

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.621.2

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА СТРЕЙНТРОНИКИ ПРИ НАЛИЧИИ БИСТАБИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ

© 2024 г. Д. А. Жуков^{a, *}, О. П. Поляков^{b, c}, П. А. Поляков^b, С. И. Касаткин^c,
В. В. Амеличев^a, Д. В. Костюк^a

^aНПК “Технологический центр”, пл. Шокина, 1, стр. 7, Москва, Зеленоград, 124498 Россия

^bМГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

^cИнститут проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Профсоюзная ул., 65, Москва, 117997 Россия

*e-mail: D.Zhukov@tcen.ru

Поступила в редакцию 24.04.2024 г.

После доработки 12.07.2024 г.

Принята к публикации 14.07.2024 г.

Представлены результаты исследования зависимости магнитосопротивления элемента магнитной стрейнтроники, состоящего из многослойной пленочной наноструктуры – слоев Ta (5 нм) / FeNiCo (20 нм) / CoFe (10 нм) / Ta (5 нм), последовательно напыленных на кремневую подложку, от величины напряженности внешнего перемангничивающего магнитного поля и деформации сжатия. Установлено, что экспериментальное значение максимального изменения магнитосопротивления наноструктуры при перемангничивании слоев меньше теоретического значения, из-за случайного характера ориентационного фазового перехода бистабильной магнитной системы вблизи критического значения внешнего магнитного поля. Разработан вариационный метод теоретической аппроксимации зависимостей магнитосопротивления, позволяющий по экспериментальным данным определять неизвестные параметры магнитных нанослоев, например, поле анизотропии H_{an} и магнитострикции H_o . Показано количественное совпадение развитой теории с экспериментальными результатами.

Ключевые слова: магнитная стрейнтроника, теория микромагнетизма, анизотропный магниторезистивный эффект, магниторезистивная наноструктура

DOI: 10.31857/S0015323024100044, **EDN:** JFKPTX

ВВЕДЕНИЕ

Магнитная стрейнтроника является одним из перспективных направлений микро- и наноэлектроники [1–3]. Влияния механического напряжения на магнитные и электрические свойства различных систем активно исследуется в настоящее время [4–7]. Так, в работах [5, 8] исследованы магниторезистивные свойства пленок спиновых клапанов при различной степени механической деформации образца. В работе [9] обнаружено возникновение новых метастабильных магнитных состояний при деформации наночастиц.

Кроме традиционных устройств спинтроники, в которых магнитные нанослои напылены на кремневую подложку, ведутся интенсивные разработки гибких устройств спинтроники на полимерной подложке [10–13].

Влияние деформации на анизотропный магниторезистивный (АМР) эффект [14] и гигантский магниторезистивный (ГМР) эффект [8, 15] в магнитных слоях наноэлементов обусловлено возникновением магнитоупругой энергии, которая может приводить к эффективному увеличению, уменьшению или изменению направления эффективной одноосной анизотропии магнитострикционного магнитного нанослоя [8, 16]. В случае однородного квазиравновесного перемангничивания магнитных слоев можно получить относительно простые уравнения для изменения ориентации вектора намагниченности этого слоя от величины внешнего магнитного поля и рассчитать АМР- или ГМР-эффекты. Качественно интерпретация экспериментальных результатов на основе указанных теоретических представлений часто бывает весьма раз-

умной, например [5, 8]. Однако количественное совпадение экспериментальных данных с соответствующими теоретическими данными редко имеет хорошее совпадение [17]. Обычно это расхождение объясняется нарушением однородного процесса перемагничивания магнитного нанослоя, перемагничиванием посредством движения доменных границ или частично посредством доменных границ и однородного перемагничивания [8, 18]. Кроме этого, на количественное совпадение теории и эксперимента влияют ошибки измерения и погрешность определения параметров магнитного образца.

В данной работе исследовано перемагничивание магнитного нанослоя FeNiCo и связанного с ним магнитострикционного слоя CoFe при различных деформациях сжатия под воздействием внешнего магнитного поля под углом 45 градусов по отношению к оси одноосной анизотропии, при этом магнитоупругий вклад слоя FeNiCo считается пренебрежимо малым по сравнению с CoFe. При такой конфигурации магнитного поля и оси одноосной анизотропии образец должен перемагничиваться достаточно однородно, за исключением области бистабильного состояния ориентации вектора намагниченности при значениях внешнего магнитного поля меньше критического значения, равного половине поля одноосной анизотропии. С учетом этой особенности в данной работе была разработана теория, которая количественно согласуется с результатами экспериментальных измерений магнитосопротивления при механической деформации сжатия в плоскости образца.

ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе получена экспериментальная зависимость магнитосопротивления элемента магнитной стрейнтроники, состоящего из нанослоев Ta (5 нм) / Fe₁₆Ni₆₄Co₂₀ (20 нм) / Co₅₀Fe₅₀ (10 нм) / Ta (5 нм), последовательно напыленных на кремневую подложку, от величины напряженности внешнего перемагничивающего магнитного поля и деформации сжатия. Элемент стрейнтроники имел форму прямоугольной пластины размером 3.8×19.8×0.46 мм³. Слой CoFe обладает повышенной магнитострикцией [19, 20] по сравнению с FeNiCo-слоем, который разрабатывали с учетом требования минимальной величины магнитострикции и максимальной величины магниторезистивного эффекта для АМР-преобразователей магнитного поля [21, 22]. При деформации CoFe может возникать магнитоупругая энергия, сравнимая с энергией наведенной одноосной анизотропии. Плотность

магнитоупругой энергии для изотропного вещества определяется выражением [23]:

$$w_{\sigma} = \pm \frac{3}{2} \sigma \lambda \sin^2 \varphi, \quad (1)$$

где σ — приложенное механическое напряжение, λ — магнитострикционная константа, знак плюс соответствует деформации растяжения, минус — деформации сжатия. Вектор намагниченности магнитострикционного слоя $\mathbf{M}_1$ связан обменным взаимодействием с намагниченностью $\mathbf{M}_2$ магниторезистивного слоя FeNiCo, обладающего АМР-эффектом [24]:

$$R = R_{\perp} \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \cos^2 \varphi \right), \quad (2)$$

где φ — угол между векторами плотности тока $\mathbf{J}$ и вектором намагниченности $\mathbf{M}_2$ в полоске, $R_{\perp}$ — сопротивление полоски в направлении, перпендикулярном вектору $\mathbf{J}$, $\Delta \rho / \rho$ — коэффициент АМР-эффекта.

Экспериментальные исследования элемента стрейнтроники проводили на разработанной нами ранее и описанной в публикации [25] экспериментальной установке, которая имеет в своей конструкции устройство для создания контролируемых механических деформаций образца. Таким образом, элемент подвергали механической деформации различной величины и воздействию внешнего магнитного поля напряженностью H_0 , источником которого являлась пара магнитных катушек Гельмгольца, и проводили измерение магнитосопротивления в зависимости от поля H_0 .

Установлено, что экспериментальная зависимость магнитосопротивления отличается от теоретической в области критического значения внешнего поля, при котором происходит резкая переориентация вектора намагниченности магнитных слоев из одного стабильного состояния в другое (ориентационный фазовый переход). С учетом этого разработан вариационный метод теоретической аппроксимации экспериментальных данных.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Описание теории процесса квазистационарного перемагничивания магнитных слоев элемента стрейнтроники основано на модели когерентного однородного синхронного вращения векторов намагниченности магнитных слоев $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ под действием напряженности внешнего магнитного поля H_0 [26]. На рис. 1 показаны направления декартовых осей координат X и

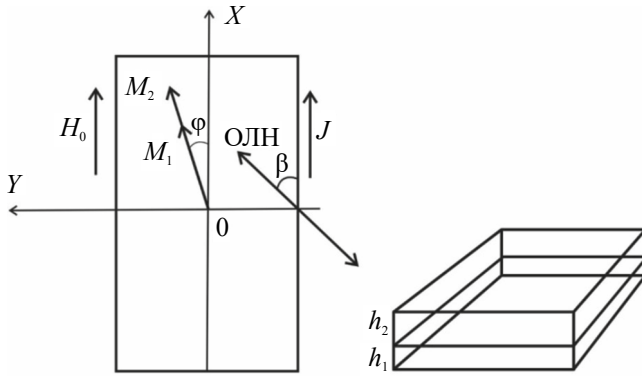


Рис. 1. Схематическое изображение магнитных слоев и их физических параметров: ориентация векторов M_1 , M_2 , H_0 , J и ОЛН.

У относительно сторон элемента стрейнтроники прямоугольной формы. Ось легкого намагничивания (ОЛН), т. е. ось наведенной одноосной магнитной анизотропии, направлена под углом $\beta = \pi / 4$ относительно оси X . Угол φ — это угол между осью X и направлением векторов намагниченности M_1 и M_2 в равновесном состоянии во внешнем магнитном поле H_0 , действующем вдоль оси X (рис. 1). Толщины магнитоэстро-кционного CoFe и магниторезистивного слоев FeNiCo равны h_1 и h_2 .

При приложении контролируемого механического воздействия в образце возникает деформация сжатия, которая приводит к возникновению в магнитоэстро-кционном слое (слой 1) магнитоупругой энергии (1). Тогда суммарная объемная плотность магнитной энергии первого слоя примет вид:

$$w_1 = K_1 \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{3}{2} \sigma \lambda_1 \sin^2 \varphi - H_x M_1 \cos \varphi, \quad (3)$$

где K_1 — константа одноосной анизотропии слоя, λ_1 — константа магнитоэстро-кции первого слоя CoFe, H_x — проекция вектора напряженности на ось X . В рассматриваемом случае $H_x = +H_0$, если вектор напряженности внешнего магнитного поля H направлен вдоль оси X , и $H_x = -H_0$, если вектор напряженности H направлен против оси X .

Плотность магнитной энергии АМР слоя (слой 2) равна:

$$w_2 = K_2 \sin^2 \varphi - H_x M_2 \cos \varphi, \quad (4)$$

где K_2 — константа одноосной анизотропии второго магнитного слоя.

