

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ СОПРОТИВЛЕНИЯ МУЛЬТИСЛОЕВ С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Л.В. Дехтярук, М. Маршалек*, И.Е. Проценко, А.Н. Черноус

Сумской государственный университет

*Институт ядерной физики им. Г. Неводничански (Сумы)

Украина

Поступила в редакцию 05.04.2004

Получены точные и асимптотические выражения для температурного коэффициента сопротивления (ТКС) многослойного образца, состоящего из чередующихся поликристаллических слоев металла разной толщины ($d_i \neq d_j$) и степени чистоты ($\lambda_i \neq \lambda_j$). Проведено апробацию полученных соотношений для мультислоев на основе Со и Сг, Си и Сг. Показано, что расчетные и экспериментальные значения ТКС количественно согласуются.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы физические явления в мультислоях (МС) – периодических структурах, состоящих из чередующихся слоев разных металлов, ши-роко изучаются как теоретически [1 – 3], так и экспериментально (см., например, [4, 5]). Интерес к таким системам обусловлен в значительной мере тем, что используемые в микроэлектронике тонкопленочные элементы часто представляют собой многослойные системы [6, 7]. С другой стороны, комбинируя пленки металлов с различными физическими свойствами, можно получить проводники с принципиально новыми электрофизическими свойствами, которые не могут быть реализованы в однородных проводниках. Так, в частности, мультислои состоящие из чередующихся слоев магнитных и немагнитных металлов обладают гигантским магнетосопротивлением, проявляющееся в изменении проводимости на десятки процентов при включении относительно слабого внешнего магнитного поля [8 – 10].

В настоящей работе с использованием модифицированной модели Маядаса и Шацкеса (модель МШ) [11] теоретически и экспериментально исследован температурный коэффициент сопротивления (ТКС) многослойной пленочной системы с поликристаллической структурой. Получены точные и асимптотические (для толстых и тонких, по сравнению с длиной свободного пробега электронов λ_i , слоев металла) выражения для величины ТКС с учетом эффекта теплового расширения среднего размера кристаллитов и толщины слоев мультислоя. Апробация полученных соотношений проведена на примере многослойных структур на основе Сг, Си и Со.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ТОЧНАЯ И АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ТКС МУЛЬТИСЛОЯ

Рассмотрим многослойную периодическую структуру (рис. 1), состоящую из чередующихся

поликристаллических слоев металла разной толщины ($d_i \neq d_j$) и степени чистоты ($\lambda_i \neq \lambda_j$). Будем считать, что нормаль к границе раздела (ГР) слоев параллельна оси X , а размеры слоев в направлениях осей Y и Z “бесконечны”, так что движение носителей заряда в плоскости YZ ничем не отличается от их движения в безграничном металле. Предположим, что к МС приложено внешнее электрическое поле $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ и градиент температуры $\nabla T = (0, \partial T/\partial y, 0)$ параллельно ГР слоев. Поскольку элементом периодичности мультислоя является двойной слой (бислой) толщиной $d = d_1 + d_2$ то, соответственно, наша задача сводится к определению ТКС в двухслойном образце с периодическими граничными условиями.

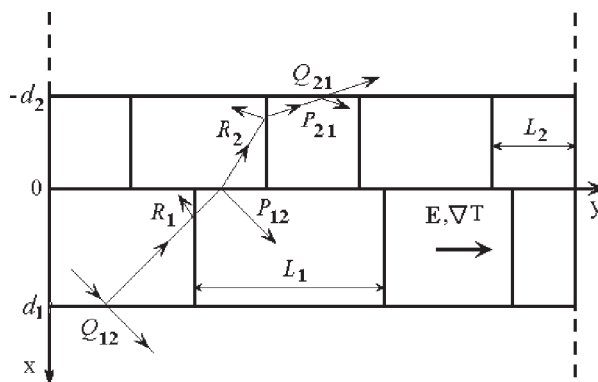


Рис. 1. Модель многослойной пленки, состоящей из поликристаллических слоев металла разной толщины ($d_i \neq d_j$) и степени чистоты ($\lambda_i \neq \lambda_j$). Ломаной линией схематически показано возможную траекторию носителя заряда на элементе периодичности мультислоя (бислое).

Согласно стандартному определению [12] температурный коэффициент сопротивления может быть определен следующим образом:

$$\beta = \frac{d \ln R}{dT}, \quad (1)$$

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{a_1}{a_2 d}. \quad (2)$$

Здесь R – сопротивление мультислойного образца, a_1, a_2 – длина и ширина его слоев, d – толщина образца.

Удельная проводимость МС σ может быть вычислена с помощью кинетического уравнения Больцмана для квазиклассической функции распределения электронов, в котором интеграл внутриобъемных столкновений электронов записан в τ – приближении. В случае квадратичного и изотропного закона дисперсии для носителей заряда проводимость мультислоя в рамках модели МШ равна:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \Phi_i, \quad (3)$$

где σ_{0i} – коэффициент удельной электропроводности монокристаллического безграничного образца, время релаксации электронов в котором τ_{0i} . Функция Φ_i , которая определяет влияние размеров слоев МС на ее проводимость, может быть записана в следующем виде:

$$\Phi_i = f(\alpha_i) - \langle G_i \rangle; \quad (4)$$

$$f(\alpha_i) = 1 - \frac{3}{2} \alpha_i + 3\alpha_i^2 - 3\alpha_i^3 \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha_i} \right) \equiv \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \alpha_i + 3\alpha_i^2, & \alpha_i \ll 1 \\ \frac{3}{4\alpha_i} - \frac{3}{5\alpha_i^2}, & \alpha_i \gg 1; \end{cases} \quad (5)$$

$$G_i = 1 - \frac{1}{\Delta} \left\{ (1 + P_{ij} E_i)(1 + P_{ji} E_j) - Q_{ij} Q_{ji} E_i E_j \right\} \times \left\{ C_i (1 - P_{ji} E_j) + Q_{ji} \tau_{j,i} E_j C_j \right\} \equiv 1 - \frac{A B_i}{\Delta}; \quad (6)$$

$$\Delta = 1 - P_{ij}^2 E_i^2 - P_{ji}^2 E_j^2 - 2Q_{ij} Q_{ji} E_i E_j + (Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji})^2 E_i^2 E_j^2; \quad (7)$$

$$E_i = \exp \left\{ -\frac{k_i H_i}{x} \right\}, \quad H_i = 1 + \frac{\alpha_i}{\cos \varphi \sqrt{1 - x^2}},$$

$$k_i = \frac{d_i}{\lambda_i}, \quad \tau_{j,i} = \frac{\tau_{0j} H_i}{\tau_{0i} H_j} \equiv \tau_{0j,i} H_{i,j}; \quad (8)$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{6}{\pi k_i} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x - x^3)(1 - E_i)}{H_i^2} \left\{ \dots \right\}. \quad (9)$$

