

ШЕРОХОВАТОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЕВ И ГИГАНТСКОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

А.И.Морозов, А.С.Сигов

Московский государственный институт радиотехники,
электроники и автоматики (технический университет)
117454 Москва, Россия¹⁾

Поступила в редакцию 3 апреля 1995 г.

Предложена модель, объясняющая гигантское магнетосопротивление магнитных многослойных структур разбиением магнитных слоев на домены. Поскольку обменное взаимодействие между слоями осциллирует в зависимости от толщины немагнитной прослойки, то флуктуации толщины приводят к возникновению областей с противоположным знаком взаимодействия, что и порождает разбиение слоев на домены. Обсуждены условия такого разбиения и показано, что данная модель позволяет объяснить всю совокупность экспериментальных данных.

С момента открытия явления гигантского магнетосопротивления в магнитных многослойных структурах [1] данной проблеме было посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзор [2]) Магнитная многослойная структура состоит из чередующихся ферромагнитных (Fe, Co) и немагнитных (Cr, Cu, Ru) металлических слоев. В отсутствие внешнего магнитного поля, параллельного намагниченности ферромагнитных слоев, которая при малых толщинах лежит в плоскости слоя, суммарный магнитный момент структуры равен нулю. Это обычно интерпретируется как антиферромагнитное взаимодействие слоев. Приложение магнитного поля H приводит к появлению суммарной намагниченности, которая с ростом H выходит на насыщение. Этот процесс сопровождается падением сопротивления исследуемой структуры по отношению к току, протекающему вдоль слоев, на десятки процентов. Такое явление получило название гигантского магнетосопротивления. Типичная зависимость величины $G(H) = [\hat{R}(H) - \hat{R}_{sat}]/\hat{R}_{sat}$ от H приведена на рис.1. \hat{R}_{sat} – сопротивление в магнитном поле $H > H_{sat}$. При интерпретации этого явления обычно предполагают, что намагниченность однородна вдоль слоя, а во внешнем поле изменяется угол между векторами намагниченности слоев. Магнетосопротивление, согласно имеющимся теориям, обусловлено зависимостью длин свободного пробега электронов с различным направлением спина от взаимной ориентации намагниченностей слоев. Однако такая интерпретация наталкивается на следующие трудности:

- 1) обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями представляет собой взаимодействие РККИ и осциллирует с толщиной прослойки [3–10], изменяя знак. Вместе с тем в эксперименте в нулевом магнитном поле [11, 12] антиферромагнитное состояние наблюдалось при любых толщинах прослойки;
- 2) экспериментальные исследования свидетельствуют, что величины $G(0)$ и H_{sat} осциллируют в зависимости от толщины немагнитной прослойки [11–18]. Вместе с тем ни один из предложенных механизмов магнетосопротивления [19–24] не предсказывает такого осциллирующего поведения величины G .

Все эти противоречия снимаются, если предположить, что происходит разбиение магнитных слоев на области – домены с параллельным и антипа-

¹⁾e-mail: ber@glasnet.ru

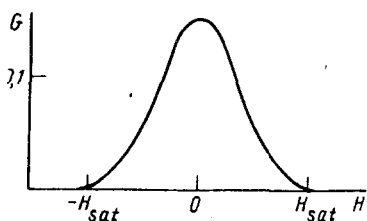


Рис.1. Зависимость сопротивления многослойной структуры от внешнего продольного магнитного поля

параллельным направлением намагниченностей слоев. В этом случае основной вклад в магнетосопротивление обусловлен рассеянием электронов на границах этих областей. Исследуем причины такого разбиения на примере трехслойной системы из двух магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой толщиной d .

Поскольку в случае намагниченности, параллельной слою, размагничивающий фактор слоя равен нулю, причиной разбиения на домены являются флуктуации обменного взаимодействия между слоями, обусловленные случайным изменением толщины прослойки, то есть шероховатостью границ раздела слоев. Шероховатость вызвана наличием ступеней на границе раздела, приводящих к изменению толщины слоя на один монослой. Элементарная оценка показывает, что основной вклад в молекулярное поле, действующее на спин атома, принадлежащего первому магнитному слою, со стороны атомов второго магнитного слоя, дает область, расположенная прямо напротив атома и размером порядка толщины немагнитной плослойки d .

Согласно работе [3], обменный интеграл для случая взаимодействия между слоями имеет вид

$$J_{\perp}(d) = J_0 \frac{\sin(2k_F d)}{(2k_F d)^2} \equiv \tilde{J}_{\perp} \sin(2k_F d), \quad (1)$$

где $J_0 = \text{const}$, а k_F — фермиевский волновой вектор электронов. Поскольку толщина монослоя сравнима с периодом осцилляций обменного взаимодействия между слоями $\lambda = \pi/k_F$, то увеличение или уменьшение толщины прослойки на один монослой может приводить к изменению знака обменного взаимодействия спинов, принадлежащих к различным магнитным слоям.

