

## ГИГАНТСКОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР В СЛУЧАЕ СЛАБОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ

© А.И.Морозов, А.С.Сизов

Московский государственный институт  
радиотехники, электроники и автоматики,  
117454 Москва, Россия  
(Поступила в Редакцию 4 марта 1996 г.)

Рассмотрены условия разбиения магнитных слоев на домены в отсутствие атомных ступеней на границах раздела слоев. Возникновение доменов связано с изменением знака обменного взаимодействия между слоями вследствие флуктуаций толщины немагнитной прослойки между магнитными слоями. Получена зависимость вклада доменов в сопротивление от характерного масштаба этих флуктуаций для случаев продольного и поперечного магнетосопротивления.

Явление гигантского магнетосопротивления (ГМС) в многослойных структурах, состоящих из чередующихся ферромагнитных и немагнитных металлических слоев, было обнаружено в 1988 году [1]. Оно состоит в падении продольного и поперечного (по отношению к плоскости слоя) сопротивления в магнитном поле, которое вызывает коллинеарное упорядочение намагниченностей слоев. Причем падение величины сопротивления  $R$  составляет десятки процентов (отсюда и название «гигантское»). Существует характерное магнитное поле насыщения  $H_{\text{sat}}$ , выше которого и сопротивление, и намагниченность структуры выходят на постоянное значение.

Характерная зависимость величины

$$G(H) = \left[ R(H) - R(H_{\text{sat}}) \right] / R(H_{\text{sat}}) \quad (1)$$

от напряженности поля  $H$  изображена на рис. 1. При изменении толщины немагнитной прослойки наблюдаются осцилляции величин  $G_0 = G(H = 0)$  и  $H_{\text{sat}}$ .

Согласно наиболее распространенной в настоящее время теории ГМС, намагниченность слоя лежит в плоскости слоя и однородна. В случае антипараллельной ориентации векторов намагниченности слоев внешнее магнитное поле изменяет угол между ними. Волновые функции электронов проводимости, а следовательно, и длины их свободного пробега различны при параллельной и антипараллельной ориентациях намагниченностей соседних магнитных слоев. В последнем случае внешнее магнитное поле, изменяя ориентацию намагниченностей

на параллельную, меняет величину сопротивления. Поэтому ГМС максимально при антипараллельной ориентации намагниченностей в отсутствие внешнего магнитного поля и равно нулю при исходной параллельной ориентации намагниченностей.

Поскольку обменное взаимодействие между слоями осциллирует с толщиной  $d$  немагнитной прослойки [2-9], то зависимость  $G_0(d)$  должна иметь ступенчатый характер (рис. 2). Однако в работе [10] вместо такой зависимости наблюдался ряд резких пиков  $G_0(d)$ . Отмеченное противоречие не является единственным.

Существует еще ряд факторов, противоречащих общепринятой теории ГМС. В некоторых экспериментах наблюдались осцилляции  $G_0(d)$ , хотя исходное (в отсутствие поля) упорядочение намагниченностей слоев было антиферромагнитным при любых толщинах прослойки [11,12]. В этом случае, согласно стандартной теории ГМС [13-20], зависимость  $G_0(d)$  должна быть практически монотонной.

Известны также эксперименты, свидетельствующие о присутствии в многослойных структурах доменов с  $90^\circ$  ориентацией намагниченности [21-23].

В работе [22] на основании корреляции между величиной  $G_0$  и намагниченностью, перпендикулярной приложенному магнитному полю, сделан вывод, что магнетосопротивление обусловлено наличием  $90^\circ$  доменов.

В нашей работе [24] был предложен альтернативный механизм ГМС, основанный на разбиении магнитных слоев на домены и рассеянии электронов доменными границами. Естественная шероховатость слоев, т.е. наличие ступеней на их поверхности, приводит к возникновению в слоях областей с различным знаком обменного взаимодействия между слоями. Если размер таких областей превосходит некоторое критическое значение, слоям выгодно разбиваться на домены. В [24] найдены условия такого разбиения в случае, когда шероховатость слоев обусловлена наличием на них атомных ступеней (случай сильной шероховатости), а также показано, что в случае одинаковых толщин магнитных слоев каждый слой разбивается на домены с  $90^\circ$  ориентацией намагниченностей в соседних доменах (рис. 3, а). Предложенная теория объясняет наличие осцилляций ГМС в тех экспериментах, где в нулевом магнитном поле результирующий магнитный момент отсутствовал при всех толщинах немагнитной прослойки.