Здесь P_{ij} – вероятность зеркального рассеяния носителей заряда на ГР между i -м и j -м слоями металла, Q_{ji} – вероятность туннелирования электронов с j -го слоя в i -й без рассеяния, так что $P_{ij} + Q_{ji} \leq 1$. Зернограничный параметр задачи

$\alpha_i = \frac{\lambda_i R_i}{L_i (1 - R_i)}$ с одной стороны определяет структуру

образца (в зависимости от знака неравенства между длиной свободного пробега электронов λ_i и средним размером кристаллитов L_i в плоскости слоя), с другой – характер взаимодействия носителей заряда с межкристаллитными границами т.к. R_i определяет вероятность рассеяния носителей заряда на границах зерен (ГЗ).

Если многослойный образец состоит из толстых ($k_i \gg 1$) или тонких ($k_i \ll 1$) слоев металла, то для размерной функции Φ_i могут быть получены следующие асимптотические выражения:

$$\Phi_i = f(\alpha_i) - \frac{3}{8k_i} \left\{ (1 - P_{ij}) \Gamma_{1,i} - Q_{ji} \tau_{0j,i} \Gamma_{2,i} \right\}, \quad k_i \gg 1; \quad (10)$$

$$\Phi_i \equiv \frac{3}{4} \frac{(1 + P_{ij})(1 - P_{ji}) + Q_{ij} Q_{ji} + 2Q_{ji} d_{j,i}}{(1 - P_{ij})(1 - P_{ji}) - Q_{ij} Q_{ji}} \times \begin{cases} \ln \frac{1}{k_i}, & \alpha_i \leq k_i, \\ \times k_i \left\{ \ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_i, \right. & k_i < \alpha_i \ll 1, \\ \left. \ln \frac{1}{\alpha_i k_i}, \right. & 1 < \alpha_i \ll \frac{1}{k_i} \end{cases}. \quad (11)$$

$$\text{Здесь} \quad \Gamma_{1,i} = 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_i + 12\alpha_i^2 + \frac{16}{\pi} \left\{ 5 - (4 - 5\alpha_i^2) I_i \right\} \alpha_i^3 - 40\alpha_i^4; \quad (12)$$

$$\Gamma_{2,i} = 1 - \frac{16}{3\pi} \left\{ \alpha_i + \alpha_j - \frac{3\pi}{4} (\alpha_i^2 + \alpha_i \alpha_j + \alpha_j^2) - 3(\alpha_i^3 + \alpha_i^2 \alpha_j + \alpha_i \alpha_j^2 + \alpha_j^3) + \frac{3\pi}{2} (\alpha_i^4 + \alpha_i^3 \alpha_j + \alpha_i^2 \alpha_j^2 + \alpha_i \alpha_j^3 + \alpha_j^4) + \frac{3}{\alpha_i - \alpha_j} \left[\alpha_i^4 (1 - \alpha_i^2) I_i - \alpha_j^4 (1 - \alpha_j^2) I_j \right] \right\}; \quad (13)$$

$$I_i = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha_i^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_i^2}}{\alpha_i}, & \alpha_i \leq 1, \\ \frac{\arccos(1/\alpha_i)}{\sqrt{\alpha_i^2 - 1}}, & \alpha_i > 1. \end{cases} \quad (14)$$

Подставляя формулу (3) в выражения (2), а полученный результат у соотношению (1), получим общее аналитическое выражение для ТКС мультислоя в условиях внешнего и внутреннего размерного эффекта с учетом температурного изменения ширины кристаллитов и геометрических размеров образца (предполагается, что параметры P_{ij} , Q_{ji} и R_p , которые определяют характер взаимодействия электронов с ГР слоев и межкристаллитными границами от температуры не зависят):

$$\beta = \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_i} - \beta_{0j,i} \left(1 + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_j} + \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} + \frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \alpha_i} + \beta_{0j,i} \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \alpha_j} - \left[\left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) - \beta_{0j,i} \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) \right] \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\}. \quad (15)$$

Здесь $i \neq j = 1, 2$, $D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \Phi_j}{d_i \sigma_{0i} \Phi_i}$, $\beta_{0j,i} = \beta_{0j} / \beta_{0i}$.

Феноменологические параметры $\chi_{di} = \frac{d \ln d_i}{dT}$ и

$\chi_{Li} = \frac{d \ln L_i}{dT}$ определяют изменение толщины

слоя d_i и среднего значения ширины кристаллита в плоскости слоя металла L_i с температурой.

Температурный коэффициент сопротивления безграничного образца β_{0i} равен [12, 13]:

$$\beta_{0i} = -\frac{d \ln \sigma_{0i}}{dT} - \chi_{di}, \quad (16)$$

где учтено, что коэффициенты, которые определяют температурные изменения длины и ширины i -го слоя металла МС совпадают вследствие того, что их размеры вдоль осей Y и Z “бесконечно” большие.

