Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології
Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies
2008, т. 6, № 1, сс. 1–8

PACS numbers: 72.10.Fk, 72.15.Lh, 73.40.Jn, 73.50.Gr, 73.50.Jt, 75.30.Vn, 75.70.Pa

Гігантський магнеторезистивний ефект у магнетних полікристалічних мультишарах

Л. В. Дехтярук, І. Ю. Проценко[*], А. М. Чорноус[*]

Харківський державний технічний університет
будівництва та архітектури,
вул. Сумська, 40,
61002 Харків, Україна
[*]*Сумський державний університет,*
вул. Римського-Корсакова, 2,
40007 Суми, Україна

З використанням Моттового наближення для феромагнетних металів у рамках модифікованого моделю Маядаса та Шацкеса проаналізовано гігантський магнеторезистивний ефект (ГМРЕ) у полікристалічних магнетних мультишарах з ультратонкими спейсерами. Одержано загальний та наближені вирази, за допомогою яких можна оцінити величину амплітуди ефекту, обумовленого асиметрією зерномежового та інтерфейсного спін-залежного розсіяння електронів. Виявлено умови, за яких відбувається зміна знаку ефекту, та досліджено вплив розсіяння носіїв заряду на межах зерен на амплітуду ГМРЕ.

Within both the Mott approximation for ferromagnetic metals and the modified Mayadas–Shatzkes model, the giant magnetoresistance effect in magnetic polycrystalline multilayers with ultrathin spacers is investigated. With the general and simple asymptotic formulas obtained, the amplitude of effect caused by the asymmetry of both the spin-dependent interface scattering of electrons and the spin-dependent transmission of electrons between the adjacent magnetic layers is estimated. The conditions, under which the effect changes the sign, are revealed, and the grain-boundary scattering influence on the giant-magnetoresistance effect amplitude is investigated too.

С использованием приближения Мотта для ферромагнитных металлов в рамках модифицированной модели Маядаса и Шацкеса проанализирован гигантский магниторезистивный эффект (ГМРЭ) в поликристаллических магнитных мультислоях с ультратонкими спейсерами. Получено общее та приближенные выражения, с помощью которых можно оценить амплитуду эффекта, обусловленного асимметрией зернограничного и интерфейсного спин-зависимого рассеяния электронов. Найдены условия, при которых происходит изменение знака эффекта, и исследовано влияние рассеяния носителей заряда на границах зерен на ГМРЭ.

Ключові слова: магнетний полікристалічний мультишар, гігантський магнеторезистивний ефект, двострумовий Моттів модель, модель Маядаса і Шацкеса.

(Отримано 10 грудня 2007 р.)

1. ВСТУП

Великий науковий та практичний інтерес до штучно створених тришаровим та багатошарових магнетних систем (наноструктур), які складаються з магнетних та немагнетних шарів металу, що чергуються, обумовлений як можливістю розв'язання цілого ряду проблем фізики твердого тіла, так і перспективами застосування таких наноструктур у ріжних областях техніки [1, 2]. Серед значної кількости ріжноманітних ефектів, які спостерігаються у магнетних багатошарових зразках, найбільш цікавим, з точки зору практичного застосування, являється гігантський магнеторезистивний ефект (ГМРЕ), який вперше спостерігався у Fe/Cr мультишарах [3], одержаних відносно складною методою молекулярно-променевої епітаксії. Подалі Паркін [4] спостерігав аналогічний ефект у магнетних багатошарових зразках, одержаних значно простішою методою, а саме методою напорошення на підкладку, яку широко використовують у промисловости для одержання одно- та багатошарових плівкових системах. Багатошарові нанокристалічні системи, одержані таким чином, як правило, моноблочні за товщиною [4–6], а у напрямку, паралельному інтерфейсам провідника, мають полікристалічну структуру. У випадку, коли характерний розмір кристалітів у площині шарів L_i за порядком величини збігається з середньою довжиною вільного пробігу носіїв заряду l_i, розсіяння носів заряду на міжкристалітних межах змінює провідність мультишару і, відповідно, змінюється величина амплітуди ГМРЕ, що і є предметом теоретичного дослідження даного повідомлення.