Но шероховатость может быть вызвана не только наличием ступеней на границах раздела слоев, т.е. локальным изменением толщины на один моноатомный слой, но и несовершенством кристаллической решетки (в частности, из-за несовпадения параметров элементарных ячеек магнитных и немагнитных слоев). В этом случае (случае слабой шероховатости) изменение толщины слоя  $d$  может быть существенно меньшим межатомного расстояния [25].

В настоящей работе определены условия разбиения магнитных слоев на домены в случае, когда ступени на поверхности слоев практически отсутствуют и характерные флуктуации величины  $d$  составляют несколько десятых Å.

Кроме того, получены оценки величины вкладов доменных стенок в продольное и поперечное магнетосопротивление для случаев сильной и слабой шероховатости.

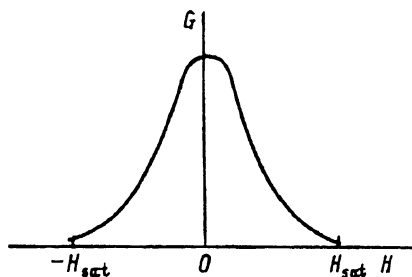


Рис. 1. Зависимость сопротивления многослойной структуры от внешнего продольного магнитного поля.

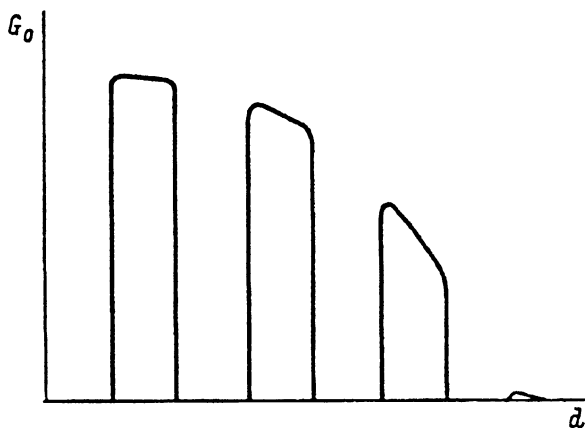


Рис. 2. Зависимость магнетосопротивления трехслойной структуры от толщины немагнитной прослойки, предсказываемая общепринятой теорией ГМС.

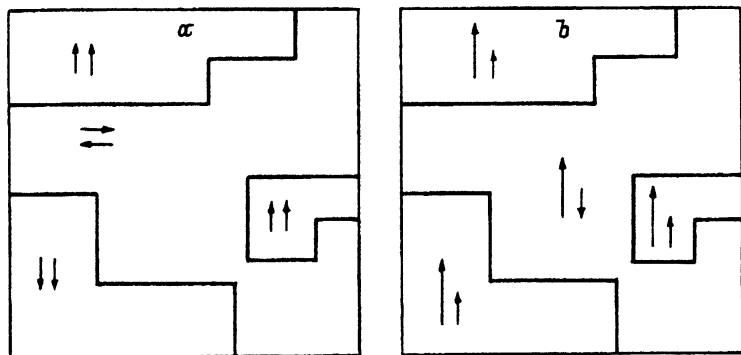


Рис. 3. Картина разбиения слоев на домены в случае слоев одинаковой толщины (а) и в случае  $l_1 \gg l_2$  (б).

## 1. Разбиение слоев на домены

Используем пример трехслойной системы, состоящей из двух магнитных слоев толщиной  $l_1$  и  $l_2$  и немагнитной прослойки толщиной  $d$ , для рассмотрения возможности возникновения в слоях доменной структуры.

В случае слабой шероховатости характерная величина флуктуаций толщины немагнитной прослойки  $\Delta d$  намного меньше периода осцилляций обменного взаимодействия между слоями  $\lambda = \pi/k_F$ , где  $k_F$  — фермиевский волновой вектор электронов.

