

УДК 537.622

УПРАВЛЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ РАССЕЙНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

© 2023 г. О. А. Тихомиров*

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432 Россия

**e-mail: tikhomir@issp.ac.ru*

Поступила в редакцию 15.05.2022 г.

После доработки 27.07.2022 г.

Принята к публикации 27.07.2022 г.

Проанализирована возможность управления магнитными полями рассеяния вокруг проводящих слоистых структур, содержащих ферромагнетик. Показано, что в зависимости от геометрических параметров слоев могут реализовываться различные конфигурации магнитного поля, а также его величина под действием протекающего электрического тока. Расчет ведется на основе упрощенной модели, в которой реальное поле рассеяния аппроксимировано полем системы эффективных точечных магнитных зарядов на поверхности образца. В случае продольной намагниченности наведенное поле рассеяния частично экранирует приложенное внешнее поле, причем эта экранировка оказывается значительно более слабой при замене однородного магнитного поля воздействием электрического тока. В случае перпендикулярной намагниченности поля рассеяния сосредоточены вблизи доменных границ и краев образца, где они могут достигать значительной величины. Предложен механизм управления различными компонентами поля рассеяния на основе разворота доменных границ под действием магнитного поля протекающего тока. Численная оценка показывает, что ожидаемое отношение поля рассеяния к плотности тока хорошо совпадает с аналогичными экспериментальными величинами для эффективного поля, полученными в результате многочисленных транспортных измерений и приписываемыми обычно обменному взаимодействию между носителями тока в различных слоях (эффект близости). Предложенный альтернативный механизм возникновения поля необходимо учитывать при анализе спинового эффекта Холла и других задач спинтроники.

Ключевые слова: магнитные многослойные структуры, спинтроника, магнитостатические поля рассеяния, магнитное поле тока, доменные границы.

DOI: 10.31857/S1028096023050175, **EDN:** KQDEPT

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос управления магнитными и электрическими свойствами материалов при помощи протекающего тока уже долгое время остается в центре внимания исследователей, сформировав отдельную отрасль знания — спинтронику. При анализе многослойных систем наибольшее внимание уделяют явлениям переноса, спин-орбитальному взаимодействию между электронами различных слоев в силу их непосредственного контакта (эффекты близости), сводящимся к воздействию на электроны проводимости некоторого эффективного магнитного поля со стороны поверхности [1–6]. Определяющую роль в такого рода явлениях играют физические свойства на границе раздела между различными слоями, в частности, особенности зонной структуры, параметры ферми-поверхности и их скачок при пересечении границы раздела. В целом это направле-

ние является развитием традиционных методов физики твердого тела в применении к системам с дополнительной спиновой степенью свободы.

Другой путь воздействия на интегральные свойства материалов и кинетику носителей тока связан с вытекающим из уравнений Максвелла наличием в окрестности токонесящего проводника магнитостатических полей. Такой подход широко распространен при рассмотрении традиционных задач технического намагничивания в однородном внешнем поле. Частный случай неоднородного магнитного поля проводника с током не вызывал до сих пор широкого интереса, хотя были рассмотрены некоторые характерные задачи [7–11].

Для интерпретации магнитотранспортных измерений необходимо учитывать оба механизма взаимодействия тока с ферромагнетиком — контактный и полевой. В настоящее время оценка

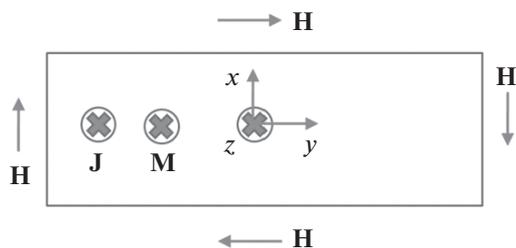


Рис. 1. Геометрия системы с осью легкого намагничивания в плоскости пленки. Ось x направлена вдоль толщины провода, ось y — вдоль ширины и ось z — вдоль длины провода. Вектор намагниченности в исходном состоянии и ток направлены вдоль оси z , создаваемое током глобальное магнитное поле имеет компоненты H_y и H_x .

