

МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК FeNi/Bi/FeNi

К. Г. Патрин^{a,b}, С. А. Яриков^a, Г. С. Патрин^{a*}, В. Ю. Яковчук^b, А. И. Лямкин^a

^a Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия

^b Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КИЦ Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 18 октября 2016 г.

Представлены результаты исследований межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках FeNi/Bi/FeNi методом электронного магнитного резонанса. Показано, что заметную роль в формировании магнитного состояния пленочной структуры играет магнитная анизотропия на интерфейсе пермаллой–висмут. Установлено, что период осцилляций межслоевого взаимодействия составляет около 8 нм. Определены величины и температурные зависимости межслоевого обмена и интерфейсной анизотропии.

DOI: 10.7868/S0044451017050133

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные пленочные магнитные структуры привлекают внимание исследователей, поскольку путем комбинации очередности нанесения слоев, материалов магнитного и немагнитного слоев, а также подбора количества слоев в структуре можно создавать материалы, обладающие уникальными свойствами. Пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитного металла и полупроводника [1], являются перспективными объектами для практического использования в устройствах спиновой электроники [2, 3]. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. И в том случае, когда межслоевое взаимодействие является регулируемым, есть основание ожидать новых проявлений и эффектов. Если в качестве прослойки используются материалы с немагнитным типом проводимости, а именно полупроводник, возникает возможность управлять свойствами прослойки и межслоевого взаимодействия путем внешних воздействий (примеси, различного рода излучения, температура, магнитные поля и др.), что может иметь практическое значение. Хотя исследования в этом направлении достигли определенных успе-

хов, имеется достаточное число проблем, подлежащих решению. Так, обнаружено влияние интерфейса на формирование магнитного состояния пленочной структуры Ni/Ge [4], например, на интерфейсе Co/Ge возникают новое магнитное состояние [5, 6] и дополнительная магнитная анизотропия [7], что ухудшает магниторезистивные свойства.

В таком плане создание пленочных структур, которые сохранили бы чувствительность к внешним воздействиям, но обладали бы большими эффектами взаимодействия между магнитными слоями, представляет собой заманчивую задачу. Один из путей решения этой проблемы видится в использовании полуметаллической прослойки висмута вместо полупроводникового материала. Во-первых, согласно фазовой диаграмме [8] в системах 3d-металл–висмут большинство элементов не образует соединений, что делает границу раздела материалов резкой. Во-вторых, в висмуте длина свободного пробега электрона может достигать макроскопических масштабов, при этом она зависит от толщины слоя, температуры и магнитного поля. Также меняются концентрация и подвижность носителей тока, в силу чего висмут и его соединения обладают необычными физическими свойствами, как в объемном [9], так и в пленочном [10] состояниях. Большая часть исследований посвящена изучению Bi-содержащих полупроводниковых сплавов в качестве материала для инфракрасных приемников [11] или многослойных пленок 3d-металл–висмут [12] для микроэлек-

* E-mail: patrin@iph.krasn.ru

трехмеханических (MEMS) устройств. Также в предварительных исследованиях в трехслойных пленках NiFe/Bi/NiFe был обнаружен эффект гигантского магнитосопротивления [13].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пермаллой был выбран в качестве магнитного материала в силу его малой магнитной кристаллографической анизотропии, чтобы не затушевывать межслоевое взаимодействие. Были получены пленки с содержанием железа (18 ат.%) и никеля (82 ат.%). В одном цикле на стеклянные подложки напылялись две пленки с различной толщиной висмута, причем в двух последовательных напылениях повторялась пленка из предыдущей серии с большей толщиной висмута. Для всех пленок толщины магнитного слоя составляли $t_{\text{NiFe}} \approx 10$ нм, а толщины висмута были $t_{\text{Bi}} = 4, 6, 11, 15$ нм. Величина t_{NiFe} была выбрана из соображений, чтобы она была довольно малой, но в то же самое время достаточной для того, чтобы намагниченность магнитного слоя не менялась при флуктуациях его толщины.

Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические измерения показали, что слои являются сплошными по площади и их состав соответствует номинальному. Никаких следов присутствия соединений $3d$ -металл-висмут не обнаружено. Структура поверхности пленок исследовалась на атомном силовом микроскопе Veeco Multi Mode (разре-

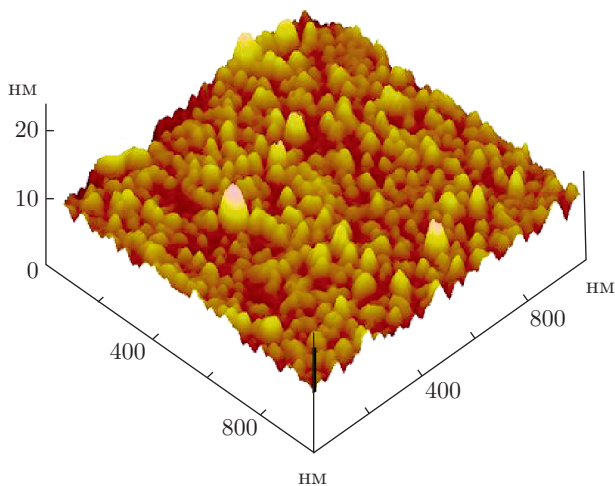


Рис. 1. Изображение пленки NiFe/Bi/NiFe, полученное методом атомно-силовой микроскопии; $t_{\text{NiFe}} = 10$ нм, $t_{\text{Bi}} = 4$ нм

шение 1 нм). Как видно на рис. 1, высота шероховатости поверхности не превышает 2.5 нм. Это значит, что при использованных толщинах немагнитной прослойки контактных «закороток» между соседними магнитными слоями быть не может. Намагниченность измерялась на СКВИД-установке MPMS-XL. Спектры магнитного резонанса снимались на спектрометре с частотой СВЧ-излучения $f_{\text{UHF}} = 26.7$ ГГц в температурном диапазоне $T = 90\text{--}300$ К. Магнитное поле лежало в плоскости пленки. Анизотропия резонансного поля в плоскости пленки не наблюдалась.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения полевых и температурных зависимостей намагниченности M пленок FeNi/Bi/FeNi показали [13], что межслоевое взаимодействие зависит от толщины висмутовой прослойки. Установлено, что форма кривой $M(H)$ изменяется при увеличении толщины слоя висмута (рис. 2). Для контрольной пленки без прослойки висмута петля гистерезиса является узкой и кривая намагниченности имеет стандартный вид. Рисунок 3 иллюстрирует схему получения поля магнитного насыщения для исследованных пленок. Кривая 1 на рис. 3 соответствует той части кривой намагничивания, которая находится в правом верхнем квадранте полной

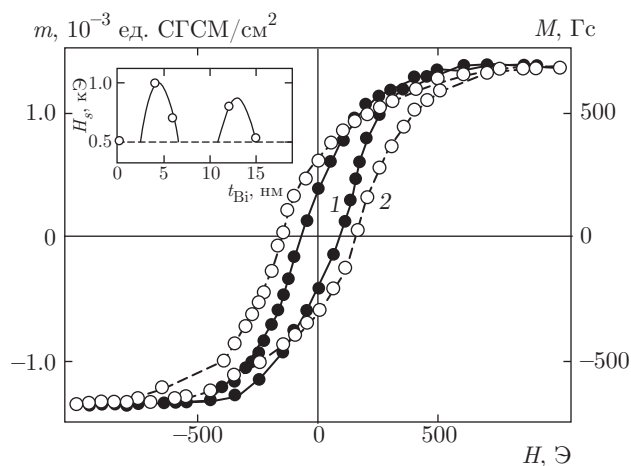


Рис. 2. Петли гистерезиса пленок FeNi/Bi/FeNi при $T = 4.2$ К: 1 — без прослойки висмута; 2 — с прослойкой висмута толщиной $t_{\text{Bi}} = 4$ нм. Левая шкала — магнитный момент m единицы поверхности, правая шкала — намагниченность M . На вставке — зависимость поля насыщения H_s от толщины немагнитной прослойки. Точки — эксперимент, сплошная линия — подгонка по формуле (2)

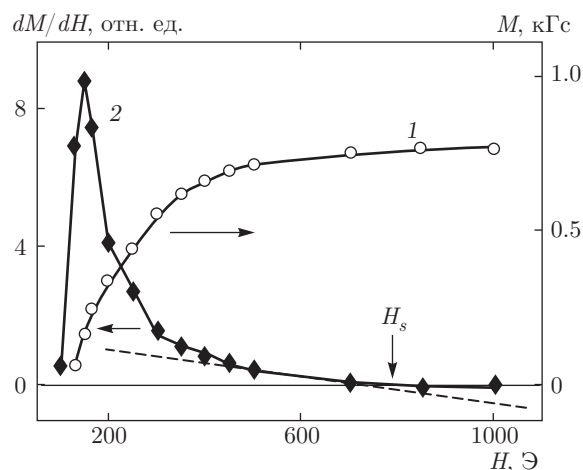


Рис. 3. Схема определения поля магнитного насыщения: 1 — восходящая часть кривой намагничивания; 2 — производная этого участка; $t_{\text{Bi}} = 4$ нм