Кроме того, мы будем предполагать, что толщина прослойки плавно изменяется вдоль слоя от минимального до максимального значения на характерном расстоянии порядка

$$r \gg l_i, d. \quad (2)$$

Поскольку в молекулярное поле, действующее на спин атома одного магнитного слоя со стороны другого слоя, основной вклад вносит область размером порядка  $d$ , расположенная прямо напротив атома (рис. 4), то в случае выполнения условия (2) можно считать, что обменное взаимодействие между слоями определяется локальной толщиной немагнитной прослойки, т. е.

$$J_{\perp}(\rho) = J_{\perp}(d(\rho)), \quad (3)$$

где  $\rho$  — двумерный вектор, параллельный поверхности слоя. Точное выражение для  $J_{\perp}(d)$  с учетом размерного квантования может быть найдено только численными методами [8,9], поэтому для качественного рассмотрения мы воспользуемся аппроксимирующим выражением, приведенным в работе [2]

$$J_{\perp}(d) = J_0 \frac{\sin(2k_F d)}{(2k_F d)^2} \equiv \tilde{J}_{\perp} \sin(2k_F d). \quad (4)$$

Разбиение на домены происходит только в том случае, когда один из корней  $d_n$  уравнения  $J_{\perp}(d) = 0$  попадает в интервал

$$|d_n - \langle d \rangle| < \Delta d/2, \quad (5)$$

где  $\langle d \rangle$  — средняя толщина прослойки. Если же неравенство (5) не выполнено, то вклад в ГМС, обусловленный рассматриваемым механизмом, отсутствует.

Таким образом, если предлагаемый механизм ГМС является преобладающим, на зависимости  $G_0(d)$  должны наблюдаться резкие пики, отвечающие тем значениям  $\langle d \rangle$ , которые удовлетворяют условию (5). Следует отметить, что величина  $\langle d \rangle$  изменяется дискретно на толщину моноатомного слоя.

Именно такая зависимость  $G_0(d)$  наблюдалась в работе [10], причем  $G_0 = 0$  в промежутках между пиками. С ростом  $d$  пики  $G_0$  размывались. Это связано с тем, что при больших толщинах на поверхности слоев возникают ступени и происходит переход к случаю сильной шероховатости.

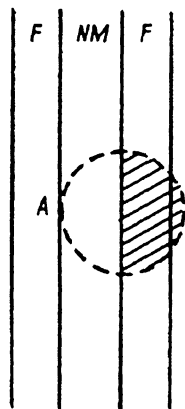


Рис. 4. Область, вносящая основной вклад в молекулярное поле, которое действует на спин атома одного магнитного слоя (точка  $A$ ) со стороны другого слоя (заштрихована).

Найдем условие возникновения доменов, считая неравенство (5) выполненным.

Доменная стенка возникает вблизи линии  $J_{\perp}(d) = 0$ . Будем считать, что она совпадает с осью  $y$  нашей системы координат. Ось  $x$  лежит в плоскости слоя и перпендикулярна доменной стенке. Вблизи стенки

$$J_{\perp}(x) = \frac{\partial J_{\perp}}{\partial d} \Big|_{d=d_n} \frac{\partial d}{\partial x} \Big|_{x=0} x. \quad (6)$$

Величина  $\partial d / \partial x \sim \Delta d / r$ , а  $\partial J_{\perp} / \partial d|_{d=d_n} \simeq 2k_F \tilde{J}_{\perp} \sim \tilde{J}_{\perp} / \lambda$ .

Увеличение обменной энергии в слоях за счет создания неоднородности можно представить в виде

$$W_1 = \int \left[ \frac{\alpha_1}{2} (\theta'_1)^2 + \frac{\alpha_2}{2} (\theta'_2)^2 \right] d^2 \rho, \quad (7)$$

где  $\theta'_1$  и  $\theta'_2$  — углы поворота векторов намагниченности в первом и втором слоях соответственно. Штрих обозначает дифференцирование по  $x$ . По порядку величины

$$\alpha_i \sim J_{\parallel}^i S_i^2 l_i / b_i, \quad i = 1, 2, \quad (8)$$

где  $J_{\parallel}^i$  — константа обменного взаимодействия между соседними спинами в слое,  $S_i$  — среднее значение спина атома,  $b_i$  — межатомное расстояние.

