

## Гальваномагнитные свойства наноструктур Cu—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Cu

А. М. Касумов, В. З. Хриновский, В. М. Караваева

Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН  
Украины, Киев, e-mail: amkas@ Rambler.ru

*Подведен итог исследованиям гальваномагнитных свойств наноструктур Cu—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Cu на основе слоев магнетита, разделенных прослойкой из оксидов редкоземельных металлов Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (Me — Y, Ce, Pr, Sm, Eu, Tb, Dy). Показано, что на границе слоев Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> и Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub> между ионами железа и редкоземельных металлов происходит магнитное взаимодействие, приводящее к упорядочению магнитной структуры поверхности магнетита. Это, в свою очередь, ведет к увеличению туннельного магнитосопротивления наноструктур как при работе на постоянном, так и на переменном токе.*

**Ключевые слова:** наноструктура, магнетит, оксиды, редкоземельные металлы.

### Введение

Тонкие пленки магнетита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> известны как материал, пригодный для использования в спинтронике благодаря сочетанию таких полезных качеств, как теоретически предсказанная 100%-ная поляризация спинов электронов на уровне Ферми, высокая температура Кюри (858 К), технологичность изготовления [1]. Особый интерес при этом представляет возможность применения данных пленок в устройствах, использующих эффект туннельного магнитосопротивления (TMR). Основным рабочим узлом таких устройств является сэндвич из двух слоев магнетика, разделенных немагнитной прослойкой. Использование в качестве магнетика слоев магнетита с высокой поляризацией спинов электронов ( $P \rightarrow 1$ ) обеспечивает достижение очень высоких значений TMR:  $TMR \frac{P^2}{1-P^2} \approx \frac{P^2}{1-P^2} \rightarrow \infty$  [2]. К сожалению, дефекты на поверхности магнетита не позволяют на практике получить теоретически предсказанную высокую поляризацию спинов электронов проводимости [3]. Соответственно, экспериментально достигаемое значение TMR в устройствах, содержащих слои Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, невелико и не превышает нескольких десятков процентов [4].

Повысить эффективность работы таких TMR устройств можно упорядочением магнитной структуры слоев магнетита за счет использования магнитоактивной прослойки между ними. Перспективным материалом для такой прослойки являются оксиды редкоземельных металлов (РЗМ) благодаря хорошим диэлектрическим свойствам, химической инертности и наличию в ионах этих металлов незаполненной *f*-оболочки, которая может способствовать установлению магнитной связи с незаполненной *d*-оболочкой ионов железа в слоях магнетита.

В настоящей работе изучено влияние, оказываемое прослойками на основе оксидов РЗМ, на гальваномагнитные свойства многослойных TMR структур, содержащих слои Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>.

### Условия эксперимента

Рассмотренные TMR наноструктуры представляли собой последовательно нанесенный на стеклянную подложку пакет из слоев Cu—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Cu, где Me — редкоземельный металл. Слои оксидов Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> и Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub> получали при электронно-лучевом испарении Fe и Me в присутствии кислорода при парциальном давлении соответственно (2—5)·10<sup>-3</sup> и 1·10<sup>-2</sup> Па, скорости роста 10—30 нм/мин, температуре подложки 25 °С. В качестве Me использованы Y, Ce, Pr, Sm, Eu, Tb, Dy с возрастающими значениями магнитного момента ионов от 0,67 μ<sub>B</sub> для Y<sup>3+</sup> до 10,64 μ<sub>B</sub> для Dy<sup>3+</sup>. Слои Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> имели поликристаллическую, а слои Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — аморфную структуру.

