

05;06;12

Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Co/Tb

© А.В. Свалов,¹ П.А. Савин,¹ Г.В. Курляндская,^{2,3} И. Гутиеррес,² В.О. Васьковский¹¹ Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083 Екатеринбург, Россия² Университет Страны Басков, Бильбао, Испания³ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
e-mail: andrey.svalov@usu.ru

(Поступило в Редакцию 25 декабря 2001 г.)

Исследовано влияние толщины слоев на магнитные свойства многослойных пленок $\{Co/Tb\}_n$, $\{Co/Tb\}_n/Co$ и $\{Co/Tb\}_n/Co/Cu/Co$. Получены зависимости гистерезисных и магниторезистивных свойств структур $\{Co(1nm)/Tb(1nm)\}_n/Co(5nm)/Cu(L_{Cu})/Co(5nm)$ от толщины слоя $\{Co/Tb\}_n$ и прослойки меди. Показана возможность создания спин-вентильных структур на основе многослойных пленок $\{Co/Tb\}_n$, обладающих плоскостной анизотропией.

Введение

Изменение взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, разделенных проводящей немагнитной прослойкой, под воздействием внешнего магнитного поля может приводить к изменению электросопротивления слоистой структуры. Данный эффект получил название гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1]. В настоящее время разработаны и внедрены в практику устройства, работающие на его основе, например считывающие головки в магнитных записывающих системах или датчики положения и/или скорости движущихся частей. Многослойные структуры, в которых наблюдается ГМС, условно могут быть разделены на две группы: сверхрешетки типа Fe/Cr, где магнитные слои антиферромагнитно упорядочены через немагнитную прослойку [2], и так называемые спин-вентильные структуры, в которых послойное перемагничивание обусловлено разной коэрцитивной силой слоев или наличием в одном из слоев однонаправленной анизотропии (магнитного смещения) [3,4]. Для формирования однонаправленной анизотропии применяются дополнительные („закрепляющие“) слои из антиферромагнитных или магнитотвердых материалов [1]. Среди антиферромагнетиков, используемых в спин-вентильных структурах, наибольшее внимание исследователей в настоящее время привлекает диэлектрик NiO. Он обеспечивает высокую температуру блокировки, т.е. температуру, при которой пропадает обменная связь между антиферромагнитным и контактирующим с ним ферромагнитным слоем. Из материалов с большой коэрцитивной силой H_c для „закрепляющего“ слоя были успешно использованы аморфные ферромагнитные пленки TbCo. Кроме большой H_c они обладали высокой температурой блокировки в спин-вентильных структурах FeNi/Cu/FeNi/TbCo и FeNi/Cu/Co/TbCo [5,6]. Для достижения высоких значений H_c в пленках TbCo авторы названных работ использовали составы, характеризующиеся магнитной компенсацией при комнатной

температуре. Однако такие пленки обладают перпендикулярной магнитной анизотропией. Причем на образцах со сторогой перпендикулярной анизотропией прилегающие ферромагнитные слои не обнаруживали магнитного смещения. Для его существования необходима хотя бы небольшая плоскостная компонента намагниченности в слое TbCo [5]. Альтернативой аморфным пленкам TbCo могут служить многослойные пленки Tb/Co, которые также проявляют магнитную компенсацию и обладают достаточно высокой H_c [7]. В нашей работе показана возможность получения спин-вентильных структур на основе многослойных пленок Co/Tb с плоскостной анизотропией и исследованы зависимости гистерезисных и магниторезистивных свойств структур $\{Co/Tb\}_n/Co/Cu/Co$ от толщины слоев $\{Co/Tb\}_n$ и Cu.

