

Аномально высокая скорость индуцированного током движения доменных границ в бислойных структурах пермаллой–ниобий

С. В. Егоров⁺, А. М. Бобков⁺, И. В. Бобкова^{+,*}, Л. С. Успенская⁺¹⁾

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2014 г.

После переработки 26 ноября 2014 г.

В широком диапазоне температур исследовано движение доменных границ в бислойных полосках пермаллой–ниобий под действием пропускаемого вдоль полосок электрического тока, а также под действием магнитного поля. Обнаружено, что при понижении температуры от комнатной до гелиевой в одних и тех же структурах наблюдается стократный рост скорости индуцированного транспортным током движения доменных границ, но при этом имеет место стократное снижение скорости и возрастание коэрцитивности при их движении под действием магнитного поля. Установлено, что максимальная скорость движения границ многократно превышает уокеровский предел.

DOI: 10.7868/S0370274X15010075

Возможность управления магнитными или резистивными характеристиками гибридных структур с помощью протекающего по ним электрического тока открывает широкие перспективы создания новых энергоэффективных элементов записи и считывания информации, нового типа логических устройств и переключателей [1–3]. В связи с этим в последние годы большое внимание уделяется влиянию спин-поляризованного тока на магнитную доменную структуру, в частности на перемещение током магнитных доменных границ. Выявлены механизмы давления тока на границы, продемонстрирована высокая скорость смещения границ [4–7], показано существование предельной скорости, выше которой возникают осцилляции смещения [8]. При реализации гибридных структур, использующих эффекты гигантского магнитосопротивления [3], эффект Джозефсона [9], перенос спин-орбитального момента [10], приходится иметь дело с бислойными и многослойными тонкопленочными структурами на основе ферромагнетиков, нормальных металлов и сверхпроводников. В настоящей работе методом магнитооптической визуализации были исследованы бислойные гибридные структуры ферромагнетик–нормальный металл (сверхпроводник). Впервые в диапазоне температур от комнатной до гелиевой наблюдалось движение доменных границ в ферромагнетике под действием импульсов транспортного тока и были определены характеристики их движения. Было установлено,

что как при движении под действием магнитного поля, так и при смещении под действием тока соответствующие зависимости скорости границ от величины поля, $V(H)$, и от силы тока, $V(I)$, носят существенно нелинейный характер: движение границ начинается пороговым образом, а его скорость нелинейно возрастает с увеличением H и I . Однако влияние температуры T на подвижность доменных границ, продвигаемых током и смещаемых полем, принципиально отличается: скорость доменных границ при движении под действием поля падает при понижении температуры по степенному закону, а при движении под действием тока – возрастает. Коэрцитивность же экспоненциально возрастает при смещении границ полем и слабо зависит от температуры при воздействии током.

Эксперименты проводились на гибридных тонкопленочных структурах пермаллой–ниобий (Рy–Nb), приготовленных методом магнетронного осаждения на окисленные кремниевые подложки в присутствии плоскостного магнитного поля ~ 1000 Э. Такое поле обеспечивало наведенную плоскостную анизотропию, достаточную для удержания намагниченности в плоскости пленок пермаллоя. Оба слоя осаждались в едином вакуумном цикле. Толщины слоев Рy и Nb составляли $d_{\text{Рy}} = 40$ нм и $d_{\text{Nb}} = 100$ нм соответственно. Исходно структуры находились в однородно намагниченном состоянии. Намагниченность была ориентирована вдоль направления поля, приложенного к ферромагнетику в процессе его осаждения. После перемагничивания плоскостным полем любого на-

¹⁾e-mail: uspenska@issp.ac.ru

правления намагниченность оставалась направленной вдоль этого выделенного направления. Перемагничивание происходило за счет зарождения на краю пленок 180-ти градусных границ блоховского типа с последующим поворотом намагниченности к направлению поля [11].

