

поскольку для получения таких тонкопленочных структур могут быть использованы обычные технологии микроэлектроники.

В докладе приведены результаты первого наблюдения джозефсоновских сверхпроводящих токов через ферромагнитные слои. Показано, что в немагнитных образцах усреднение доменной магнитной структуры в F-слое обеспечивает высокую однородность протекания сверхтока через ферромагнетик. Намагничивание ферромагнитного слоя приводит к неоднородностям амплитуды сверхтока и разности фаз вдоль SFS-перехода, вызванным неоднородностью доменной структуры и наличием неусредненной (остаточной) макроскопической магнитной индукции. В настоящее время ведутся эксперименты с двухконтактными сверхпроводящими интерферометрами, содержащими SFS- и SNS-переходы (последние — с немагнитной прослойкой) для выделения фазового сдвига, связанного с обменным полем, и получения π -контактов.

Список литературы

1. Ioffe L B et al. *Nature* (London) **398** 679 (1999)
2. Фейгельман М В *УФН* **169** 917 (1999)
3. Geshkenbein V B, Larkin A I, Barone A *Phys. Rev. B* **36** 235 (1987)
4. Tsuei C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 593 (1994); Kirtley J R et al. *Nature* (London) **373** 225 (1995)
5. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993)
6. Brawner D A, Ott H R *Phys. Rev. B* **50** 6530 (1994)
7. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 797 (1995); Van Harlingen D J *Rev. Mod. Phys.* **67** 515 (1995)
8. Baselmans J A et al. *Nature* (London) **397** 43 (1999)
9. Volkov A F *Phys. Rev. Lett.* **74** 4730 (1995)
10. Булаевский Л Н, Кузый В В, Собянин А А *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977)
11. Буздин А И, Булаевский Л Н, Панюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982)
12. Radovic Z et al. *Phys. Rev. B* **43** 8613 (1991); *Phys. Rev. B* **44** 759 (1991)
13. Буздин А И, Вуйичич Б, Куприянов М Ю *ЖЭТФ* **101** 231 (1992)
14. Demler E A, Arnold G B, Beasley H R *Phys. Rev. B* **55** 15174 (1997)
15. Андреев А В, Буздин А И, Озгуд Р М *Письма в ЖЭТФ* **52** 701 (1990); Andreev A V, Buzdin A I, Osgood R M *Phys. Rev. B* **43** 10124 (1991)
16. Ryazanov V V et al., in *Proc. of XI Trilateral German/Russian/Ukrainian Seminar on High-Temperature-Superconductivity* (Goettingen, Germany, 1998) p. 54
17. Giroud M et al. *Phys. Rev. B* **58** R11872 (1998)

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.70.Cn, 75.70.Kw, 75.70.Pa

Новый тип доменных границ в многослойных магнитных структурах

А.И. Морозов, А.С. Сигов

Открытие явления гигантского магнетосопротивления [1] привлекло пристальное внимание к многослойным структурам, состоящим из чередующихся ферромагнитных (Fe, Co) и немагнитных (Cr, Cu) металлических слоев. Поскольку косвенное обменное взаимодействие РККИ¹ между ферромагнитными слоями осциллирует с толщиной немагнитной прослойки [2, 3], то при одних ее значениях, когда знак обменного взаимодействия поло-

жителен, должно наблюдаться коллинеарное ферромагнитное упорядочение намагниченностей соседних магнитных слоев, а при других, когда знак обменного взаимодействия отрицателен, — коллинеарное антиферромагнитное упорядочение намагниченностей.

В последнем случае под действием внешнего магнитного поля ориентация намагниченностей с антиферромагнитной изменяется на ферромагнитную, что сопровождается падением электросопротивления на десятки процентов (отсюда и название "гигантское").