Подставляя размерную функцию Φ_i в виде (4) у формулу (15) получим точное значение для ТКС многослойного поликристаллического образца при произвольном соотношении между длиной свободного пробега λ_i электронов и толщиной слоев d_i и произвольном характере взаимодействия носителей заряда с ГР слоев и межкристаллитными границами образца:

$$\beta = \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \{ M_i + \beta_{0j,i} M_i^* \}; \quad (17)$$

$$M_i = 2 \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) - \frac{1}{\Phi_i} \left\{ \left(1 + \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) J_{di} - \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} + \frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}} \right) J_{\alpha i} + \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) J_{\tau i} \right\}; \quad (18)$$

$$M_i^* = \frac{1}{\Phi_i} \left\{ \left(1 + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) J_{dj}^* - \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}} \right) J_{\alpha i}^* + \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) J_{\tau i}^* \right\}; \quad (19)$$

$$J_{di} = f(\alpha_i) - \left\langle \frac{k_i E_i H_i}{x} \{ G_i (1 - E_i)^{-1} - \Theta_i \} \right\rangle; \quad (20)$$

$$J_{di}^* = \left\langle \frac{k_j E_j H_j}{x} \Theta_i^* \right\rangle; \quad (21)$$

$$J_{\alpha i} = f^*(\alpha_i) + \left\langle \frac{k_i E_i}{x} (H_i - 1) \left\{ G_i (1 - E_i)^{-1} - \Theta_i - \frac{x}{k_i E_i H_i} (\Lambda_i + 2G_i) \right\} \right\rangle; \quad (22)$$

$$J_{\alpha i}^* = \left\langle \frac{k_j E_j}{x} (H_j - 1) \left\{ \Theta_i^* + \frac{x}{k_j E_j H_j} \Lambda_i \right\} \right\rangle; \quad (23)$$

$$J_{\tau i} = \langle \Lambda_i \rangle, \quad (24)$$

$$f^*(\alpha_i) = \frac{3}{2} \alpha_i - \frac{3\alpha_i^2 (2 + 3\alpha_i)}{1 + \alpha_i} + 9\alpha_i^3 \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha_i} \right) \cong$$

$$\cong \begin{cases} \frac{3}{2} \alpha_i - 6\alpha_i^2, & \alpha_i \ll 1 \\ \frac{3}{4\alpha_i} - \frac{6}{5\alpha_i^2}, & \alpha_i \gg 1; \end{cases} \quad (25)$$

$$\Theta_i = \{ P_{ij} (A - B) + (Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji}) (A + B) E_j \} \Delta^{-1} - B_i \Xi_i, \quad (26)$$

$$\Theta_i^* = \{ A \{ (Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji}) (1 - E_i) - Q_{ji} \tau_{j,i} \} + B_i (P_{ij} - (Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji}) E_i) \} \Delta^{-1} + B_i \Xi_j; \quad (27)$$

$$\Xi_i = 2A \{ P_{ij} P_{ji} E_i + Q_{ij} Q_{ji} E_j - (Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji})^2 E_i E_j^2 \} \Delta^{-2}; \quad (28)$$

$$\Lambda_i = Q_{ji} \tau_{j,i} (1 - E_j) A \Delta^{-1}. \quad (29)$$

Если размер кристаллитов L_i в каждом из слоев МС значительно больше длины свободного пробега носителей заряда λ_p , то вероятность рассеяния электронов на межкристаллитных границах значительно меньше чем их рассеяние на ГР и в объеме слоев металла. В этом случае параметр $\alpha_i \rightarrow 0$ и формула (17) совпадает с соответствующим результатом работы [14].

При отсутствии рассеяния носителей заряда на межслойных границах ($P_{ij} + Q_{ji} = 1$) и выполнении равенств

$$\sigma_{0i} = \sigma_{0j}, \quad \beta_{0i} = \beta_{0j}, \quad \lambda_i = \lambda_j, \quad \alpha_i = \alpha_j, \quad (30)$$

температурный коэффициент сопротивления мультислоя совпадает со своим объемным значением и равен [12, 13]:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 1 - \left\{ 1 + \frac{\chi_d}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0} \right\} \frac{f^*(\alpha)}{f(\alpha)} \equiv \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha \left(1 + \frac{\chi_d}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0} \right), & \alpha \ll 1, \\ \frac{4}{5\alpha} \left(1 + \frac{\chi_d}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0} \right) - \frac{\chi_d}{\beta_0} - \frac{\chi_L}{\beta_0}, & \alpha \gg 1, \end{cases} \quad (31)$$

и, следовательно, мультислой формально можно рассматривать как безграничный поликристаллический образец.

Если ГР слоев металлов МС абсолютно непрозрачны для носителей заряда ($Q_{ij} = Q_{ji} = 0$), то $M^*_i = J_{\alpha i} = 0$, а размерные функции Φ_i , J_{di} и $J_{\alpha i}$ в каждом из слоев образца не зависят от параметров которые характеризуют соседний слой и ТКС мультислоя равен:

$$\beta = \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ 2 \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) - \frac{1}{\Phi_i} \left\{ \left(1 + \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right) J_{di} + \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} + \frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}} \right) J_{\alpha i} \right\} \right\}. \quad (32)$$

Величина Φ_i , J_{di} и $J_{\alpha i}$ определяются выражениями (4), (20) и (22) в которых следует учесть, что ($Q_{ij} = Q_{ji} = 0$), а выражения для функций G_i и Θ_i имеют следующий вид:

$$G_i = \frac{1 - P_{ij}}{1 - P_{ij} E_i}, \quad \Theta_i = \frac{P_{ij}(1 - P_{ij})}{(1 - P_{ij} E_i)^2}. \quad (33)$$

При выполнении формулы (30) и равенств

$$P_{12} = P_{21} = P, \quad d_1 = d_2 = d, \quad (34)$$

мультислой формально можно рассматривать как тонкий поликристаллический слой металла, ТКС которого равен [12, 13]:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 2 \left(1 + \frac{\chi_d}{\beta_0} \right) - \frac{1}{\Phi} \left\{ \left(1 + \frac{2\chi_d}{\beta_0} \right) J_d + \left(1 + \frac{\chi_d}{\beta_0} + \frac{\chi_L}{\beta_0} \right) J_\alpha \right\}. \quad (35)$$

Здесь $\Phi = \frac{\sigma}{\sigma_0} = f(\alpha) - \langle G \rangle,$

$$J_d = f(\alpha) - \left\langle \frac{kE}{x} H \{ G(1-E)^{-1} - \Theta \} \right\rangle; \quad (36)$$

$$J_\alpha = f^*(\alpha) + \left\langle \frac{kE}{x} (H-1) \left\{ G(1-E)^{-1} - \Theta - \frac{x}{kEH} 2G \right\} \right\rangle, \quad (37)$$

$$G = \frac{1-P}{1-PE}, \quad \Theta = \frac{P(1-P)}{(1-PE)^2}. \quad (38)$$

Величины k , E , H , $f(\alpha)$, $f^*(\alpha)$ и угловые скобки определены формулами (5), (8), (9) и (25) в которых необходимо пренебречь индексом “ i ”.