Энергия взаимодействия слоев в приближении среднего поля принимает форму

$$W_2 = - \int \gamma x \cos(\theta_1 - \theta_2) d^2 \rho, \quad (9)$$

где

$$\gamma \sim \tilde{J}_{\perp} S_1 S_2 \Delta d / r b^3. \quad (10)$$

Варьируя суммарную энергию  $W_1 + W_2$  по  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , получаем систему уравнений

$$\alpha_1 \theta''_1 - \gamma x \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0,$$

$$\alpha_2 \theta_2'' + \gamma x \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0 \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \theta_i' &\rightarrow 0, & x &\rightarrow \pm\infty, \\ \theta_i &\rightarrow 0, & x &\rightarrow +\infty, \\ \theta_1 - \theta_2 &\rightarrow \pi, & x &\rightarrow -\infty. \end{aligned}$$

Эта система имеет интеграл  $\alpha_1 \theta_1 + \alpha_2 \theta_2 = 0$ , т. е.

$$\theta_2 = -\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \theta_1. \quad (12)$$

После подстановки  $\theta = \theta_1 - \theta_2$  получаем уравнение

$$\alpha^* \theta'' - \gamma x \sin \theta = 0, \quad (13)$$

где

$$\alpha^* = \alpha_1 \alpha_2 / (\alpha_1 + \alpha_2). \quad (14)$$

Граничные условия для  $\theta$  имеют вид

$$\begin{aligned} \theta' &\rightarrow 0, & x &\rightarrow \pm\infty, \\ \theta &\rightarrow 0, & x &\rightarrow +\infty, \\ \theta &\rightarrow \pi, & x &\rightarrow -\infty. \end{aligned}$$

Сделав замену

$$x = (\alpha^* / \gamma)^{1/3} q, \quad (15)$$

приводим уравнение (13) к безразмерному виду

$$\theta'' - q \sin \theta = 0, \quad (16)$$

где производная берется по безразмерной переменной  $q$ .

Решение дифференциального уравнения (16) можно получить только численными методами, однако асимптотика  $\theta(q)$  при  $q \rightarrow \pm\infty$  совпадает с асимптотикой функции Эйри

$$\theta(q)_{q \rightarrow +\infty} \simeq 2^{-1} q^{-1/4} \exp\left(-\frac{2}{3} q^{3/2}\right), \quad (17a)$$

$$\theta(q)_{q \rightarrow -\infty} \simeq \pi - 2^{-1} |q|^{-1/4} \exp\left(-\frac{2}{3} |q|^{3/2}\right). \quad (17b)$$

Из симметрии задачи следует, что  $\theta(0) = \pi/2$ .

Поведение  $\theta_1 = \alpha_2 \theta / (\alpha_1 + \alpha_2)$  и  $\theta_2 = -\alpha_1 \theta / (\alpha_1 + \alpha_2)$  зависит от отношения между  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . При одинаковых толщинах слоев  $\alpha_1 = \alpha_2$  и при переходе от  $x > 0$  к  $x < 0$  спины разворачиваются в каждом из слоев на  $90^\circ$ , но в разные стороны (рис. 3, а). Именно с этим связано, по нашему мнению, существование наблюдаемых в экспериментах [21-23]  $90^\circ$  доменов.

Если же толщина одного из магнитных слоев, к примеру первого, намного превосходит толщину другого ( $\alpha_1 \gg \alpha_2$ ), то первый слой остается монодоменным, а разворот намагниченности во втором слое происходит практически на  $180^\circ$  (рис. 3, б).

Характерная ширина доменной стенки равна

$$\delta \sim (\alpha^*/\gamma)^{1/3} \sim b \left( J_{\parallel} r l_{\min} / \tilde{J}_{\perp} b \Delta d \right)^{1/3}, \quad (18)$$

где  $l_{\min} = \min(l_1, l_2)$ . Для  $b \sim 3 \text{ \AA}$ ,  $J_{\parallel} / \tilde{J}_{\perp} \sim 10^2$ ,  $r \sim 10^3 \text{ \AA}$ ,  $l_{\min} \sim 10 \text{ \AA}$ ,  $\Delta d \sim 0.2 \text{ \AA}$  получаем  $\delta \sim 400 \text{ \AA}$ . Формула (18) применима до тех пор, пока  $\delta$  меньше ширины обычной блоховской доменной стенки в объемном ферромагнетике. В противном случае главную роль в определении  $\delta$  играет энергия магнитной анизотропии, которой мы пренебрегаем по сравнению с  $W_2$ .