Столь простая картина отвечает идеально гладким и резким границам раздела слоев, когда намагниченности ферромагнитных слоев однородны. Реальная межслойная граница всегда шероховатая вследствие наличия на ней атомных ступеней, изменяющих толщину на один монослойный слой. Поэтому фазовая диаграмма реальных многослойных структур оказывается намного богаче: возможно возникновение неколлинеарных ориентаций намагниченностей ферромагнитных слоев и полидоменных состояний. Причем возникновение доменов обусловлено не релятивистскими эффектами (размагничивающими полями), а шероховатостью межслойных границ.

Для демонстрации этого факта рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой. Изменение толщины прослойки d на один монослой может приводить в определенных условиях к изменению знака обменного взаимодействия между магнитными слоями $J_{\perp}$. В этом случае на поверхности слоев вследствие шероховатости возникают участки с противоположными знаками $J_{\perp}$. Если характерное расстояние между атомными ступенями R превосходит некоторое критическое значение, то энергетически выгодным является разбиение слоев на домены. Внутри домена намагниченности ферромагнитных слоев параллельны или антипараллельны в зависимости от знака $J_{\perp}$. Границы доменов совпадают с атомными ступенями, разделяющими области с противоположными знаками $J_{\perp}$. Домены разделены стенками, которые пронизывают слои насквозь. Чтобы определить параметры доменной стенки, рассмотрим энергию спиновой системы, предполагая, что толщина i -го магнитного слоя ($i = 1, 2$) l_i и d намного меньше ширины доменной стенки δ . В этом случае распределение намагниченности однородно по толщине слоя.

Энергию неоднородности спиновой структуры внутри слоя можно представить как

$$W_i = \int \frac{\alpha_i}{2} (\nabla \vartheta_i(\mathbf{r}))^2 d^2 \mathbf{r}, \quad (1)$$

где интегрирование происходит по плоскости слоя, ϑ_i — угол, который образует спин, лежащий в плоскости, с выделенной осью, а

$$\alpha_i \approx \frac{J_0^i S_i^2 l_i}{b}, \quad (2)$$

причем b — постоянная решетки, J_0^i — интеграл обмена между соседними спинами в слое, а S_i — среднее значение спина атомов i -го слоя.

Энергия взаимодействия между слоями имеет вид

$$W_{\text{int}} = \pm \int \beta(\mathbf{r}) \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) d^2 \mathbf{r}, \quad (3)$$

¹ Сокращенное название взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуйи–Иосиды.

где

$$\beta(\mathbf{p}) \sim \frac{J_{\perp}(\mathbf{p})S_1S_2}{b^2}. \quad (4)$$

Варьируя суммарную энергию по ϑ_i , находим величину δ [4]:

$$\delta \approx \pi \left(\frac{\alpha^*}{J_{\perp}^{\min} S_1 S_2} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\alpha^* = \alpha_1 \alpha_2 / (\alpha_1 + \alpha_2)$, а $J_{\perp}^{\min}$ — минимальное по модулю из двух значений $J_{\perp}$ по разные стороны ступени.

Ширина этих "необычных" доменных стенок определяется соотношением между внутрислойным и межслойным обменными взаимодействиями и может быть существенно меньшей, чем в привычных доменных структурах. Для характерных значений получаем $J_0/J_{\perp} \approx \approx 300 - 500$, $l_i/b_i \approx 3 - 5$ получаем $\delta \approx 300 - 500$ А. Разбиение на домены энергетически выгодно, когда расстояние между атомными ступенями R превосходит ширину доменной стенки δ [4]. Микродомены с характерным размером порядка 0,1 мкм, границы которых совпадали с атомными ступенями, наблюдались в трехслойной структуре Co/Cu [5].

В противном случае, когда $\delta \gg R$, домены не могут сформироваться. При этом, в принципе, возможны лишь малые отклонения углов ϑ_i от своих средних значений, однако их возникновение понижает энергию системы, только если средние значения намагниченностей слоев неколлинеарны. Эту поправку к энергии трактуют феноменологически как возникновение биквадратного обмена с отрицательным значением обменного интеграла [6]. Именно наличием биквадратного обмена объясняли наблюдаемую в эксперименте неколлинеарность намагниченностей ферромагнитных слоев [7–9].

