

05;12

Измерения магнитных параметров электропроводящих магнитных пленок наноразмерной толщины с использованием анизотропного магниторезистивного эффекта

© А.В. Медведь, Р.Г. Крышталь, А.И. Крикунов

Институт радиотехники и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: avm@ms.ire.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 15 марта 2006 г.)

Исследованы угловые зависимости анизотропного магнетосопротивления (АМС) в электропроводящих ферромагнитных пленках наноразмерной толщины и слоистых структурах, содержащих такие пленки и имеющих форму узких прямоугольных полосок, применяемую при изготовлении спин-туннельных магнитных переходов, обладающих гигантским магнетосопротивлением. Экспериментально показана возможность определения с помощью угловых измерений АМС основных магнитных параметров, важных при создании магнитных переходов. Определены ось магнитной анизотропии, величина магнитного поля насыщения и коэрцитивная сила в пленках пермаллоя (Pу) толщиной 25 nm, в структурах пленка FeMn (15 nm)–пленка Pу (10 nm), выращенных магнетронным методом на подложке из окисленного кремния и в структуре FeMn (15 nm)–Pу (10 nm)–SiC (1.5 nm)–Pу (10 nm), выращенной на ситалловой подложке. Обнаружено, что при одинаковых условиях нанесения слоев Pу в структурах пленка FeMn–пленка Pу ось магнитной анизотропии Pу оказывается повернутой на 90° по отношению к оси анизотропии Pу в структурах, не имеющих слоя FeMn. В структуре FeMn (15 nm)–Pу (10 nm)–SiC (1.5 nm)–Pу (10 nm) с использованием АМС измерена величина обменного смещения поля перемангничивания, которая хорошо согласуется с результатом измерения, выполненного индукционным методом.

PACS: 75.75.+a

Введение

В последнее десятилетие в связи с открывшимися возможностями улучшения параметров существующих и создания новых магнитных датчиков и устройств памяти [1] большое внимание уделяется поиску новых магнитных материалов и технологии изготовления электропроводящих ферромагнитных пленок наноразмерной толщины с заданными физическими параметрами и слоистых структур, содержащих такие пленки. Прежде чем приступать к изготовлению магнитных переходов сложной конфигурации и определению магнитных параметров отдельных элементов для анализа уже изготовленных многослойных устройств, необходимо иметь возможность оперативного контроля основных магнитных характеристик получаемых пленок. К ним в первую очередь относятся магнитное поле насыщения, направление оси анизотропии намагниченности („закрепленного“ направления намагниченности), коэрцитивность и величина смещения намагниченности вдоль закрепленного направления, возникающего в некоторых случаях за счет обменного взаимодействия в структурах с ферромагнитной пленкой и антиферромагнитными закрепляющими слоями [2]. Для пленочных структур, выращенных в виде дисков и прямоугольников сравнительно больших размеров, все эти характеристики могут быть получены с помощью измерения зависимостей намагничивания пленки от внешнего магнитного поля, приложенного в различных направлениях. Для этих целей имеется ряд

специальных приборов (см., например, [3,4]), которые, однако, не всегда приспособлены для измерения структур сравнительно малых планарных размеров и специфичной формы (прямоугольники шириной менее $100\ \mu\text{m}$ и длиной 3–10 mm), используемых при изготовлении спин-туннельных элементов и совершенно непригодны для контроля параметров магнитных элементов готовых структур. В [5,6] для измерения поля насыщения и оценки величины смещения намагничивания в ферромагнитной пленке (однонаправленной анизотропии), возникающего из-за обменного взаимодействия с антиферромагнитным слоем использовался эффект анизотропного магнетосопротивления (АМС). Однако в этих работах использовались пленки и структуры со сравнительно большими планарными размерами, либо образцы для исследования вырезались определенным образом из „широкой“ пленки таким образом, чтобы ось анизотропии составляла с направлением тока в образце угол $\theta_a = 45^\circ$. На практике же при изготовлении спин-туннельных магниторезистивных структур ось анизотропии обычно направлена вдоль длинной оси пленки (угол $\theta_a = 0$) либо перпендикулярно ей ($\theta_a = 90^\circ$). В [7] эффект АМС использовался при измерении поля насыщения для многослойной структуры Co/Cu/Co, при этом поле прикладывалось в направлении, перпендикулярном оси легкого намагничивания, направление осей анизотропии и коэрцитивная сила в образцах измерялась индукционным методом на вибромгнетометре,

а планарные размеры структуры были сравнительно большими.

