\mathbf{B}_{\text{эф}}$ , тогда как  $\mathcal{M}$  увеличивает  $\theta$ . При выполнении (3) имеет место стационарная прецессия  $\mathbf{M}^*$ . В частности, именно в этом – в компенсации вязкостного момента – заключается роль  $\mathcal{M}$  при возбуждении ВО. Существенной является зависимость  $|\mathcal{M}|$  от угла  $\theta$  (см. рис.2b), которая имеет колоколообразный вид – максимум при  $\theta = \theta^*$  и нулевая величина при  $\theta = 0$  и  $\pi$  [1, 2]. Равенство (3) может выполняться для двух значений  $\theta$ :  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , таких, что  $\theta_1 < \theta^* < \theta_2$ . Состояние  $\theta = \theta_1$  является состоянием неустойчивого равновесия, тогда как состояние  $\theta = \theta_2$  – состоянием устойчивого равновесия. Характер приближения к равновесию – колебательный или аperiодический – и возможность стационарного состояния определяются параметрами системы, в частности, зависимостью  $\mathcal{M}(\theta)$ . Выделенным является также состояние при  $\theta = \theta^*$ , которое можно рассматривать как состояние безразличного равновесия.

В рамках модели возбуждение ВО в дисковом мультислое, включающем тонкий и толстый ферромагнитный диски, разделенные немагнитным металлом [7], описывается аналогично с той только разницей, что роль возбуждаемого ферромагнетика играет тонкий ферромагнитный диск. Кроме возбуждаемого ферромагнетика для ВО необходимо наличие “массивного” ферромагнетика, флуктуации намагниченности которого невелики и благодаря которому поляризуется поток электронов, входящий в возбуждаемый ферромагнетик из немагнитного металла. Для пленочной структуры эту роль выполняет область ферромагнетика вблизи микроконтакта размером по-

рядка длины спиновой релаксации. Для дисковой структуры таковым является толстый ферромагнитный диск. Отметим, что ни направление внешнего магнитного поля, ни его величина не играют принципиальной роли.

Физическая природа порогового характера возбуждения ВО проста. Вследствие того, что магнеты обладают спектром со щелью  $\Delta_m(B_{\text{эф}})$ , условие I выполняется только при превышении током  $I$  некоторого порогового значения  $I^*$ . Величина  $I^*$  определяется условием:  $\Delta_A(I^*)$  или  $\Delta\varepsilon(I^*) > \Delta_m(B_{\text{эф}})$  (см. рис.1). Для анализируемых экспериментальных ситуаций оба механизма дают близкие величины  $I^*$ . Ток также определяет возникновение углового момента, поддерживающего флуктуационным образом возникшую генерацию магнонов, компенсируя диссипативные потери генерации, и высокую вероятность нахождения ферромагнетика в возбужденном состоянии (в частности, вследствие  $\Delta_A(I)$  и термического разогрева).

Существует ряд причин, по которым возбуждение ВО происходит лишь при одном направлении тока. При микроконтактном возбуждении высокая плотность тока имеет место только в окрестности микроконтакта. При диффузионном режиме электропроводности, ферромагнитном упорядочении слоев и толщине слоя много меньше  $\Lambda_s$  мультислой можно рассматривать как некий эффективный ферромагнетик. Щель  $\Delta_A(I) > \Delta_m(B_{\text{эф}})$  возникает в окрестности микроконтакта при обоих направлениях  $I$  [12, 20, 21]. Однако только при одном направлении  $I$  процесс изменения поляризации электрона с освобождением энергии  $\Delta_A$  приводит к уменьшению намагниченности, имеется возможность возбуждения ВО (рис.1a). Эта же причина имеет место и при возбуждении ВО в однослойном ферромагнетике [5]. Процесс генерации высокоэнергетичных возбуждений ( $\Delta\varepsilon(I) > \Delta_m(B_{\text{эф}})$ ) не зависит от направления тока (рис.1b,c). Однако в случае баллистического режима прохождения электроном микроконтакта (рис.1c) при электронном потоке, втекающем в ферромагнетик, эта генерация происходит в ферромагнетике, где возможно рождение магнонов, а при изменении направления тока генерация происходит в немагнитном металле, где нет обменного взаимодействия и совершенно другие условия возбуждения магнонов (см. Дополнение в [10]), которые не выполняются в [3–7]. Этот механизм эффективен и при возбуждении ВО в однослойном ферромагнетике [5].