2. ЗАГАЛЬНІ АНАЛІТИЧНІ ВИРАЗИ ДЛЯ ПРОВІДНОСТИ МУЛЬТИШАРУ З *AP*- ТА *P*-КОНФІҐУРАЦІЯМИ

Кількісно ГМРЕ можна охарактеризувати відносною зміною провідности $\Delta\sigma = \sigma_P - \sigma_{AP}$ багатошарового зразка в результаті його перемагнетування, нормованою на провідність зразка σ_{AP} з антиферомагнетною взаємодією (вектори намагнетованости у сусідніх шарах металу антипаралельні — AP-конфіґурація):

$$\delta_{AP} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \equiv \frac{\sigma_P}{\sigma_{AP}} - 1, \quad (1)$$

у випадку коли спостерігається неґативний (прямий) ефект ГМО. Якщо ж у магнетних мультишарах реалізується позитивний (інверсний) ефект [7], то зміну провідности у результаті переведення провідника між $AP \to P$ -конфіґураціями (вектори намагнетованости у сусідніх шарах паралельні) потрібно нормувати на провідність σ_P зразка, в якому реалізується P-конфіґурація:

$$\delta_P = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_P} \equiv 1 - \frac{\sigma_{AP}}{\sigma_P}. \quad (2)$$

У випадку, коли товщини шарів багатошарової магнетної плівки з полікристалічною структурою значно більші за де Бройлеву довжину хвилі електронів, а спін-фліп процеси незначні і ними можна знехтувати (що виправдано за низьких температур [2]), то провідності σ_{AP} і σ_P можна розрахувати у рамках Моттового моделю феромагнетного металу [8] та модифікованого моделю Маядаса і Шацкеса (модель МШ) [9], у якім одночасно враховується розсіяння носіїв заряду в об'ємі шарів металу, на їх інтерфейсах та межах зерен.

Не зупиняючись на стандартній процедурі розв'язання Больцманнового кінетичного рівнання, доповненого відповідними крайовими умовами для функції розподілу для носіїв заряду [10–12] на інтерфейсах провідника, запишемо кінцевий результат розрахунку питомої провідности полікристалічного мультишару з AP-конфіґурацією (вважається, що магнетні шари металу розділені ультратонкими немагнетними спейсерами, провідність яких значно менша за провідність феромагнетних шарів металу, і їх роль полягає у формуванні антиферомагнетної конфіґурації провідника) [13]:

$$\sigma_{AP} = \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1}^{2} \sigma_{APj}^{(n-j)s} = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n}^{2} d_j \sigma_{0j}^{(n-j)s} \Phi_{APj}^{(n-j)s}, \quad (3)$$

де $d = d_1 + d_2$ — товщина елемента періодичности багатошарового зразка (товщина бішару); σ_{0j}^{s} — провідність масивного монокристалічного металу, час релаксації електронів у якому — τ_{0j}^{s}; верхній індекс $s = \pm(\uparrow\downarrow)$ $(-s = \mp)$ визначає знак проєкції спіну на вектор намагнетованости у магнетнім шарі металу, а нижні індекси $j \neq n = 1, 2$ й визначають номер шару елемента періодичности провідника.

Розмірні функції Φ_{APj}^{s} у формулі (3) можна записати у вигляді:

$$\Phi_{APj}^{s} = \frac{\sigma_{gj}^{s}}{\sigma_{0j}^{s}} - \frac{6}{\pi k_j^s} \int_0^{\pi/2} d\phi \cos^2\phi \int_0^1 dx \frac{\left(x - x^3\right)\left(1 - E_j^s\right)}{H_j^{s2}} G_j^s, \quad (4)$$

$$G_j^s = 1 - \frac{1}{\Delta^{(n-j)s}} \left\{ \left(1 + P_{jn}^s E_j^s\right)\left(1 + P_{nj}^{-s} E_n^{-s}\right) - Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_j^s E_n^{-s} \right\} \times$$
$$\times \left\{ C_j^s \left(1 - P_{nj}^{-s} E_n^{-s}\right) + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_n^{-s} H_j^s}{\tau_j^s H_j^{-s}} E_n^{-s} C_n^{-s} \right\}, \tag{5}$$