петли гистерезиса (в данном случае выход на насыщение для пленки с $t_{\text{Bi}} = 4$ нм). Кривая 2 на этом рисунке соответствует производной от кривой 1. В том случае, когда кривая намагниченности выходит на плато (истинное насыщение) или имеет место затянутый «парапроцесс», на производной этому будет соответствовать прямая линия (не обязательно проходящая через нуль), параллельная оси абсцисс. Поле насыщения определяется как точка пересечения касательной к производной (штриховая линия) с продолжением этой прямой линии (сплошная). На рис. 3 эта точка обозначена как H_s . В случае затянутого выхода на уровень насыщения этот метод дает хорошие результаты. Если же парапроцесс сильный и для его существования имеются физические причины (например, очень сильная анизотропия), то эту ситуацию необходимо анализировать отдельно.

Для пленок с висмутовой прослойкой меняется поле насыщения намагничивания, при этом ширина гистерезиса кривых намагничивания немонотонно зависит от толщины t_{Bi} (рис. 4).

Если предположить, что ферромагнитные слои пермаллоя связаны антиферромагнитно, то полученные данные магнитных измерений находят простое объяснение. Как известно, при антиферромагнитном взаимодействии между ферромагнитными слоями поле магнитного насыщения H_s определяется главным образом межслоевым взаимодействием и имеет вид [14]

$$H_s = 2H_E \pm H_K, \quad (1)$$

где $H_E = J/t_{\text{FM}}M$ — величина поля обменного взаимодействия для области антиферромагнитной

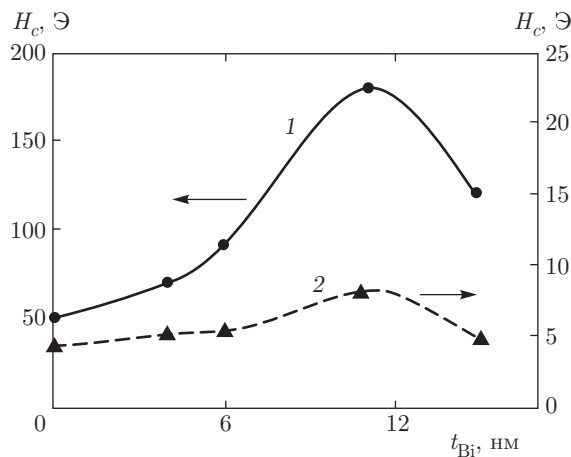


Рис. 4. Зависимости коэрцитивной силы H_c от толщины немагнитной прослойки NiFe/Bi/NiFe: 1 — $T = 4.2$ К; 2 — $T = 300$ К

связи, J — константа межслоевого обменного взаимодействия, t_{FM} — толщина ферромагнитного слоя, $H_K = 2K_{in}/M$ — поле анизотропии в плоскости пленки, знаки «+» или «-» в (1) относятся к «трудному» или «легкому» направлению магнитного поля в плоскости пленки. В нашей ситуации $K_{in} \approx 0$. В случае намагничивания пермаллоя ферромагнитное межслоевое взаимодействие не должно влиять на форму намагничивания и все особенности будут определяться процессами намагничивания магнитомягкого материала магнитного слоя, т. е. кривая будет иметь вид, близкий к кривой 1 на рис. 2, что мы и наблюдаем в случае $t_{\text{Bi}} = 1.5$ нм (см. вставку на рис. 2).

Слоистость структуры при ферромагнитном межслоевом взаимодействии может сказываться на процессах намагничивания только за счет несовершенства интерфейса. Установлено [15], что шероховатость интерфейса может только ухудшать ситуацию, сглаживая осцилляции обмена. Но тогда при одном и том же режиме напыления это свойство должно быть общим для всей серии пленок. В приближении квантовой ямы (одномерный случай переноса заряда) для трехслойной структуры обменное взаимодействие имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины t немагнитной прослойки и обратно пропорционально ее величине [16]. При обработке экспериментальных данных в соответствии с выражением (1) мы аппроксимировали поле насыщения выражением вида

$$H_s = H_{s0} + B \sin(\alpha t + \varphi)/t^\beta \quad (2)$$

при условии $H_s \geq H_{s0}$.