Наблюдение возбуждения ВО в пленочном магнитном мультислое с помощью микроконтакта говорит о том, что реальный баланс всех движущих

сил и энергетических условий положителен для возбуждения ВО. Этот баланс положителен [3, 4, 6] при определяющем антиферромагнитном непрямом обменном взаимодействии между магнитными слоями [22], при определяющем магнитном взаимодействии между магнитными слоями [22] при больших толщинах немагнитного слоя [5, 7] и при возбуждении ВО в одном магнитном слое [5]. Однако возбуждения ВО не наблюдалось при установке острия на массивный ферромагнетик [23]. По-видимому, это обусловлено усилением подавляющего действия обменного взаимодействия, величина которого пропорциональна площади поверхности, разделяющей ферромагнетик и возбуждаемый ферромагнетик. В случае массивного ферромагнетика эта площадь существенно больше (см. рис.2а). Ситуация с микроконтактом отлична от рассмотренной в [24], где анализируется случай однородной плотности тока в плоскости, параллельной Н/Ф-границе, предсказывается нарушение стационарности, возникновение неустойчивости и возможность возбуждения ВО и при падении спинполяризованного потока электронов на полупространство, заполненное ферромагнетиком. При описании токового возбуждения ВО в рамках флуктуационной модели необходимо учитывать результаты детального анализа магнитной динамики [8] и зависимость от  $\theta$  эффективности передачи намагниченности электроном [1].

Нам представляется, что именно флуктуации спиновой плотности, усиление их амплитуды вследствие действия механизма Аронова, высокой плотности тока, термического разогрева и усиление роли спиновых флуктуаций в мезоскопических образцах определяют эффект токовой генерации магнонов, создают условия для токовой “раскачки спиновой системы”. Модель органично вписывается в рамки теории магнетизма в магнетиках с коллективизированными электронами, базирующейся на учете пространственных флуктуаций электронной спиновой плотности [25]. В рамках модели токовое возбуждение магнонов представляется эффективным методом исследования базовых основ теории, в частности, очевидна возможность получения информации о пространственном корреляторе для спиновой плотности.

Авторы благодарны В.Я. Кравченко за полезные дискуссии. Данная работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 98-02-16629) и МНТ (в рамках

программ “Статфизика” и “Поверхностные атомные структуры”).

1. J. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
2. L. Berger. Phys. Rev. **B54**, 9353 (1996).
3. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).
4. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Nature **406**, 46 (2000).
5. E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katin et al., Science **258**, 867 (1999).
6. S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, M. A. Lucena et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4212 (2000).
7. J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
8. J. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **195**, L261 (1999).
9. J. Fabian and S. Das Sarma, Cond-mat/9901170 (1999).
10. А. И. Ахизер, Б. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
11. L. D. Landau and E. M. Lifshits, Physik Z. Sowjet. **8**, 153 (1935).
12. А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 37 (1976).
13. Ю. В. Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
14. G. Wexler, Proc. Phys. Soc. London **89**, 927 (1966).
15. N. F. Mott, Proc. R. Soc. London **A153**, 699 (1936); **156**, 368 (1936); Adv. Phys. **13**, 325 (1964).
16. М. В. Цой, В. С. Цой, П. Видер, Письма в ЖЭТФ **64**, 835 (1996).
17. V. S. Tsoi, Y. de Wilde, T. Noller et al., Europhys. Lett. **35**, 43 (1996).
18. V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, Rev. Mod. Phys. **71**, 1641 (1999).
19. T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
20. T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. **B48**, 7099 (1993).
21. M. Tsoi, *Ph.D. thesis*, Grenoble High Magnetic Field Laboratory, 1998.
22. S. S. P. Parkin, R. Bhadra, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **66**, 2152 (1991).
23. И. К. Янсон, А. В. Хоткевич, *Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах*, Справочник, Киев: Наукова думка, 1986.
24. Y. V. Bazaliy, V. A. Jones, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. **B57**, R3213 (1998).
25. T. Moriya, *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*, Springer-Verlag, 1985; (Перевод: Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, М.: Мир, 1988.)