$$\Delta^s = 1 - P_{jn}^{s2} E_j^{s2} - P_{nj}^{-s2} E_n^{-s2} - 2 Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_j^s E_n^{-s} + (Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} - P_{jn}^s P_{nj}^{-s})^2 E_j^{s2} E_n^{-s2},$$

$$C_j^s = P_{jn}^s \left(1 - E_j^s\right) + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_n^{-s} H_j^s}{\tau_j^s H_j^{-s}} \left(1 - E_n^{-s}\right),$$

$$E_j^s = \exp\left\{ -\frac{k_j^s}{x} H_j^s \right\},\ H_j^s = 1 + \frac{\alpha_j^s}{\cos\phi\sqrt{1-x^2}},\ k_j^s = \frac{d_j}{l_j^s},$$

де $P_{jn}^s = \mathrm{const}$ і визначає ймовірність дзеркального розсіяння носія заряду на межі поділу між j-м та n-м шарами металу; $Q_{nj}^s = \mathrm{const}$ і визначає ймовірність проходження електрона з n-го шару в j-й шар без розсіяння, так щоб виконувалися нерівності; $\alpha_j^s = \left(l_j^s R_j^s / \left(L_j \left(1 - R_j^s\right)\right)\right)$ — зерномежовий параметр; R_j^s — ймовірність дифузного розсіяння електронів на межах зерен.

Функція $\sigma_{gj}^s / \sigma_{0j}^s$ у формулі (4) описує провідність масивного полікристалічного металу $(d_j \to \infty)$ і у рамках моделів Мотта [8] та МШ [9] дорівнює:

$$\frac{\sigma_{gj}^s}{\sigma_{0j}^s} = 1 - \frac{3}{2}\alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2} - 3\alpha_j^{s3} \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha_j^s}\right) \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2}, & \alpha_j^s \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_i^s} - \frac{3}{5\alpha_j^{s2}}, & \alpha_j^s \gg 1. \end{cases} \tag{6}$$

Якщо довжина вільного пробігу носіїв заряду $l_j^s \ll d_j$ товщини шарів металу, тобто параметри $(k_j^s \ll 1)$, то загальний вираз для розмірних функцій Φ_{APj}^s (4) можна спростити і записати у вигляді:

$$\Phi_{APj}^s = \frac{\left(1 + P_{jn}^s\right)\left(1 - P_{nj}^{-s}\right) + Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} + 2 Q_{nj}^{-s} d_{n,j}}{\left(1 - P_{jn}^s\right)\left(1 - P_{nj}^{-s}\right) - Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s}} k_j^s, \tag{7}$$

де $d_{n,j} = d_n / d_j$ відношення товщин сусідніх шарів металу зразка. У формулі (7) ми знехтували несуттєвими для подальших розрахунків числовим множником та логаритмічним фактором.

Будемо вважати, що зовнішнє магнетне поле, яке прикладене до багатошарової плівки та переводить провідник з AP в P-конфіґурацію відносно слабке, так що його впливом на траєкторію руху носіїв заряду можна нехтувати. У цьому випадку питома провідність багатошарової плівки, у якій реалізується феромагнетна взаємодія, дорівнює:

$$\sigma_P = \sum_{s=\pm}\sum_{j=1}^{2}\sigma_{Pj}^{s} = \frac{1}{d}\sum_{s=\pm}\sum_{j=1}^{2} d_j \sigma_{0j}^{s}\Phi_{Pj}^{s}\,, \tag{8}$$

де розмірні функції Φ_{Pj}^{s} й їх асимптотичні наближення визначатимуться формулами (4) і (7), у яких треба зробити заміну:

$$-s \to s\,. \tag{9}$$

3. АСИМПТОТИЧНІ ВИРАЗИ ДЛЯ ОЦІНКИ АМПЛІТУДИ ЕФЕКТУ ГІГАНТСЬКОГО МАГНЕТООПОРУ

У випадку, коли носії заряду дзеркальним чином розсіюються на межах поділу шарів (МПШ) металу, то мультишар формально можна розглядати як масивний зразок [14, 15], провідність якого буде визначатися формулою (6). Скориставшись резисторним моделем [2], для величини δ_{AP} можна одержати наступний вираз:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{g1}-1)(\alpha_{g2}-1)}{\alpha_{g1}(1+\beta_g)+\alpha_{g2}(1+\beta_g^{-1})} = \begin{cases} \dfrac{(1-\alpha_g)^2}{4\alpha_g}, & \alpha_{g1}=\alpha_{g2}=\alpha_g,\ \beta_g=1, \\ 0, & \alpha_{gj}=1, \end{cases} \tag{10}$$