В настоящей работе приводятся описание экспериментального исследования угловых зависимостей АМС в тонких наноразмерных ферромагнитных электропроводящих пленках и слоистых структурах с такими пленками, позволяющие определить следующие параметры: направление оси легкого намагничивания (или оси анизотропии), коэрцитивной силы, поля насыщения и смещения поля перемагничивания вдоль определенного направления, если такое смещение возникает за счет обменного взаимодействия в слоистых структурах с „закрепляющей“ антиферромагнитной пленкой. Такие пленочные структуры используются для изготовления спин-туннельных структур, обладающих гигантским магнетосопротивлением [8]. Отметим, что в [9] сообщалось, об использовании АМС для измерения параметров прямоугольных магнитных пленок наноразмерной толщины, у которых ось анизотропии параллельна направлению тока и внешнего магнитного поля. В настоящей работе рассмотрены случаи для нескольких различных направлений оси анизотропии по отношению к направлению тока и магнитного поля и приводятся результаты использования такой методики для большего числа различных структур.

Методика эксперимента

Измерения АМС проводились в пленках пермаллоя (Pу) толщиной 10–30 нм в качестве проводящих ферромагнитных пленок и слоистых структурах двух типов. Слоистые структуры первого типа состояли из двух пленок: FeMn (10–20 нм) и Pу (10–20 нм), в которых пленка FeMn моделировала антиферромагнитный закрепляющий слой. Пленки пермаллоя и структуры первого типа изготавливались методом магнетронного распыления через теньевую маску на подложках из окисленного кремния с подслоем Ta толщиной 5–8 нм. Изготовленные образцы представляли собой полоску шириной 100 мкм и длиной 5 мм. Слоистые структуры второго типа, состоящие из четырех слоев FeMn (15 нм)–Pу (10 нм)–SiC (1.5 нм)–Pу (10 нм), были выращены на ситалловой подложке методом магнетронного распыления. Сначала образцы этой структуры имели форму прямоугольника со сравнительно большими размерами (10 × 10 мм), что позволяло использовать стандартные приборы для измерения магнитных параметров этой структуры. Затем с помощью фотолитографии из этих широких образцов формировались узкие полоски шириной 100 мкм и длиной 8 мм, в которых исследовалось АМС. Такая методика позволяла сравнить результаты измерения, полученные из исследования АМС с результатами, полученными на стандартной аппаратуре. (Отметим, что именно слои, имеющие форму длинных полосок, наносятся на подложку в определенном порядке при формировании магнитных

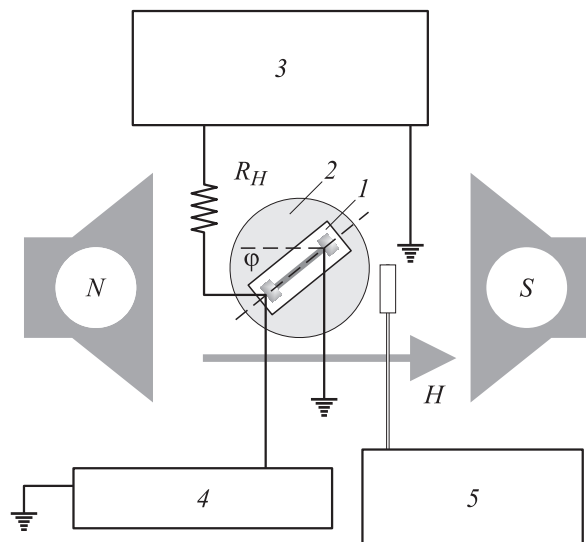


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения магнетосопротивления в магнитных пленках и слоистых структурах: 1 — образец, 2 — поворотный столик для крепления образцов, 3 — источник стабилизированного напряжения, 4 — милливольтметр, 5 — измеритель магнитной индукции.