Медные электроды, нанесенные термическим испарением, были поликристаллическими с кубической решеткой. Они использовались для определения поперечного сопротивления наноструктур при параллельном  $R_{\uparrow\uparrow}$  и антипараллельном  $R_{\uparrow\downarrow}$  направлениях намагниченности в слоях Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. Это необходимо для расчета TMR наноструктуры и поляризации  $P$  спинов электронов проводимости в слоях Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ( $TMR = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}}$

$\frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\downarrow\downarrow}} \approx \frac{P^2}{1 - P^2} \frac{P^2}{1 - P^2}$  [2]). Кроме того, по этим электродам проходили токи, магнитные поля которых управляли направлением и величиной намагниченности слоев Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. Толщину слоёв Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> варьировали в пределах 100—300 нм, Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — 40—80 нм, Cu — 150—300 нм. Величина определяемых сопротивлений  $R_{\uparrow\uparrow}$  и  $R_{\uparrow\downarrow}$  зависела от методики измерений. Для обеспечения возможности сравнения свойств наноструктур с различными оксидами РЗМ сопротивления измеряли по одному методу с помощью электронного омметра.

### Результаты и их обсуждение

На первом этапе исследования свойств наноструктур Cu—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>—Cu проводили проверку достоверности идей, лежащих в основе их создания: возможность управления намагниченностью слоев Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> с помощью токов, текущих по контактирующим с ними Cu-электродам; влияние прослойки из оксидов РЗМ на упорядочение магнитной структуры слоев Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>; возможность осуществления туннельных переходов электронов между слоями Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> через прослойку Me<sub>2</sub>O<sub>3</sub> из оксидов РЗМ.

Возможность управления намагниченностью слоев Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> с помощью токов проверена с использованием эффекта Фарадея, обнаруженного в пленках магнетита [5]. Показано, что данный эффект в пленках Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> наблюдается не только во внешнем магнитном поле [5], но и при прохождении тока по контактирующему прозрачному слою SnO<sub>2</sub> [6]. Тем самым подтверждено, что прохождение токов, близких по величине к используемым в наноструктурах, по контактирующему с Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> проводящему слою способно эффективно изменять намагниченность слоев магнетита.

Влияние оксидов РЗМ на упорядочение магнитной структуры контактирующих с ними слоев Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> исследовано в работах [7, 8]. Показано, что

между ионами железа в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и ионами РЗМ в оксидах этих металлов происходит магнитное взаимодействие, приводящее к повышению намагниченности и упорядоченности магнитной структуры поверхности магнетита.

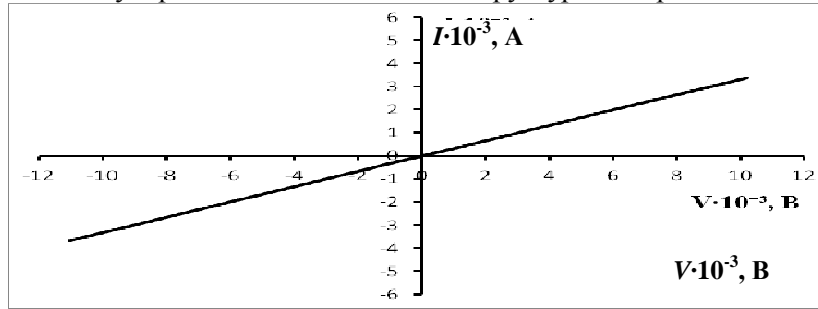


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика наноструктуры  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Dy}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  в отсутствие тока намагничивания:  $I_{\uparrow\uparrow} = I_{\downarrow\downarrow} = 0$ .

Намагниченность и поляризация спинов электронов в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  возрастали с увеличением магнитного момента и количества ионов РЗМ.

Возможность осуществления туннельных переходов в  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Me}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  между слоями магнетита через прослойку оксидов РЗМ была подтверждена при определении вольт-амперной характеристики (ВАХ) данных наноструктур. Согласно теории туннельного процесса через пакет металл—диэлектрик—металл [9], ВАХ такой структуры должна иметь линейный характер. Как показано на примере наноструктуры  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Dy}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$ , ее ВАХ действительно линейна, что свидетельствует о туннельных переходах в ней. Аналогичные линейные ВАХ имеют наноструктуры с прослойками из других оксидов РЗМ.