Образцы и методика эксперимента

Многослойные пленки были получены с помощью радиочастотного ионно-плазменного напыления путем последовательного осаждения слоев на стеклянные или кремниевые подложки в атмосфере аргона. Скорость напыления была предварительно определена на более толстых однородных пленках методом Толанского и малоугловой рентгеновской дифракцией и составляла для слоев кобальта 2.5 nm/min, а тербия и меди — 5 nm/min. Пленки осаждались в постоянном магнитном поле напряженностью 100 Oe, параллельном плоскости подложки. Его присутствие было необходимо для создания в плоскости пленки оси легкого намагничивания (ОЛН). В спин-вентильных структурах $\{Co/Tb\}_n/Co/Cu/Co$ толщины „свободного“ (отделенного прослойкой Cu) и „закрепленного“ (контактирующего со структурой Tb/Co) слоев кобальта были фиксированы и равнялись 5 nm. Кроме того, выдерживались неизменными толщины слоев кобальта и тербия в многослойной пленке $\{Co/Tb\}_n$, которые равнялись 1 nm. Варьировались количество пе-

риодов многослойной пленки n в интервале от 8 до 60 и толщиной медной прослойки L_{Cu} от 1 до 5 nm.

В нашей работе в качестве „свободного“ ферромагнитного слоя использовалась пленка Co толщиной $L_{Co} = 5$ nm. Коэрцитивная сила этого слоя менялась от образца к образцу в пределах 35–40 Oe. Пленки кобальта, как правило, требуют больших полей для перемагничивания, чем пленки пермаллоя, но при этом они обеспечивают большой магниторезистивный эффект [8]. Толщина $L_{Co} = 5$ nm также выбрана в расчете на наибольшее ГМС [1,9].

В качестве закрепляющего слоя мы использовали многослойные пленки $\{Co(1nm)/Tb(1nm)\}_n$. Как показали предварительные исследования, такие пленки обладают плоскостной анизотропией. Спонтанная намагниченность монотонно возрастала в широком температурном интервале от 90 до 370 K, что говорит о ферримагнетизме слоистой системы. Коэрцитивная сила пленок превышала 200 Oe при комнатной температуре. Нужно также отметить, что при толщинах слоев менее 1 nm в многослойных пленках наблюдалась перпендикулярная компонента намагниченности, а при существенно больших толщинах слоев температурные изменения намагниченности носили немонотонный характер.

Магнитные свойства пленок исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра, вращательного анизометра и СКВИД-магнитометра (Quantum Design). Магнитосопротивление определялось мостовым методом на образцах в виде полосок 12×2 mm при силе тока через образец 1.5 mA. Под величиной ГМС понимается величина $\Delta R/R = (R_a - R_p)/R_p$, где R_a и R_p — электросопротивление спин-вентильной структуры с параллельной и антипараллельной взаимной ориентацией намагниченности „свободного“ и „закрепленного“ слоев Co соответственно.

Результаты и обсуждение

Одним из важных этапов в формировании спин-вентильной структуры является создание магнитного „закрепления“ одного из слоев. В нашем случае это осуществлялось за счет обменной связи относительно толстого слоя Co со слоем Tb, заканчивающим многослойную структуру $\{Co(1nm)/Tb(1nm)\}_n$. Фактически слой Co и структуру $\{Co(1nm)/Tb(1nm)\}_n$ можно рассматривать как две пленки с разными коэрцитивными силами, взаимодействующие посредством прямого обмена. Это позволяет оценить критическую толщину t_c , ниже которой перемагничивание связанных пленок будет происходить по единой петле гистерезиса. Для этого используем соотношение, предложенное в работе [10],

$$t \approx \pi \sqrt{\frac{A}{M_s(H_{c2} - H_{c1})}},$$

где A , M_s , H_{c1} — константа обменного взаимодействия, намагниченность и коэрцитивная сила магнитомягкой