Если выполняются равенства (30) и (34), а носители заряда с одинаковой вероятностью туннелируют в соседние слои металла ($Q_{ij} = Q_{ji} = Q$), то ТКС мультислоя снова будет определяться формулой (34) в которой функции G и Θ могут быть получены из формулы (38) если сделать замену $P \rightarrow P + Q$:

$$G = \frac{1 - (P+Q)}{1 - (P+Q)E}, \quad \Theta = \frac{(P+Q)(1 - (P+Q))}{(1 - (P+Q)E)^2}. \quad (39)$$

Таким образом, для такой модели многослойного образца, значение его ТКС, как и для коэффициента удельной проводимости [15], зависит только от полной вероятности зеркального рассеивания электронов на границах раздела слоев ($P + Q$) и МС формально можно рассматривать как тонкий слой металла, границы которого рассеивают электроны с полной вероятностью ($P + Q$).

Чтобы упростить процедуру сравнения экспериментальных результатов с теоретическими соотношениями, получим асимптотические выражение для температурного коэффициента сопротивления МС для предельных значений параметров k_i и α_i . Если $k_i \gg 1$, то ТКС для произвольных значений P_{ij} , Q_{ij} и α_i определяется формулой (17) в которой функции J_{di} , $J_{\alpha i}^*$, $J_{\alpha i}$ и $J_{\alpha i}^*$ могут быть записаны в следующем виде:

$$J_{di} = f(\alpha_i), \quad J_{\alpha i}^* = 0; \quad (40)$$

$$J_{\alpha i} = f^*(\alpha_i) - \frac{2\alpha_i}{\pi k_i} \{ 2(1 - P_{ij}) \Gamma_{3,i} - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \Gamma_{4,i} \}, \quad (41)$$

$$J_{\alpha i}^* = \frac{2\alpha_j}{\pi k_i} Q_{ji} \tau_{0,j,i} \Gamma_{4,j}, \quad J_{\alpha i} = \frac{3}{8k_i} Q_{ji} \tau_{0,j,i} \Gamma_{2,i}. \quad (42)$$

Здесь

$$\Gamma_{3,i} = 1 - \frac{9\pi}{4}\alpha_i - 6\left(5 - (3 - 5\alpha_i^2)I_i - \frac{1 - \alpha_i^2 I_i}{4(1 - \alpha_i^2)}\right)\alpha_i^2 + 15\pi\alpha_i^3; \quad (43)$$

$$\Gamma_{4,i} = 1 - \frac{3\pi}{4}(2\alpha_i + \alpha_j) + \frac{3\pi}{2}\left\{4\alpha_i^3 + 3\alpha_i^2\alpha_j + 2\alpha_i\alpha_j^2 + \alpha_j^3\right\}\left[1 - \frac{2}{\pi}\frac{1 - (1 - \alpha_i^2)I_i}{\alpha_i}\right] - \frac{3\alpha_j^4}{\alpha_i(\alpha_i - \alpha_j)} \times \left[1 + \frac{\alpha_j(1 - \alpha_i^2)I_i - \alpha_i(1 - \alpha_j^2)I_j}{\alpha_i - \alpha_j}\right] - \frac{3\alpha_i^3 I_i}{\alpha_i - \alpha_j}, \quad (44)$$

Если мультислойный образец состоит из слоев металла имеющих крупнозернистую ($\alpha_i \ll 1$) или мелкозернистую ($\alpha_i \gg 1$) структуру, то при произвольных значениях отношения толщин соседних слоев МС $d_{j,i} \equiv d_j/d_i$, ТКС снова определяется формулой (17), в которой функции M_i и M_i^* имеют следующий вид:

$$M_i = 1 - \frac{3}{2}\alpha_i - \frac{3}{8k_i}\left\{(1 - P_{ij})\left(1 - \frac{12}{\pi}\alpha_i\right) + \frac{3}{5\pi}Q_{ji}\tau_{0,j,i}\alpha_i\right\} - \left\{\frac{3}{2}\alpha_i + \frac{3}{4k_i}\left[(1 - P_{ij})\left(1 - \frac{9}{\pi}\alpha_i\right) - \frac{1}{2}Q_{ji}\tau_{0,j,i}\left(1 - \frac{16}{3\pi}\alpha_j + \frac{1}{4}\alpha_i\right)\right]\right\}\frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} - \frac{3}{2}\alpha_i\left[1 - \frac{3}{2\pi k_i}\left[(1 - P_{ij})\left(1 - \frac{13}{2}\alpha_i\right) - \frac{1}{10}Q_{ji}\tau_{0,j,i}\left(1 - \frac{7\pi}{3}(\alpha_i + \alpha_j)\right)\right]\right]\frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}}, \quad \alpha_i \ll 1. \quad (45)$$

$$M_i^* = \frac{3}{8k_i}Q_{ji}\tau_{0,j,i}\left\{\left[1 - \frac{32}{3\pi}\left(\alpha_j + \frac{1}{16}\alpha_i\right)\right]\left[1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}}\right] - \frac{16}{3\pi}\alpha_j\right\} \times \left[1 - \frac{3\pi}{4}\left(2\alpha_j + \frac{9}{25}\alpha_i\right)\right]\frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}, \quad \alpha_i \ll 1. \quad (46)$$

$$M_i = \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{3}{8k_i\alpha_i^2}\left\{(1 - P_{ij})\left(1 - \frac{8}{5\alpha_i}\right) - \frac{\pi}{100}Q_{ji}\tau_{0,j,i}\frac{\alpha_i}{\alpha_j}\right\} - \left\{1 - \frac{4}{5\alpha_i} + \frac{1}{2k_i\alpha_i}\left[(1 - P_{ij})\left(1 - \frac{3}{5\alpha_i^2}\right) - Q_{ji}\tau_{0,j,i}\frac{\alpha_i}{\alpha_j}\right]\right\}\frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} - \left\{1 - \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{1}{2k_i\alpha_i}\left[(1 - P_{ij})\right]\right\}\frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}} - \frac{\pi}{135\alpha_j}Q_{ji}\tau_{0,j,i}\left\{\frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}\right\}, \quad \alpha_i \gg 1. \quad (47)$$

$$M_i^* = \frac{Q_{ji}\tau_{0,j,i}}{2k_i\alpha_j}\left\{\frac{\pi}{4\alpha_j}\left(1 + \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{5(2\alpha_i + \alpha_j)}{2\pi\alpha_i\alpha_j}\right)\right\} \times \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}}\right) - \left(1 + \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{\pi(2\alpha_i + \alpha_j)}{4\alpha_i\alpha_j}\right)\frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}, \quad \alpha_i \gg 1. \quad (48)$$