Таким образом, предварительные исследования подтвердили, что в наноструктурах  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Me}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  соблюдаются условия для осуществления процесса TMR, управляемого токами намагничивания и стимулированного магнитным взаимодействием между слоями  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и прослойкой на основе оксидов РЗМ. В данных наноструктурах изучены их гальваномагнитные свойства.

На рис. 2 показана зависимость поперечного сопротивления наноструктуры  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Dy}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  при параллельной  $R_{\uparrow\uparrow}$  и антипараллельной  $R_{\downarrow\downarrow}$  намагниченности слоев  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  от величины постоянных токов намагничивания  $I = I_{\uparrow\uparrow} = I_{\downarrow\downarrow}$ . На рисунке видно, что

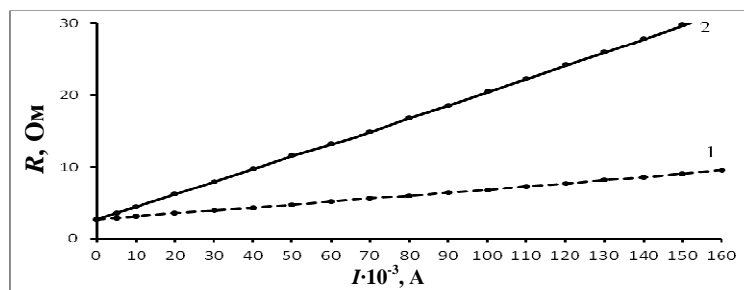


Рис. 2. Зависимости поперечного сопротивления наноструктуры  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Dy}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  от токов намагничивания  $I$  при параллельной  $R_{\uparrow\uparrow}$  (1) и антипараллельной  $R_{\downarrow\downarrow}$  (2) намагниченности слоев магнетита.

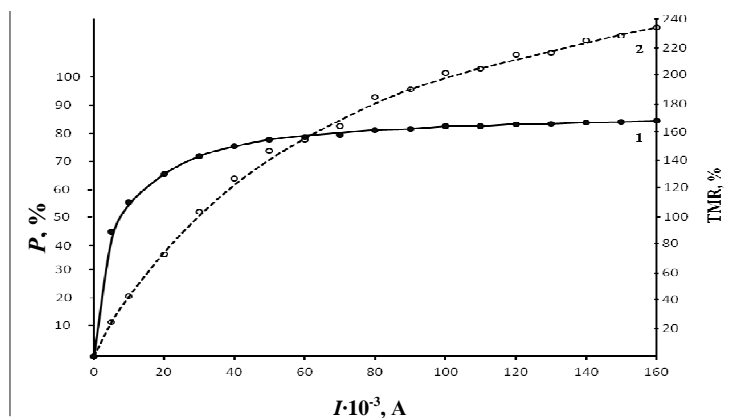


Рис. 3. Зависимости поляризации  $P$  (1) спинов электронов проводимости в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и TMR (2) наноструктуры  $\text{Cu}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Dy}_2\text{O}_3-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Cu}$  от величины токов намагничивания  $I$ .