Для усредненной по толщине слоев объемной плотности двух магнитных слоев находим:

$$w = t_1 w_1 + t_2 w_2, \quad (5)$$

где

$$t_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_2}, \quad t_2 = \frac{h_2}{h_1 + h_2}. \quad (6)$$

Подставляя выражения (3) и (4) в (5), получим:

$$w = K \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{3}{2} \sigma \lambda \sin^2 \varphi - H_x M \cos \varphi, \quad (7)$$

где K — средняя по толщине константа анизотропии:

$$K = t_1 K_1 + t_2 K_2, \quad (8)$$

M — средняя по толщине величина вектора намагниченности:

$$M = t_1 M_1 + t_2 M_2, \quad (9)$$

λ — средняя по толщине константа магнитоэстро-кции:

$$\lambda = \lambda_1 t_1. \quad (10)$$

Введем обозначения напряженности эквивалентных полей анизотропии H_{an} и магнитоэстро-кции H_σ по формулам:

$$H_{an} = 2 \frac{t_1 K_1 + t_2 K_2}{M_{ef}}, \quad (11)$$

$$H_\sigma = 2 t_1 \frac{3}{2 M_{ef}} \sigma \lambda_1. \quad (12)$$

Тогда выражение для объемной плотности магнитной энергии можно представить в виде:

$$w = M \left[\frac{H_{an}}{2} \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{H_\sigma}{2} \sin^2 \varphi - H_x \cos \varphi \right]. \quad (13)$$

Используя элементарные тригонометрические соотношения и значение $\beta = \pi / 4$, получим:

$$\sin^2(\varphi - \beta) = \frac{1 - \cos 2(\varphi - \beta)}{2} = \frac{1 - \sin 2\varphi}{2}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (13) и вынося константу H_{an} за скобки, получим выражение для плотности магнитной энергии:

$$w = M \cdot H_{an} \left[\frac{1 - \sin 2\varphi}{4} - \frac{h_\sigma}{2} \sin^2 \varphi - h_x \cos \varphi \right], \quad (15)$$

где введены безразмерные величины:

$$h_\sigma = \frac{H_\sigma}{H_{an}}, \quad (16)$$

$$h_x = \frac{H_x}{H_{an}}. \quad (17)$$

Равновесное значение угла ориентации φ вектора намагниченности (9) определяется минимумом плотности магнитной энергии (15), т. е. решением уравнения:

$$\frac{\partial w}{\partial \varphi} = M \cdot H_{\text{an}} \left[-\frac{\cos 2\varphi}{2} + h_x \sin \varphi - h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi \right] = 0. \quad (18)$$

Учитывая соотношение:

$$\cos 2\varphi = 1 - 2\sin^2 \varphi, \quad (19)$$

уравнение (18) можно представить в виде:

$$-\frac{1}{2} + \sin^2 \varphi + h_x \sin \varphi - h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi = 0. \quad (20)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

1. Теоретическая зависимость магнитосопротивления от изменения безразмерной напряженности внешнего магнитного поля h_x в отсутствие механического напряжения.

Относительная величина магнитосопротивления полоски FeNiCo, согласно соотношению, (2) пропорциональна $\cos^2 \varphi$:

$$\frac{\Delta R}{\Delta R_{\text{max}}} = \frac{R - R_\perp}{R_\perp \Delta \rho / \rho} = \cos^2 \varphi = 1 - \sin^2 \varphi. \quad (21)$$

Рассмотрим сначала зависимость относительного магнитосопротивления (21), т. е. $\cos^2 \varphi$, от величины проекции безразмерного поля h_x в отсутствие напряжения сжатия, когда $h_\sigma = 0$. В этом случае уравнение (20) относительно $\sin \varphi$ преобразуется в квадратное алгебраическое уравнение, которое имеет два решения:

$$\sin \varphi = -\frac{h_x}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{h_x}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Из полученного решения (22) следует, что при

$$-\frac{1}{2} \leq h_x \leq \frac{1}{2} \quad (23)$$

имеются две устойчивые ориентации вектора намагниченности $\mathbf{M}$ относительно ОЛН. А вне интервала (23) возможна только одна устойчивая равновесная ориентация вектора намагниченности.

На рис. 2 представлены графики зависимости $\cos^2 \varphi$ для устойчивых равновесных ориентаций вектора намагниченности $\mathbf{M}$ от безразмерной проекции напряженности внешнего магнитного поля h_x .

Из полученных теоретических результатов следует, что при перемагничивании ферромаг-

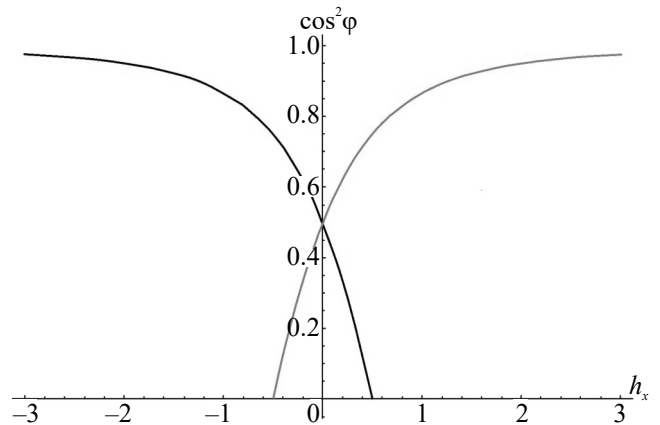


Рис. 2. Зависимость $\cos^2 \varphi$ для устойчивых равновесных ориентаций вектора намагниченности $\mathbf{M}$ от безразмерной проекции напряженности внешнего магнитного поля h_x .