В случае, когда многослойный образец состоит из слоев металла с одинаковыми структурными характеристиками ($\alpha_i = \alpha_j$), то формулы (45) – (48) существенно упрощаются и приобретают вид:

$$M_i + M_i^* = 1 - \frac{3}{2}\alpha_i - \frac{3}{8k_i}(1 - P_{ij} - Q_{ji}\tau_{0,j,i})\left(1 - \frac{12}{\pi}\alpha_i\right) - \left\{\frac{3}{2}\alpha_i + \frac{3}{4k_i}(1 - P_{ij} - Q_{ji}\tau_{0,j,i})\left(1 - \frac{9}{\pi}\alpha_i\right)\right\}\frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} - \frac{3}{2}\alpha_i\left[1 - \frac{3}{2\pi k_i}(1 - P_{ij} - Q_{ji}\tau_{0,j,i})\left(1 - \frac{13}{2}\alpha_i\right)\right]\frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}}, \quad \alpha_i \ll 1. \quad (49)$$

$$M_i + M_i^* = \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{3}{8k_i\alpha_i^2}(1 - P_{ij} - Q_{ji}\tau_{0,j,i})\left(1 - \frac{8}{5\alpha_i}\right) - \left\{1 - \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{1}{2k_i\alpha_i}(1 - P_{ij} - Q_{ji}\tau_{0,j,i})\left(1 - \frac{3}{5\alpha_i^2}\right)\right\}\frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} - \left\{1 - \frac{4}{5\alpha_i} - \frac{1}{2k_i\alpha_i}(1 - P_{ij} - Q_{ji}\tau_{0,j,i})\left(1 - \frac{3}{2\alpha_i}\right)\right\}\frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}}, \quad \alpha_i \gg 1. \quad (50)$$

Для многослойной структуры состоящей из тонких поликристаллических слоев металла ($k_i \ll 1$), для температурного коэффициента сопротивления могут быть получены следующие приближенные выражения при произвольном соотношении между толщинами слоев металла МС:

$$\beta \cong \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ \left(1 + \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}}\right) \frac{1}{\ln(1/k_i)} - \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right\}, \quad \alpha_i \leq k_i, \quad (51)$$

$$\beta \cong \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ \frac{1}{\ln(1/k_i) - (4/\pi)\alpha_i} \left[1 + \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} - \left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} + \frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}}\right) \frac{4}{\pi}\alpha_i\right] - \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right\}, \quad k_i < \alpha_i \ll 1, \quad (52)$$

$$\beta \cong - \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ \frac{1}{\ln(1/\alpha_i k_i)} \left[\left(1 + \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} + \frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}}\right) \frac{3}{4\alpha_i^2} + \frac{\chi_{Li}}{\beta_{0i}} - \frac{\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right] + \frac{2\chi_{di}}{\beta_{0i}} \right\}, \quad 1 < \alpha_i \ll 1/k_i. \quad (53)$$

Таким образом, как следует из формулы (53), если рассеяние носителей заряда на межкристаллитных границах доминирует над их рассеянием на межслойных границах, ТКС мультислоя принимает отрицательное значение.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Для проведения численного анализа точную формулу для температурного коэффициента сопротивления МС (17) удобно записать в виде

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} = \frac{1}{1 + D_{2,1}} \sum_{i \neq j} (D_{i,j} \beta_{0,j,i})^{i-1} \{M_i + \beta_{0,j,i} M_i^*\}. \quad (54)$$

При выполнении неравенства $D_{ji} \ll 1$ выражение (54) приближенно равно:

$$\beta = \beta_{0i} M_i + \beta_{0j} M_i^* - D_{j,i} \beta_{0i} (M_i - M_i^*) - \beta_{0i} (M_i - M_j^*) \quad (55)$$

Отсюда следует, что для предельных значений отношения толщин соседних слоев металла ТКС мультислоя равен:

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} \cong \begin{cases} M_1 + \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_1^*, & \text{при } d_{2,1} \rightarrow 0 \\ \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_2 + M_2^* \cong \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \left[1 - \left\{ 1 + \frac{\chi_{d2}}{\beta_{02}} + \frac{\chi_{L2}}{\beta_{02}} \right\} \frac{f_2^*(\alpha)}{f_2(\alpha)} \right], & \text{при } d_{2,1} \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (56)$$

где учтено, что при $d_{2,1} \rightarrow \infty$ слой с индексом “2” становится толстым и суммарное значение ТКС многослойного образца определяется значением ТКС этого слоя умноженного на $\beta_{02,1}$.

На рис. 2а – е приведены кривые, полученные по точной формуле (54), которые иллюстрируют зависимость нормированной на объемное значение слоя с индексом “1” ТКС от отношения толщин соседних слоев $d_{2,1}$ (рис. 2а – д) и параметра α_2 (рис. 2е) при различных значениях параметров характеризующих многослойный поликристаллический образец. Полученные зависимости показывают, что характер изменения температурного коэффициента сопротивления МС существенным образом зависит от знака неравенства между его значениями в областях больших ($d_{2,1} \gg 1$) и малых ($d_{2,1} \ll 1$) значений $d_{2,1}$. В области малых значений $d_{2,1}$ ТКС мультислоя определяется значением ТКС слоя с индексом “1”, в то время как в области больших значений $d_{2,1}$ суммарный ТКС мультислоя определяется отношением объемных значений ТКС монокристаллических слоев металла умноженного на объемное значением ТКС поликристаллического слоя с индексом “2” (см. рис. 2а, и формулу (56)). В случае, когда $d_2 \sim d_1$ на зависимости $b(d_{2,1})$ появ-

ляется минимум (рис. 2), который обусловлен диффузным характером рассеяния носителей заряда на межслойных границах мультислоя. С увеличением вероятности зеркального рассеяния электронов (рис. 2б), вероятности туннелирования в соседний слой металла (рис. 2в), толщины слоя с индексом “1” (рис. 2г) указанный минимум вырождается и ТКС монотонно либо увеличивается, либо уменьшается с увеличением толщины элемента периодичности многослойного образца. На рис. 2д представлена зависимость величины $\beta(d_{2,1})$ при различных значениях параметра α_2 , а рис. 2е иллюстрирует зависимость $\beta(\alpha_2)$ при различных значениях отношения толщин соседних слоев металла МС.

