

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 ферромагнетних 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 спин-залежного розсіювання електронів. Виявлено умови, за яких відбувається зміна знаку ефекту, та досліджено вплив розсіювання 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 магнеторезистивный эффект (ГМРЭ) в поликристаллических магнитных мультислоях с ультратонкими спейсерами. Получено общее та приближенные выражения, с помощью которых можно оценить амплитуду эффекта, обусловленного асимметрией зернограницного и ин-

терфейсного 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, двострумний Моттів модель, модель Маядаса і Шацкеса.

(Отримано 10 грудня 2007 р.)

1. ВСТУП

Великий науковий та практичний інтерес до штучно створених тришарових 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 різних областях техніки [1, 2]. Серед значної кількості різноманітних 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. Подальші Паркін [4] спостерігав аналогічний ефект у магнетних багатошарових зразках, одержаних значно простішою методою, а саме методом напорошення на підкладку, яку широко використовують у промисловості 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 носіїв заряду на міжкристалітних межах змінює провідність мультишару i , відповідно, змінюється величина амплітуди ГМРЕ, що і є предметом теоретичного дослідження даного повідомлення.

2. ЗАГАЛЬНІ АНАЛІТИЧНІ ВИРАЗИ ДЛЯ ПРОВІДНОСТІ МУЛЬТИШАРУ З AP - ТА P -КОНФІГУРАЦІЯМИ

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

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

у випадку коли спостерігається негативний (прямий) ефект ГМО. Якщо ж у магнетних мультишарах реалізується позитивний (інверсний) ефект [7], то зміну провідності у результаті переведення провідника між $AP \rightarrow P$ -конфігураціями (вектори намагнетованості у сусідніх шарах паралельні) потрібно нормувати на провідність σ_P зразка, в якому реалізується P -конфігурація:

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

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 Шацке-са (модель МШ) [9], у яким одночасно враховується розсіяння носіїв заряду в об'ємі шарів металу, на їх інтерфейсах та межах зерен.

Не зупиняючись на стандартній процедурі розв'язання Больцманового кінетичного рівняння, доповненого відповідними крайовими умовами для функції розподілу для носіїв заряду [10–12] на інтерфейсах провідника, запишемо кінцевий результат розрахунку питомої провідності полікристалічного мультишару з AP -конфігурацією (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 конфігурації 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 періодичності 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 проекції спіну на вектор намагнетованості у магнетнім шарі металу, а нижні індекси $j \neq n = 1, 2$ й визначають номер шару елемента періодичності провідника.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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:

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

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 -конфігурацію

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:

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

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

$$-s \rightarrow s. \quad (9)$$

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 модельом [2], для величини δ_{AP} можна одержати наступний вираз:

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

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

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

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

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 багато-

шарова магнетна плівка, мають дрібнозернисту структуру ($\alpha_j^s \gg 1$), тобто або зерна майже не прозорі для носіїв заряду ($1 - R_j^s \ll 1$), або ширина кристалітів значно менша за довжину вільного пробігу електронів ($L_j \ll l_j^s$), то величина δ_{AP} дорівнює:

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

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 розсіювання електронів з різною поляризацією спіну на межах зерен.

У випадку, коли шари металу тонкі ($k_j^s \ll 1$) і виконується нерівність ($\alpha_j^s < k_j^s$), то домінуючим механізмом розсіювання носіїв заряду є їх розсіювання на межах поділу шарів металу, а зерномежовим розсіюванням носіїв заряду можна знехтувати [14, 15]. У цьому 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 дзеркальності можна одержати наступні формули для оцінки амплітуди ефекту ГМО.

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

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

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

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

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

де $\beta_p^\pm = T_{p12}^\pm / T_{p21}^\pm$, $T_{pjn}^s = 1 - P_{jn}^s$ — ймовірність дифузного розсіювання 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 розсіювання 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:

$$\begin{aligned} & \left[\alpha_{g1} (1 + \beta_g) + \alpha_{g2} (1 + \beta_g^{-1}) \right] \rightarrow \left[1 + \alpha_{g1} \beta_g + \alpha_{g2} (\alpha_{g1} + \beta_g^{-1}) \right], \\ & \left[\alpha_{b1} (1 + \beta_b) + \alpha_{b2} (1 + \beta_b^{-1}) \right] \rightarrow \left[1 + \alpha_{b1} \beta_b + \alpha_{b2} (\alpha_{b1} + \beta_b^{-1}) \right], \\ & \left[\beta_Q^- / \alpha_{Q12} (1 + \beta_Q^+) (1 + \beta_Q^-) \right] \rightarrow \left[\beta_Q^+ / (\alpha_{Q21} + \beta_Q^+) (\alpha_{Q12} \beta_Q^+ + 1) \right], \\ & \left[4\alpha_{p12} (1 + \alpha_{p21} + \beta_p^+ (\alpha_{p12} + 1)) \right] \rightarrow \\ & \rightarrow \left[(1 + \alpha_{p21} + \beta_p^- (\alpha_{p12} + 1)) (\alpha_{p12} + 1) (\alpha_{p21} + 1) \right]. \end{aligned}$$

Якщо багатошарова плівка є «симетричною», тобто складається з магнетних шарів металу з однаковими структурними характеристиками, то у знаменниках формул (10)–(14) у фігурних дужках потрібно виконати наступну заміну: $4\gamma \rightarrow (1 + \gamma)^2$, 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 рівності $\alpha_{pjn} = \alpha_{pnj} = \alpha_p$ 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 аналізу формул (10)–(13) випливає, що у випадку різної асиметрії розсіювання електронів з різною поляризацією спіну ($\gamma_1 > 1$, $\gamma_2 < 1$ або навпаки), тобто коли багатошарова плівка складається з шарів різного магнетного металу, то можлива інверсія ефекту, в той час як дзеркальне розсіювання на інтерфейсах мультишару призводить до каналювання струму [21], і зміна знаку ефекту неможлива (див. формулу (14)). У граничному випадку, при повністю дзеркальній відбитті носіїв заряду, межі поділу шарів металу стають абсолютно непрозорі для електронів, і гігантський магнеторезистивний ефект відсутній в силу відсутності взаємочину між магнетними шарами металу.

4. ВИСНОВКИ

Таким чином, якщо багатошарова магнетна плівка має дрібнозер-

нисту структуру, а взаємодія електронів з інтерфейсами провідника не призводить до дисипації спин-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 різного 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 проекту між Сумським державним університетом та Інститутом фізики Словацької академії наук (м. Братислава).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. В. Г. Дорогань, Ф. В. Мощний, *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. Колесніченко, *ФНТ*, **19**, № 9: 1013 (1993).
20. В. И. Окулов, *ФНТ*, **20**, № 4: 400 (1994).
21. B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.*, **136**: 335 (1994).