МОДЕЛЬ

Рассмотрим плоский ферромагнитный бесконечно длинный проводник (провод) толщиной $2t$, много меньшей его ширины $2w$ (т.е. можно считать объект пленкой конечной толщины и бесконечной длины). Геометрия задачи вместе с используемой системой координат показаны на рис. 1. Ось x направлена вдоль толщины провода, ось y — вдоль ширины и ось z — вдоль длины провода. Протекание электрического тока вдоль оси z создает внутри и вне проводника глобальное магнитное поле, направленное перпендикулярно оси z . Обе компоненты магнитного поля, H_y и H_x , равны нулю в центре проводника, возрастают по приблизительно линейному закону к его границам [11, 15], достигают максимальной величины на соответствующей поверхности и ослабевают вне проводника по мере удаления от него. Точное выражение для обеих компонент поля в любой точке можно найти, например, в работе [15].

глобального магнитного поля протекающего тока (часто называемого полем Эрстеда) становится обычным шагом при обсуждении результатов [12, 13]. Чаще всего величина эффективного поля, полученная из измеренных магнитосопротивления либо динамики доменных границ, оказывается существенно выше этого поля. Исходя из этого факта, поле тока не принято считать существенным фактором, и интерес исследователей сосредоточен главным образом на спин-орбитальном взаимодействии.

В отсутствие внешних воздействий вектор намагниченности провода расположен вдоль оси z в силу, главным образом, анизотропии формы образца (рис. 1). Во второй части настоящей работы рассмотрен материал с перпендикулярной магнитной анизотропией, в этом случае намагниченность в начальном состоянии ориентирована вдоль оси x .

Однако сама по себе оценка величины поля Эрстеда является, по нашему мнению, недостаточной для исключения возможного вклада полевых взаимодействий. Как известно, ферромагнетик представляет собой принципиально нелинейную среду, свойства которой могут резко меняться под воздействием внешних факторов. Поэтому существенным является не только наличие внешнего поля тока, но и довольно сильных собственных магнитостатических полей рассеяния, возникающих как внутри ферромагнетика, так и вне его вследствие того, что намагниченность на его поверхности не является непрерывной. Следует отметить, что само пространственное распределение намагниченности в ферромагнитном слое может сильно меняться под действием относительно слабых внешних полей. Совокупное влияние полей рассеяния и поля протекающего тока хорошо объясняет, например, некоторые особенности поведения системы ферромагнетик-сверхпроводник [14]; в то же время при анализе экспериментальных данных спинтроники эту особенность ферромагнетиков совершенно не учитывают.

Под воздействием поля тока либо однородного внешнего магнитного поля намагниченность отклоняется от начального значения и создает на поверхности ферромагнетика фиктивные магнитные заряды, или полюса. Они являются источниками дополнительных полей рассеяния как внутри образца, так и вне его. Совместное действие поля рассеяния и собственного поля тока создает вокруг ферромагнитного слоя эффективное магнитное поле, вносящее добавочный вклад, например, в измеряемое магнитосопротивление близлежащего металлического слоя. Целью настоящей работы является оценка этого поля и определение его зависимости от тока и параметров проводника.

В настоящей работе проведена оценка магнитных полей рассеяния в типичных конфигурациях, используемых в экспериментах спинтроники, в зависимости от величины тока и геометрических параметров исследуемой системы.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Легкая ось в плоскости

Начнем рассмотрение с простейшего случая однородного внешнего магнитного поля $H_y = H_0$. Приложение к образцу такого поля вызовет определенное отклонение намагниченности M_y . Поле рассеяния H_{dy} , создаваемое выходом этой компоненты на соответствующую поверхность провода, можно записать в виде:

$$H_{dy} = -4\pi N_y M_y, \quad (1)$$

где N_y – соответствующая компонента размагничивающего фактора, нормированного в интервале от 0 до 1. Общая магнитная энергия с учетом внешнего поля

$$W = 4\pi N_y M_y^2 - M_y H_0. \quad (2)$$

Минимизируя эту величину по отношению к M_y , получим равновесное значение нормированной поперечной намагниченности

$$m_y = M_y/M = H_0/(8\pi M N_y), \quad (3)$$

где M – намагниченность насыщения. Выражение (3) описывает обычный процесс вращения вектора намагниченности, где поле анизотропии определено анизотропией формы образца. Подставляя (3) в (1), находим равновесную величину поля рассеяния

$$H_{dy} = -H_0/2. \quad (4)$$

Таким образом, поле размагничивания при равновесной конфигурации равно половине приложенного поля и направлено против него. Суммарное поле будет также равно половине приложенного, но сохранит его знак. В силу непрерывности тангенциальной компоненты поля на границе ферромагнетика оно будет одинаковым как внутри ферромагнетика, так и вне его.

