

ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ

Л.В. Дехтярук

Харьковский государственный технический университет
строительства и архитектуры, ул. Сумская, 40, г. Харьков, 61002

E - mail: dekhtyaruk@mail.ru

С использованием квазиклассического приближения теоретически проанализирован гигантский магниторезистивный эффект в магнитной трехслойной пленке с ультратонкой прослойкой. Показано, что увеличение шероховатостей межслойной и внешних границ приводит к уменьшению амплитуды эффекта

ВВЕДЕНИЕ

Исследование электронного транспорта в магнитоупорядоченных трехслойных и многослойных пленках актуально как с фундаментальной точки зрения, так и с практической, что выражается в публикации большого количества научных статей по исследованию кинетических свойств в указанных системах (см. литературные обзоры [1,2] и цитируемую там литературу). Этот интерес к магнитным наноструктурам усилился после открытия в *Fe/Cr* мультислоях [3] и сандвичах [4] гигантского магниторезистивного эффекта, проявляющегося в резком уменьшении (прямой, отрицательный) или увеличении (инверсный, положительный) [5] сопротивления образца при включении сравнительно слабого магнитного поля. В настоящее время полагается, что эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) обусловлен спин – зависимым рассеянием (СЗР) носителей заряда в объеме магнитных слоев и на их интерфейсах, а его амплитуда во многом определяется степенью шероховатости внешних и межслойных границ. Несмотря на большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ, в которых изучалось влияние состояния внешних границ и интерфейсов на величину ГМС, их выводы кардинально противоположны. Так, в частности, в работах [6-8] утверждается, что увеличение шероховатостей интерфейсов приводит к увеличению амплитуды эффекта ГМС. К противоположному выводу пришли авторы работ [9,10], которые наблюдали обратную тенденцию, а в работе [11] утверждается, что эффект будет максимальным при наличии оптимальных по величине шероховатостей. Необходимость в разрешении этих противоречий делает актуальным дальнейшее теоретическое исследование эффекта ГМС с привлечением более сложных моделей для описания взаимодействия носителей заряда с внешними и межслойными границами. Это и является предметом данного сообщения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОБЩИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ПРОВОДИМОСТИ САНДВИЧА

Рассмотрим трехслойную пленку (сэндвич), состоящую из ферромагнитных слоев металла разной толщины ($d_j = d_n$), разделенных немагнитным ультратонким слоем металла, роль которого в рассматриваемой простой модели сводится к формированию

антиферромагнитной конфигурации в проводнике (вектора локальной намагниченности в магнитных слоях антипараллельны) (AP – конфигурация). Будем полагать, что внешнее однородное электрическое поле $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ приложено вдоль межслойных границ, ось X параллельна нормали к внешней поверхности, а толщины слоев металла значительно больше дебройлевской длины волны электрона. В этом случае электронный транспорт в магнитном образце может быть адекватно описан в рамках квазиклассического приближения, т.е. в рамках модели Фукса – Зондгаймера [12,13]. Именно такой подход был реализован в работах [14-18] при теоретическом рассмотрении эффекта гигантского магнитосопротивления.

Количественно эффект ГМС может быть охарактеризован относительным изменением удельной проводимости $\Delta\sigma$ в результате перемагничивания образца:

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

Продольная проводимость σ_{AP} магнитного сэндвича, в котором реализуется антиферромагнитная конфигурация, может быть вычислена с помощью кинетического уравнения Больцмана для квазиклассической функции распределения электронов с граничными условиями, в которых вероятности зеркального рассеяния носителей заряда на внешних и межслойных границах зависят от спинового индекса $s = \pm$ (индексы $+$ ($-$) – отвечают положительной (отрицательной) проекции магнитного момента на направление локальной намагниченности в магнитном слое).