Энергия доменной стенки равна разности энергии  $W_1 + W_2$  и суммы энергий однородных состояний с  $\theta = 0$  при  $x > 0$  и  $\theta = \pi$  при  $x < 0$ . В расчете на один метр длины по оси  $y$  она равна

$$\varepsilon \sim \gamma \delta^2 \sim \alpha^* / \delta \sim \frac{S^2}{b} \left[ \frac{J_{\parallel}^2 \tilde{J}_{\perp} l_{\min}^2 \Delta d}{b^2 r} \right]^{1/3}, \quad (19)$$

причем при получении выражения (19) уже проведено интегрирование по толщине магнитных слоев.

Условие возникновения доменной структуры может быть получено аналогично случаю сильной шероховатости [24]: выигрыш в энергии при образовании домена порядка  $\gamma r^3$  должен превосходить энергию образования доменной стенки порядка  $\varepsilon r$ . Это накладывает ограничение на величину  $r$

$$r > b (J_{\parallel} l_{\min} / \tilde{J}_{\perp} \Delta d)^{1/2}. \quad (20)$$

Условие (20) эквивалентно условию  $r > \delta$ .

Следовательно, существует оптимальный размер  $r$ , соответствующий максимуму продольного магнетосопротивления. При малых  $r$  условие (20) не выполнено, и домены не возникают. Если же  $r$  слишком велико, то концентрация доменных стенок мала, а поэтому мал их вклад в сопротивление.

Поскольку  $\tilde{J}_{\perp}$  убывает с ростом  $d$  как  $d^{-2}$ , то при больших толщинах немагнитной прослойки условие (20) перестает выполняться, и магнетосопротивление исчезает. Из-за разброса по величине  $r$  это происходит плавно.

## 2. Вклад доменов в сопротивление

1) Продольное магнетосопротивление. Вклад доменных стенок в сопротивление был рассмотрен в [26, 27]. Диамагнитная часть этого вклада  $\Delta \rho'_{dw}$  обусловлена изменением квазиклассических траекторий электронов вблизи доменной стенки. Ее величина равна

$$\Delta \rho'_{dw} / \rho \sim (\omega \tau)^2, \quad (21)$$

где  $\tau$  и  $\rho$  — время свободного пробега электрона и сопротивление в отсутствие доменной стенки, а  $\omega$  — циклотронная частота электрона во внутреннем поле  $\mathbf{B}$  ферромагнитного слоя. При комнатной температуре  $\tau$  обусловлено электрон-фононным взаимодействием и по порядку величины равно  $10^{-13}$  с. Величина  $B$  в железе порядка 2 Т. Следовательно, для металлов группы железа при комнатной температуре величина

$$\Delta\rho'_{\text{dw}}/\rho \leq 10^{-4} - 10^{-3}$$

и является несущественной.

Парамагнитная часть вклада доменных стенок в сопротивление  $\Delta\rho''_{\text{dw}}$  обусловлена отражением электронов от доменных стенок [26]. В случае магнетиков группы железа различие фермиевских волновых векторов электронов с противоположным направлением спина  $k_{F,1}$  и  $k_{F,2}$  оказывается значительным,

$$|k_{F,1} - k_{F,2}| \sim k_{F,2},$$

так что коэффициент отражения электрона от доменной стенки  $\nu$  достигает величины  $\nu \sim 0.1-1$ .

Чтобы оценить величину  $\Delta\rho''_{\text{dw}}/\rho$ , рассмотрим два предельных случая.

В первом случае длина свободного пробега электронов в отсутствие доменов  $L \ll r$  ( $r$  — характерный размер домена). Тогда, согласно [26], отражение от доменной стенки увеличивает удельное сопротивление на расстоянии порядка  $L$  от стенки на величину  $\nu\rho/(1-\nu)$ . Для того чтобы оценить удельное сопротивление образца, разобьем его мысленно на ряд последовательно соединенных участков: одни из которых, длиной  $r-\beta L$  ( $\beta$  — численный фактор порядка единицы), с удельным сопротивлением  $\rho$  и другие, длиной  $\beta L$ , с удельным сопротивлением  $\rho/(1-\nu)$ . Среднее значение удельного сопротивления равно

$$\bar{\rho} = \frac{1}{r} \left[ \rho(r - \beta L) + \frac{\rho}{1 - \nu} \beta L \right]. \quad (22)$$