Мы будем исходить из предположения, что характерный размер ступеней на поверхности слоя R намного превосходит d . В противном случае, как будет показано ниже, разбиения на домены не происходит. В случае $R \gg d$ можно считать, что обменное взаимодействие между слоями является функцией локальной толщины немагнитной прослойки. Рассмотрим сначала уединенную атомную ступень бесконечной длины. Пусть ось z нашей системы координат перпендикулярна слоям, край ступени совпадает с осью y , а ось x лежит в плоскости слоя и перпендикулярна ступени. Тогда обменный интеграл взаимодействия между слоями

$$J_{\perp}(x) = \begin{cases} J_1, & x < 0 \\ J_2, & x > 0 \end{cases}, \quad (2)$$

причем пусть $J_1 > 0$, а $J_2 < 0$.

В этом случае вблизи края ступени возникает доменная граница, отделяющая полупространство с параллельной ориентацией спинов магнитных слоев

при $x < 0$ от полупространства с антипараллельной ориентацией спинов при $x > 0$.

Поскольку возникновение доменной стенки вызвано в данном случае обменным взаимодействием слоев, энергия которого намного превосходит энергию магнитной анизотропии, то толщина этих доменных стенок может быть намного меньше, чем в случае обычных доменных границ в ферромагнетике. Найдем поверхностную энергию и толщину доменной стенки в обменном приближении. В этом приближении неважно, как ориентированы спины слоев в плоскости xy , а также в какой плоскости будет происходить разворот спина.

Аналогично [25], добавка к энергии обменного взаимодействия спинов в слоях за счет неоднородности может быть представлена в виде

$$W_1 = \int \left[\frac{\alpha_1}{2} (\theta_1')^2 + \frac{\alpha_2}{2} (\theta_2')^2 \right] d^2 \vec{r}, \quad (3)$$

где θ_1 и θ_2 — углы поворота векторов спинов в первом и втором слоях, соответственно, а штрих обозначает дифференцирование по x . По порядку величины

$$\alpha_i \sim J_{ij}^2 S_i^2 b_i / b_i, \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

где J_{ij} — обменный интеграл между соседними спинами в слое, b_i — толщина магнитного слоя, S_i — среднее значение спина атома, b — межатомное расстояние. Энергия взаимодействия слоев в приближении идеального газа имеет вид

$$W_2 = - \int \beta(x) \cos(\theta_1 - \theta_2) d^2 \vec{r}. \quad (5)$$

$$\beta(x) = \begin{cases} \beta_1, & x < 0, \\ -\beta_2, & x > 0, \end{cases} \sim J_1(x) S_1 S_2 b^{-2}. \quad (6)$$

Варируя сумму $W_1 + W_2$ по θ_1 и θ_2 , получаем следующую систему уравнений:

$$\alpha_1 \theta_1'' - \beta \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0, \quad \alpha_2 \theta_2'' + \beta \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0. \quad (7)$$

с граничными условиями $\theta_i' \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$; $\theta_1 \rightarrow 0$ при $x \rightarrow -\infty$, $|\theta_1 - \theta_2| \rightarrow \pi$ при $x \rightarrow +\infty$. Решение этого уравнения имеет вид $\theta_2 = -\alpha_1 \theta_1 / (\alpha_1 + \alpha_2)$, $\beta = (\alpha_1 + \alpha_2) \theta_1' / \alpha_1$ и $\beta = -\alpha_2 \theta_2' / (\alpha_1 + \alpha_2)$, а зависимость $\theta_1(x)$ от x определяется

$$\begin{aligned} \cos \frac{\sigma}{2} &= \text{th} \left[\left(\frac{\beta_1}{\alpha_1^2} \right)^{1/2} (x + x_1) \right], \quad x < 0; \\ \sin \frac{\sigma}{2} &= \text{th} \left[\left(\frac{\beta_2}{\alpha_2^2} \right)^{1/2} (x + x_2) \right], \quad x > 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Положив в (8) $x_1 = x_2 = x_0$ и решив непрерывность производной $\theta_1'(x)$ при $x = 0$, которое приводит к уравнению

$$\frac{\beta_1}{\alpha_1^2} = \left(\frac{\beta_2}{\alpha_2^2} \right)^{1/2} \quad (9)$$

Легко видеть, что при $\beta_1 \gg \beta_2$ практически вся стенка расположена в области $x > 0$, а при $\beta_1 \ll \beta_2$ — в области $x < 0$. В случае $\alpha_1 = \alpha_2$ спины слоев

разворачиваются в разные стороны на угол 90° . Именно такая 90° -градусная доменная структура наблюдалась в сверхрешетке Fe/Cr [26]. Если же одно из значений α намного превосходит другое, что соответствует значительно большей толщине одного из слоев, то практически весь поворот спина происходит в более тонком слое, а в толстом слое спины отклоняются на небольшой угол.