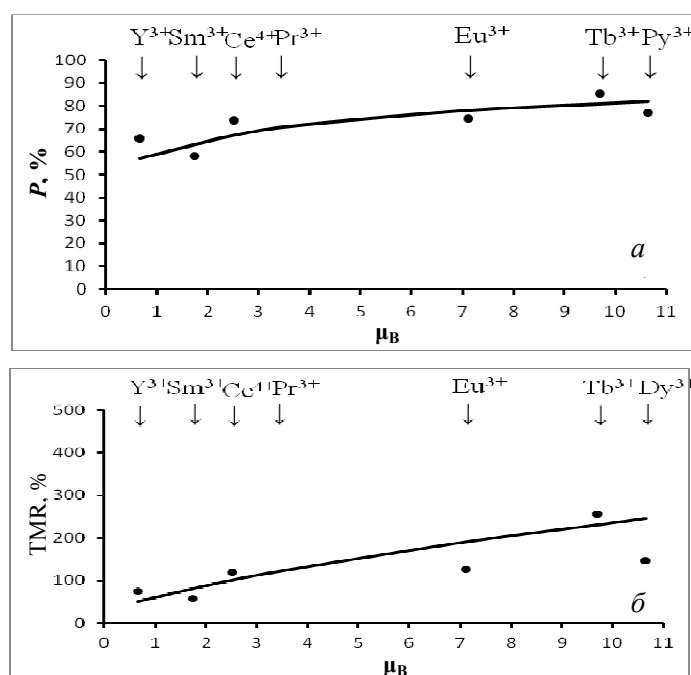


Рис. 4. Зависимости поляризации  $P$  (а) спинов электронов проводимости в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и TMR (б) наноструктур  $\text{Cu}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Me}_2\text{O}_3-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Cu}$  от величины  $\mu$  магнитного момента ионов РЗМ в составе оксидной прослойки:  $I_{\uparrow\uparrow} = I_{\downarrow\downarrow} = 50$  мА.

$R_{\uparrow\uparrow} < R_{\downarrow\downarrow}$ , то есть в данном случае, согласно работе [2], TMR имеет положительный знак. В наноструктурах с другими рассмотренными оксидами РЗМ наблюдается подобная зависимость.

Зависимость поляризации  $P$  спинов электронов проводимости в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и соответствующего TMR в содержащей их наноструктуре  $\text{Cu}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Dy}_2\text{O}_3-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Cu}$  от величины постоянных токов намагничивания  $I = I_{\uparrow\uparrow} = I_{\downarrow\downarrow}$  представлена на рис. 3. Рост токов  $I_{\uparrow\uparrow}$  и  $I_{\downarrow\downarrow}$ , то есть

намагниченности слоев  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , приводит к увеличению поляризации  $P$  спинов электронов в них (кривая 1). При больших значениях токов такой рост переходит к насыщению. Соответственно, повышение намагниченности слоев магнетита обуславливает рост TMR наноструктуры (кривая 2). Аналогичная зависимость проявляется и в наноструктурах, содержащих прослойку из других оксидов РЗМ.

Зависимость  $P$  и TMR наноструктур  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Me}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  от состава оксидов РЗМ и величины магнитного момента  $\mu$  ионов этих металлов приведена на рис. 4. С увеличением магнитного момента ионов РЗМ, входящих в состав оксидной прослойки, возрастает и поляризация спинов электронов в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (рис. 4, *a*). Но в работе [8] показано, что с ростом  $\mu$  повышается и магнитная упорядоченность поверхности магнетита и это обусловлено магнитным взаимодействием ионов железа в составе  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и ионов РЗМ в контактирующих слоях оксидов этих металлов. Таким образом, наблюдаемый рост поляризации спинов является следствием повышения упорядоченности магнитной структуры поверхности слоев  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  на границах с прослойкой из оксидов РЗМ.

Повышение упорядоченности магнитной структуры слоев магнетита, в свою очередь, ведет к росту TMR данных наноструктур (рис. 4, *б*). При изменении состава оксидной прослойки от  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (с  $\mu = 0,67 \mu_B$  для  $\text{Y}^{3+}$ ) до  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  (с  $\mu = 10,64 \mu_B$  для  $\text{Dy}^{3+}$ ) величина TMR наноструктур возрастает в 4 раза. Как указывалось в работе [7], упорядоченность магнитной структуры поверхности  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  возрастает и с увеличением количества ионов РЗМ на ее границе, то есть с ростом толщины слоя оксидов данных металлов. Поэтому в наноструктурах  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Me}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  увеличение толщины прослойки  $\text{Me}_2\text{O}_3$  должно вызывать повышение  $P$  и TMR. Такое повышение наблюдалось для наноструктуры  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Y}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  [9].