де $\beta_g = \sigma_{g2}^{+}/\sigma_{g1}^{+}$, а параметри $\alpha_{gj} = \rho_{gj}^{-}/\rho_{gj}^{+} \equiv \sigma_{gj}^{+}/\sigma_{gj}^{-}$ визначають величину асиметрії спін-залежного розсіяння (СЗР) електронів в об'ємі полікристалічних шарів металу.

У випадку, коли середня ширина кристалітів L_j значно більша за довжину вільного пробігу носіїв заряду $(L_j >> l_j^s)$, або межі зерен майже прозорі для електронів $(R_j^s << 1)$, розсіянням носіїв заряду на міжкристалітних межах, у порівнянні з об'ємним розсіянням, можна знехтувати. У цім випадку ефект гігантського магнетоопору буде обумовлений СЗР електронів в об'ємі шару металу, а його амплітуду можна визначити за наступною формулою [2]:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{b1}-1)(\alpha_{b2}-1)}{\alpha_{b1}(1+\beta_b)+\alpha_{b2}(1+\beta_b^{-1})} = \begin{cases} \dfrac{(1-\alpha_b)^2}{4\alpha_b}, & \alpha_{b1}=\alpha_{b2}=\alpha_b,\ \beta_b=1, \\ 0, & \alpha_{bj}=1, \end{cases} \tag{11}$$

де $\beta_b = \sigma_{02}^{+}/\sigma_{01}^{+}$, а параметри $\alpha_{bj} = \rho_{0j}^{-}/\rho_{0j}^{+} \equiv \sigma_{0j}^{+}/\sigma_{0j}^{-}$ визначають величину асиметрії СЗР в об'ємі монокристалічних шарів металу [16].

Якщо ж полікристалічні шари металу, з яких складається багатошарова магнетна плівка, мають дрібнозернисту структуру $(\alpha_j^s >> 1)$, тобто або зерна майже не прозорі для носіїв заряду $(1 - R_j^s << 1)$, або ширина кристалітів значно менша за довжину вільного пробігу електронів $(L_j << l_j^s)$, то величина δ_{AP} дорівнює:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{R1}-1)(\alpha_{R2}-1)}{\alpha_{R1}(1+\beta_R)+\alpha_{R2}(1+\beta_R^{-1})} = \begin{cases} \dfrac{(1-\alpha_R)^2}{4\alpha_R}, & \alpha_{R1}=\alpha_{R2}=\alpha_R,\ \beta_R=1, \\ 0, & \alpha_{Rj}=1, \end{cases} \quad (12)$$

де $\beta_R = (L_2 R_1^+)/(L_1 R_2^+)$, а параметри $\alpha_{Rj} = R_j^- / R_j^+$ визначають величину асиметрії СЗР носіїв заряду на міжкристалітних межах. Таким чином, коли мультишар має дрібнозернисту структуру, то домінуючим механізмом ГМРЕ є асиметричне розсіяння електронів з ріжною поляризацією спіну на межах зерен.

У випадку, коли шари металу тонкі $(k_j^s << 1)$ і виконується нерівність $(\alpha_j^s < k_j^s)$, то домінуючим механізмом розсіянням носіїв заряду є їх розсіяння на межах поділу шарів металу, а зерномежовим розсіянням носіїв заряду можна знехтувати [14, 15]. У цім випадку, ГМРЕ буде обумовлений асиметрією СЗР носіїв заряду на інтерфейсах багатошарової плівки.

Для простоти будемо вважати, що мультишар складається з шарів металу однакової товщини $(d_1 = d_2 = d)$. Підставляючи формулу (7) у співвідношення (3) та (8) з урахуванням заміни (9), для граничних значень параметрів дзеркальности можна одержати наступні формули для оцінки амплітуди ефекту ГМО.