Не останавливаясь на стандартной процедуре решения кинетического уравнения, приведем конечный результат вычисления продольной проводимости σ_{AP} в предположении, что закон дисперсии для носителей заряда в каждом слое сэндвича квадратичен и изотропен [18]:

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

В формуле (2) нижние индексы $j \neq n = 1, 2$ определяют номер слоя сэндвича, а верхние индексы $(n-j)s$ определяют знак проекции спина на направление вектора локальной намагниченности в магнитном слое; d_j – толщина j -го слоя трехслойного образца; $\sigma_{0j}^{(n-j)s}$ – его объемная проводимость; $\Phi_{APj}^{(n-j)s}$ – размерные функции, определяющие влияние размеров слоев на электронный транспорт в проводнике, которые могут быть записаны в следующем виде:

$$\Phi_{APj}^s = 1 - \frac{3}{4k_j^s} \int_0^1 dx_j (x_j - x_j^3) (1 - E_j^s) G_j^s, \quad (3)$$

$$G_j^s = 2 - \frac{1}{\Delta_{(n-j)s}} \left\{ (1 - E_j^s) \left[(q_j^s + P_{jn}^s + 2q_j^s P_{jn}^s E_j^s) (1 - q_n^{-s} P_{nj}^{-s} E_n^{-s 2}) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_n^{-s} Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_n^{-s 2} (1 + 2q_j^s E_j^s) \right] + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_n^{-s}}{\tau_j^s} (1 - E_n^{-s}) (1 + q_j^s E_j^s) (1 + q_n^{-s} E_n^{-s}) \right\}, \quad (4)$$

$$\Delta^s = (1 - q_j^s P_{j,n}^s E_j^{s2}) (1 - q_n^{-s} P_{n,j}^{-s} E_n^{-s2}) - q_j^s q_n^{-s} Q_{j,n}^s Q_{n,j}^{-s} E_j^{s2} E_n^{-s2}, \quad (5)$$

где τ_j^s – время релаксации электронов; q_j^s – вероятности зеркального рассеяния носителей заряда внешними границами; $P_{j,n}^s (Q_{j,n}^s)$ – вероятности зеркального рассеяния электрона на границе раздела между j – м и n – м слоями без его перехода (с переходом) в соседний слой.

В приближении Фукса – Зондгаймера [12,13] величины q_j^s , $P_{j,n}^s$ и $Q_{j,n}^s$ являются параметрами задачи. Однако экспериментально установлено, что корреляция между отраженным и налетающим на поверхность электроном существенным образом зависит от угла Θ_j его подлета к границе образца и соответственно величины q_j^s , $P_{j,n}^s$ и $Q_{j,n}^s$ в общем случае являются функциями Θ_j . Впервые, очевидно, корректные «угловые» граничные условия были предложены Займаном и др. в работе [19], результаты которой были расширены Соффером [20] на случай наклонного падения носителей заряда на поверхность образца. Впоследствии граничные условия Займана – Соффера в работе [15] были обобщены на случай, когда электрон может не только отражаться поверхностью, но и туннелировать в соседний слой, т.е. на случай взаимодействия носителя заряда с межслойной границей. Таким образом, в рамках модели Займана – Соффера вероятности q_j^s , $P_{j,n}^s$ и $Q_{j,n}^s$, входящие в выражения (2), являются функциями угла подлета электрона $x_j = \cos \Theta_j$ к внешним и межслойным границам и будут иметь следующий вид:

$$q_j^s(x_j) = \exp\left\{-\frac{4\eta_j^2}{\hbar^2} m_j^2 v_j^{s2} x_j^2\right\}, \quad q_n^s(x_j) = \exp\left\{-\frac{4\eta_n^2}{\hbar^2} m_n^2 v_n^{s2} (1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2))\right\},$$

$$P_{j,n}^s(x_j) = R_{j,n}^s(x_j) \exp\left\{-\frac{4\eta_j^2}{\hbar^2} m_j^2 v_j^{s2} x_j^2\right\},$$