Из осажденных бислойных пленок методом взрывной литографии формировались структуры в виде полосок длиной 1 мм и шириной 7 мкм (рис. 1). Длинные стороны полосок были ориентированы

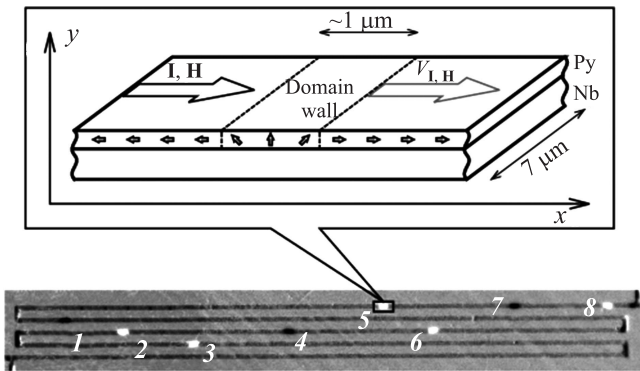


Рис. 1. Меандр-образная структура для исследования движения доменных границ под действием продольного тока. В левом нижнем и правом верхнем углах виден подвод токовых контактов. Образец покрыт прозрачным индикатором, поэтому сама структура и ее магнитная доменная структура видны одновременно. Пронумерованные белые и черные пятна на полосках соответствуют магнитным доменным границам, разделяющим домены со встречной (1, 4, 7) и расходящейся (2, 3, 5, 6, 8) намагниченностью. Также показана схема, поясняющая направления векторов спонтанной намагниченности в окрестности одной из доменных границ, выделенной черной рамкой на изображении структуры с доменными границами в ней

вдоль направления анизотропии. Полоски (по 5 штук) объединялись в меандры, к концам которых подводились токовые контакты, изготовленные из того же материала (рис. 1).

Как и в работе [11], магнитооптическая визуализация доменных границ производилась в поляризационно-оптическом микроскопе с помощью индикаторных пленок, помещаемых на поверхность исследуемых образцов. В качестве индикаторов использовались пленки иттрий-железистого граната с плоскостной анизотропией и большой константой Верде. Визуализировались поля рассеяния над доменными границами и на краях полосок, обуславливающие локальное вращение плоскости поляризации отраженного от индикатора света и приводящие к локальному просветлению или потем-

нению изображения, полученного при наблюдении в отраженном поляризованном свете в раскрещенных на несколько градусов поляризаторе и анализаторе. Для улучшения контраста изображения при его записи на цифровую камеру SDU-285 использовалось вычитание фона. При таком наблюдении контраст (светлый или темный) изображения доменных границ зависит от направления перпендикулярной компоненты магнитной индукции над границами. Детали визуализации и расшифровки типа доменных границ подробно описаны в работе [11]. Кроме того, по величине смещения границ δX за заданный интервал времени δt между последовательными кадрами захваченного камерой изображения определялась скорость движения границ $V = \delta X / \delta t$, как это делалось ранее в работе [12]. Моменты захвата изображения синхронизировались с импульсами поля и тока.

Следует отметить, что яркий симметричный контраст изображения доменных границ, яркий контраст на торцах полосок и отсутствие просветления (потемнения) на боковых сторонах полосок (рис. 1) подтверждают, что намагниченность в наших структурах ориентирована вдоль полосок, а в доменных границах разворот намагниченности на 180° осуществлялся через перпендикулярное плоскости полосок направление.

При приложении импульсного продольного магнитного поля доменные границы начинали двигаться после превышения полем некоторого порогового значения (коэрцитивности доменной границы H_c), рис. 2. По мере понижения температуры коэрцитивность, как и в работе [13], экспоненциально возрастала, варьируясь от 100 А/м при комнатной температуре до 4500 А/м при 12 К. Смещение $X(t)$ границ во времени было неравномерным. Оно начиналось с задержкой τ по времени. Величина задержки зависела от величины приложенного поля и от температуры, варьируясь от десятка мс при низкой температуре до десятков мкс при комнатной (нижняя вставка на рис. 2). Вначале движение границы происходило с квазипостоянной скоростью. Затем она замедлялась и останавливалась. Таким образом, функция $X(t)$ имела вид импульса с затянутым фронтом нарастания и с максимальной скоростью изменения V_H в начале импульса. Скорость V_H оказалась нелинейной функцией приложенного поля, которая сначала резко увеличивалась при превышении полем порогового значения H_c , а затем насыщалась в полях порядка 8000 А/м (верхняя вставка на рис. 2). При комнатной температуре максимальная скорость движения границ V_H (300 К)