По порядку величины

$$\frac{\Delta\rho''_{\text{dw}}}{\rho} \sim \frac{L\nu}{r(1-\nu)}. \quad (23)$$

Если же длина свободного пробега электронов велика по сравнению с размером домена ( $r \ll L$ ), то вклад доменных стенок в сопротивление является основным. Характерная длина свободного пробега электрона вследствие отражения от доменных стенок, согласно [28], составляет

$$L_{\text{dw}} \sim r \frac{1 - \nu}{\nu}. \quad (24)$$

И тогда для величины  $\Delta\rho''_{\text{dw}}/\rho$  получаем опять оценку типа (23)

$$\frac{\Delta\rho''_{\text{dw}}}{\rho} = \frac{L}{L_{\text{dw}}} \sim \frac{L\nu}{r(1-\nu)}. \quad (25)$$



Следовательно, выражение (23) представляет собой универсальную формулу для оценки вклада доменных стенок в сопротивление при произвольном соотношении между  $L$  и  $r$ . Для  $L \sim 10^3 \text{ \AA}$ ,  $\nu \sim 0.25$  и  $r \sim 0.1-1 \mu\text{m}$  получаем  $\Delta\rho_{\text{dw}}/\rho \sim 0.03-0.3$ .

Таким образом, значения  $r \sim 0.1-1 \mu\text{m}$  позволяют получить наблюдаемую в эксперименте величину магнетосопротивления. Действительно, магнитное поле монодоменизирует слои, и вклад доменных стенок в сопротивление исчезает. Следовательно,

$$G_0^{\parallel} = \Delta\rho_{\text{dw}}/\rho \sim r^{-1} \quad (26)$$

и убывает с уменьшением шероховатости в области  $r > \delta$  вследствие роста  $r$ .

2) **П о п е р е ч н о е м а г н е т о с о п р о т и в л е н и е.** Разбиение многослойной системы на домены приводит к появлению беспорядка в направлении, перпендикулярном слоям. Он обусловлен случайным чередованием намагниченностей магнитных слоев в этом направлении и приводит к дополнительному рассеянию электронов. При наличии идеально периодической системы слоев размерное квантование обуславливает появление подзон, но сопротивление системы связано с другими механизмами. Шероховатость границ раздела слоев нарушает периодичность их следования и вносит вклад в поперечное (по отношению к слоям) сопротивление. Поэтому даже в случае коллинеарного упорядочения немагнитностей слоев  $\rho_{\perp} > \rho_{\parallel}$ .

Вклад шероховатости в продольное сопротивление мал вследствие плавности изменения толщин слоев в направлении, параллельном слоям, т.е. в силу соотношения  $rk_F \gg 1$ .

Поскольку период слоистой структуры  $a = l + d \ll L, r$ , то аналогично (24)

$$L_{\text{dw}} \sim a(1 - \nu_{\perp})/\nu_{\perp}, \quad (27)$$

где  $\nu_{\perp}$  — коэффициент отражения электронов на границах слоев, обусловленный «магнитным» беспорядком, а

$$G_0^{\perp} = \frac{\Delta\rho_{\text{dw}}^{\perp}}{\rho_{\perp}} \sim \frac{L_{\perp}}{L_{\text{dw}}} \quad (28)$$

( $\rho_{\perp}$  и  $L_{\perp}$  — удельное сопротивление и длина свободного пробега в направлении, перпендикулярном плоскостям слоев, в случае ферромагнитного упорядочения слоев). Легко видеть, что поперечное магнетосопротивление практически не зависит от размеров доменов в области значений  $r > \delta$ . Кроме того, в силу соотношения  $r \gg a$  оказывается, что  $\Delta\rho_{\text{dw}}^{\perp} \gg \Delta\rho_{\text{dw}}^{\parallel}$ . Для того чтобы найти соотношение между  $G_0^{\perp}$  и  $G_0^{\parallel}$ , необходимо знать величину  $\rho_{\parallel}/\rho_{\perp}$ . Однако следует ожидать, что в случае тонких слоев  $G_0^{\perp} > G_0^{\parallel}$ .