$$P_{n,j}^s(x_j) = R_{n,j}^s(x_j) \exp\left\{-\frac{4\eta_n^2}{\hbar^2} m_n^2 v_n^{s2} (1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2))\right\},$$

$$Q_{j,n}^s(x_j) = (1 - R_{j,n}^s(x_j)) \exp\left\{-\frac{\eta_j^2}{\hbar^2} m_j^2 v_j^{s2} (x_j - m_{j,n} v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2))^{1/2}\right\},$$

$$Q_{n,j}^s(x_j) = (1 - R_{n,j}^s(x_j)) \exp\left\{-\frac{4\eta_n^2}{\hbar^2} m_n^2 v_n^{s2} \left[\sqrt{1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2)} - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} x_j\right]^2\right\},$$

$$R_{j,n}^s(x_j) = \frac{\left\{x_j - v_{n,j}^s \sqrt{1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2)}\right\}^2}{\left\{x_j + v_{n,j}^s \sqrt{1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2)}\right\}^2},$$

$$R_{n,j}^s(x_j) = \frac{\left\{\sqrt{1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2)} - v_{j,n}^s x_j\right\}^2}{\left\{\sqrt{1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2)} + v_{j,n}^s x_j\right\}^2},$$

$$E_j^s(x_j) = \exp\left\{-\frac{k_j^s}{x_j}\right\}, \quad E_n^s(x_j) = \exp\left\{-\frac{k_n^s}{\sqrt{1 - m_{j,n}^2 v_{j,n}^{s2} (1 - x_j^2)}}\right\},$$

$$k_j^s = \frac{d_j}{l_j^s}, \quad m_{j,n} = \frac{m_j}{m_n}, \quad v_{j,n}^s = \frac{v_j^s}{v_n^s}.$$

Здесь m_j – эффективная масса носителей заряда; v_j^s и l_j^s – их спин – зависимые скорость и длины свободного пробега; \hbar – постоянная Планка; η_j – параметр задачи, определяющий величину шероховатостей интерфейса и внешних границ в магнитном образце.

Будем полагать, что толщина слоев сэндвича значительно меньше характерного ларморовского радиуса r внешнего магнитного поля, которое приложено к проводнику для его перевода из AP – в P – конфигурацию (векторы намагниченности в магнитных слоях параллельны). В этом случае влиянием магнитного поля на траектории движения электронов можно пренебречь и размерные функции Φ_{Pj}^s в выражении для продольной проводимости сэндвича, в котором реализуется P – конфигурация

$$\sigma_P = \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 \sigma_{Pj}^s = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_0^s \Phi_{Pj}^s, \quad (5)$$

будут определяться формулами (3) и (4), в которых следует произвести замену $-s \rightarrow s$.

Полученные выше общие выражения для удельной проводимости сэндвича, в котором реализуется антиферромагнитная (см. формулу (2)) и ферромагнитная (см. формулу (5)) конфигурации, позволяют проанализировать размерную зависимость δ_{AP} (1). Интегралы, входящие в выражения (1), не могут быть выражены через элементарные функции, и поэтому дальнейший анализ гигантского магниторезистивного эффекта возможен только на основе численного расчета.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Для проведения численного анализа относительное изменение проводимости сэндвича в результате его перевода из AP – в P – конфигурацию, т.е. величину δ_{AP} , удобно записать в следующем виде (предполагается, что эффект магнитной анизотропии сравнительно слабый и им можно пренебречь, т.е. $(\sigma_{01}^-)_{AP} = (\sigma_{01}^-)_P$):

$$\delta_{AP} = \left\{ \frac{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{Pj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{Pj}^+ \}}{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{APj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{APj}^+ \}} - 1 \right\} 100\%, \quad (6)$$

где $d_{j,n} = d_j / d_n$ – отношение толщин слоев металла, Φ_{APj}^s (Φ_{Pj}^s) – размерные функции, которые определены формулой (3) (этой же формулой определены функции Φ_{Pj}^s с учетом замены $-s \rightarrow s$).