нитного слоя внешним магнитным полем, изменяющимся вдоль оси X и составляющим с ОЛН угол $\beta = \pi / 4$, как показано на рис. 1, происходит изменение равновесной ориентации вектора намагниченности $\mathbf{M}$. Зависимость квадрата косинуса угла φ между вектором намагниченности $\mathbf{M}$ и осью X от величины h_x вне области (23) является однозначной, а внутри области (23) двухзначной, т. е. возможны две устойчивые ориентации вектора $\mathbf{M}$. Для перехода из одного устойчивого состояния в другое требуется преодоление потенциального барьера, величина которого, для решения с меньшей величиной $\cos^2 \varphi$, уменьшается при приближении параметра h_x к значениям:

$$h_x = \pm \frac{1}{2}. \quad (24)$$

При достижении критической точки (24) это состояние намагниченности становится неустойчивым и спонтанно переходит к другой устойчивой ориентации вектора намагниченности $\mathbf{M}$. В реальности, при наличии тепловых флуктуаций и других случайных воздействий переход из одного состояния в другое может происходить и при меньших значениях параметра h_x , когда

$$|h_x| < \frac{1}{2}. \quad (25)$$

Отметим, что, согласно введенному обозначению (17), критическое состояние (24) достигается при значении внешнего поля, равном половине поля анизотропии:

$$H_x = \pm \frac{H_{\text{an}}}{2}. \quad (26)$$

Следовательно, определение критического значения поля H_x , при котором $\cos^2 \varphi$ достигает

минимального значения (в идеале $\cos^2\varphi = 0$), позволит определить константу поля анизотропии H_{an} . В реальности, в силу сделанного выше замечания, спонтанное изменение ориентации состояния намагниченности может произойти при H_x , меньших значений (26) и $\cos^2\varphi > 0$. Поэтому таким способом можно сделать только приближенную оценку величины H_{an} .

2. Сравнение теоретических и экспериментальных данных зависимости относительного магнитосопротивления от величины напряженности внешнего магнитного поля в отсутствие механической деформации.

Исследована зависимость магнитосопротивления от напряженности внешнего магнитного поля H_x в отсутствие напряжения деформации при прохождении электрического тока под углом $\beta = \pi/4$ к ОЛН. На рис. 3 представлены экспериментальные результаты измерения относительного изменения магнитосопротивления элемента при изменении напряженности магнитного поля H_x вдоль оси X в прямом и обратном направлении от 250 Э до –250 Э.

Из графика видно, что экспериментальные точки при прямом и обратном направлении изменения магнитного поля частично совпадают, хотя при больших значениях полей имеется небольшое отличие. Отметим также, что при больших полях замечен небольшой разброс экспериментальных значений, обусловленный погрешностью измерения экспериментальной установки.

Относительное изменение магнитосопротивления определяли по формуле:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H_x) - R(0)}{R(0)}, \quad (27)$$

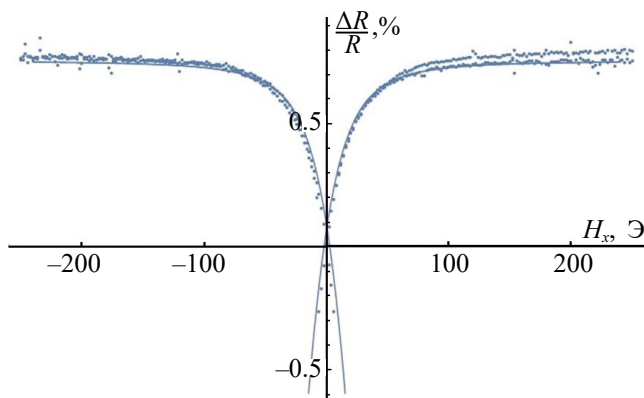


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости относительного магнитосопротивления в отсутствие напряжения деформации от напряженности магнитного поля.

где в соответствии с формулой (2) для АМР-эффекта:

$$R(H_x) = R_{\perp} \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \cos^2\varphi \right). \quad (28)$$

Согласно формуле (28), соотношение (27) определяется выражением (с точностью до членов $\sim (\Delta\rho/\rho)^2$):

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta\rho}{\rho} \cos^2\varphi - \frac{\Delta\rho}{2\rho}. \quad (29)$$

Однако экспериментальное значение относительного магнитосопротивления может отличаться от идеальной теоретической формулы (29), так как $\cos^2\varphi$ может не достигнуть своего минимального значения, равного нулю при $H_x = \pm H_{an}$, из-за перехода состояния намагниченности в более устойчивое состояние при меньших значениях H_x , на что указывали в подпункте 1. Кроме этого сопротивление $R(0)$ в отсутствие магнитного поля может отличаться от идеального, когда вектор намагниченности во всех областях образца направлен вдоль ОЛН, так как в образце могут возникнуть магнитные неоднородности (домены) и, следовательно, $R(0)$ изменится и график на рис. 3 сместится вдоль оси ординат. Кроме того, при измерении возможен нагрев образца и, следовательно, увеличение сопротивления, что также может привести к эффективному изменению магниторезистивной константы $\Delta\rho/\rho$. Поэтому экспериментальное значение относительного изменения магнитосопротивления следует аппроксимировать эмпирической формулой:

$$\frac{\Delta R}{R} = a \cos^2\varphi - b, \quad (30)$$

где константы a и b определяются из полученных экспериментальных значений.