переходов [8]). В образцах всех типов на торцах полосок были изготовлены алюминиевые контактные площадки для подключения к измерительной цепи. В процессе нанесения пленок подложки помещались в магнитное поле величиной 200 Ое, направленное вдоль длинной оси образцов. В структурах второго типа при фотолитографическом изготовлении полосок их длинная ось выбиралась именно в этом направлении. После нанесения слоев образцы подвергались отжигу в вакууме при температуре $\sim 300^\circ\text{C}$ и непрерывном воздействии магнитного поля, как и в процессе нанесения. Отметим, что эти образцы были изготовлены специально для отработки методик определения параметров магнитных структур из измерений АМС, и не ставилась задача получения пленок с заранее заданными параметрами.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения АМС представлена на рис. 1. Исследуемый образец 1 закреплялся на поворотном столике 2, позволяющем поворачивать образец в плоскости на произвольный угол относительно направления прикладываемого магнитного поля, создаваемого электромагнитом. Стабильность и однородность поля в области, где находился образец, были удовлетворительны и контролировались магнитометром и по изменению АМС при параллельном перемещении образца. Электрическое сопротивление исследуемых образцов всегда было на несколько порядков величины меньше сопротивления включенного в измерительную цепь ограничительного резистора $R_H = 3.6 \text{ M}\Omega$, что весьма точно обеспечивало режим постоянного тока при измерениях.

Величина электрического сопротивления проводящей магнитной пленки равна [10]

$$R = R_0 + \Delta R_{AMR} \cos^2 \theta, \quad (1)$$

где θ — угол между направлением электрического тока и вектором намагниченности в образце, R_0 — сопротивление образца при $\theta = \pi/2$, $\Delta R_{AMR}/R_0$ — максимальное относительное изменение сопротивления, вызванное эффектом АМС, для образца. Сопротивление образца, следовательно, должно быть максимальным, когда направление тока параллельно (или антипараллельно) вектору намагниченности, и минимально, когда вектор намагниченности перпендикулярен направлению тока. Направление вектора намагниченности практически параллельно вектору внешнего магнитного поля, когда это поле достаточно велико, чтобы намагнитить образец до насыщения.

В эксперименте измерялось относительное изменение сопротивления образцов $\Delta R/R$

$$\frac{\Delta R}{R} \equiv \frac{R(H) - R(H_S)}{R(H_S)}, \quad (2)$$

где H — величина магнитного поля и H_S — поле насыщения для угла φ между направлением поля и продольной осью образца. При измерениях сначала устанавливался заданный угол, φ и величина внешнего магнитного поля 400 Ое, заведомо превосходящая поле насыщения для всех исследуемых нами образцов, т.е. перед измерениями образец был намагничен до насыщения в заданном направлении, и вектор намагничивания параллелен внешнему магнитному полю ($\theta = \varphi$, см. (1)).

Из (1) и (2) измеряемое в эксперименте относительное изменение сопротивления образца может быть описано выражением

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} &= \frac{\Delta R_{AMR} (\cos^2 \theta - \cos^2 \varphi)}{R_0 + \Delta R_{AMR} \cos^2 \varphi} \\ &\approx \frac{\Delta R_{AMR}}{R_0} (\cos^2 \theta - \cos^2 \varphi). \end{aligned} \quad (3)$$

Измерения проводились при убывающем поле от 400 до -400 Ое и при возрастающем поле от -400 до 400 Ое, т.е. при перемагничивании образцов. При этом между двумя последовательными шагами изменения поля выдерживалось некоторое время, за которое устанавливалось стационарное значение АМС. По сути измерялась петля гистерезиса. Положительному направлению поля соответствовала ситуация, когда заземленный контакт на образце расположен ближе к южному полюсу магнита (рис. 1). Измерения проводились при различном значении тока, протекающего через образец, от 1 до 100 μ А, и существенного изменения зависимостей от величины тока не наблюдалось. Гораздо больше величина сопротивления пленок варьировалась при изменении окружающей температуры, относительные же изменения сопротивления при изменении магнитного поля от температуры не зависели (по крайней мере, в пределах 15–25°С).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости сопротивления образца с единственной пленкой Ру для нескольких значений угла φ , измеренные при возрастающем и убывающем магнитном поле. Из рисунка видно, что максимальное изменение сопротивления при изменении магнитного поля наблюдается при $\varphi = 90^\circ$ и единственный максимум зависимости $\Delta R/R$ достигается вблизи $H = 0$. При уменьшении угла φ величина $\Delta R/R$ уменьшается, а форма кривых становится более сложной — на каждой кривой имеется два максимума и один „узкий“ минимум. При значениях угла менее 20° величина $\Delta R/R$ отрицательна при любых значениях поля, и ее зависимость от поля имеет единственный минимум вблизи $H = 0$. Этот минимум имеет максимальную „глубину“ при $\varphi = 0^\circ$.