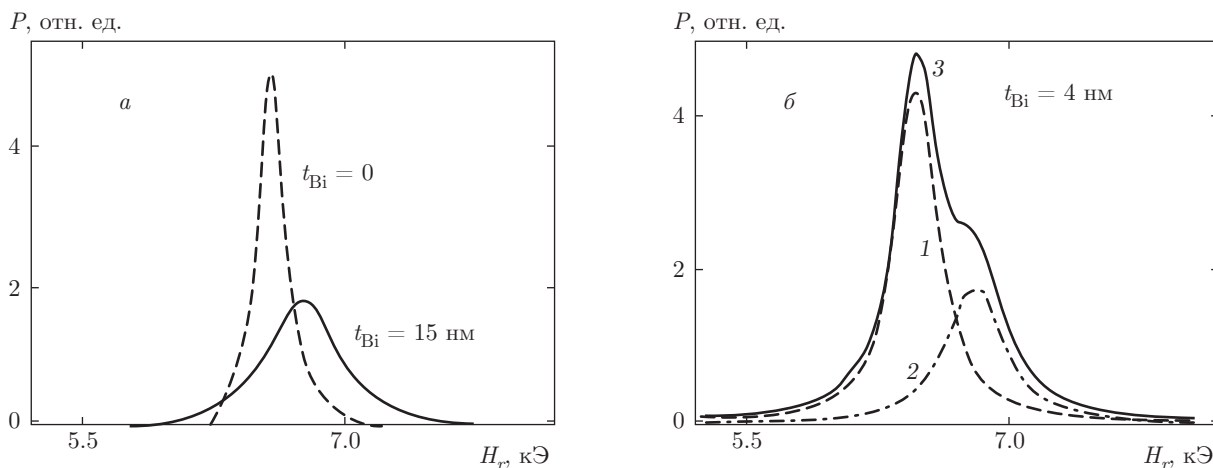


Рис. 5. Спектры электронного магнитного резонанса при $T = 228$ К для $t_{\text{Bi}} = 0, 15$ нм (а) и $t_{\text{Bi}} = 4$ нм (б, кривые 1, 2 — линии резонанса; 3 — их результирующая)

Экспериментальные значения H_s при $T = 4.2$ К для данной серии пленок хорошо описываются следующим набором параметров:

$$B = 814, \quad \alpha = 0.747, \quad \varphi = 4.507, \quad \beta = 0.304,$$

$$H_{s0} = 500 \text{ Э},$$

H_{s0} — поле насыщения контрольной пленки без висмутовой прослойки. Результаты подгонки приведены выше на вставке к рис. 2 (сплошные линии).

Поведение коэрцитивной силы в зависимости от толщины немагнитного слоя приводит к необходимости введения интерфейсной анизотропии. Как известно [17], для металлических многослойных пленок, как правило, зависимость величины анизотропии от толщины магнитного слоя носит линейный характер (при $t < 5\text{--}10$ нм). В ряде случаев имеет место смена знака анизотропии, например, в системе Co/Pd [18]. Однако в слоистой структуре Cu/Ni(110) [19] в зависимости от толщины никеля константа анизотропии носит немонотонный характер и имеет максимум в районе $t = 6$ нм. В последнем случае изменения анизотропных свойств связываются с интерфейсным вкладом. Следует также отметить осциллирующее поведение коэрцитивной силы для двуслойных пленок Bi/Co в зависимости от толщины висмутового слоя, период осцилляций в этом случае составляет примерно 3 нм [20].

Таким образом, данные магнитостатических измерений позволяют считать, что в пленках FeNi/Bi/FeNi межслоевое взаимодействие имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины прослойки висмута, что дает основание

предположить антиферромагнитный обмен между ферромагнитными слоями, а влияние интерфейса проявляется в возникновении дополнительной анизотропии. В настоящий момент влияние интерфейсной анизотропии на процессы намагничивания многослойных структур исследовано слабо.

Для изучения характера изменения межслоевого обмена при изменении температуры и толщины немагнитного слоя мы использовали метод электронного магнитного резонанса.

Установлено [21], что для контрольной пленки без висмутовой прослойки и для пленки с $t_{\text{Bi}} \approx 15$ нм форма кривой СВЧ-поглощения имеет вид одиночной лоренцевой линии (рис. 5а). В интервале толщин висмута $t_{\text{Bi}} = 3\text{--}11$ нм спектр магнитного резонанса состоит из двух линий (см. рис. 5б), что указывает на возможный антиферромагнитный характер межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями. Были получены температурные зависимости резонансных полей, которые использовались далее для установления температурных зависимостей поля анизотропии и обменного поля. На рис. 6 представлены температурные зависимости резонансных полей для низкополевой и высокополевой мод колебаний. Видно, что зависимости низкополевых линий от температуры являются практически линейными, а высокополевые линии для пленок с $t_{\text{Bi}} = 4, 6$ нм в области $T \approx 200$ К имеют особенности.