Заменяя в (30) $\cos^2\varphi$ согласно рассмотренной в подпункте 1 теории (формулы (21), (22) и обозначения (17)), получим зависимость магнитосопротивления от внешнего магнитного поля:

$$\frac{\Delta R}{R} = F\left(a, b, \frac{H_x}{H_{an}}\right), \quad (31)$$

где

$$F\left(a, b, \frac{H_x}{H_{an}}\right) = a \left[1 - \left(-\frac{H_x}{2H_{an}} \pm \sqrt{\left(\frac{H_x}{2H_{an}} \right)^2 + \frac{1}{2}} \right)^2 \right] - b. \quad (32)$$

Для определения неизвестных параметров a , b , H_{an} воспользуемся условием наилучшего квадратичного приближения теоретической формулы (32) с экспериментальными значениями, представленными на рис. 3. Для этого выберем экспериментальные точки в диапазоне $0 \leq H_x \leq 250$ Э и найдем значения a , b , H_{an} , минимизирующие квадратичный функционал:

$$\sum_{i=1}^{250} \left(\frac{\Delta R}{R}(H_{xi}) - F\left(a, b, \frac{H_{xi}}{H_{an}}\right) \right)^2 = \min. \quad (33)$$

Согласно экспериментальным значениям для

$$\frac{\Delta R}{R}(H_{xi}), \quad (34)$$

представленным на рис. 3, минимум этого функционала достигается при:

$$a = 1.3535; b = 0.5943; H_{an} = 29.9 \text{ Э}. \quad (35)$$

На рис. 3 для данных значений параметров в соответствии с формулами (31) и (32) построена теоретическая зависимость (сплошная линия). Показано совпадение теоретической кривой и экспериментальных значений. Отметим также, что наименьшее экспериментальное значение магнитосопротивления достигается при напряженности магнитного поля порядка 6 Э, что в 2.5 раза меньше теоретического значения $\frac{H_{an}}{2} = 15$ Э. Это указывает на то, что инверсия магнитного состояния (ориентационный фазовый переход) происходит в полях в два раза выше критического значения (26).

3. Теоретическая зависимость магнитосопротивления от изменения безразмерной напряженности внешнего магнитного поля h_x при наличии механического напряжения h_σ .

Далее исследовано влияние механического напряжения на магнитосопротивление изучаемого элемента, определяемое безразмерным параметром h_σ . В рамках развиваемой теории относительное магнитосопротивление (21) пропорционально $1 - \sin^2\varphi$. Зависимость $\sin\varphi$ от безразмерных параметров h_x и h_σ определяется уравнением (20). Данное уравнение относительно $\sin\varphi$ можно представить в виде полинома четвертой степени:

$$\begin{aligned} \sin^4\varphi + 2\frac{h_x}{1+h_\sigma^2}\sin^3\varphi + \frac{h_x^2-1-h_\sigma^2}{1+h_\sigma^2}\sin^2\varphi - \\ - \frac{h_x}{1+h_\sigma^2}\sin\varphi + \frac{1}{4(1+h_\sigma^2)} = 0. \end{aligned} \quad (36)$$

Это уравнение имеет четыре аналитических решения:

$$\sin\varphi_1 = f_1(h_x, h_\sigma), \sin\varphi_2 = f_2(h_x, h_\sigma),$$

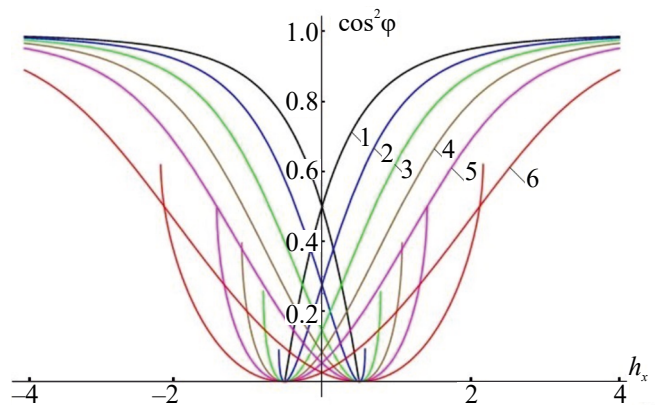


Рис. 4. Теоретическая зависимость $\cos^2\varphi$ от безразмерной напряженности магнитного поля h_x при различных значениях безразмерного параметра напряжения сжатия h_σ .

$$\sin\varphi_3 = f_3(h_x, h_\sigma), \sin\varphi_4 = f_4(h_x, h_\sigma). \quad (37)$$

Функции $f_1(h_x, h_\sigma)$ и $f_4(h_x, h_\sigma)$ соответствуют минимуму магнитной энергии (15), а два других решения – максимуму.