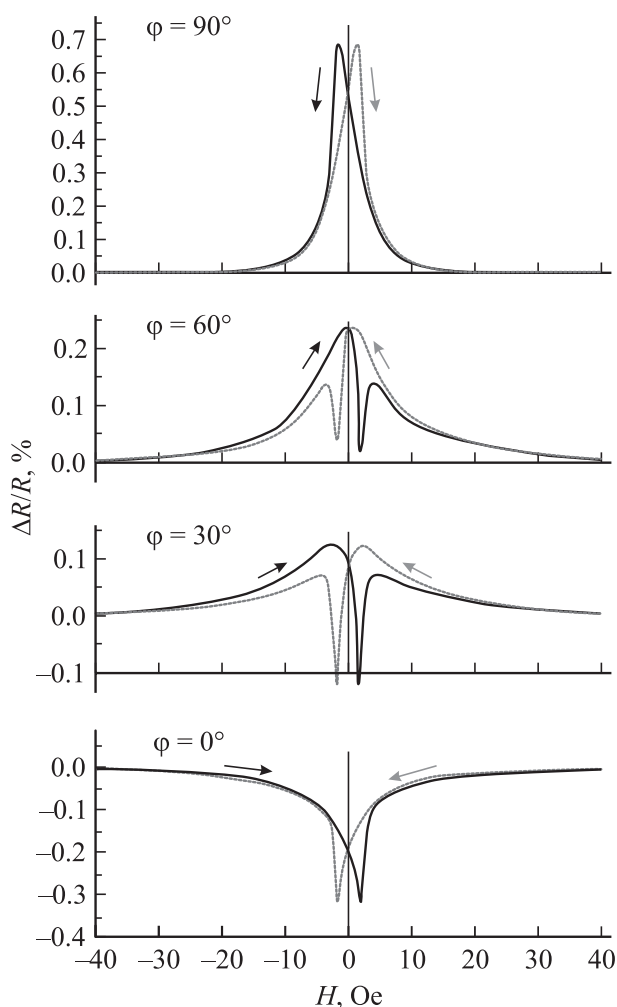


Рис. 2. Зависимость относительного изменения сопротивления пленки Ру от приложенного магнитного поля для нескольких значений угла φ . Стрелки возле кривых обозначают возрастание или убывание магнитного поля при измерении соответствующей зависимости.

Наблюдаемые зависимости (рис. 2) можно качественно объяснить, если предположить, что ось анизотропии в данном образце направлена вдоль длинной оси образца (по направлению электрического тока). При $\varphi = 90^\circ$ из выражения (3) следует, что $\Delta R/R$ достигает максимума при значении угла $\theta = 0$. Это означает (рис. 2), что при магнитном поле, близком к нулевому, направление намагниченности для данного образца совпадает с направлением электрического тока. При увеличении абсолютной величины магнитного поля происходит поворот вектора намагниченности в направлении, соответствующем направлению поля, и при сравнительно больших полях (при насыщении) направление намагниченности совпадает с направлением поля, а $\Delta R/R$, как и следует из (3), стремится к нулю. Тот факт, что максимум зависимости $\Delta R/R$ от поля H достигается не при $H = 0$, можно объяснить наличием коэрцитивности. Эти экспериментальные факты не противоречат первоначальному предположению, что ось легкого намагничивания направлена вдоль длинной оси образца.