АПРОБАЦИЯ АНАЛИТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЙ

Многослойные пленки на основе Cr, Cu и Co были получены путем послойного осаждения в вакууме порядка $10^{-3} \div 10^{-4}$ Па при температуре подложки $T_{\text{п}} = 300$ К по методике, описанной в [4]. Для измерения сопротивления цифровыми приборами с точностью $\pm 0,01$ Ом использовались полированные стеклянные или ситаловые пластины. Термостабилизация образцов проводилась в процессе их отжига в вакууме до 670 К и последующим охлаждением до 300 К. После трех таких циклов пленки имели стабильные электрические свойства. Измерение температуры проводилось дифференцированной хромель-алюмелевой термопарой с помощью цифрового вольтметра. Конечная толщина пленок определялись с помощью интерферометра Линника, а в процессе конденсации контролировалась кварцевым резонатором. Фазовый и элементные составы образцов контролировались методами электронографии и масс – спектрометрии вторичных ионов.

Сравнение экспериментальных значений ТКС с расчетными на основе соотношения (17) проводилось при использовании упрощенных выражений для функций M_i (45) и M_i^* (46), без учета теплового расширения толщин слоев и среднего размера кристаллитов, т. к. температурные коэффициенты χ_{di} и χ_{Li} являются величинами порядка 10^{-6} K^{-1} , а ТКС порядка 10^{-3} K^{-1} . Отметим также, что вместо β_{0i} и σ_{0i} использовался температурный коэффициент сопротивления $\beta_{\infty i}$ и проводимость $\sigma_{\infty i}$ “бесконечно” толстых пленочных образцов и предполагалось, что $P_{ij} = P_{ji} = P$, $Q_{ji} = Q_{ij} = Q$.

Учитывая вышесказанное, соотношение (17) можно переписать в следующем виде:

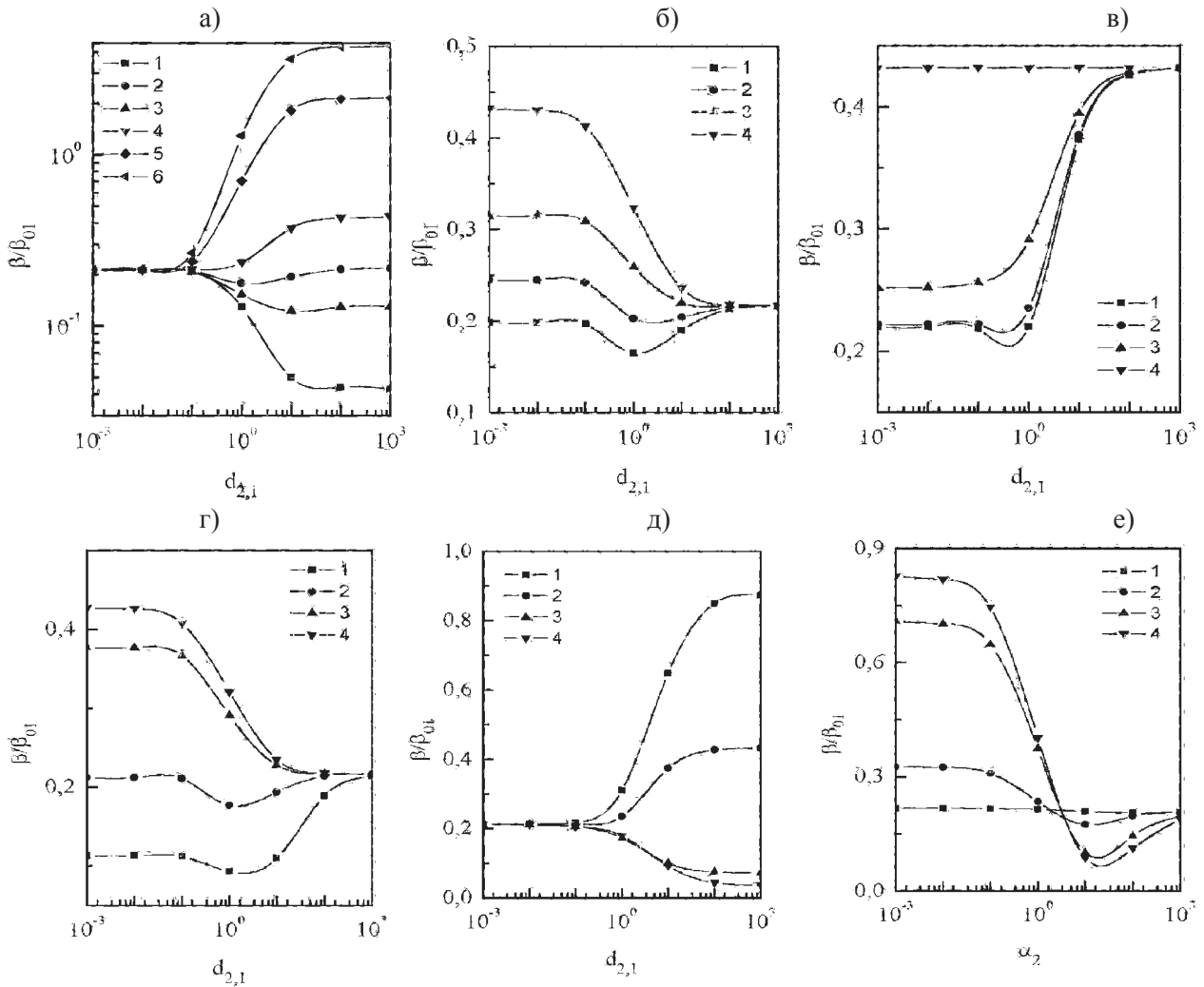


Рис. 2. Зависимость температурного коэффициента сопротивления многослойного поликристаллического образца от отношения толщин соседних слоев металла $d_{2,1}$ (рис. 2 а – д) и параметра α_2 (рис. 2е) при таких значениях параметров: а) $P_{ij} = 0,1$; $Q_{ij} = 0,2$; $\alpha_i = 1$; $k_1 = 0,1$; $\lambda_{1,2} = 1$; $\chi_{di} = \chi_{Li} = 0,001$; $1 - \beta_{2,1} = 0,1$; $2 - \beta_{2,1} = 0,5$; $3 - \beta_{2,1} = 0,3$; $4 - \beta_{2,1} = 1$; $5 - \beta_{2,1} = 5$; $4 - \beta_{2,1} = 10$. б) $Q_{ij} = 0,2$; $k_1 = 0,1$; $\lambda_{1,2} = 1$; $\chi_{di} = \chi_{Li} = 0,001$; $\alpha_i = 1$; $1 - P_{ij} = 0$; $2 - P_{ij} = 0,3$; $3 - P_{ij} = 0,6$; $4 - P_{ij} = 0,8$. в) $P_{ij} = 0,2$; $\alpha_i = 1$; $k_1 = 0,1$; $\lambda_{1,2} = 1$; $\chi_{di} = \chi_{Li} = 0,001$; $\beta_{2,1} = 1$; $1 - Q_{ij} = 0$; $2 - Q_{ij} = 0,1$; $3 - Q_{ij} = 0,4$; $4 - Q_{ij} = 0,8$. г) $P_{ij} = 0,1$; $Q_{ij} = 0,2$; $\lambda_{1,2} = 1$; $\alpha_i = 1$; $\chi_{di} = \chi_{Li} = 0,001$; $\beta_{2,1} = 0,5$; $1 - k_1 = 0,01$; $2 - k_1 = 0,1$; $3 - k_1 = 1$; $4 - k_1 = 10$. д) $P_{ij} = 0,1$; $Q_{ij} = 0,2$; $\lambda_{1,2} = 1$; $\alpha_i = 1$; $k_1 = 0,1$; $\chi_{di} = \chi_{Li} = 0,001$; $\beta_{2,1} = 1$; $1 - \alpha_2 = 0,1$; $2 - \alpha_2 = 1$; $3 - \alpha_2 = 10$; $4 - \alpha_2 = 20$. е) $Q_{ij} = 0,2$; $P_{ij} = 0,1$; $\alpha_i = 1$; $k_1 = 0,1$; $\lambda_{1,2} = 1$; $\chi_{di} = \chi_{Li} = 0,001$; $\beta_{2,1} = 1$; $1 - d_{2,1} = 0,1$; $2 - d_{2,1} = 1$; $3 - d_{2,1} = 10$; $4 - d_{2,1} = 20$.

$$\beta = \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{\infty i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_i - \frac{3 \lambda_i}{8 d_i} \left[(1 - P) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_i \right) + \frac{3}{5\pi} Q \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \alpha_i \right] + \frac{3}{8} Q \frac{\lambda_j}{d_i} \frac{\beta_{\infty j}}{\beta_{\infty i}} \left[1 - \frac{32}{3\pi} \left(\alpha_j + \frac{1}{16} \alpha_i \right) \right] \right\}. \quad (57)$$

Значение параметра α_i определялось из экспериментальных данных по размерным зависимостям ТКС для однослойных пленок, и они составляют 0,07; 0,50 и 0,55 для Cu, Co и Cr соответственно. Допускалось, что величина коэффициента прохождения ГР слоев такая же, как значение коэффициента прохождения границ зерен, так как ГР и ГЗ представляют идентичные рассеивающие центры.

В табл. 1 представлены экспериментальные и расчетные, на основе формулы (57) и данных для параметров электропереноса однослойных пленок, величины температурного коэффициента сопротивления для многослойных пленок. Анализируя полученные результаты можно отметить следующее.

Во-первых, расчетные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными для многослоев обоих типов на основе Cr и Co или Cr и Cu. Вместе с тем, необходимо подчеркнуть, что согласно электронографических данных пленочные системы на основе Cr и Co, в принципе, являются гетерогенными системами, так как фазовый состав соответствует ОЦК Cr + ГПУ Co + ГЦК Co (наличие небольшого количества

Таблица 1
Экспериментальные и расчетные значения ТКС
для мультислоев

Пленочная система (d , нм)	ТКС·10 ³ , К ⁻¹				
	Экспериментальные данные	Расчетные данные			
		на основе эксперим. величины α		на основе заданной величины α^*	
		$P=p$	$P=R$	$P=p$	$P=R$
Cr(≈80)/Co(10)/Cr(80)/Co(10)/П	0,42	0,40	0,34	0,39	0,32
Cr(80)/Co(10)/Cr(≈80)/Co(10)/Cr(80)/Co(10)/П	0,92	1,16	1,02	1,16	0,99
Cr(150)/Co(10)/Cr(≈150)/Co(10)/Cr(150)/Co(10)/Cr(≈150)/Co(10)/П	0,91	1,08	0,95	1,06	0,91
Cu(22)/Cr(20)/Cu(22)/Cr(20)/П	1,71	0,85	1,61	0,88	1,60
Cr(30)/Cu(30)/Cr(30)/Cu(30)/П	1,80	1,38	1,92	1,29	1,80

*) величина α увеличена на 10%

ГЦК Со как в пленках, так и в массивных образцах Со связано [16] с тем, что дефекты упаковки ГПУ Со являются зародышами ГЦКСо). Кроме этого, в мультислоях обоих типов протекают достаточно интенсивные зернограничные диффузионные процессы, при ограниченной растворимости атомов Cr и Со, Cr и Cu друг в друге [17], хотя индивидуальность отдельных слоев сохраняется, если исходить из данных вторично-ионной масс-спектрометрии (см., например, [18]). В связи с этим, в последнее время большое внимание уделяется анализу процессов фазообразования в многослойных пленках (см., например, [19, 20]) или мультислоях [21].

Во-вторых, в целом лучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных имеет место при допущении, что коэффициент зеркального рассеяния на ГР (P) равен не соответствующему коэффициенту на границе верхний слой-вакуум (p), а коэффициенту рассеяния на ГЗ (R). Причем, при вариации величин p и R (табл. 1) достигается лучшее соответствие экспериментальных и расчетных величин, что можно объяснить зернограничной диффузией атомов, обуславливающей изменения условий рассеивания электронов на ГЗ.