1. $P_{jn}^s << Q_{nj}^s$:

$$\delta_{AP} = \frac{\beta_Q^-}{\alpha_{Q1}} \frac{(\alpha_{Q1}-1)(\alpha_{Q2}-1)}{(1+\beta_Q^+)(1+\beta_Q^-)} = \begin{cases} \dfrac{(\alpha_Q-1)^2}{4\alpha_Q}, & \alpha_{Q1}=\alpha_{Q2}=\alpha_Q,\ \beta_Q^{\pm}=1, \\ 0, & \alpha_{Qj}=1, \end{cases} \quad (13)$$

де $\beta_Q^{\pm} = T_{Q12}^{\pm} / T_{Q21}^{\pm}$, $T_{Qnj}^s = 1 - Q_{nj}^s$ — ймовірність дифузного розсіяння носія заряду з n-го в j-шар металу, а параметри $\alpha_{Qjn} = T_{Q12}^{\pm} / T_{Q21}^{\pm}$ визначають величину спінової асиметрії розсіяння електронів у сусідній шар металу.

2. $P_{jn}^s >> Q_{nj}^s$:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{P1}-1)^2(\alpha_{P2}+1)+\beta_P^-(\alpha_{P2}-1)^2(\alpha_{P1}+1)}{4\alpha_{P1}\left(1+\alpha_{P2}+\beta_P^+(\alpha_{P1}+1)\right)} =$$

$$= \begin{cases} \dfrac{(\alpha_P-1)^2}{4\alpha_P}, & \alpha_{P1}=\alpha_{P2}=\alpha_P,\ \beta_P^{\pm}=1, \\ 0, & \alpha_{Pj}=1, \end{cases} \quad (14)$$

де $\beta_P^{\pm} = T_{P12}^{\pm} / T_{P21}^{\pm}$, $T_{Pjn}^{s} = 1 - P_{jn}^{s}$ — ймовірність дифузного розсіяння електрона на межі поділу між j-м та n-м шарами металу без проходження у сусідній шар; а параметри $\alpha_{Pjn} = T_{Pjn}^{-} / T_{Pjn}^{+}$ визначають спінову асиметрію дифузного розсіяння електронів на інтерфейсі зразка без проходження у сусідній шар металу.

З формул для величини δ_{AP} (10)–(14) легко одержати аналогічні формули для δ_P (2), якщо в них зробити наступні заміни:

$$\left[\alpha_{g1}\left(1+\beta_g\right)+\alpha_{g2}\left(1+\beta_g^{-1}\right)\right] \to \left[1+\alpha_{g1}\beta_g+\alpha_{g2}\left(\alpha_{g1}+\beta_g^{-1}\right)\right],$$

$$\left[\alpha_{b1}\left(1+\beta_b\right)+\alpha_{b2}\left(1+\beta_b^{-1}\right)\right] \to \left[1+\alpha_{b1}\beta_b+\alpha_{b2}\left(\alpha_{b1}+\beta_b^{-1}\right)\right],$$

$$\left[\beta_Q^{-} / \alpha_{Q12}\left(1+\beta_Q^{+}\right)\left(1+\beta_Q^{-}\right)\right] \to \left[\beta_Q^{+} / \left(\alpha_{Q21}+\beta_Q^{+}\right)\left(\alpha_{Q12}\beta_Q^{+}+1\right)\right],$$

$$\left[4\alpha_{P12}\left(1+\alpha_{P21}+\beta_P^{+}\left(\alpha_{P12}+1\right)\right)\right] \to$$

$$\to \left[\left(1+\alpha_{P21}+\beta_P^{-}\left(\alpha_{P12}+1\right)\right)\left(\alpha_{P12}+1\right)\left(\alpha_{P21}+1\right)\right].$$

Якщо багатошарова плівка є «симетричною», тобто складається з магнетних шарів металу з однаковими структурними характеристиками, то у знаменниках формул (10)–(14) у фіґурних дужках потрібно виконати наступну заміну: $4\gamma \to (1+\gamma)^2$, де $\gamma = \alpha_R, \alpha_b, \alpha_Q, \alpha_P$.