При уменьшении угла $\varphi < 90^\circ$ (рис. 2) при больших величинах угол между вектором намагничивания и направлением тока $\theta = \varphi$ и сопротивление будет в $\cos^2 \varphi$ раз больше (1), чем при $\varphi = 90^\circ$, а максимальное изменение относительного сопротивления образца при изменении поля (3) становится меньше, чем при $\varphi = 90^\circ$, что и показывают экспериментальные результаты. При уменьшении величины поля вектор намагничивания стремится занять положение вдоль оси легкого намагничивания (угол θ стремится к нулевому значению), а сопротивление достигнет своего максимума. Затем при изменении полярности поля и его увеличении по абсолютной величине происходит следующее. При полях, близких к величине коэрцитивной силы, когда в образце резко возрастает объем доменных границ, эффективное значение угла θ отклоняется от нулевого значения, следовательно, сопротивление образца уменьшается (узкие провалы на рис. 2, для $\varphi = 60$ и 30°). При малых значениях угла $\varphi < 20^\circ$ $\Delta R/R$ не возрастает во всем диапазоне изменения магнитного поля. При полях, равных коэрцитивной силе, происходит изменение направления намагниченности на обратное, и в этот момент, как уже говорилось, эффективный вектор намагниченности занимает промежуточные положения (эффективное значение угла θ отклоняется от нулевого значения), и $\Delta R/R$ стремится к минимуму (узкие провалы, см. рис. 2 для $\varphi = 0^\circ$). Такое состояние намагниченности является метастабильным и с дальнейшим ростом поля происходит скачкообразное изменение направления вектора эффективной намагниченности (ориентационный фазовый переход). Провалы на кривых для $\varphi = 0^\circ$ носят характерный несимметричный вид с одним крутым склоном, что и отражает скачкообразный характер изменения намагниченности при преодолении коэрцитивной силы.

Эти экспериментальные факты не противоречат первоначальному предположению, что ось легкого намагничивания направлена вдоль длинной оси образца, поэтому можно сделать вывод, что в исследуемом образце ось анизотропии направлена именно вдоль его длинной оси. Аналогичные угловые зависимости наблюдались и для всех исследованных нами образцов с одинарной пленкой Ru, полученных по описанной здесь технологии, что позволяет сделать вывод о наличии в таких образцах оси легкого намагничивания, направленной вдоль длинной оси образцов.

Коэрцитивная сила для всех значений угла φ , как следует из зависимостей, представленных на рис. 2, оказывается равной 1.5 Oe (значение поля, когда намагниченность в выделенном направлении φ меняет знак) и не зависит от того, возрастало или убывало поле при измерении кривых перемагничивания. При $\varphi = 90^\circ$ значение $H_C \approx 1.5$ Oe равно величине поля, когда достигается максимум зависимости, а при $\varphi = 0^\circ$ $H_C \approx 1.7$ Oe равно величине поля, при котором достигается минимум.

Зависимости относительного изменения сопротивления от приложенного магнитного поля, направленного под различными углами в плоскости образца, измерялись и для структур „пленка FeMn–пленка Ru“. На рис. 3 представлены измеренные зависимости относительного изменения сопротивления для структуры FeMn (15 nm)–Ru (10 nm) при $\varphi = 0$ и 90° . С увеличением угла φ зависимости трансформируются от кривых 1 к кривым 2 (рис. 3) и носят более сложный характер при промежуточных значениях угла. Эти зависимости можно качественно объяснить так же, как и в случае образцов с одной пленкой Ru (рис. 2).

Из экспериментальных результатов следует, что в исследуемых структурах FeMn–Ru имеется ось анизотропии, направленная перпендикулярно длинной оси

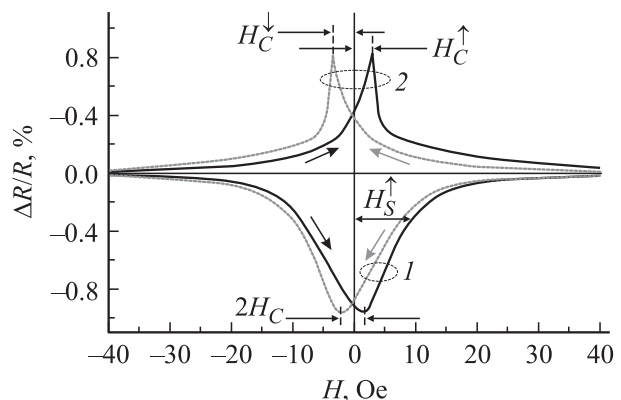


Рис. 3. Зависимость относительного изменения сопротивления структуры FeMn–Ru от приложенного магнитного поля, направленного под углом φ в плоскости образца. Кривые 1 — $\varphi = 0$, 2 — 90° . H_C^{\uparrow} и H_C^{\downarrow} — коэрцитивная сила, измеренная при возрастании и убывании поля соответственно. H_S^{\uparrow} — магнитное поле насыщения, измеренное при возрастании поля.