Даже в отсутствие атомных ступеней на поверхности слоев при определенных значениях толщины немагнитной прослойки происходит разбиение магнитных слоев на домены — области, в которых ориентация намагниченностей соседних магнитных слоев либо параллельна, либо антипараллельна.

Разбиение имеет место, если изменение толщин слоев происходит на масштабах  $\tau$ , превосходящих толщину доменной стенки.

Тем значениям толщины прослойки, при которых происходит разбиение на домены, соответствуют резкие максимумы магнетосопротивления. В остальной области толщин оно равно нулю.

Наличие характерного масштаба  $\tau$  порядка  $0.1-1 \mu\text{m}$  позволяет объяснить наблюдаемую величину магнетосопротивления.

В области существования доменной структуры продольное магнетосопротивление падает с уменьшением шероховатости слоев (с ростом  $\tau$ ), в то время как поперечное магнетосопротивление остается практически неизменным.

### Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et. al. Phys. Rev. Lett. **61**, 21, 2472 (1988).
- [2] Y. Yafet. Phys. Rev. **B36**, 7, 3948 (1987).
- [3] D.M. Deaven, D.S. Kokhsar, M. Johnson. Phys. Rev. **B44**, 11, 5977 (1991).
- [4] R. Coehoorn. Phys. Rev. **B44**, 17, 9331 (1991).
- [5] P. Bruno, C. Chappert. Phys. Rev. **B46**, 1, 261 (1992).
- [6] F. Herman, R. Schriffer. Phys. Rev. **B46**, 9, 5806 (1992).
- [7] M.D. Stiles. Phys. Rev. **B48**, 10, 7238 (1993).
- [8] P. Lang, L. Nordstrom, R. Zeller, P.H. Dederichs. Phys. Rev. Lett. **71**, 12, 1927 (1993).
- [9] L. Nordstrom, P. Lang, R. Zeller, P.H. Dederichs. Phys. Rev. **B50**, 7, 13058 (1994).
- [10] S.K.J. Lenczowski et al. In: Colloquium Digest of 14th Int. Colloquium on Magnetic Films and Surfaces. Dusseldorf. Germany (August 1994). A-12.
- [11] S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche. Phys. Rev. Lett. **64**, 19, 2304 (1990).
- [12] S.T. Purcell, W. Folkerts, M.T. Johnson et al. Phys. Rev. Lett. **67**, 7, 903 (1991).
- [13] R.E. Camly, J. Barnas. Phys. Rev. Lett. **63**, 6, 684 (1989).
- [14] P.M. Levy, S. Zhang, A. Fert. Phys. Rev. Lett. **65**, 13, 1643 (1990).
- [15] A. Barthelemy, A. Fert. Phys. Rev. **B43**, 16, 13124 (1991).
- [16] H.E. Camblong, P.M. Levy. Phys. Rev. Lett. **69**, 19, 2835 (1992).
- [17] S. Zhang, P.M. Levy, A. Fert. Phys. Rev. **B45**, 15, 8689 (1992).
- [18] R.Q. Hood, L.M. Falicov. Phys. Rev. **B46**, 13, 8287 (1992).
- [19] J. Barnas, Y. Bruynscreade. Europhys. Lett. **32**, 2, 167 (1995).
- [20] H.E. Camblong. Phys. Rev. **B51**, 3, 1855 (1995).
- [21] A. Schreyer, J.F. Ankner, H. Zabel et al. Physica **B198**, 1-3, 173 (1994).
- [22] Z.J. Yang, M.R. Scheinfein. Appl. Phys. Lett. **66**, 2, 236 (1995).
- [23] Z.J. Yang, M.R. Scheinfein. Phys. Rev. **B52**, 6, 4263 (1995).
- [24] А.И. Морозов, А.С. Сигов. Письма в ЖЭТФ **61**, 11, 893 (1995).
- [25] E.E. Fullerton, I.K. Schaller, H. Vanderstraeten et al. Phys. Rev. **B45**, 12, 9292 (1992).
- [26] G.G. Cabrera, L.M. Falicov. Phys. Stat. Sol. (b) **61**, 2, 539 (1974).
- [27] G.G. Cabrera, L.M. Falicov. Phys. Stat. Sol. (b) **62**, 1, 217 (1974).
- [28] R. Landauer. Z. Phys. **B21**, 3, 247 (1975).