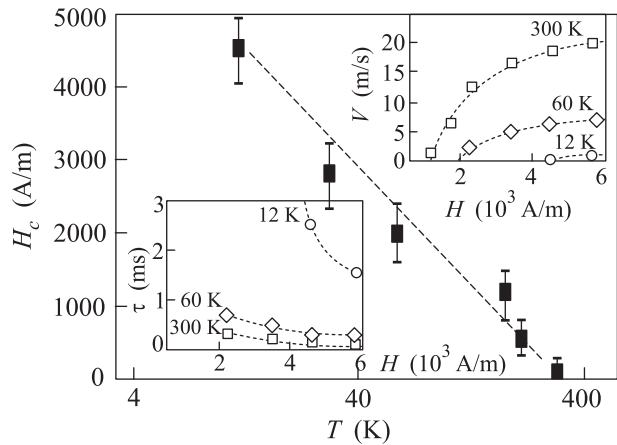


Рис. 2. Температурная зависимость коэрцитивности доменных границ, движущихся под действием импульсного магнитного поля. На нижней вставке – зависимость задержки начала движения границ от величины импульса поля при температурах 12, 60 и 300 К. На верхней вставке – зависимость скорости движения границ от величины импульса поля при тех же температурах. Пунктирные линии проведены для удобства восприятия

не превышала 20 м/с. При понижении температуры она значительно уменьшалась: $V_H(30\text{ K}) \simeq 1.9\text{ м/с}$, $V_H(12\text{ K}) \simeq 0.6\text{ м/с}$ (вставка на рис. 2 и рис. 3).

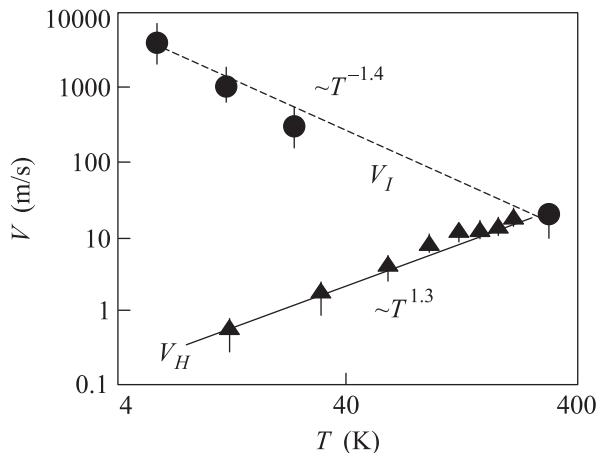


Рис. 3. Температурные зависимости скорости движения границ при их возбуждении магнитным полем (V_H) и электрическим током (V_I). Прямые линии – экстраполяция степенными зависимостями (показатели степени указаны на графиках)

При приложении импульсов электрического тока доменные границы начинали смещаться, если плотность тока была выше $j_0 = 10^7\text{ А/см}^2$. Направление смещения границ определялось направлением тока. Последовательные импульсы тока одного знака сме-

щали границы в одном и том же направлении. Смена на направления тока приводила к смене направления движения границ. Нам не удалось зафиксировать временных задержек начала смещения границ после приложения импульсов тока. Если таковые и были, то они не превосходили 1 мкс. Изменение длительности импульсов тока в пределах 1 мкс–100 мс не приводило к увеличению смещения границ, т.е. реальное время движения границ под действием импульсов тока было меньше 1 мкс при любой длительности импульсов. Уменьшение фронта нарастания тока от 0.5 до 0.05 мкс, как и увеличение амплитуды импульсов тока, увеличивало и смещение, и скорость движения границ. К сожалению, мы были ограничены величиной импульсов тока в $5 \cdot 10^7\text{ А/см}^2$, т.к. при больших токах даже при длительности импульсов 0.1 мкс возникал перегрев полосок пермаллоя на десяток градусов при комнатной и примерно на градус при гелиевой температуре. Поэтому максимальные скорости движения границ V_I , приведенные на рис. 3, были получены при плотности тока $j = 5 \cdot 10^7\text{ А/см}^2$. При комнатной температуре скорость движения границ была порядка максимальной скорости, полученной при приложении импульсов поля, $V_H \simeq V_I$. Вместе с тем при понижении температуры скорость V_I в отличие от V_H резко возрастала, достигая 1000 м/с при 10 К и превысив величину 4000 м/с при 6 К, несмотря на то что ниобий при 8 К переходил в сверхпроводящее состояние и ток, по крайней мере в стационарной части импульса, должен был течь только по слою ниобия, т.е. не должен был действовать на доменную границу, находящуюся в слое нормального металла–пермаллоя.