образцов. Таким образом, пленка FeMn в структуре, изготовленной по описанной выше технологии, создает ось анизотропии в пленке Ru в направлении, перпендикулярном длинной оси образцов. Отметим, что аналогичное поведение оси анизотропии наблюдалось и другими авторами для структур с другим материалом нижнего слоя [11]. Физические причины такого поворота оси намагниченности (оси анизотропии) к настоящему времени не выяснены.

Так как магнетосопротивление прямо пропорционально квадрату намагниченности [12], то половинная ширина вдоль оси H колоколообразных кривых, описывающих зависимости сопротивления от величины поля, определяется магнитным полем насыщения H_S , при котором наступает насыщение намагниченности образца и сопротивление перестает изменяться при изменении поля. На самом деле зависимость сопротивления от поля, постоянно уменьшаясь, остается ненулевой вплоть до больших значений полей, для определения полуширины этой колоколообразной кривой на практике следует определяться, на каком уровне от максимума (минимума) кривой следует ее измерять, например, по уровню $0.2 (\Delta R/R)_{\max}$, как это делалось в [7]. Так, для исследованного образца (рис. 2) с одинарной пленкой Ru для $\varphi = 90^\circ$ $H_S = 5$ Ое, а для образца структуры FeMn–Ru при $\varphi = 0^\circ$ (рис. 3) $H_S = 12.5$ Ое.

Как видно из рис. 2 и 3, коэрцитивная сила H_C надежно определяется при всех углах φ . Так, для одинарной пленки Ru при $\varphi = 0^\circ$ $H_C = 2$ Ое, для пленки Ru в структуре с FeMn при $\varphi = 90^\circ$ $H_C = 3.5$ Ое из измерений при возрастающем поле и $H_C = 3.0$ Ое — при убывающем. Погрешность измерений поля в этих экспериментах была не более $\pm 1/4$ Ое.

Более высокие значения коэрцитивности и полей насыщения измерялись в образцах при перемагничивании в направлении, перпендикулярном плоскости подложки образцов. Образцы при таких измерениях закреплялись на поворотном столике так, чтобы длинная ось образца была перпендикулярна плоскости столика. Обозначим буквой η угол между направлением поля и нормалью к плоскости подложки. На рис. 4 представлены зависимости сопротивления образца с пленкой Ru при нескольких значениях угла η . Поле насыщения, измеренное из этих зависимостей, равнялось 83, 50 и 21 Ое, а коэрцитивная сила — 27.5, 16.5 и 6 Ое для углов 90, 80 и 70° соответственно. С уменьшением угла кривые все больше „прижимаются“ к оси ординат и при $\eta = 0^\circ$, совпадают с кривыми, показанными на рис. 2 для случая, когда направление поля образует прямой угол с направлением тока в плоскости образца. Эти результаты понятны, так как при такой геометрии эксперимента вектор намагничивания „выходит“ из плоскости образца, и при пленке наноразмерной толщины такое направление является энергетически невыгодным, и требуются большие поля для насыщения. Эти результаты подтверждают правильность приведенных выше объяснений экспериментальных результатов (рис. 2) в той их части, когда „по

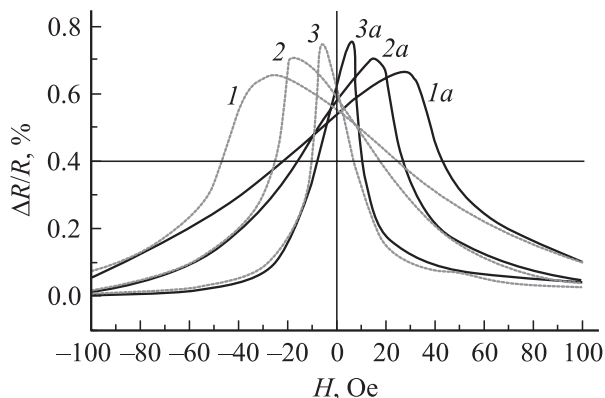


Рис. 4. Зависимость относительного изменения сопротивления пленки Ru от приложенного магнитного поля, направленного под прямым углом к электрическому току и под углом η к плоскости образца. Кривые 1 — $\eta = 90^\circ$, 2 — 80° , 3 — 70° измерены при возрастающем поле; кривые 1a — $\eta = 90^\circ$, 2a — 80° , 3a — 70° измерены при убывающем поле.