На рис. 4 представлены теоретические зависимости $\cos^2\varphi$, пропорциональные согласно (29) относительному магнитосопротивлению $\Delta R / R$, от безразмерной напряженности магнитного поля h_x при различных значениях безразмерного параметра напряжения сжатия h_σ . Цветные кривые (1–6) соответствуют зависимости при различных значениях параметра относительного напряжения h_σ : (1) черный цвет – $h_\sigma = 0$; (2) синий цвет – $h_\sigma = 0.5$; (3) зеленый цвет – $h_\sigma = 1.0$; (4) коричневый цвет – $h_\sigma = 1.5$; (5) малиновый цвет – $h_\sigma = 2.0$; (6) красный цвет – $h_\sigma = 3.0$. Из полученных решений следует, что напряжение сжатия изменяет зависимость $\cos^2\varphi$ и, следовательно, магнитосопротивление $\Delta R / R$ от напряженности внешнего магнитного поля h_x , делая эту зависимость более пологой с увеличением параметра h_σ . Кроме этого, критическое значение параметра h_x , при котором происходит спонтанное изменение ориентации вектора намагниченности $\mathbf{M}$, увеличивается и становится больше 1/2. Однако минимальное значения магнитосопротивления, когда $\cos^2\varphi = 0$, достигается при том же значении, что и при отсутствии напряжения $h_\sigma = 0$ при $h_x = 1/2$. При больших напряжениях $h_\sigma > 1$, когда $H_\sigma > H_{an}$, зависимость магнитосопротивления от h_x качественно похожа на параболическую с вершинами в точках $h_x = \pm 1/2$.

4. Сравнение теоретических и экспериментальных данных зависимости относительного магнитосопротивления от величины напряженности внешнего магнитного поля при наличии напряжения деформации H_σ .

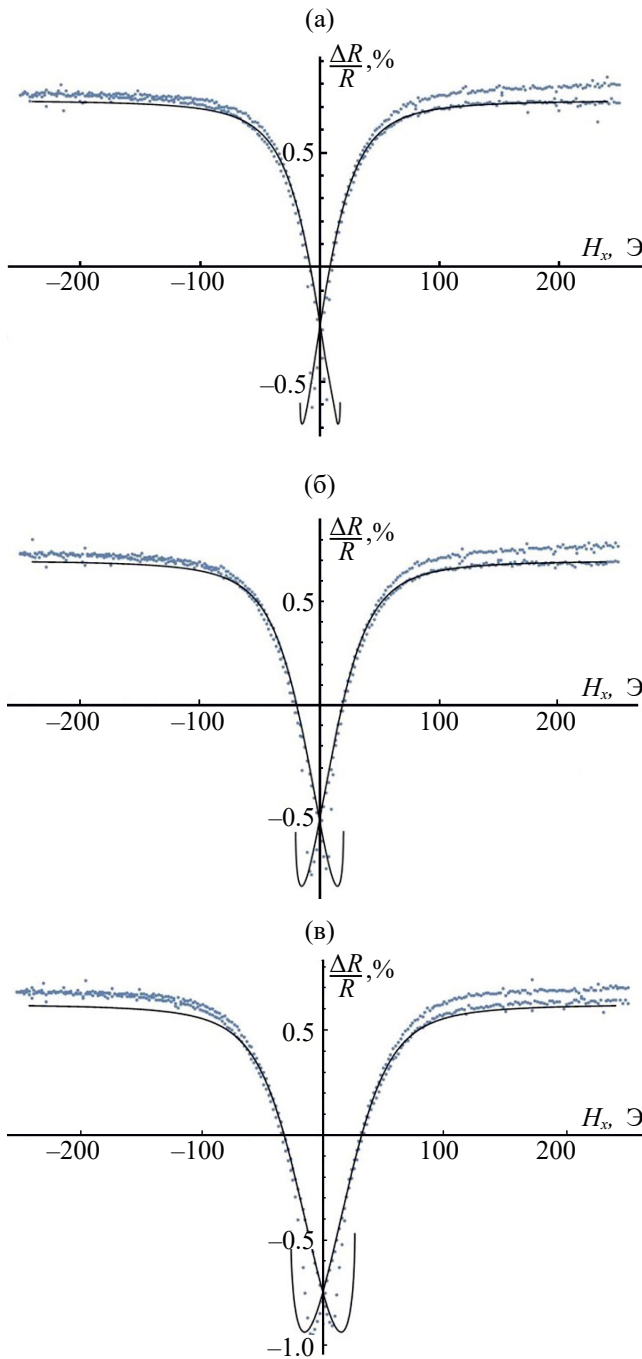


Рис. 5. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости относительного магнитосопротивления от напряженности магнитного поля: (а) для механического напряжения сжатия $\sigma = 30$ МПа; (б) для механического напряжения сжатия $\sigma = 65$ МПа; (в) для механического напряжения сжатия $\sigma = 100$ МПа.

Проведено исследование зависимости магнитосопротивления от напряженности внешнего магнитного поля H_x в случае прохождения электрического тока под углом $\beta = \pi/4$ к ОЛН и при наличии напряжения деформации H_σ . На основе исследований, сформулированных в подпункте 2,

для аппроксимации экспериментальной зависимости магнитосопротивления от напряженности магнитного поля H_x использованы следующие теоретические функции:

$$F_1\left(a, b, \frac{H_x}{H_{an}}, h_\sigma\right) = a \left[1 - \left(f_1\left(\frac{H_x}{H_{an}}, h_\sigma\right) \right)^2 \right] - b, \quad (38)$$

$$F_4\left(a, b, \frac{H_x}{H_{an}}, h_\sigma\right) = a \left[1 - \left(f_4\left(\frac{H_x}{H_{an}}, h_\sigma\right) \right)^2 \right] - b. \quad (39)$$

Константа эффективного поля одноосной анизотропии считается независящей от механического напряжения и равна $H_{an} = 30$ Э, найденному по результатам экспериментальных исследований в отсутствие механического напряжения (35).