Для определения параметров, ответственных за поведение магниторезонансных параметров, экспериментальные результаты были обработаны путем теоретической подгонки параметров магнитного ре-

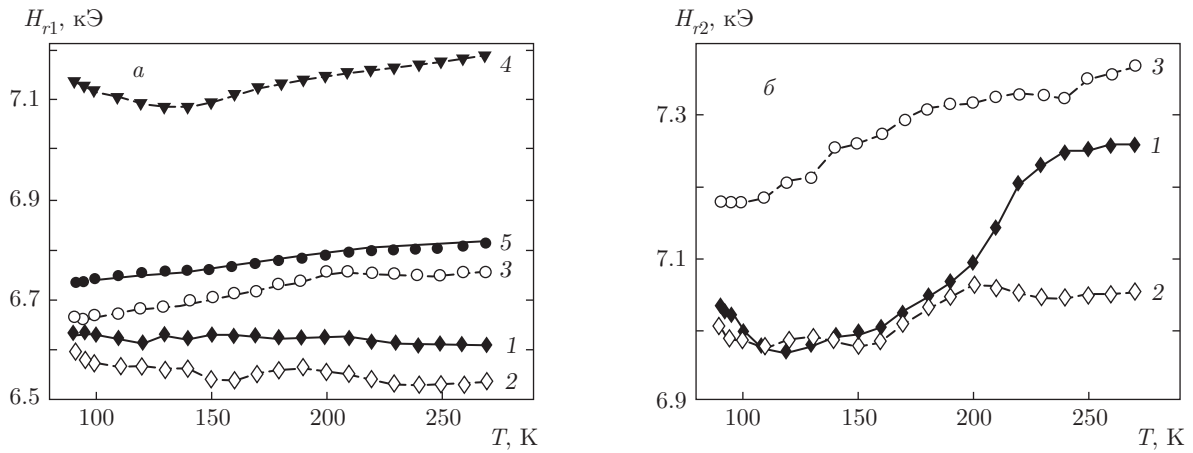


Рис. 6. Температурные зависимости резонансного поля в пленках FeNi/Bi/FeNi: *a* — низкополевой пик (рис. 2, кривая 1); *б* — высокополевой пик (рис. 2, кривая 2). Кривые 1–5 — соответственно $t_{\text{Bi}} = 4, 6, 11, 15, 0$ нм. Для кривой 5 точки — эксперимент, сплошная линия — расчет по формуле (1)

зонанса для трехслойной магнитной пленки. Применительно к нашему случаю, с учетом магнитостатических данных, когда магнитное поле лежит в плоскости пленки, выражение для свободной энергии на единицу площади имеет следующий вид [22]:

$$E = E_J + E_Z + E_N + E_A, \quad (3)$$

где $E_J = -J \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ — энергия межслоевого взаимодействия; $E_Z = -t_{FM} \mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$ — энергия зеемановского взаимодействия; $E_N = 2\pi t_{FM} (M_{1z}^2 + M_{2z}^2)$ — энергия, связанная с анизотропией формы; $E_A = K_1 M_{1z}^2 + K_2 M_{2z}^2$ — предполагаемая энергия магнитной анизотропии интерфейса (на единицу поверхности [23]), \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, \mathbf{M}_i — намагниченность i -го ферромагнитного слоя, φ_i — угол намагниченности в плоскости пленки (отсчитываемый от направления внешнего магнитного поля $\varphi_H = 0$), $i = 1, 2$ — номера ферромагнитных слоев, t_{FM} — толщина магнитного слоя, ось z перпендикулярна плоскости пленки. Далее величины и знаки J и K_i будут определены в результате подгонки. При вычислении мы полагаем, что $t_{FM} H M \gg J$ и ферромагнитные слои находятся в насыщенном состоянии, так что $\varphi_i \approx \varphi_H$ (поскольку $H_s \ll H_r$). Также предполагается, что оба ферромагнитных слоя являются идентичными (это косвенно подтверждается тем, что намагниченности насыщения пленок данной серии совпадают). При таких условиях резонансные частоты даются выражениями [22]

$$(\omega_1/\gamma)^2 = H(H + H_A + H_M), \quad (4)$$

$$(\omega_2/\gamma)^2 = H(H + H_A + H_M) + 2(2H + H_A + H_M)H_E + 4H_E^2, \quad (5)$$

где

$$H_M = 4\pi M, \quad K_i = K, \quad H_A = 2K/t_{FM} M, \quad (6)$$

γ — гиромагнитное отношение, поле H_E введено выше. Поскольку величины ω , H и M известны из эксперимента, можно, используя выражения (4) и (5), легко найти H_A и H_E , а затем из выражения (6) определить константы анизотропии K и межслоевого взаимодействия J .