Глубина проникновения в слой оксида РЗМ области магнитного взаимодействия ионов этих металлов с ионами железа может быть оценена по выходу к насыщению кривых зависимостей  $P-h$  и  $\text{TMR}-h$ , где  $h$  — толщина слоя оксида РЗМ. Такая оценка показала, что глубина проникновения возрастает от 36 нм для  $\text{Y}_2\text{O}_3$  до 120 нм для  $\text{Tb}_2\text{O}_3$ , то есть она увеличивается с ростом магнитного момента ионов РЗМ.

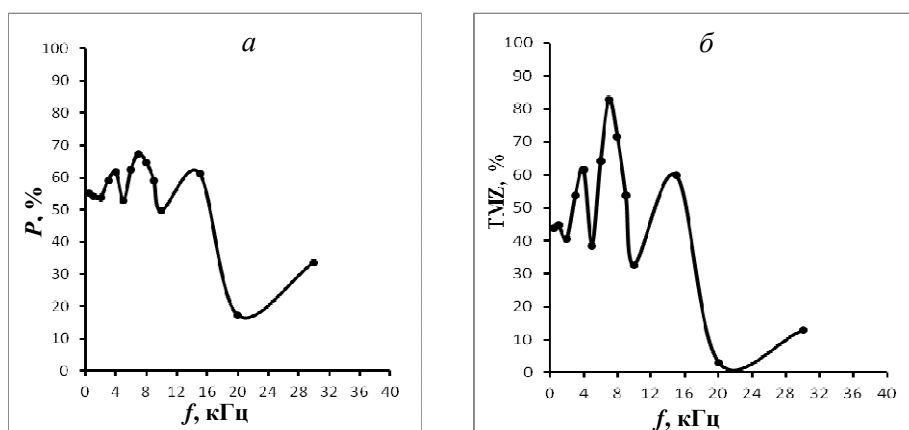


Рис. 5. Зависимости поляризации  $P$  (*a*) спинов электронов проводимости в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и TMR (*б*) в наноструктуре  $\text{Cu—Fe}_3\text{O}_4\text{—Dy}_2\text{O}_3\text{—Fe}_3\text{O}_4\text{—Cu}$  от частоты токов намагничивания  $f$ ;  $I_{\uparrow\uparrow} = I_{\downarrow\downarrow} = 10 \text{ мА}$ .

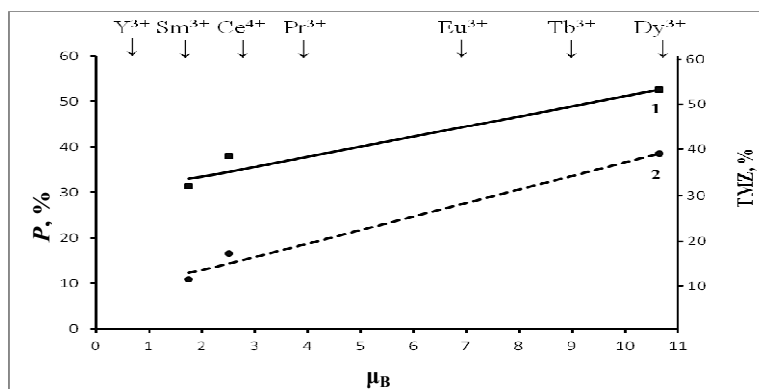


Рис. 6. Зависимости поляризации  $P$  (1) спинов электронов проводимости в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{TMZ}$  (2) наноструктур  $\text{Cu}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Me}_2\text{O}_3-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Cu}$  от величины магнитного момента  $\mu$  ионов РЗМ:  $f = 5$  кГц,  $I = 10$  мА.