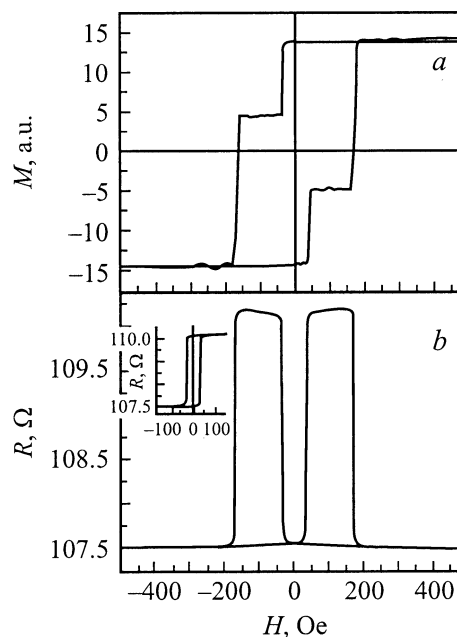


Рис. 1. Магнитометрическая (а) и магниторезистивная (b) петли гистерезиса для структуры $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_{16}/Co(5\text{ nm})/Cu(2.5\text{ nm})/Co(5\text{ nm})$. На вставке — частная магниторезистивная петля, измеренная в диапазоне полей от -150 до $+150$ Oe.

пленки (Co) соответственно; H_{c2} — коэрцитивная сила магнито жесткой пленки $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n$.

Полагая $A = 1 \times 10^{-6}$ erg/cm, $M_s = 1400$ G, $(H_{c2} - H_{c1}) \approx 200$ Oe, получим $t_c \approx 60$ nm. Таким образом, выбранная нами толщина Co(5 nm) должна обеспечить образование „субструктуры“ $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n/Co(5\text{ nm})$, которая ведет себя в магнитном поле как единое целое. Коэрцитивная сила такой субструктуры H_c^{sub} должна находиться в диапазоне от коэрцитивной силы пленки Co(5 nm) до коэрцитивной силы многослойной пленки $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n$. Эксперимент подтвердил сделанные оценки.

На рис. 1,а представлена петля гистерезиса, полученная с помощью СКВИД-магнитометра на полностью сформированной спин-вентильной структуре $\{Co/Tb\}_{16}/Co/Cu(2.5\text{ nm})/Co$. Магнитное поле прикладывалось вдоль ОЛН. Резкие изменения намагниченности, наблюдающиеся на этой петле, соответствуют перемагничиванию „свободного“ и „закрепленного“ слоев кобальта, которые происходят в полях 40 и 170 Oe соответственно. На рис. 1, b показана магниторезистивная петля, измеренная на той же пленке при приложении магнитного поля и тока вдоль ОЛН. Из сравнения рис. 1, а и b можно заключить, что изменение сопротивления структуры происходит при изменении взаимной ориентации намагниченности „свободного“ и „закрепленного“ слоев, т. е. реализуется ГМС.

На вставке к рис. 1, b представлена частная магниторезистивная петля, измеренная в полях, меньших поля

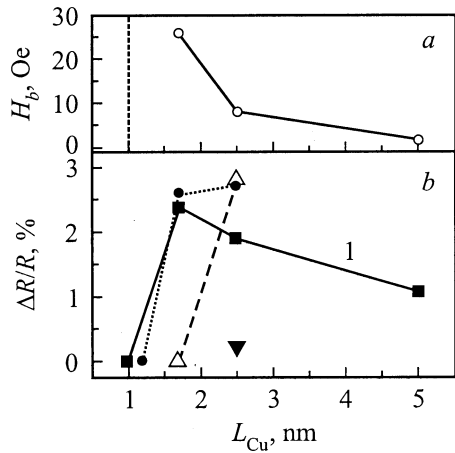


Рис. 2. Зависимости поля смещения H_b для структуры $\{\text{Co/Tb}\}_{60}/\text{Co}/\text{Cu}(L_{\text{Cu}})/\text{Co}$ (a) и $\Delta R/R$ (b) для структур $\{\text{Co/Tb}\}_n/\text{Co}/\text{Cu}(L_{\text{Cu}})/\text{Co}$ ($n = 60$ (■), 30 (●), 16 (△), 8 (▼)) от толщины медной прослойки L_{Cu} .