Прежде всего мы проанализировали результаты, относящиеся к реперной пленке FeNi (без прослойки висмута) толщиной $2t_{FM}$. В дальнейших расчетах в силу того, что для всех исследованных пленок намагниченность насыщения имеет практически одну и ту же величину, использовалась зависимость, полученная для намагниченности реперной пленки. Оказалось, что температурная зависимость резонансного поля (H_{r1}) для реперной пленки, рассчитанная по формуле (4), с высокой точностью ложится на экспериментальные точки (кривая 5 на рис. 6а). При этом получено, что в пределах точности эксперимента $H_A \approx 0$. Этот результат указывает на то, что материал магнитного слоя практически изотропный и нет никакой магнитной текстуры в плоскости.

Однако попытки провести анализ зависимостей резонансных полей для пленок с висмутовой прослойкой с учетом только межслоевого обмена и без учета дополнительных вкладов не приводят к ра-

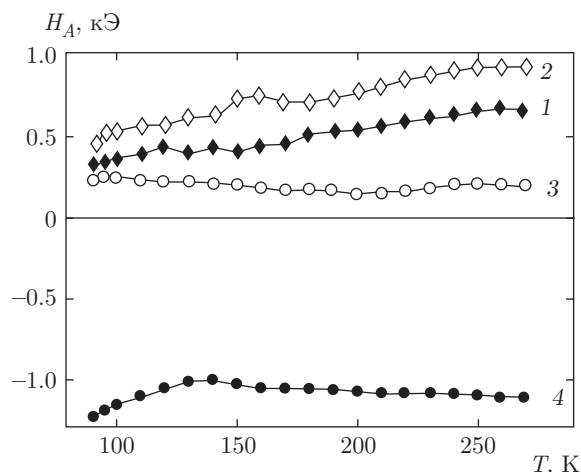


Рис. 7. Температурные зависимости поля анизотропии для пленок FeNi/Bi/FeNi: $t_{\text{Bi}} = 4$ нм (1), 6 нм (2), 11 нм (3), 15 нм (4)

зумным результатам. Как известно [23], в пленочных структурах дополнительно к взаимодействиям, характеризующим материалы слоев, часто возникает магнитная анизотропия на интерфейсе, причем ее величина может быть сравнима с величиной анизотропии магнитного материала. Причина возникновения интерфейсной анизотропии состоит в том, что на границе раздела материалов имеет место перемешивание элементов и происходит перестройка ближайшего окружения магнитных ионов, что и приводит к вкладу в анизотропию, отличному от того, который наблюдается в объемном состоянии [24]. Ясно, что толщина интерфейса зависит от технологических режимов при напылении и реакционной способности элементов.

В случае пленок с висмутовой прослойкой, как видно на рис. 6, если низкополевые резонансы отнести к акустическим модам, то из кривых на рис. 6а и выражения (4) следует, что к анизотропии формы добавляется интерфейсная анизотропия типа легкая плоскость, что и ведет к уменьшению резонансных полей. Если предположить, что акустическими модами являются высокополевые сигналы, то интерфейсная анизотропия должна быть перпендикулярной плоскости пленки. Были проанализированы обе возможности.

Считаем, что низкополевые линии в спектре магнитного резонанса являются акустическими модами. Для пленок с толщиной немагнитной прослойки $t_{\text{Bi}} = 4, 6, 11$ нм зависимости поля анизотропии представлены на рис. 7. Видны осцилляции величины магнитной анизотропии H_A . Однако еще один

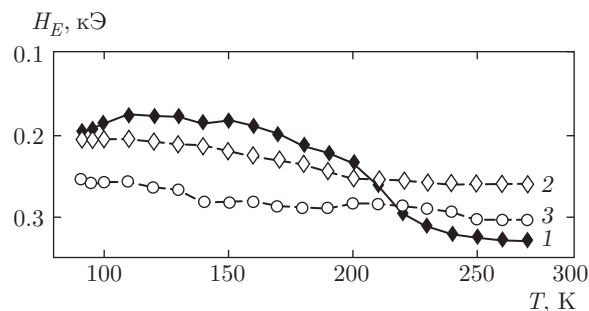


Рис. 8. Температурные зависимости обменного поля для пленок FeNi/Bi/FeNi: $t_{\text{Bi}} = 4$ нм (1), 6 нм (2), 11 нм (3)

факт представляется интересным: рост величины анизотропии при повышении температуры. Такое поведение ранее наблюдалось в соединениях редкая земля- $3d$ -переходный металл [25], например, в PrCo_5 или в металлическом гадолинии. В этих системах эффект обусловлен разным температурным ходом в подсистемах ($4f$ - или $3d$ -ионы) с конкурирующими анизотропиями или особенностью расположения уровней в энергетической шкале. В пленочных структурах также возможно подобное поведение [26]. Так, для пленочной структуры Co_m/Cu (m — количество слоев) показано [24], что величина анизотропии, смена знака интерфейсной анизотропии, а также характер температурного поведения зависят от толщины интерфейса. Здесь эффект обусловлен конкуренцией вкладов от анизотропного обмена коллективизированных электронов и одноионной анизотропии. При этом результат зависит от числа m , т. е. от толщины и структуры интерфейса.