Для определения неизвестных параметров a , b , h_σ воспользуемся условием наилучшего квадратичного приближения теоретических формул (38) и (39) с экспериментальными значениями. Для этого выберем экспериментальные точки относительного магнитосопротивления

$$\frac{\Delta R}{R}(H_{xi}, h_\sigma) \quad (40)$$

в диапазоне $0 \leq H_x \leq 250$ Э и найдем значения a , b , h_σ , минимизирующие квадратичный функционал:

$$\sum_{i=1}^{250} \left(\frac{\Delta R}{R}(H_{xi}, h_\sigma) - F_4\left(a, b, \frac{H_x}{H_{an}}, h_\sigma\right) \right)^2 = \min. \quad (41)$$

В итоге, при напряжении сжатия $\sigma = 30$ МПа находим значения параметров:

$$a = 1.416; b = 0.685; h_\sigma = 0.420. \quad (42)$$

Теоретическая кривая, построенная по функциям (38), (39) с параметрами (42), представлена на рис. 5а.

При напряжении сжатия $\sigma = 65$ МПа получим значения параметров:

$$a = 1.558; b = 0.865; h_\sigma = 0.737. \quad (43)$$

Соответствующая теоретическая кривая, построенная по функциям (38), (39) с параметрами (43), представлена на рис. 5б.

При напряжении сжатия $\sigma = 100$ МПа значения параметров:

$$a = 1.582; b = 0.937; h_\sigma = 1.157. \quad (44)$$

Соответствующая теоретическая кривая, построенная по функциям (38), (39) с параметрами (44), представлена на рис. 5в.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретическая модель изменения магнитосопротивления элемента магнитной стрейнтроники со структурой Ta (5 нм) / FeNiCo (20 нм) / CoFe (10 нм) / Ta (5 нм), разработанная с учетом наличия бистабильной области перемагничивания, количественно согласуется с экспериментальными результатами. Стандартная теоретическая модель однородного перемагничивания без учета области бистабильного состояния дает завышенные значения изменения магнитосопротивления. В данной работе установлено, что это обусловлено случайным характером ориентационного фазового перехода бистабильной системы вблизи критического значения напряженности внешнего магнитного поля $H_x = \pm \frac{H_{an}}{2}$.

При условии однородного механизма перемагничивания магнитного нанослоя образца, показана возможность определения полей анизотропии H_{an} и магнитострикции H_σ , аппроксимируя разработанным в этой статье способом экспериментальные зависимости магнитосопротивления наноструктуры.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miao F., Liang S.-J., Cheng B. Straintronics with van der Waals materials // NPJ Quantum Materials. 2021. V. 6. P. 59.
2. Антонова И.В. Стрейнтроника двумерных неорганических материалов для электронных и оптических приложений // УФН. 2022. Т. 192. № 6. С. 609–641.
3. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника – новое направление микро- и нанoeлектроники и науки о материалах // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288–1330.
4. Pan L., Xie Y., Yang H., Li M., Bao X., Shang J., Li R.-W. Flexible Magnetic Sensors // Sensors. 2023. V. 23. P. 4083.
5. Наумова Л.И., Захаров А.А., Миляев М.А., Бебенкин Н.Г., Заворницын Р.С., Максимова И.К., Проглядо В.В., Устинов В.В. Магнитоупругие свойства спиновых клапанов, содержащих слои CoFe/Dy // ФММ. 2023. Т. 124. № 3. С. 264–274.
6. Mata E.S.O., Bermúdez G.S.C., Ha M., Kosub T., Zabala Y., Fassbender J., Makarov D. Printable anisotropic magnetoresistance sensors for highly compliant electronics // Appl. Phys. 2021. V. 127. P. 280.
7. Bermúdez G.S.C., Karanushenko D.D., Karanushenko D., Lebanov A., Bischoff L., Kaltenbrunner M., Fassbender J., Schmidt O.G., Makarov D. Magnetosensitive e-skins with directional perception for augmented reality // Sci. Adv. 2018. V. 4. № eaao2623.
8. Наумова Л.И., Чернышова Т.А., Заворницын Р.С., Миляев М.А., Максимова И.К., Проглядо В.В., Захаров А.А., Устинов В.В. Гибкие спиновые клапаны: межслойное взаимодействие и деформационная чувствительность // ФММ. 2021. Т. 122. № 11. С. 1149–1157.
9. Горев Р.В., Удалов О.Г. Микромагнитное моделирование магнитоупругого эффекта в субмикронных структурах // ФТТ. 2019. Т. 61. № 9. С. 1614–1622.
10. Bermúdez G.S.C., Makarov D. Magnetosensitive E-Skins for Interactive Devices // Adv. Funct. Mater. 2021. V. 31. P. 2007788.
11. Rivkin B., Becker C., Akbar F., Ravishankar R., Karanushenko D.D., Naumann R., Mirhajivarzaneh A., Medina-Sánchez M., Karanushenko D., Schmidt O.G. Shape-Controlled Flexible Microelectronics Facilitated by Integrated Sensors and Conductive Polymer Actuators // Adv. Intell. Syst. 2021. V. 3. P. 2000238.
12. Ha M., Bermúdez G.S.C., Kosub T., Mönch I., Zabala Y., Mata E.S.O., Illing R., Wang Y., Fassbender J., Makarov D. Printable and Stretchable Giant Magnetoresistive Sensors for Highly Compliant and Skin-Conformal Electronics // Adv. Mater. 2021. V. 33. P. 2005521.
13. Bedoya-Pinto A., Donolato M., Gobbi M., Hueso L.E., Vavassori P. Flexible spintronic devices on Kapton // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 062412.
14. Zhukov D., Amelichev V., Kasatkin S., Kostyuk D. Investigation of multilayer nanostructures of magnetic straintronics based on the anisotropic magnetoresistive effect // Sensors. 2021. № 21. P. 5785.
15. Жуков Д.А., Крикунов А.И., Амеличев В.В., Костюк Д.В., Касаткин С.И. Магнитострикционные наноструктуры с гигантским магниторезистивным эффектом для устройств магнитной стрейнтроники // Изв. РАН. Сер. физическая. 2020. Т. 84. № 5. С. 730–732.
16. Tavassolizadeh A., Rott K., Meier T., Quandt E., Holscher H., Reiss G., Meyners D. Tunnel magnetoresistance sensors with magnetostriuctive electrodes: Strain sensors // Sensors. 2016. № 16. P. 1902.
17. Амеличев В.В., Васильев Д.В., Поляков П.А., Костюк Д.В., Беляков П.А., Касаткин С.И., Поляков О.П., Казаков Ю.В. Влияние формы спин-туннельного элемента на зависимость его магнитосопротивления // ФММ. 2023. Т. 124. № 5. С. 1–6.
18. King J.P., Chapman J.N., Kools J.C.S., Gillies M.F. On the free layer reversal mechanism of FeMn-biased spin-valves with parallel anisotropy // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1087–1096.
19. Hunter D., Osborn W., Wang K., Kazantseva N., Hatrick-Simpers J., Suchoski R., Takahashi R., Young M.L., Mehta A., Bendersky L.A., Lofland S.E., Wuttig M., Takeuchi I. Giant magnetostriiction in annealed $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x$ thin-films // Nat. Comm. 2011. V. 2. P. 518.
20. Nakamura T., Takeuchi T., Yuito I., Kato K., Saito M., Abe K., Sasaki T., Sekiguchi T., Yamaura S.-I. Effect