Упорядочение магнитной структуры слоев  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , вызванное магнитным взаимодействием с прослойкой из оксидов РЗМ, сохраняется и при работе наноструктур на переменном токе, когда токи намагничивания  $I_{\uparrow\uparrow}$  и  $I_{\downarrow\downarrow}$  изменяются во времени. На рис. 5 показана зависимость поляризации  $P$  спинов электронов в слоях  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , а также туннельного магнитоимпеданса (TMZ) наноструктуры  $\text{Cu}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Dy}_2\text{O}_3-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Cu}$  от частоты  $f$  данных токов. Величина  $I_{\uparrow\uparrow} = I_{\downarrow\downarrow} = 10$  мА. Зависимости  $P-f$  и  $\text{TMZ}-f$  проходят через ряд экстремумов, вызванных инерционностью перемагничивания слоев  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и потерей синхронности с переменным током. Близкая по характеру частотная зависимость наблюдается и в наноструктурах с прослойкой из других оксидов РЗМ. Однако при этом максимально достигаемые значения  $P$  и  $\text{TMZ}$  зависят от состава прослойки между слоями  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и величины магнитного момента  $\mu$  ионов РЗМ (рис. 6). Сравнение рис. 4 и 6 показало сходство зависимостей  $P-\mu$  и  $\text{TMR}-\mu$  при работе наноструктур на постоянном и переменном токах намагничивания. Это подтверждает тот факт, что упорядоченность магнитной структуры в слоях магнетита, вызванная магнитным взаимодействием ионов железа и РЗМ, сохраняется и в режиме изменяющихся во времени токов намагничивания. Как видно на рис. 5 и 6, с увеличением магнитного момента ионов РЗМ от  $0,67 \mu_B$  для  $\text{Y}^{3+}$  в  $\text{Y}_2\text{O}_3$  до  $10,64 \mu_B$  для  $\text{Dy}^{3+}$  в  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  TMR и TMZ наноструктур возрастают в 4 раза как при работе на постоянном, так и на переменном токе.

### Выводы

Между ионами железа, входящими в состав слоев магнетита, и ионами РЗМ в контактирующих слоях оксидов этих металлов происходит магнитное взаимодействие, приводящее к упорядочению магнитной структуры поверхности  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и росту поляризации спинов электронов проводимости на ней. Глубина зоны взаимодействия в оксидах РЗМ простирается от 36 нм для  $\text{Y}_2\text{O}_3$  до 120 нм для  $\text{Tb}_2\text{O}_3$ . Магнитное взаимодействие усиливается с ростом магнитного момента и количества ионов РЗМ (толщины слоя оксида РЗМ) до наступления насыщения.

В наноструктурах  $\text{Cu}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Me}_2\text{O}_3-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Cu}$  магнитное взаимодействие способствует увеличению достигаемого в них туннельного

магнитосопротивления как при работе на постоянном, так и на переменном токе. С изменением оксида РЗМ от  $Y_2O_3$  до  $Dy_2O_3$  туннельное магнитосопротивление возрастает в 4 раза.