В-третьих, принципиальным вопросом является корректный учет рассеяния и прохождения электронов на ГР. О важности этого подхода можно судить из результатов работ [22, 23].

Работа выполнена в рамках Совместного проекта о научно-техническом сотрудничестве меж-

ду Сумским государственным университетом и Институтом ядерной физики ПАН (Польша).

ЛИТЕРАТУРА

1. Dimmich R. Electronic transport properties of metallic multi-layer films // J. Phys F: Met. Phys.–1985.– Vol. 15, № 12. – P. 2477- 2487.
2. Chu-Xing Chen. Electrical conductivity of multi-layered metallic thin films // Appl. Phys A.–1986.– Vol. 40, № 1.– P. 37- 40.
3. Dimmich R. Optical properties of metallic multi-layer films // Phys. Rev. B. – 1992.– Vol. 45, № 7.– P. 3784-3791.
4. Protsenko I., Odnodvoretz L., Chornous A. Electroconductivity and tensorsensitivity of multi-layer films //Металлофиз. новейшие технолог.– 1998. – Vol. 20, № 1.– С. 36- 44.
5. Nakai H., Fudaba K., Shinzawa K., Hashimoto M. Electrical property on copper thin films with chromium under-layer//Thin Solid films.–1998.– Vol. 317. – P. 202-205.
6. Fenn M., Petford-Long A.K., Donovan P.E. Electrical resistivity of Cu and Nb thin films and multi-layer // JMMM.– 1999.– Vol. 198-199.- P. 231-232.
7. Свалов А. В., Савин П. А., Курляндская Г.В., Гутиеррес И., Васильковский В.О. Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Со/Tb // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, Вып.8. – С.54-57.
8. Фролов Г. И. Пленочные носители для устройств памяти со сверхплотной магнитной записью // ЖТФ – 2001. – Т. 71, Вып. 12. – С. 50-57.
9. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Eitenne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol. 61, № 21. – P. 2472-2475.
10. Camley R.E., Stamps R.L. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance // J. Phys.: Condens. Matter. – 1993. – Vol. 5. – P. 3727-3786.
11. Mayadas A.F., Shatzkes M. Electrical – resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces // Phys. Rev. B.: Cond. Matter.– 1970. – Vol. 1, № 4. – P. 1382-1389.
12. Teller C.R., Tossler A.J. Size effects in thin films. – Amsterdam – Oxford – New York, 1982. – 310 p.
13. Білоус О.А., Дехтярук Л.В., Проценко С.І., Черноус А.М. Розмірні ефекти в термічному коефіцієнті опору та коефіцієнті розсіювання електронів на межі зерен у тонких металевих плівках // Вісник СумДУ. – 2001. – Т. 3 (25)-4(25). – С. 67- 73.
14. Дехтярук Л.В., Колесниченко Ю.А. Температурный коэффициент сопротивления металлических мультислоев //ФММ. – 1997. – Т.84, № 2. – С. 37 - 42.
15. Устинов В.В. Вклад плоских дефектов в электро-сопротивление металла // ФММ. – 1980. – Т. 49, № 1. – С.31 - 38.

16. Горелик С.С., Расторгуев Л.И., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. Приложение.– М.: Металлургия, 1970.– 107с.
17. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Т. 2 / Под ред. Н.П. Лякишева.- М.: Машиностроение, 1996. – 1023 с.
18. Одноворец Л.В., Проценко С.И., Салтыкова А.И. Электрофизические свойства двухслойных пленок Cu/Cr в условиях взаимной диффузии атомов // Металлофиз. новейшие технолог.- 1999. – Т. 21, № 8.– С. 71-74.
19. Проценко І.Ю., Токмань В.В, Черноус А.М., Шпетний І.О. Фазоутворення та структурні зміни в двошарових плівкових системах Ti/Co і Ni(Ti, V, Co, Cr) у процесі ізохронного відпалу // Металлофиз. новейшие технолог. – 2003.– Т. 25, № 3.– С. 319-331.
20. Маршалек М., Проценко С.И., Черноус А.Н. Структурно-фазовое состояние двухслойных пленок Co/Cu и Co/Cr // Тонкие пленки в оптике и электронике.- Харьков: НИЦ ХФТИ.– 2003.–С. 205-208.
21. Blaas C., Weinberger P., Szunyogh L., Levy P.M., Sommers C.B. Ab initio calculations of magnetotransport for magnetic multilayers // Phys. Rev. B.– 1999. – Vol. 60, № 1. – P.492-501.
22. Bailey W. E., Wang S.X., Tsymbal E. Yu. Electronic scattering from Co/Cu interfaces: in situ measurement and comparison with theory // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 61, № 2. – P.1330-1335.
23. Shpiro A., Levy P.M. Resistance across an interface, and that measured far from it // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 63. – P.014419-1-014419-6.

**ТЕМПЕРАТУРНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ОПОРУ
МУЛЬТИШАРІВ З ПОЛІКРИСТАЛІЧНОЮ
СТРУКТУРОЮ**

**Л.В. Дехтярук, М. Маршалек,
І.С. Проценко, А.М. Черноус**

Отримані точні та асимптотичні співвідношення для температурного коефіцієнту опору (ТКО) багатошарових плівок, які складаються з полікристалічних шарів металу різної товщини ($d_i \neq d_j$) та ступеня чистоти ($\lambda_i \neq \lambda_j$). Проведено апробацію отриманих співвідношень для мультишарів на основі Co і Cr, Cu і Cr. Показано, що розрахункові і експериментальні значення ТКО узгоджуються кількісно.

**TEMPERATURE COEFFICIENT OF RESISTANCE
POLYCRYSTALLINES MULTILAYERS**

**L.V. Dekhtyaruk, M. Marshalak,
I.E. Protsenko, A.M. Chornous**

Exact and asymptotic expressions are derived for temperature coefficient of resistance (TCR) for multilayered sample consisting of alternating metallic polycrystalline layers of different thicknesses ($d_i \neq d_j$) and degrees of purity ($\lambda_i \neq \lambda_j$). Approbation of the obtained relationships for multilayers is performed on the basis of Co and Cr, Cu and Cr. It is shown that calculation and experimental values TCR are quantitative conform.