Оскільки багатошарову плівку формально можна розглядати як сандвіч, зовнішні межі якого дзеркальним чином розсіюють носіїв заряду, то співвідношення (10)–(14) можна використати для визначення величини ГМРЕ у тришарових магнетних плівках, зовнішні межі яких є «дзеркальними». Також зауважимо, що при виконанні рівности $\alpha_{Pjn} = \alpha_{Pnj} = \alpha_P$ формула (14) збігається з формулою (4) роботи [20], у якій необхідно нехтувати квадратичним множником за параметром дифузности T_P^s та ввести параметр α_P.

Із аналізи формул (10)–(13) випливає, що у випадку ріжної асиметрії розсіяння електронів з ріжною поляризацією спіну ($\gamma_1 > 1$, $\gamma_2 < 1$ або навпаки), тобто коли багатошарова плівка складається з шарів ріжного магнетного металу, то можлива інверсія ефекту, в той час як дзеркальне розсіяння на інтерфейсах мультишару призводить до каналювання струму [21], і зміна знаку ефекту неможлива (див. формулу (14)). У граничнім випадку, при повністю дзеркальнім відбитті носіїв заряду, межі поділу шарів металу стають абсолютно непрозорі для електронів, і гігантський магнеторезистивний ефект відсутній в силу відсутности взаємочину між магнетними шарами металу.

4. ВИСНОВКИ

Таким чином, якщо багатошарова магнетна плівка має дрібнозернисту структуру, а взаємодія електронів з інтерфейсами провідника не призводить до дисипації спін-поляризованого струму, то ГМРЕ обумовлений СЗР носіїв заряду на міжкристалітних межах (див. формулу (12)). Якщо шари металу зразка тонкі, то амплітуда ефекту гігантського магнетоопору формується за рахунок асиметрії інтерфейсного СЗР електронів. У випадку, коли мультишар складається з магнетних шарів металу ріжного сорту, то можлива інверсія ефекту. Однак зміна знаку ефекту неможлива у випадку майже «дзеркальних» інтерфейсів внаслідок ефекту каналювання.

ПОДЯКИ

Роботу виконано в рамках спільного науково-технічного проєкту між Сумським державним університетом та Інститутом фізики Словацької академії наук (м. Братислава).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. В. Г. Дорогань, Ф. В. Моцний, *УФЖ*, **49**, № 12: 1174 (2004).
2. E. Y. Tsymbal and D. G. Pettifor, *Solid State Physics. Vol.* ***56*** (Eds. H. Ehrenreich and F. Spaepen) (New York: Academic Press: 2001), p. 113.
3. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**, No. 21: 2472 (1988).
4. S. S. P. Parkin, *Annu. Rev. Sci.*, **25**: 357 (1995).
5. A. R. Modak, D. J. Smith, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev.*, **50**: 4232 (1994).
6. В. В. Зорченко, А. Н. Стеценко, А. Г. Андерс, *ФНТ*, **31**, № 6: 665 (2006).
7. J. M. Georg, L. G. Pererira, A. Barthelemy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**, No. 3: 408 (1994).
8. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A*, **153**: 699 (1936).
9. A. F. Mayadas and M. Shatzkes, *Phys. Rev. B*, No. 1: 1382 (1970).
10. R. E. Camley and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, No. 6: 664 (1989).
11. В. Я. Кравченко, *Письма в ЖЭТФ*, **121**: 703 (2002).
12. В. Я. Кравченко, *ЖЭТФ*, **74**: 466 (2001).
13. Л. В. Дехтярук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**, № 2: 219 (2008).
14. A. Chornous, L. Dekhtyaruk, M. Marszalek et al., *Cryst. Res. Technol.*, **41**, No. 4: 388 (2006).
15. L. V. Dekhtyaruk, S. I. Protcenko, A. M. Chornous et al., *Ukr. J. Phys.*, **49**, No. 6: 587 (2004).
16. A. Fert and I. A. Campbell, *J. Phys. F: Metal Physics*, **6**, No. 5: 849 (1976).
17. B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mat.*, **136**: 335 (1994).
18. Л. В. Дехтярук, Ю. О. Колесніченко, *УФЖ*, **42**, № 9: 1094 (1997).
19. Л. В. Дехтярук, Ю. А. Колесниченко, *ФНТ*, **19**, № 9: 1013 (1993).
20. В. И. Окулов, *ФНТ*, **20**, № 4: 400 (1994).
21. B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.*, **136**: 335 (1994).