При переходе от внешнего магнитного поля к глобальному полю тока нужно учитывать, что поле тока является сильно неоднородным. Неоднородным будет и пространственное распределение намагниченности, следовательно, приближение размагничивающего фактора окажется неприменимым. Поэтому полезно получить оценку поля рассеяния другим способом. Однородная поперечная намагниченность соответствует появлению на краях образца эффективных магнитных зарядов с линейной плотностью $\pm 2tM_y$ (рис. 2а). По аналогии с электростатикой неоднородное поле двух равномерно заряженных полос бесконечной протяженности в центре пространства между ними можно оценить как

$$H_{dy} = -4M_y t/w. \quad (5)$$

Поскольку размагничивающий фактор N_y примерно пропорционален t/w , когда $t \ll w$ и $N_z = 0$, при однородной намагниченности это выражение с точностью до численного множителя эквивалентно (1).

Рассмотрим теперь отклонение намагниченности под действием поля тока. Это поле имеет две компоненты H_x и H_y . Первая из них стимулирует выход вектора намагниченности из плоскости пленки. В силу условия $t \ll w$ нормальная компонента намагниченности приводит к возникновению сильных полей рассеяния, поскольку

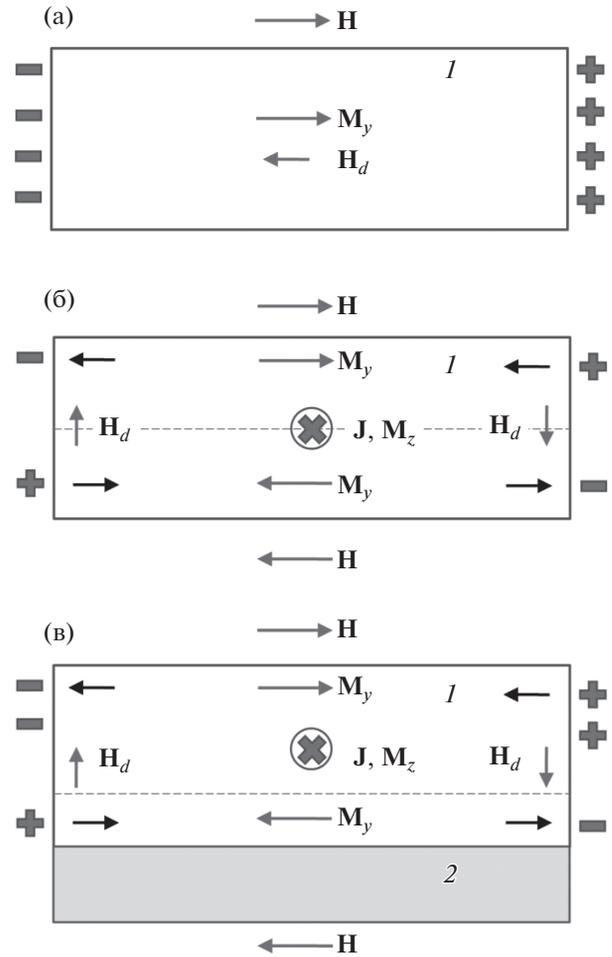


Рис. 2. Распределение магнитных зарядов и создаваемое ими поле рассеяния. (а) Однородное внешнее магнитное поле, (б) симметричное поле тока в одиночном проводнике, (в) поле тока в двуслойной системе. В последнем случае плоскость с нулевым значением поля H_y (пунктиром) смещена из центра проводника 1 на некоторое расстояние a .