Характерная ширина доменной стенки δ равна

$$\delta = \pi \left(\frac{\alpha^*}{\min(\beta_1, \beta_2)} \right)^{1/2} \sim \pi b \left(\frac{J_{\parallel} l_{\min}}{\bar{J}_{\perp} b} \right)^{1/2} \sim \pi d \left(\frac{J_{\parallel} l_{\min}}{J_0 b} \right)^{1/2} \gg d, \quad (10)$$

где l_{\min} – меньшая из толщин двух магнитных слоев. Для значений $l/b \sim 3-5$, $J_{\parallel}/J_0 \sim 1-10$ и $d \sim 10 \text{ \AA}$ получаем $\delta \sim 100 \text{ \AA}$, что намного меньше ширины доменной стенки в железе (800 \AA).

Подставляя решение (8) в функционал $W_1 + W_2$, получаем энергию доменной стенки, проинтегрированную по толщине слоев, то есть энергию на единицу длины доменной линии на поверхности двух слоев как разность между данной энергией и суммой энергий однородных состояний с $\theta = 0$ при $x < 0$ и $\theta = \pi$ при $x > 0$,

$$\begin{aligned} \sigma &= 4(\alpha^*)^{1/2} [\beta_1^{1/2} + \beta_2^{1/2} - (\beta_1 + \beta_2)^{1/2}] \sim \\ &\sim d^{-1} S^2 [J_{\parallel} J_0 l_{\min} / b]^{1/2} \sim b^{-1} S^2 [J_{\parallel} \bar{J}_{\perp} l_{\min} / b]^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Найдем условия, при которых магнитным слоям выгодно разбиться на домены. Предположим, что характерный размер ступеней R одинаков в обоих направлениях. Пусть на поверхности слоя возникает домен с характерным размером $L > R$. При образовании домена энергия возрастает на величину порядка σL . Поскольку $L > R$, внутри домена имеются участки как с $J_{\perp} > 0$, так и с $J_{\perp} < 0$. Случайное преобладание одних над другими составляет величину порядка $N^{1/2}$, где N – число таких участков: $N = L^2/R^2$. В итоге уменьшение энергии взаимодействия слоев составит $S_1 S_2 |J_{\perp}| R^2 b^{-2} N^{1/2} \sim \sim |J_{\perp}| S_1 S_2 L R / b^2$. Изменение энергии в расчете на один спин равно

$$\epsilon = -|J_{\perp}| S_1 S_2 R / L + \sigma b^2 / L. \quad (12)$$

Минимум данной функции для $\epsilon < 0$ реализуется при $L = R$, а для $\epsilon > 0$ – при $L \rightarrow \infty$. Таким образом, в случае

$$\sigma b^2 < |J_{\perp}| S_1 S_2 R \quad (13)$$

происходит разбиение магнитных слоев на домены. Условие (13) эквивалентно условию $R > \delta$.

Обсудим теперь, как предложенная картина разбиения на домены позволяет описать экспериментально наблюдаемые явления.

1. Разбиение на домены в случае слоев одинаковой толщины сопровождается исчезновением суммарного магнитного момента (см. рис.2а), в отличие от случая $l_1 \gg l_2$ (рис.2б).

2. Магнитное поле вызывает монодоменизацию слоев и устраняет вклад доменных стенок в сопротивление.

3. Поскольку толщина прослойки изменяется дискретно на толщину моно-слоя ζ , изменение фазы $\sin(2k_F d)$ в (1) на величину $2k_F \zeta$ не всегда приводит

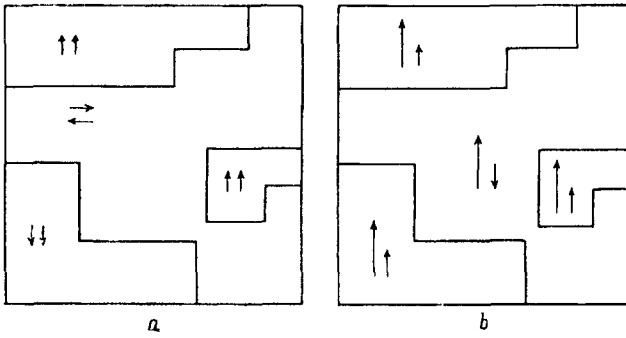


Рис.2. Картина разбиения слоев на домены в случае слоев одинаковой толщины (а) и в случае $l_1 \gg l_2$ (б)

к смене знака синуса. Если бы толщина прослойки принимала только два дискретных значения и им обоим соответствовал бы один знак J_{\perp} , то разбиения на домены не происходило бы, а магнетосопротивление, обусловленное этим механизмом, отсутствовало бы. Реально имеет место более плавное распределение по толщине прослойки и магнетосопротивление в нуль не обращается, но его величина мала вследствие малой концентрации доменных границ, когда для наиболее часто встречающихся (при усреднении по площади слоя) толщин d_1 и d_2 значения функции $J_{\perp}(d)$ имеют один и тот же знак, и достигает максимума в противном случае. Вследствие этого возникают осцилляции G с толщиной немагнитной прослойки. Период этих осцилляций, в силу дискретности толщины прослойки, может намного превосходить λ [4–6].