умолчанию“ предполагалось, что при перемагничивании пленок поворот векторов намагниченности происходит лишь в плоскости образца.

Зависимости $\Delta R/R$ от приложенного поля, измеренные при возрастании поля и при убывании, как видно из рис. 2 и 3, являются практически зеркальным отражением друг друга относительно прямой $H = 0$, откуда следует, что коэрцитивная сила при перемагничивании не зависит от того, возрастало или убывало поле при измерении кривых перемагничивания. Если коэрцитивные силы, определенные из этих разных кривых, будут различными, то это будет означать, что в образце имеется смещение намагниченности, вызываемое взаимодействием ферромагнитной пленки с антиферромагнитной [8], а кривые перемагничивания должны быть зеркальным отражением друг друга относительно прямой $H = H_B$, где H_B и будет мерой смещения намагниченности. Некоторое малое различие значений коэрцитивной силы, полученное из результатов, представленных на рис. 3, по-видимому, связано с погрешностями измерений, а не со смещением намагниченности. Существенная величина смещения намагниченности была измерена нами с использованием эффекта АМС в многослойных образцах FeMn–Ru–SiC–Ru, как уже сообщалось нами в [9]. На рис. 5 представлены результаты измерения АМС многослойной структуры FeMn (15 nm)–Ru (10 nm)–SiC (1.5 nm)–Ru (10 nm) на ситалловой подложке в зависимости от величины магнитного поля, направленного вдоль длинной оси образца. Из рисунка видно, что каждая кривая имеет по два узких минимума. Один минимум соответствует полю перемагничивания пленки Ru, не граничащей с антиферромагнитным слоем FeMn, а второй — полю второй пленки Ru, в которой имеется смещение поля перемагничивания из-за обменного взаимодействия со

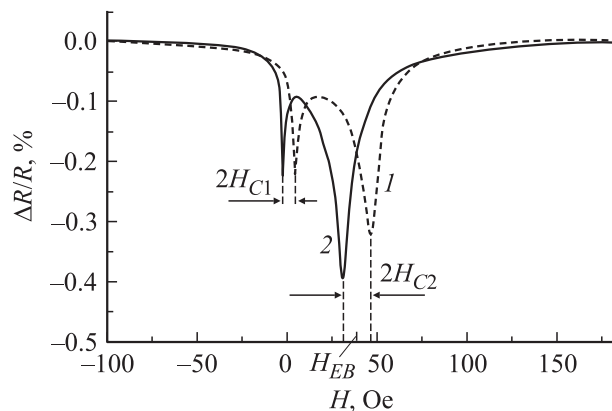


Рис. 5. Зависимость относительного изменения сопротивления многослойной структуры FeMn–Ru–SiC–Ru от приложенного магнитного поля, направленного вдоль длинной оси образца. 1 — измерения при возрастающем поле, 2 — при убывающем. H_{EB} и H_{C2} — величина обменного смещения и коэрцитивная сила для ферромагнитной пленки Ru, граничащей с антиферромагнитной пленкой FeMn, H_{C1} — коэрцитивная сила для пленки Ru не граничащей с пленкой FeMn.

слоем FeMn. Минимумы, измеренные при возрастающем и убывающем поле, оказываются смещенными относительно друг друга из-за коэрцитивности в магнитных пленках. Из этих кривых следует, что $H_{C1} = 4$, $H_{C2} = 7.5$, $H_{EB} = 39$ Oe. Тот факт, что $H_{C1} \neq H_{C2}$, по-видимому, связан с некоторым магнитостатическим взаимодействием „свободной“ пленки Ru и пленки Ru с антиферромагнитным закреплением. При небольшом отклонении угла φ от нуля ($< 20^\circ$) между направлением внешнего магнитного поля и длинной осью образца минимумы постепенно „сближаются“ и „смещаются“ в сторону нулевых магнитных полей. Дальнейшее увеличение угла φ приводит к более сложному виду кривых (кроме минимумов возникают и максимумы), и при $\varphi = 90^\circ$ локальные максимумы полностью сливаются, кривая имеет один максимум при $H = 0$ и длинные „крылья“, простирающиеся в обе стороны по оси абсцисс. Качественно наблюдаемые зависимости на рис. 5 можно объяснить аналогичным образом, как это сделано при объяснении экспериментальных кривых, представленных на рис. 2 для случая $\varphi = 0^\circ$. Измерения коэрцитивной силы и обменного смещения поля перемангнитивания в такой многослойной структуре, до формирования из них образцов в виде полосок, проводились также и индукционным методом [13] (к сожалению, он не позволяет измерить параметры магнитных пленок в виде полосок шириной менее $100 \mu\text{m}$). С учетом размагничивающего фактора формы образцов и закрепления зигзагообразных доменных границ на краях полосок получено удовлетворительное согласие результатов, измерения с использованием эффекта АМС ($H_{EB} = 39$ Oe) и стандартного индукционного метода ($H_{EB} = 42$ Oe).