размагничивающий фактор в направлении x близок к 1, и резкому росту энергии. Влияние этой компоненты намагниченности будет рассмотрено во второй части статьи; в данном разделе мы учитываем только поле H_y . Зависимость поля H_y от координаты x близка к линейной [11, 15], что приводит к характерной веерообразной структуре намагниченности: в центральной части она по-прежнему ориентирована вдоль длинной оси z , а ближе к поверхности поперечное отклонение возрастает [11]. С точки зрения магнитостатики такая структура может быть аппроксимирована четырьмя полосами магнитных зарядов (рис. 2б), каждая из которых несет эффективный магнитный заряд величиной приблизительно $0.3tM_y$ на единицу длины. В отличие от случая однородного поля, конфигурация зарядов под действием поля

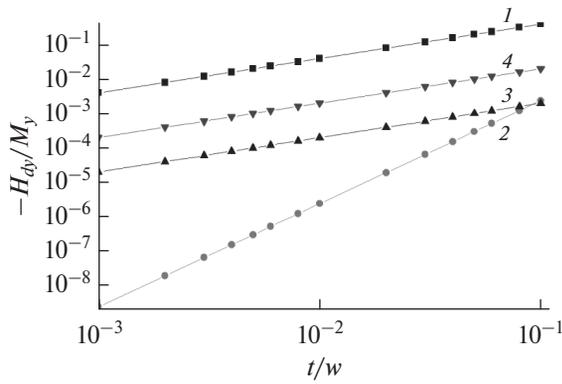


Рис. 3. Относительная величина поля рассеяния в зависимости от отношения толщины провода к его ширине. Внешнее однородное магнитное поле (уравнение (5), кривая 1), ток вдоль ферромагнитной пленки (уравнение (6), кривая 2), ток в двухслойной системе (уравнение (7)) при $a/t = 0.01$ (кривая 3) и 0.1 (кривая 4).

тока соответствует двум дипольным парам, поэтому поле от зарядов противоположного знака (рис. 2б, черные стрелки) вдали от них почти полностью компенсируется. Небольшой нескомпенсированный остаток поля пропорционален $(1 - \cos\alpha)$, где α – малый угол, образуемый направлением из нижнего левого угла в серединную точку верхней поверхности, $\operatorname{tg}\alpha = (2t/w)$. Учитывая малость угла, соответствующий вклад пропорционален $(t/w)^2$. Общая нескомпенсированная сумма поля от четырех зарядов, расположенных по углам схемы (рис. 2б) составляет

$$H_{dy} = -2.4M_y (t/w)^3. \quad (6)$$

По сравнению с выражением (5), соответствующим однородному полю, поле рассеяния значительно меньше в случае поля тока, поскольку $t/w \ll 1$.

Представим теперь, что к ферромагнитной пленке 1 примыкает дополнительный проводящий слой 2, подключенный к источнику тока параллельно первому (рис. 2в). Ток, протекающий по этой части образца, создаст в исходном слое 1 дополнительное магнитное поле одного знака. В результате распределение намагниченности в исходной пленке, изначально симметричное, получит дополнительный сдвиг в направлении, заданном добавочным полем. С магнитоэтической точки зрения это равноценно появлению на одной из поверхностей пленки новой пары магнитных зарядов с линейной плотностью $\pm aM_y$, где a – смещение узла магнитного поля, то есть изменение координаты x , при которой поле тока $H_y(x) = 0$ (горизонтальные пунктирные линии на рис. 2б, 2в). Добавка к магнитному полю рассеяния составит

$$H_{dy} = -2M_y a/w. \quad (7)$$

Эта величина все еще мала по сравнению с однородным случаем (5), поскольку $a < t$, однако в зависимости от толщины дополнительного слоя выражение (6) может быть больше или меньше (7).

Подведем промежуточные итоги для случая пластины, намагниченной в плоскости. Под действием однородного внешнего поля поперечная намагниченность определяется выражением (3), поле рассеяния равно половине приложенного (уменьшает его вдвое). При замене однородного поля собственным полем Эрстеда электрического тока экранирование внешнего воздействия наведенными магнитными полюсами оказывается значительно слабее и зависит от толщины пленки $\sim (t/w)^3$. Введение дополнительного проводящего слоя частично восстанавливает экранирование, однако поле рассеяния остается относительно слабым по сравнению с выражением (5), приближаясь к нему лишь в предельном случае, когда практически весь ток течет по немагнитному слою ($a \approx t$). Зависимость поля рассеяния от приведенной толщины ферромагнитного слоя t/w для этих типичных ситуаций показана на рис. 3. Во всех случаях поле рассеяния оказывается меньше приложенного поля.