перемагничивания „закрепленного“ слоя. Она несколько смещена по оси полей относительно значения $H = 0$, что является следствием взаимодействия „свободного“ и „закрепленного“ слоев Co через прослойку меди. Аналогичная смещенная петля перемагничивания „свободного“ слоя наблюдалась с помощью магнито-оптического эффекта Керра. Поле перемагничивания „свободного“ слоя представляет собой сумму коэрцитивной силы этого слоя и поля смещения H_b . Связь магнитных слоев через прослойку меди может быть как связью через микроотверстия, существующие в прослойке, так и магнитоэлектронной связью, обусловленной неровностью поверхности слоев. Мерой силы этой связи является поле H_b . Такое взаимодействие препятствует разделению перемагничиванию слоев и существованию строго антипараллельного расположения намагниченностей в соседних слоях, а следовательно, уменьшает ГМС. Естественно полагать, что эта связь будет тем меньше, чем больше толщина прослойки меди L_{Cu} . На рис. 2, a представлена зависимость $H_b(L_{\text{Cu}})$ для структуры $\{\text{Co/Tb}\}_{60}/\text{Co}/\text{Cu}(L_{\text{Cu}})/\text{Co}$. Видно, что при $L_{\text{Cu}} = 5$ nm величина H_b незначительна и возрастает с уменьшением L_{Cu} . При $L_{\text{Cu}} = 1$ nm связь между слоями Co становится настолько сильной, что вся спин-вентильная структура ведет себя как единое целое и перемагничивается вся целиком в больших полях. Изменение магнитных свойств структуры влечет за собой изменение ее магниторезистивных свойств. На рис. 2, b показаны зависимости величины ГМС — $\Delta R/R$ от толщины прослойки Cu в образцах, которые содержат разное число периодов в структуре $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n$. При малых величинах L_{Cu} ГМС отсутствует и появляется с ростом L_{Cu} только при наличии раздельного перемагничивания „свободного“ и „закрепленного“ слоев. Дальнейшее увеличение L_{Cu} снижает $\Delta R/R$ (кривая 1) из-за шунтирующего

эффекта прослойки, а также рассеяния электронов в объеме прослойки. В совокупности приведенные данные показывают, что значительное увеличение L_{Cu} с целью уменьшения H_b нерационально, так как влечет за собой уменьшение ГМС. В исследованных нами структурах область оптимальных толщин медной прослойки составила 1.7–2.5 nm.

Шунтирующим эффектом, влияющим на величину $\Delta R/R$, обладает и „закрепляющий“ слой, т.е. многослойная пленка $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n$. Очевидно, что для уменьшения шунтирования необходимо уменьшать число периодов n . Но, с другой стороны, при малых n происходит падение коэрцитивной силы субструктуры $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n/\text{Co}(5 \text{ nm})$. Это иллюстрирует рис. 3 (кривая 1). Уменьшение H_c^{sub} приводит к снижению разницы в полях перемагничивания „свободного“ и „закрепленного“ слоев. В результате не обеспечивается строго антипараллельное расположение намагниченностей в этих слоях при перемагничивании „свободного“ слоя, и, как следствие, изменяются форма магниторезистивной петли и величина $\Delta R/R$. В частности, наличие горизонтального участка на магниторезистивной петле, показанной на рис. 4, a, при $n = 60$ убедительно свидетельствует о раздельном перемагничивании сло-

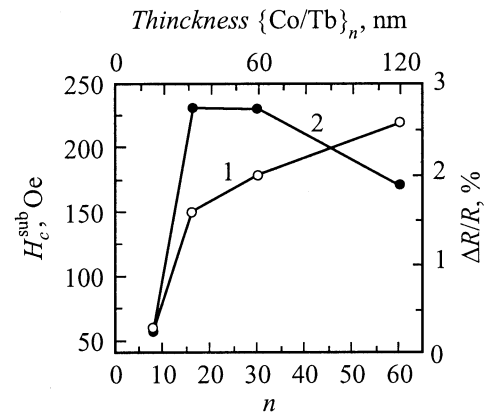


Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы субструктуры $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n/\text{Co}(5 \text{ nm})$ H_c^{sub} и $\Delta R/R$ для спин-вентильной структуры $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n/\text{Co}(5 \text{ nm})/\text{Cu}(2.5 \text{ nm})/\text{Co}(5 \text{ nm})$ от толщины слоя $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n$.