Заключение

Таким образом, измерения анизотропного магнитосопротивления как функции внешнего магнитного поля, приложенного в различных направлениях в электропроводящих магнитных пленках наноразмерной толщины и многослойных структурах, содержащих такие пленки, позволяют определить ряд основных магнитных параметров: направление оси анизотропии, магнитного поля насыщения, коэрцитивной силы и обменного смещения поля перемангнитивания. Измерения могут быть произведены и для магнитных пленок, шириной менее $100 \mu\text{m}$, что трудно сделать стандартными методами даже с использованием специальной магнетометрической аппаратуры.

Предлагаемая методика продемонстрирована для пленок Ru наноразмерной толщины и нескольких многослойных структур, содержащих такие пленки и имеющих форму узких полосок шириной $100 \mu\text{m}$. Было обнаружено, что ось анизотропии в пленке Ru всегда повернута на 90° в структуре пленка FeMn–пленка Ru относительно оси анизотропии в пленке Ru без подслоя FeMn при всех прочих одинаковых условиях их изготовления.

Описанная методика измерения магнитных параметров может оказаться полезной как при изготовлении спин-туннельных переходов для контроля параметров магнитных пленок, так и для анализа параметров уже изготовленных переходов.

Авторы выражают благодарность С.И. Касаткину за любезно предоставленную структуру FeMn–Ru–SiC–Ru и результаты измерения ее параметров индукционным методом. Авторы благодарны П.Е. Зильберману и Э.М. Эпштейну за полезные обсуждения работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант офи-№ 04-02-08248.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. // Радиотехника. 2003. № 8. С. 31–35.
- [2] Tong Zhao, Kunliang Zhang, Hideo Fujiwara // JAP. 2002. Vol. 91. N 10. P. 6890–6892.
- [3] Franco V., Ramos-Martos J., Conde A. // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67. N 12. P. 4167–4170.
- [4] Fassbender J. // Spin dynamics in confined magnetic structures II // Ed. by B. Hillebrands, K. Ounadjela. Berlin: Springer, 2003.
- [5] Milelr B.H., Dan Dahlberg E. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69. N 25. P. 3932–3934.
- [6] Burholz K.-U., Mattheis R. // IEEE Trans. On Magnetics. 2002. Vol. 38. N 5. P. 2767–2769.
- [7] Чеботкевич Л.А., Воробьев Ю.Д., Самардак А.С. и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 5. С. 863–866.
- [8] Wang D., Nordman C., Daughton J.M. et al. // IEEE Trans. on Magnetics. 2004. Vol. 40. N 4. P. 2269–2271.

- [9] *Медведь А.В., Крышталь Р.Г., Крикунов А.И.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 20. С. 44–46. (Medved A., Kryshstal R., Krikunov A. et al. // Int. Conf. „Micro- and nanoelectronics 2005“. Moscow–Zvenigorod, Russia. 2005. P. P1-33).
- [10] *Shapiro A.* Two problems in spin-dependent transport in metallic magnetic multilayers. Ph.D. Thesis. Dept. of Physics. New York University, USA, 2004.
- [11] *Wang T.G., Pitford-Long A.K.* // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2004. Vol. 279. P. 82–90.
- [12] *Бонч-Бруевич В.А., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 677 с.
- [13] *Муравьев А.М., Касаткин С.И., Попадинец Ф.Ф.* // Заводская лаборатория. 2001. № 7. С. 23–26.