С учетом полученных значений интерфейсной анизотропии для пленок с $t_{\text{Bi}} = 4, 6, 11$ нм по формуле (5) были рассчитаны значения обменных полей H_E (рис. 8), ответственных за межслоевое взаимодействие. Во-первых, для использованных значений H_A знак межслоевого взаимодействия соответствует антиферромагнитному взаимодействию. Во-вторых, как видно на рис. 8, по мере увеличения температуры абсолютная величина обменного поля растет.

В случае пленки с $t_{\text{Bi}} = 15$ нм наблюдается только один резонансный пик. Здесь возможен следующий сценарий. Как видно на вставке к рис. 2, поле насыщения для пленки с $t_{\text{Bi}} = 15$ нм имеет значение, близкое к значению H_s для реперной пленки. Это означает, что межслоевой обмен либо равен нулю, либо является ферромагнитным. На приведенном выше рис. 4 мы видим, что коэрцитивная сила для пленки с $t_{\text{Bi}} = 15$ нм примерно вдвое больше,

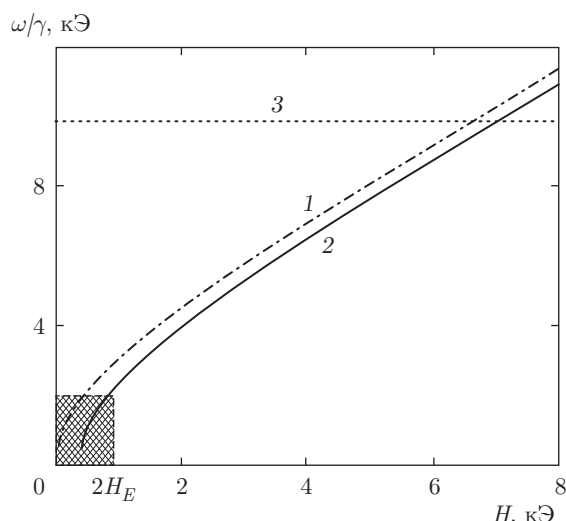


Рис. 9. Частотно-полевые зависимости магнитного резонанса в пленке FeNi/Bi/FeNi с $t_{\text{Bi}} = 4$ нм при $T = 150$ К: 1 — акустическая мода; 2 — оптическая мода; 3 — значение, соответствующее резонансной частоте. Заштрихована область ненасыщенного магнитного состояния

чем для реперной пленки при $T = 4.2$ К (кривая 1), но эти силы практически равны друг другу при комнатной температуре (кривая 2). Полагая величину межслоевого обменного взаимодействия равной нулю, мы получаем, что имеет место отрицательная интерфейсная анизотропия, которая стремится вывести вектор намагниченности из плоскости пленки. В этом случае мы имеем кривую 4 на рис. 7, а линия, относящаяся к пленке с толщиной прослойки $t_{\text{Bi}} = 15$ нм на рис. 5, соответствует вырожденным резонансам каждого из ферромагнитных слоев.

На рис. 9 приведены частотно-полевые зависимости магнитного резонанса для пленки с $t_{\text{Bi}} = 4$ нм с параметрами H_A и H_E , полученными по формулам (4) и (5) при $T = 150$ К. Видно, что на использованной частоте внешнее магнитное поле практически подавляет эффекты как анизотропии, так и межслоевого обмена и функции $\omega(H)$ имеют линейный вид. Заштрихованная область на рис. 9 соответствует ненасыщенному магнитному состоянию трехслойной структуры, т. е. когда выполняется условие $H_r < H_s$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных магниторезонансных исследований установлено, что на границе раздела пермаллой–висмут имеет место дополнительная анизотропия, которая меняет знак в зависимости от

толщины немагнитной висмутовой прослойки. При малых толщинах висмута интерфейсная анизотропия является анизотропией типа легкая плоскость, тогда как при $t_{\text{Bi}} \geq 15$ нм реализуется анизотропия типа легкая ось. Поскольку при малых толщинах прослойки наблюдаются осцилляции величины интерфейсной анизотропии и ее рост при увеличении температуры, в механизм образования анизотропии основной вклад, по-видимому, дает анизотропный обмен коллективизированных электронов [24].