4. Поскольку $J_{\perp} \propto d^{-2}$, а $\sigma \propto d^{-1}$, при больших толщинах условие (13) нарушается и магнетосопротивление исчезает. Из-за разброса по величине R это происходит плавно.

5. Максимум коэрцитивного поля H_{sat} наблюдается при наибольшем количестве доменов. Поэтому осцилляции H_{sat} происходят в фазе с осцилляциями магнетосопротивления, что и наблюдалось в экспериментах [3–10].

6. Рост шероховатости границ раздела слоев вызывает как увеличение ширины распределения по толщине прослойки, так и уменьшение характерного размера ступеней R . Первый эффект приводит к сглаживанию осцилляций G и H_{sat} , что имеет место при больших толщинах прослойки. Уменьшение величины R первоначально сопровождается ростом числа доменных границ и увеличением G , что наблюдалось в работе [27]. Однако дальнейшее уменьшение R приводит к нарушению неравенства (13) и уменьшению G , что полностью согласуется с картиной, полученной в работе [28]: появление небольшого количества ступеней на поверхности раздела приводило к росту G , но дальнейшее увеличение шероховатости снижало величину магнетосопротивления.

1. M.N.Baibich, J.M.Brato, A.Fert et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
2. R.E.Camley and R.L.Stamps, J. Phys.: Cond. Matt. **5**, 3727 (1993).
3. Y.Yafet, Phys. Rev. B **36**, 3948 (1987).
4. D.M.Deaven, D.S.Kokhsar, and M.Johnosov, Phys. Rev. B **44**, 5977 (1991).
5. R.Coehoorn, Phys. Rev. B **44**, 9331 (1991).
6. P.Bruno and C.Chappert, Phys. Rev. B **46**, 261 (1992).
7. F.Herman and R.Schriffer, Phys. Rev. B **46**, 5806 (1992).
8. M.D.Stiles, Phys. Rev. B **48**, 7238 (1993).

9. P.Lang, L.Nordstrom, R.Zeller, and P.H.Dederichs, Phys. Rev. Lett. **71**, 1927 (1993).
10. L.Nordstrom, P.Lang, R.Zeller, and P.H.Dederichs, Phys. Rev. B **50**, 13058 (1994).
11. S.S.P.Parkin, N.More, and K.P.Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
12. S.T.Purcell, W.Folkerts, M.T.Johnson et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 903 (1991).
13. S.S.P.Parkin, R.Bhadra, and K.P.Roche, Phys. Rev. Lett. **66**, 2152 (1991).
14. F.Petroff, A.Barthelemy, D.H.Mosca et al., Phys. Rev. B **44**, 5355 (1991).
15. V.S.Speriosu, B.Dieny, P.Humbert et al., Phys. Rev. B **44**, 5358 (1991).
16. M.T.Johnson, S.T.Purcell, N.W.E.Mc Gee et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2688 (1992).
17. M.A.M.Gijs and M.Okada, Phys. Rev. B **46**, 2908 (1992).
18. E.E.Fullerton, M.J.Conover, J.E.Mattson et al., Phys. Rev. B **48**, 15755 (1993).
19. R.E.Camly and J.Barnas, Phys. Rev. Lett. **63**, 684 (1989).
20. P.M.Levy, S.Zhang, and A.Fert, Phys. Rev. Lett. **65**, 1643 (1990).
21. A.Barthelemy and A.Fert, Phys. Rev. B **43**, 13124 (1991).
22. H.E.Camblong and P.M.Levy, Phys. Rev. Lett. **69**, 2835 (1992).
23. S.Zhang, P.M.Levy, and A.Fert, Phys. Rev. B **45**, 8689 (1992).
24. R.Q.Hood and L.M.Falicov, Phys. Rev. B **46**, 8287 (1992).
25. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
26. A.Schreyer, J.F.Ankner, H.Zabel et al., Physica B **198**, 173 (1994).
27. E.E.Fullerton, D.M.Kelly, J.Guimpel et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 859 (1992).
28. P.Belien, R.Schad, C.D.Potter et al., Phys. Rev. B **50**, 9957 (1994).