Величины α_{bj} в формуле (6) определяют асимметрию спин – зависимого рассеяния носителей заряда в объеме магнитных слоев металла и равны [21]:

$$\alpha_{bj} = \frac{\rho_{0j}^-}{\rho_{0j}^+} \equiv \frac{\sigma_{0j}^+}{\sigma_{0j}^-}. \quad (7)$$

В общем выражении (6) независимыми параметрами являются величины

$$k_1^- = \frac{d_1}{l_1}, \alpha_{bj} \text{ и } l_{1,2}^- = \frac{l_1^-}{l_2^-},$$

а остальные параметры задачи могут быть выражены через независимые следующим образом:

$$k_1^+ = \frac{k_1^-}{\alpha_{b1}}, k_2^+ = \frac{d_{2,1} k_1^- l_{1,2}^-}{\alpha_{b2}}, k_2^- = d_{2,1} k_1^- l_{1,2}^-, \frac{l_2^+}{l_1^+} = \frac{\alpha_{b2}}{l_{1,2}^-} \text{ и т.д.}$$

При проведении численного анализа в качестве примера рассмотрим уже ставший «классическим» сэндвич $Fe/Cr/Fe$, для которого известны численные значения спин – зависимых скоростей носителей заряда: $v_j^+ = 7,10 \cdot 10^5 \text{ м/с}$, $v_j^- = 8,51 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ [15]. Эффективные массы электронов предполагаются одинаковыми и равными $m_1 = m_2 = 4m_0$ [15], где m_0 – масса покоя носителей заряда.

Кривые, представленные на рис.1, получены в результате численного расчета и иллюстрируют зависимость δ_{AP} от отношения толщин $d_{2,1} = d_2 / d_1$ магнитного сэндвича с ультратонкой прослойкой при различных значениях параметров, характеризующих образец. Полученные зависимости $\delta_{AP}(d_{2,1})$ (рис.1 а) показывают, что для предельных значений $d_{2,1}$ ток шунтируется либо базисным слоем (при $d_{2,1} \ll 1$), либо покрывающим слоем (при $d_{2,1} \gg 1$) и эффект отсутствует. Если же толщины слоев проводника по порядку величины совпадают, т.е. $d_{2,1} \sim 1$, на размерной зависимости $\delta_{AP}(d_{2,1})$ наблюдается максимум, который обусловлен конкуренцией объемного и интерфейсного СЗР электронов. С увеличением толщины базисного слоя амплитуда эффекта уменьшается в силу уменьшения роли интерфейсного и поверхностного СЗР носителей заряда (рис.1 а, кривые 1-3). При изменении асимметрии спин-зависимого рассеяния электронов в объеме покрывающего магнитного слоя (например, путем введения в его объем ультратонкого слоя другого магнитного металла [2,5]) возможно изменение знака эффекта, т.е. его инверсия. Инверсия эффекта иллюстрируется кривыми 4 - 6 рис.1, а, характер поведения которых аналогичен, как и в случае прямого эффекта.