Межслоевое обменное взаимодействие носит также осциллирующий характер в зависимости от толщины висмута. Период осцилляций составляет около 8 нм, что согласуется по порядку величины с данными для пленок CoFe/Bi/Co [27, 28]. Величина межслоевого взаимодействия зависит от температуры (при $T > 80$ К), хотя и в слабой мере; особенно это проявляется для пленок при малой толщине висмута ($t_{\text{Bi}} = 4$ нм).

Настоящие исследования ведутся в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету по выполнению НИР (задание № 3.2534.2014/К) и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00238).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. S. Patrin and V. O. Vas'kovskii, Phys. Met. Metallography **101**, Issue 1 Sympl., S63 (2006).
2. B. T. Jonker, in: *Ultrathin Magnetic Structures IV. Applications of Nanomagnetism*, ed. by B. Heinrich and J. A. C. Bland, Springer, Berlin (2005), p. 19.
3. M. R. Hofmann and M. Oestreich, in: *Magnetic Heterostructures. Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, ed. by H. Zabel and S. D. Bader, Springer, Berlin (2008), p. 335.
4. Ю. Э. Гребенькова, А. В. Черниченко, Д. А. Великанов и др., ФТТ **54**, 1305 (2012).
5. D. A. Muzychenko, K. Schouteden, and C. Van Haendonck, Phys. Rev. B **88**, 195 (2013).
6. Г. С. Патрин, В. К. Мальцев, И. Н. Краюхин, И. А. Турпанов, ЖЭТФ **144**, 1246 (2013).
7. Г. С. Патрин, А. В. Кобяков, И. А. Турпанов и др., ФТТ **58**, 1000 (2016).

8. В. М. Денисов, Н. В. Белоусова, Г. С. Моисеев и др., *Висмут-содержащие материалы. Структура и физико-химические свойства*, УрО РАН, Екатеринбург (2000).
9. Ю. Т. Левицкий, В. И. Палажченко, Н. В. Левицкая, *Полуметаллы, их сплавы и соединения*, Дальнаука, Владивосток (2004).
10. Ю. Ф. Комник, *Физика металлических пленок*, Атомиздат, Москва (1979).
11. S. J. Sweeney, I. P. Marko, S. R. Jin et al., in: *Bismuth-Containing Compounds*, ed. by H. Li and Z. M. Wang, Springer, London (2013), p. 29.
12. T. Hozumi, P. LeClair, G. Mankey et al., *J. Appl. Phys.* **115**, 17A737 (2014).
13. K. G. Patrin, V. Yu. Yakovchuk, G. S. Patrin, and S. A. Yarikov, *Sol. St. Phenom.* **190**, 439 (2012).
14. K. Pettit, S. Gider, S. S. P. Parkin, and M. B. Salamon, *Phys. Rev. B* **56**, 7819 (1997).
15. Y. Wang, P. M. Levy, and J. L. Fry, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2732 (1990).
16. M. D. Stiles, in: *Ultrathin Magnetic Structures III. Fundamentals of Nanomagnetism*, ed. by J. A. C. Bland and B. Heinrich, Springer, Berlin (2005), p. 99.
17. M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. DeVrist, *Rep. Progr. Phys.* **59**, 1409 (1996).
18. S. T. Pursel, M. T. Johnson, N. W. E. McGee et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 25 (1992).
19. R. Jungblut, M. T. Johnson, J. Van DeStegge et al., *J. Appl. Phys.* **75**, 6424 (1994).
20. Jen-Hwa Hsu, Zhi-Long Xue, Ta-Chieh Huang et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2239 (2007).
21. К. Г. Патрин, С. А. Яриков, В. Ю. Яковчук и др., *Письма в ЖТФ* **41**, 48 (2015).
22. A. Layadi, *Phys. Rev. B* **65**, 104422 (2002).
23. M. T. Johnson, P. J. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. DeVries, *Rep. Progr. Phys.* **59**, 1409 (1996).
24. P. Weinberg, *Magnetic Anisotropies in Nanostructured Matter*, Taylor & Francis Group, New York (2009), p. 93.
25. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1973).
26. R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter.* **15**, R841 (2003).
27. Jen-Hwa Hsu and D. R. Sahu, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 192501 (2005).
28. Jen-Hwa Hsu, Zhi-Long Xue, and D. Sahu, *J. Appl. Phys.* **101**, 09D114 (2007).