1. *Barthelemy A.* Magnetoresistance and spin electronics / [A. Barthelemy, A. Fert, J.-P. Contour et al.] // *J. of Magnetism and Magnetic Mater.* — 2002. — **242—245**. — P. 68—76.
2. *De Teresa J. M.* Inverse tunnel magnetoresistance in  $Co-SrTiO_3-La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ : new ideals on spin polarized tunneling / [J. M. De Teresa, A. Barthelemy, A. Fert et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — **82**. — P. 4288—4291.
3. *Камзин А. С.* Влияние поверхности на эффективные поля в монокристаллах  $\alpha-Fe_3O_4$  и  $FeBO_3$  / [А. С. Камзин, Б. Штал, Р. Геллерт и др.] // *Физика тв. тела.* — 2010. — **42**, вып. 9.
4. *Kado T.* Room-temperature magneto-resistance in magnetic tunnel junctions with  $Fe_3O_4$  electrode / T. Kado, H. Sano, K. Ando // *J. Appl. Phys.* — 2007 — **101**. — 09J511. — 3 p.
5. *Андреева А. Ф.* Магнитооптические свойства тонких пленок магнетита  $Fe_3O_4$  / А. Ф. Андреева, А. М. Касумов, В. З. Хриновский // *Наноструктурное материаловедение.* — 2012. — № 3. — С. 29—32.
6. *Андреева А. Ф.* Эффект Фарадея в тонкопленочной структуре  $Fe_3O_4-SnO_2$  / [А. Ф. Андреева, А. М. Касумов, В. З. Хриновский, В. М. Караваева] // *Тр. 7-й Междунар. конф. "Материалы и покрытия в экстремальных условиях"*, 24—28 мая 2012 г. — Крым, Украина. — С. 237.
7. *Андреева А. Ф.* Влияние оксидов редкоземельных металлов на намагниченность тонких пленок магнетита  $Fe_3O_4$  / А. Ф. Андреева, А. М. Касумов, В. З. Хриновский // *Наноструктурное материаловедение.* — 2013. — № 2. — С. 58—61.
8. *Андреева А. Ф.* Упорядочение магнитной структуры в тонких пленках магнетита  $Fe_3O_4$  / А. Ф. Андреева, А. М. Касумов, В. З. Хриновский // *Тр. 4-й Междунар. конф. HighMatTech*, 7—11 октября 2013 г. — Киев, Украина. — С. 211.
9. *Андреева А. Ф.* Магнитосопротивление и поляризация спинов электронов в наноструктуре  $Fe_3O_4/Y_2O_3/Fe_3O_4$  при работе на постоянном токе / А. Ф. Андреева, А. М. Касумов, В. В. Гавриленко // *Современные проблемы физического материаловедения.* — К. : Ин-т пробл. материаловедения НАН Украины. — 2009. — Вып. 10. — С. 29—32.

#### Гальваномагнітні властивості наноструктур $Cu-Fe_3O_4-Me_2O_3-Fe_3O_4-Cu$

А. М. Касумов, В. З. Хриновський, В. М. Караваєва

*Підведено підсумок дослідженням гальваномагнітних властивостей наноструктур  $Cu-Fe_3O_4-Me_2O_3-Fe_3O_4-Cu$  на основі шарів магнетиту, що розділені прошарком з оксидів рідкоземельних металів  $Me_2O_3$  ( $Me - Y, Ce, Pr, Sm, Eu, Tb, Dy$ ). Показано, що на межі шарів  $Fe_3O_4$  та  $Me_2O_3$  між іонами заліза та рідкоземельних металів відбувається магнітна взаємодія, яка приводить до впорядкування магнітної структури поверхні магнетиту. Це, в свою чергу, веде до збільшення тунельного магнітоопору наноструктур як при роботі на постійному, так і на змінному струмі.*

**Ключові слова:** наноструктура, магнетит, оксиди, рідкоземельні метали.

#### Galvanomagnetic properties of nanostructures $Cu-Fe_3O_4-Me_2O_3-Fe_3O_4-Cu$

A. M. Kasumov, V. Z. Khrinovsky, V. M. Karavaeva

*The study of galvanomagnetic properties of nanostructures  $Cu-Fe_3O_4-Me_2O_3-Fe_3O_4-Cu$ , based on magnetite layers, separated by a streak of rare earth metal oxides  $Me_2O_3$  ( $Me - Y, Ce, Pr, Sm, Eu, Tb, Dy$ ), was summarized. It was shown, that at the layers boundary of  $Fe_3O_4$  and  $Me_2O_3$  there is magnetic interaction between ions of iron and rare earth metals, that leads to the ordering of magnetic structure of the magnetite surface. This in turn provokes an increasing of tunneling magnetoresistance in nanostructures at them working both on DC, and AC currents.*

**Keywords:** nanostructure, magnetit, oxides, rare earth metals.