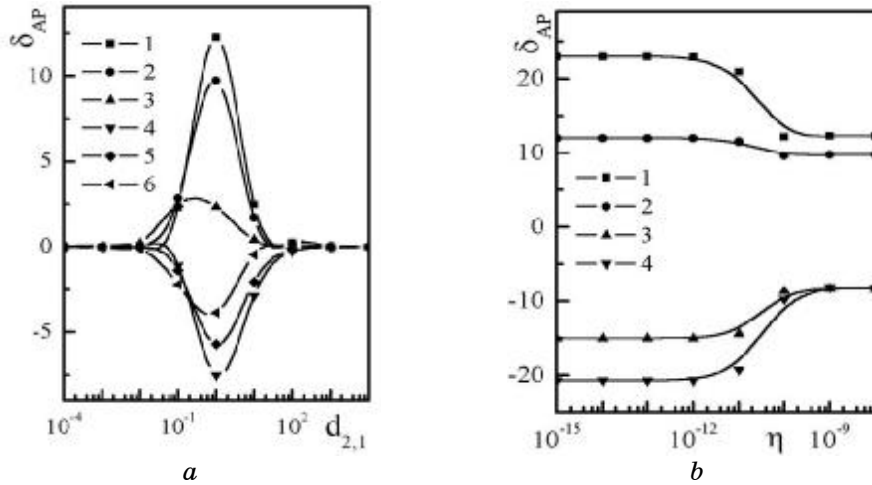


Рисунок 1 – Зависимость изменения проводимости δ_{AP} магнитного сандвича при его перемагничивании от отношения толщин слоев $d_{2,1}$ (а) и от величины шероховатостей η (б) межслойной и внешних границ при таких значениях параметров:

а) $m_j = 3,64 \cdot 10^{-30}$, $L_{1,2}^- = 1$, $\eta_j = 10^{-8}$, 1 - $k_1^- = 0,5$, $\alpha_j = 1/6$, 2 - $k_1^- = 1$, $\alpha_j = 1/6$,
 3 - $k_1^- = 5$, $\alpha_j = 1/6$, 4 - $k_1^- = 5$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$, 5 - $k_1^- = 1$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$,
 6 - $k_1^- = 0,5$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$;

б) $m_j = 3,64 \cdot 10^{-30}$, $L_{1,2}^- = 1$, $d_{2,1} = 1$, 1 - $k_1^- = 0,5$, $\alpha_j = 1/6$, 2 - $k_1^- = 1$, $\alpha_j = 1/6$,
 3 - $k_1^- = 0,5$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$, 4 - $k_1^- = 1$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$

Кривые на рис.1 б иллюстрируют зависимость δ_{AP} от величины шероховатостей внешних и межслойной границы. Эти кривые показывают, что в рамках рассматриваемой модели Займана – Соффера при выполнении неравенства $\eta < 10^{-11}$ (т.е. когда амплитуда шероховатостей незначительна) рассеяние носителей заряда внешними границами и интерфейсом практически зеркально и эффект максимален, что коррелирует с выводами работ [16,17]. С увеличением величины шероховатостей амплитуда эффекта уменьшается вследствие потери корреляции между отраженным и падающим электроном, и при выполнении неравенства $\eta > 10^{-9}$ величина δ_{AP} выходит на насыщение.

ВЫВОДЫ

Таким образом, в рамках квазиклассического приближения показано, что зеркальное рассеяние носителей заряда межслойной и внешними границами увеличивает амплитуду эффекта ГМС вследствие того, что, зеркально отражаясь от поверхности, носители заряда не теряют своей информации о спине и многократно могут переходить из слоя в слой, оставаясь эффективными. Однако следует отметить, что в случае когда рассеивающие центры в основном сосредоточены на межслойной границе, то это приводит к каналлированию тока [2] и соответственно к уменьшению эффекта, т.к. интерфейсы при зеркальных отражениях электронов становятся практически не прозрачными.