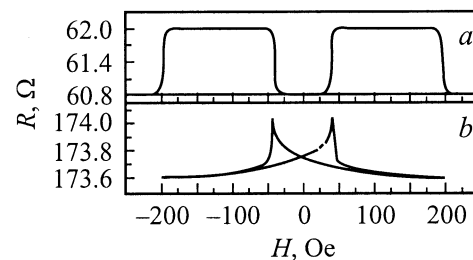


Рис. 4. Магниторезистивные петли гистерезиса для спин-вентильных структур $\{\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Tb}(1 \text{ nm})\}_n/\text{Co}(5 \text{ nm})/\text{Cu}(2.5 \text{ nm})/\text{Co}(5 \text{ nm})$: $n = 60$ (a), $n = 8$ (b).

ев. При $n = 8$ магниторезистивная петля (рис. 4, *b*) имеет существенно иной вид. Острый пик указывает на отсутствие четко выраженного антипараллельного расположения намагниченностей соседних слоев. Наличие двух противоположных тенденций в изменении ГМС при варьировании толщины закрепляющего слоя $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n$ определяет немонотонный характер зависимости $(\Delta R)/R(n)$ (рис. 3, кривая 2).

Разница между полями перемагничивания слоев, влияющая на $\Delta R/R$, зависит не только от H_c^{sub} , но и от эффективности взаимодействия слоев через прослойку меди. Это следует из сравнения зависимостей $(\Delta R/R)(L_{Cu})$ для образцов с разным n , показанных на рис. 2, *b*. Видно, что чем меньше n , тем большая толщина прослойки необходима для осуществления раздельного перемагничивания „свободного“ и „закрепленного“ слоев и появления ГМС. В итоге можно получить примерно одинаковое $\Delta R/R$ при разных комбинациях толщин слоя $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n$ и прослойки Cu.

Выводы

В данной работе показана возможность получения многослойных ферромагнитных пленок $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n$ с плоскостной анизотропией и создания на их основе спин-вентильных структур. Определено влияние толщины слоя $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_n$, а также прослойки меди на поля перемагничивания магнитных слоев и магниторезистивные свойства спин-вентильной структур $\{Co/Tb\}_n/Co/Cu/Co$. Наибольший магниторезистивный эффект величиной 2.8% был получен в случае структуры $\{Co(1\text{ nm})/Tb(1\text{ nm})\}_{16}/Co(5\text{ nm})/Cu(2.5\text{ nm})/Co(5\text{ nm})$.

Авторы выражают благодарность А. Ре́на за помощь в проведении эксперимента. Г.В. Курляндская благодарит коллектив Departamento de Electricidad y Electronica Universidad del País Vasco за всестороннюю поддержку во время ее работы там в качестве приглашенного профессора. Некоторые измерения были сделаны в центре коллективного пользования SQUID UPV/EHU.

Работа выполнена также при поддержке гранта N REC-005 of the US (Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union).

Список литературы

- [1] Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance. Fundamentals and Industrial Applications / Ed. U. Hartman. Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 2000. 320 p.
- [2] Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. N 21. P. 2472–2475.
- [3] Dieny B., Speriosu V.S., Gurney B.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1991. Vol. 93. P. 101–104.
- [4] Vas'kovskiy V.O., Svalov A.V. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 157–158. P. 285–286.
- [5] Freitas P.P., Leal J.L., Plaskett T.S. et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 10. P. 6480–6482.
- [6] Oliveira N.J., Ferreira J.L., Pinheiro J. et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 8. P. 4903–4905.
- [7] Shan Z.S., Sellmyer D.J. // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth. Amsterdam: North Holland, 1996. Vol. 22.
- [8] Parkin S.S.P. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61. P. 1358–1360.
- [9] Tumanski S. // Thin Film Magnetoresistive Sensors. Bristol; Philadelphia: IOP Publishing Ltd, 2001. 441 p.
- [10] Йелон А. // Физика тонких пленок. Т. 4. М.: Мир, 1973. С. 228–333.