Перпендикулярная магнитная анизотропия

Теперь рассмотрим магнетик с перпендикулярной магнитной анизотропией, где вектор намагниченности в основном объеме направлен по нормали к поверхности (рис. 4). Размагничивающий фактор в этом направлении равен 1, что соответствует большой плотности поверхностных магнитных зарядов и потенциально высоким значениям поля рассеяния (до $4\pi M$). Однако вдали от краев однородно намагниченной пленки поле от зарядов разного знака двух близко расположенных поверхностей взаимно компенсируется и велико только внутри пленки. В этом случае его воздействие на кинетику электронов проводимости эффективно лишь внутри ферромагнетика, и для вклада в магнито-транспортные свойства соседнего проводника носители должны физически переходить из ферромагнетика (эффект близости). Вертикальная компонента поля размагничивания H_{dx} принимает максимальные значения уже в отсутствие внешних воздействий и мало меняется при их появлении. Процессы вращения намагниченности могут вызвать лишь возникновение горизонтального поля рассеяния H_{dy} , аналогичного рассмотренному выше, с той разницей, что отклонение намагниченности определяется теперь перпендикулярной магнитной анизотропией вместо анизотропии формы.

Ситуация, однако, существенно меняется при наличии в ферромагнетике доменных границ

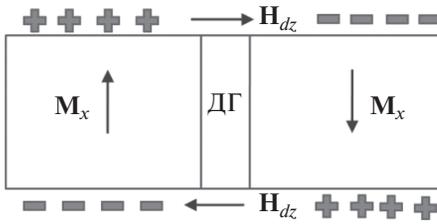


Рис. 4. Геометрия задачи и магнитостатические поля рассеяния в ферромагнетике с перпендикулярной магнитной анизотропией. Поле H_{dx} сосредоточено в объеме доменов, поле H_{dz} – в окрестности доменной границы (отмечена ДГ).

(стенок). Смена знака магнитных зарядов в точке выхода стенки на поверхность приводит к возникновению чрезвычайно сильного магнитного поля рассеяния величиной в несколько кЭ [16, 17]. Если стенка ориентирована поперек провода, получим сильно неоднородное в пространстве поле H_{dz} , противоположно направленное на поверхностях образца (рис. 4). При перемещении стенки вдоль образца под действием внешнего поля или тока источник поля рассеяния будет перемещаться вместе с ней. Однако величина этого поля все еще определяется структурой стенки и окружающих доменов и слабо зависит от силы внешнего воздействия. Для эффективного управления полем рассеяния H_d необходим механизм, позволяющий перестраивать распределение намагниченности в пространстве. Эту роль может выполнять изменение ориентации стенки под действием вертикальной компоненты поля тока H_x (рис. 5). Указанная компонента имеет разный знак на противоположных боковых краях провода, поэтому воздействие на доменную границу происходит в противоположных направлениях. Результатом является искривление формы стенки, при слабом токе близкое к простому повороту на угол θ , пропорциональный в первом приближении величине тока. Теория этого явления изложена, например, в работе [18]. Пропуская по проводнику ток определенной величины, можно в широких пределах изменять поле рассеяния H_{dy} за счет поворота доменной границы:

$$H_{dy}(j) = H_d \sin \theta(j). \quad (8)$$

Поле $H_{dz} \sim \cos \theta$ и в режиме слабого тока (при малых углах θ) изменяется незначительно.

Проведем численную оценку эффективности рассмотренного механизма управления. Расчетная величина магнитостатического поля H_d , создаваемого эффективными зарядами в окрестности доменной границы, до определенной степени зависит от способа трактовки возникающей сингулярности; разумным приближением принято

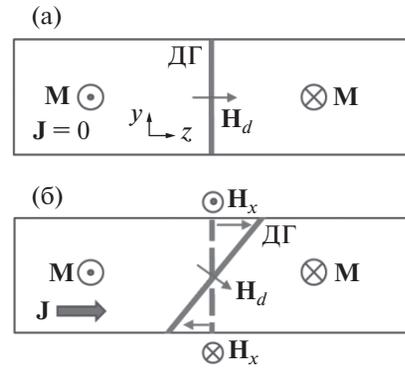


Рис. 5. Переориентация поля рассеяния в окрестности доменной границы (отмечена ДГ) под действием протекающего тока. Вид сверху: а – в отсутствие тока поле рассеяния направлено вдоль провода по оси z , б – под действием вертикальной компоненты поля тока стенка на краях провода смещается в противоположных направлениях, создавая пропорциональную току компоненту поля рассеяния H_{dy} .