- of annealing on magnetostrictive properties of Fe–Co alloy thin films // *Mater. Trans.* 2014. V. 55. № 3. P. 556–560.
21. Касаткин С.И., Муравьев А.М., Плотникова Н.В., Амеличев В.В., Галушков А.И., Гамарц И.А., Лопатин В.В., Сауров А.Н. Анизотропные магниторезистивные датчики магнитного поля и тока // *Автоматика и телемеханика*. 2009. № 6. С. 141–152.
 22. Jogschies L., Klaas D., Kruppe R., Rittinger J., Taptimthong P., Wienecke A., Rissing L., Wurz M.C. Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications // *Sensors*. 2015. V. 15. P. 28665–28689.
 23. Lohndorf M., Duenas T., Tewes M., Quandt E., Ruhrig M., Wecker J. Highly sensitive strain sensors based on magnetic tunneling junctions // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. № 2. P. 313–315.
 24. McGuire T.R., Potter R.I. Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys // *IEEE Transactions on magnetics*. 1975. V. 11. № 4. P. 1018–1038.
 25. Жуков Д.А., Амеличев В.В., Россуканый Н.М., Руквишиников А.И., Костюк Д.В. Контрольно-измерительный стенд исследования магниторезистивных наноструктур с магнитострикционным эффектом // *Датчики и системы*. 2023. Т. 267. № 2. С. 20–24.
 26. Labrune M., Kools J.C.S., Thiaville A. Magnetization rotation in spin-valve multilayers // *Journal of Magn. Mater.* 1997. V. 171. P. 1–15.

FEATURES OF MAGNETORESISTANCE OF A STRAINTRONICS ELEMENT IN THE PRESENCE OF BISTABLE MAGNETIC STATES

D. A. Zhukov^{1,*}, O. P. Polyakov^{2,3}, P. A. Polyakov², S. I. Kasatkin³,
V. V. Amelichev¹, and D. V. Kostyuk¹

¹Scientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, Zelenograd, 124498 Russia

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

³Trapeznikov Institute of Control Sciences, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

*e-mail: D.Zhukov@tcen.ru

The paper presents the findings of a study investigating the dependence of the magnetoresistance of a magnetic straintronics element comprising a multilayer film nanostructure of Ta (5 nm)/FeNiCo (20 nm)/CoFe (10 nm)/Ta (5 nm) layers, successively sputtered on a silicon substrate, on the strength of the external remagnetization magnetic field and compression stress. It has been established that the experimental value of the maximum change in the magnetoresistance of the nano-structure at remagnetization of layers is less than the theoretical value. This discrepancy can be attributed to the random character of the orientational phase transition of the bistable magnetic system in proximity of the critical value of the external magnetic field. A variational method of theoretical approximation of magnetoresistance dependences has been developed, which enables determining unknown parameters of magnetic nanolayers from experimental data, for example, the H_{an} anisotropy field and H_σ magnetostriction field. The developed theory is shown to be in quantitative agreement with experimental results.

Keywords: magnetic straintronics, theory of micromagnetism, anisotropic magnetoresistive effect, magnetoresistive nanostructure