Известно, что электрический ток в изучаемой продольной геометрии оказывает на магнитную доменную границу давление через механизмы переноса спина и спинового момента. Рассмотрим, как возникает это давление. В металлических ферромагнетиках спин s электронов проводимости, занимающих $4s$ -оболочку, взаимодействует со спином $S(x)$ магнитных $3d$ -электронов через s – d обменное взаимодействие [4, 14]: $U = g\mu_B s \mathbf{H}_{sd}(x)$, где $\mathbf{H}_{sd}(x) = -2J_{sd}\langle \mathbf{S}(x) \rangle / g\mu_B$ – эффективное s – d обменное поле, действующее на спины электронов проводимости, J_{sd} – обменный интеграл, g – гиромагнитное отношение, μ_B – магнетон Бора. При пересечении доменной границы вектора $\mathbf{S}(x)$ и $\mathbf{H}_{sd}(x)$ начинают отклоняться от x -направления и постепенно разворачиваются в плоскости (xy) , составляя локальный угол $\theta(x)$ с осью x .

Пусть электрон проводимости со спином s пересекает доменную границу. Эффективное обменное по-

ле имеет ненулевой градиент внутри границы, что генерирует силу $F_x = -g\mu_B S[d\mathbf{H}_{sd}(x)/dx]$, действующую на магнитный момент электрона проводимости. Следовательно, электроны проводимости также оказывают обратное давление на доменную границу. Характерная скорость доменной границы под действием спин-поляризованного тока имеет порядок дрейфовой скорости электронов и может быть оценена как [4, 15]

$$V_I \sim P j_{\text{Pу}} \mu_B / eM. \quad (1)$$

Здесь $j_{\text{Pу}} = j_{\sigma_{\text{Pу}}}(d_{\text{Pу}} + d_{\text{Nb}}) / (\sigma_{\text{Pу}} d_{\text{Pу}} + \sigma_{\text{Nb}} d_{\text{Nb}})$ – плотность электрического тока, текущего по пермаллою, $\sigma_{\text{Pу}}$ и σ_{Nb} – удельные проводимости пермаллоя и ниобия соответственно, j – средняя по всему сечению бислоя плотность электрического тока, которая приводится в экспериментальных данных, $P = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) / (j_{\uparrow} + j_{\downarrow})$ – спиновая поляризация тока в пермаллое, M – магнитный момент единицы объема пермаллоя. Взяв для проводимостей пермаллоя и ниобия значения $\sigma_{\text{Pу}} = 3.2 \cdot 10^6 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$, $\sigma_{\text{Nb}} = 8.3 \cdot 10^6 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ при комнатной температуре и $\sigma_{\text{Pу}} = 4.9 \cdot 10^6 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$, $\sigma_{\text{Nb}} = 12.5 \cdot 10^6 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ при 10 К, получим, что ток распределяется по бислою следующим образом: $j_{\text{Pу}} \approx 0.47j$ и $j_{\text{Nb}} \approx 1.22j$ при любых температурах, пока ниобий не переходит в сверхпроводящее состояние.

Подставляя в (1) экспериментальное значение плотности тока ($j = 5 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$) и литературные данные для пермаллоя при комнатной температуре ($P = 0.56$ и $M = 1.02\mu_B n$, где $n = 9 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}$ – атомная плотность [16]), получим следующую оценку для скорости движения доменной границы под действием электрического тока в пленке пермаллоя: $V_I \sim 10 \text{ м/с}$. Это значение разумно согласуется с экспериментально наблюдаемым при комнатной температуре ($\approx 20 \text{ м/с}$).

Реальная скорость движения границ зависит от таких факторов, как спин-релаксационные процессы, вязкое трение, а также от формы прикладываемого импульса тока. Однако все эти факторы обычно действуют в сторону уменьшения скорости по сравнению с приведенным характерным значением. Поэтому наиболее интересным экспериментальным результатом, на наш взгляд, является сильный рост скорости движения границ с понижением температуры. Такой резкий рост не может быть объяснен в рамках изложенной выше теории движения границ спин-поляризованным током. Действительно, в исследованном экспериментально диапазоне температур магнитный момент единицы объема пермаллоя практически не зависит от температуры. Спиновая

поляризация тока, вообще говоря, растет с понижением температуры. Согласно литературным данным [17] в температурном диапазоне от 340 до 80 К происходит примерно линейный рост спиновой поляризации пермаллоя P от ≈ 0.56 до ≈ 0.73 . Аппроксимация этих данных на более низкие температуры приводит к примерно двукратному повышению поляризации в исследуемом диапазоне температур, что недостаточно для объяснения экспериментально наблюдаемого сильного роста скорости с изменением температуры. Принимая во внимание вышесказанное, мы считаем, что при низкой температуре движение доменных границ в пермаллое в бислоиных структурах пермаллой–ниобий происходит в основном за счет каких-то дополнительных механизмов.