считать значение $H_d = 2M$ [19]. Используя табличную величину намагниченности для кобальта, как типичного материала с перпендикулярной магнитной анизотропией, имеем $M = 1423$ Гс и $H_d = 2846$ Э. При угле наклона стенки $\theta = 20^\circ$ получим $H_{dz} = 2674$ Э и $H_{dy} = 968$ Э. Согласно результатам работы [18], указанная величина угла может быть достигнута при плотности тока примерно $j = 0.34j_c$, где критическая величина плотности тока, рассчитанная для типичных образцов, изученных в экспериментах [13, 20–24], составляет $j_c \sim 2.2 \times 10^{12}$ А/м². Разделив поле рассеяния вдоль оси y на величину тока, получим коэффициент пропорциональности $H_{dy}/j = 588 \times 10^{-12}$ Э · А/м², являющийся характеристикой материала. Экспериментально измеренные значения этой величины для эффекта Холла колеблются в диапазоне $(100–800) \times 10^{-12}$ Э · А/м² [13, 20–23] при наиболее часто встречающейся величине $500–600$ Э/10¹² А/м² [20, 24]. Таким образом, пропорциональное току магнитостатическое поле H_{dy} хорошо совпадает с измеренной величиной эффективного поля, действующей на носители тока при магнито-транспортных измерениях, хотя природу этого поля трактуют в работах [13, 20–23] совершенно иначе. Это, в свою очередь, означает, что рассмотренный механизм перестройки магнитостатических полей под действием тока должен быть учтен, по меньшей мере, как один из возможных вкладов в измеряемый эффект. Примерное соотношение компонент поля в зависимости от плотности тока показано на рис. 6.

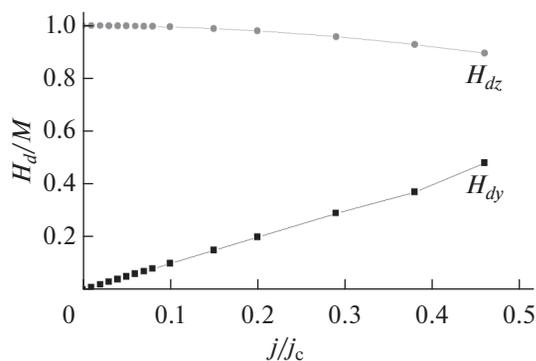


Рис. 6. Относительная величина двух компонент поля рассеяния в окрестности доменной границы в зависимости от плотности протекающего тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализировано изменение магнитных полей рассеяния вокруг проводящих слоистых структур, содержащих ферромагнетик, под влиянием протекающего электрического тока. Расчет проведен на основе упрощенной модели, в которой реальное поле рассеяния аппроксимировано полем системы эффективных точечных магнитных зарядов на поверхности образца. Показано, что в зависимости от геометрических параметров слоев могут реализовываться различные конфигурации магнитного поля, а его величина может изменяться в широких пределах.

Мы видим, что возможности управления магнитостатическими полями рассеяния при помощи электрического тока оказываются совершенно различными для плоскостной и перпендикулярной магнитной анизотропии.

В первом случае поле наведенных магнитных зарядов лишь частично компенсирует внешнее воздействие, достигая максимальной величины 1/2 величины однородного магнитного поля, практически не экранируя поле тока, протекающего по одиночной ферромагнитной пленке и проявляя промежуточную между этими ситуациями реакцию в многослойных образцах.