SUMMARY

THE GIANT MAGNETORESISTANCE EFFECT IN MAGNETIC TRI – LAYERED FILMS

L.V.Dekhtyaruk

Kharkiv State Technical University of building and architecture

40, Sumska Str., Kharkiv, 61002, Ukraine, e - mail: dekhtyaruk@mail.ru

The giant magnetoresistance effect has been investigated theoretically within the semiclassical approach in magnetic sandwiches. It was demonstrated that increase of as-turned finish of layer and outer limits results in demagnification of the effect.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Дорогань В.Г., Мощний Ф.В. Спін – поляризовані електрони в електроніці майбутнього // УФЖ. – 2004. – Т. 49, № 12. – С.1174 – 1187.
2. Tsymbal E.Y., Pettifor D.G. Perspectives of giant magnetoresistance // Solid State Physics.- New York: Academic Press, 2001. – V.56. – P.113 – 237.
3. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et al. // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V.61, № 21. – P.2472 – 2475.
4. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et al. // Phys. Rev. – 1989. – V.39, № 7. – P.4828 – 4830.
5. Inverse spin-valve-type magnetoresistance in spin engineered multilayered structures / J.M. George, L. G. Pereira, A. Barthelemy et al. // Phys. Rev. Lett.– 1994.– V.72, № 3.– P.408 – 411.
6. Enhancement of perpendicular and parallel giant magnetoresistance with the number of bilayers in Fe/Cr superlattices / M.C. Cyrille, S. Kim, M.E. Gomez et al. // Rev. B.– 2000.– V.62, №5. – P.3361 – 3367.
7. Satoshi M., Masakiyo T., Migaku T. Role of oxygen in the film growth and giant magnetoresistance of Co/Cu multilayers // J. Appl. Phys. – 2001. – V.89, № 11(1). – P. 6308 – 6313.
8. Roughness – induced enhancement of giant magnetoresistance in epitaxial Fe/Cr/Fe (001) trilayers / D. Olligs, D.E. Burgler, Y.G. Wang et al. // Europhys Lett.– 2002.– V.59, № 3.– P. 458 – 464.
9. Dependence of physical properties and giant magnetoresistance ratio on substrate position during rf sputtering of NiO and α -Fe₂O₃ for bottom spin valves / Bae Seongtae, J. Jack H., P.J. Chen // J. Appl. Phys. Lett. – 2002. – V.81, № 12. – P. 2208 – 2210.
10. Effects of initial layer surface roughness on GMR performance of Si/Cu/NiFe/Cu/Co/Cu/NiFe dual spin-valves for MRAM / B. Seongtae, M. Nobuhiro, Z. Shayne et al. // IEEE Trans. Magn. – 2000. – V.36, № 5(1). – P. 2850 – 2852.
11. Magnetoresistance of Fe/Cr superlattices / F. Petroff, A. Barthelemy, A. Hamzic et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1991. – V.93. – P.95 – 100
12. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals // Proc. Camb. Phil. Soc., Ser. A. – 1938. – V.34, №1. – P.100-108.
13. Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals // Adv. Phys. – 1952. – V. 1, № 1. – P.1-42.
14. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment / J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camley et al. // Phys. Rev. B. – 1990. – V.42, № 13. – P. 8110 – 8120.
15. Н.Ф. Кубраков, А.К. Звездин, К. А. Звездин и др. Новый интенсивный магнитооптический эффект в материалах, обладающих гигантским магнитосопротивлением // ЖЭТФ. – 1998. – Т.114, Вып. 3(9). – С.1101 – 1114.
16. Кравченко В.Я. К теории эффекта “гигантского” магнетосопротивления (продольный ток) // Письма в ЖЭТФ. – 2001. – Т.74, Вып. 8. – С.466 – 471.
17. Кравченко В.Я. Электропроводность слоистой металлической системы (чередующиеся магнитные и немагнитные слои) // ЖЭТФ. – 2002. – Т.121, Вып. 3. – С.703 – 727.
18. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Гігантський магніторезистивний ефект у магнітних полікристалічних мультішарах. Подано до редакції Металлофіз. новітні технології.
19. Berman R., Foster E.L., Ziman J.M. Thermal conduction in artificial sapphire crystals at low temperatures // Proc. Phys. Soc. A. – 1955. – V.231, № 1184. – P.130 – 144.
20. Soffer S.B. Effect of weak surface autocorrelation on the size effect in electrical conduction // Phys. Rev. B. – 1970. – V.2, № 10. – P.3894 – 3898.
21. Fert A., Campbell I.A. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys // J. Phys. F.: Metal. Phys. – 1976. – V.6, № 5. – P. 849 – 871.

Дехтярук Л.В., канд. физ.-мат. наук,
доцент, ХГТУСА, г. Харьков

Поступила в редакцию 22 ноября 2007 г.