Принципиальное отличие нашей системы от изучавшихся ранее заключается в том, что наша структура является двухслойной с двумя токопроводящими слоями. Поэтому часть тока протекает по пермаллою, а часть – по ниобию. Таким образом, вместо циркулярного магнитного поля в ленте пермаллоя формируется перпендикулярное протекающему току однонаправленное в плоскости ленты поле. Для плотности тока $j = 5 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$ величина этого поля имеет порядок $H \approx 3 \cdot 10^4 \text{ А/м}$. Поле такой величины, приложенное в стационарном режиме, полностью перемагничивает полосу пермаллоя. Однако данное поле действует в импульсном режиме, что может приводить не к перемагничиванию полосы, а к дополнительному вкладу в скорость движения доменной стенки. В связи с этим интересно отметить, что в недавно опубликованной работе [18] уже при комнатной температуре наблюдалась аномально высокая скорость движения магнитных объектов (типа вихря), $\sim 1000 \text{ м/с}$, при приложении субнаносекундных импульсов магнитного поля величиной $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ А/м}$.

Итак, в данной работе изучалось движение доменных границ под действием импульсов спин-поляризованного тока и магнитного поля в бислоиных структурах пермаллой–ниобий. Впервые проведены температурные исследования в диапазоне температур от комнатной до гелиевой. Установлено, что при движении под действием поля скорость доменных границ падает по мере понижения температуры по степенному закону, а при движении под действием тока возрастает. При низких температурах скорость движения границ на порядки превышает теоретические оценки, сделанные в рамках достаточно хорошо изученного механизма движения границ спин-поляризованным током. Кроме того, максимальная скорость гра-

ниц, движущихся под действием тока, в несколько раз превосходит расчетную предельную скорость движения границ в пермаллое в магнитном поле (уокеровский предел). Мы предполагаем, что данный эффект, несомненно имеющий большое прикладное значение, связан с бислойностью нашей системы. Этот вопрос требует дальнейших, как теоретических, так и экспериментальных исследований.

Л.С.У. признательна А.К. Звездину, А.Ф. Попкову, А.П. Пятакову, А.И. Морозову, А.Н. Славину и К. Гуслиенко за полезные обсуждения. Работа выполнена в ИФТТ РАН в рамках проекта #14-12-01290 Российского научного фонда.

-
1. С. Н. Marrows, *Adv. Phys.* **54**, 585 (2005).
 2. S. Maekawa, *Nat. Mat.* **8**, 777 (2009).
 3. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн, *УФН* **179**, 359 (2009).
 4. L. Berger, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
 5. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mat.* **159**, L1 (1996).
 6. J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vauris, A. Fert, and G. Faini, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 509 (2003).
 7. N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, and R. P. Cowburn, *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004).
 8. L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Nature* **443**, 197 (2006).
 9. Т. И. Ларкин, В. В. Бол'гинов, В. С. Столыаров, В. В. Рызанов, И. В. Верник, С. К. Толпыго, and О. А. Муханов, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 222601 (2012).
 10. A. Brataas and K. M. D. Hals, *Nat. Nan.* **9**, 86 (2014).
 11. L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, S. I. Bozhko, S. V. Egorov, and A. A. Chugunov, *J. Appl. Phys.* **113**, 163907 (2013).
 12. Л. С. Успенская, *ФТТ* **52**, 2131 (2010).
 13. L. S. Uspenskaya and S. V. Egorov, *J. Phys.: Conf. Series* **150**, 042224 (2009).
 14. L. Berger, *Phys. Rev. B* **33**, 1572 (1986).
 15. L. Berger, *J. Appl. Phys.* **71**, 15 (1992).
 16. J. M. D. Coey, *Magnetism and magnetic materials*, Cambridge University Press, N.Y. (2010).
 17. M. Zhu, C. L. Dennis, and R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **81** 140407 (2010).
 18. P. Wessels, J. Ewald, M. Wieland, T. Nisius, A. Vogel, J. Viehhaus, G. Meier, T. Wilhein, and M. Drescher, *Phys. Rev. B* **90** 184417 (2014).