В случае перпендикулярной магнитной анизотропии поля рассеяния достигают максимальных величин даже в отсутствие внешнего воздействия; под действием же глобального поля тока происходит частичная переориентация этих полей в силу рассмотренного в настоящей работе механизма поворота доменной границы под влиянием вертикальной компоненты поля. Возникающая в этом случае поперечная компонента H_{dy} линейно зависит от тока и может изменяться в широких пределах, рассчитанный коэффициент отношения поля к току близок к измеренному экспериментально значению. Указанные особен-

ности реакции ферромагнетика на магнитное поле тока следует принимать во внимание при интерпретации экспериментальных данных по спиновому эффекту Холла, магнитосопротивлению и другим вопросам спинтроники.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stiles M.D., Zangwill A.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 014407.
2. *Miron I.M., Garello K., Gaudin G., Zermatten P.-J., Costache M.V., Auffret S., Bandiera S., Rodmacq B., Schuhl A., Gambardella P.* // Nature. 2011. V. 476. P. 189.
3. *Haney P.M., Lee H.-W., Lee K.-J., Manchon A., Stiles M.D.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 214417.
4. *Martinez E., Emori S., Beach G.S.D.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 072406.
5. *Ryu J., Lee S., Lee K.-J., Park B.-G.* // Adv. Mater. 2020. V. 32. P. 1907148.
6. *Ado I.A., Tretiakov O.A., Titov M.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 094401.
7. *Williams H.J., Shockley W.* // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 178.
8. *Aleonard R., Brissonneau P., Neel L.* // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 1321.
9. *Lopez E., Aroca C., Sanchez P.* // J. Magn. Magn. Mater. 1983. V. 36. P. 175.
10. *Salhi E., Berger L.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 4787.
11. *Smith N., Doyle W., Markham D., LaTourette D.* // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. P. 3248.
12. *Liu L., Lee O.J., Gudmundsen T.J., Ralph D.C., Buhrman R.A.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 096602.
13. *Lee H.-R., Lee K., Cho J., Choi Y.-H., You C.-Y., Jung M.-H., Bonell F., Shiota Y., Miwa S., Suzuki Y.* // Sci. Rep. 2014. V. 4. P. 6548.
14. *Tikhomirov O.A., Skryabina O.V., Uspenskaya L.S.* // J. Magn. Magn. Mater. 2021. V. 535. P. 168971.
15. *Berthe R., Birkner A., Hartmann U.* // Phys. Stat. Sol. A. 1987. V. 103. P. 557.
16. *Slonczewski J.C.* // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 1759.
17. *Hagedorn F.B.* // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3129.
18. *Yoo S.-C., Moon K.-W., Choe S.-B.* // J. Magn. Magn. Mater. 2013. V. 343. P. 234.
19. *O'Dell T.H.* // Phys. Stat. Sol. A. 1978. V. 48. P. 59.
20. *Emori S., Bono D.C., Beach G.S.D.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 042405.

21. *Kawaguchi M., Shimamura K., Fukami S., Matsukura F., Ohno H., Moriyama T., Chiba D., Ono T.* // *Appl. Phys. Express.* 2013. V. 6. P. 113002.
22. *Woo S., Mann M., Tan A.J., Caretta L., Beach G.S.D.* // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105. P. 212404.
23. *Li J., Yu G., Liu Y., Shi Z., Liu Y., Navabi A., Aldosary M., Shao Q., Wang K.L., Lake R., Shi J.* // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 95. P. 241305.
24. *Emori S., Bauer U., Ahn S.-M., Martinez E., Beach G.S.D.* // *Nature Mater.* 2013. V. 12. P. 611.

Control of the Magnetostatic Stray Fields Using Electric Current

O. A. Tikhomirov*

Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russia

**e-mail: tikhomir@issp.ac.ru*

Possibility to control magnetic stray fields around conductive layered ferromagnet-containing systems has been analyzed. It is shown that different patterns of magnetic stray field can be realized depending on layers parameters and current. Calculation is based on the simplified model where the real stray field is approximated with that of effective magnetic charges at the sample surface. In case of in-plane magnetization the induced stray field partially screens the external one. This screening is less effective when the applied magnetic field is replaced with electric current. In case of out-of-plane magnetization the stray field is concentrated near domain walls and near sample edges where it can be extremely strong. The mechanism to control different components of the stray field via domain wall rotation by current-induced magnetic field is proposed. Numerical estimation shows that expected ratio of stray field to current is close to experimental values obtained in numerous transport measurements and usually ascribed to proximity effects (exchange interaction between carriers in adjacent layers). The proposed alternative origin of effective field should be taken into account dealing with spin Hall effect and similar spintronics problems.

Keywords: magnetic multilayers, spintronics, magnetostatic stray field, current-induced magnetic field, domain walls.