По порядку величины биквадратный обменный интеграл равен [10]

$$J_{\text{bq}} \approx - \frac{J_{\perp}^2 R^2 b}{J_0 S^2 l_{\min}}. \quad (6)$$

В области $\delta \gg R$ величина биквадратного обмена недостаточна, чтобы вызвать неколлинеарную ориентацию намагниченностей. Поэтому наличие неколлинеарной намагниченности в многослойной структуре с немагнитной прослойкой свидетельствует о возникновении микродоменного состояния, основываясь на чем и следует интерпретировать данные эксперимента.

Ситуация становится иной, когда в роли прослойки между ферромагнитными слоями выступает слоистый антиферромагнетик, состоящий из чередующихся ферромагнитных атомных плоскостей с антипараллельной ориентацией спинов в соседних плоскостях. Согласно данным по дифракции нейтронов в таком состоянии находится прослойка хрома в мультислоях Fe/Cr при температуре, меньшей 500 К [11].

Возникновение антиферромагнетизма приводит к изменению характера взаимодействия между ферромагнитными слоями. Теперь оно определяется антиферромагнитным параметром порядка — разностью намагниченностей подрешеток: при четном числе плоскостей в прослойке энергетически выгодна антипараллельная ориентация соседних ферромагнитных слоев, при нечетном числе плоскостей — параллельная (рис. 1а).

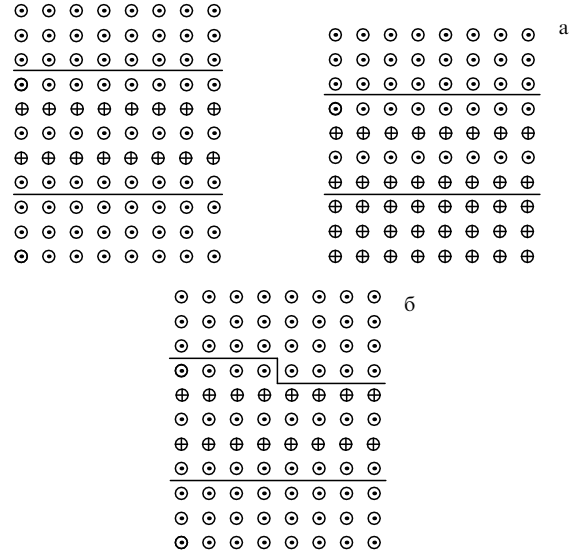


Рис. 1. Ориентация спинов в трехслойной системе, состоящей из двух ферромагнитных слоев и антиферромагнитной прослойки, в случае гладких границ раздела и нечетного или четного числа атомных плоскостей в прослойке (а) и фрустрация в трехслойной системе, возникающая из-за наличия атомной ступени на границе раздела (б).

Наличие атомных ступеней на границах раздела слоев при любом знаке обменного интеграла $J_{f,af}$ между спинами соседних атомов, принадлежащих разным слоям, приводит к фрустрациям в случае однородного распределения ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка (рис. 1б). Если расстояние между ступенями R превосходит критическое значение, но не слишком велико, то в антиферромагнитной прослойке возникают искажения, захватывающие весь ее объем.

Энергию искажений антиферромагнитного параметра порядка внутри прослойки можно найти аналогично (1), интегрируя по объему слоя, так как теперь, вообще говоря, параметр порядка меняется по толщине слоя. Граничная энергия взаимодействия слоев описывается формулой (3), где $J_{\perp}(\mathbf{p}) = \pm J_{f,af}$, причем знаки противоположны по разные стороны ступени.

Если обменное взаимодействие в ферромагнитных слоях намного сильнее, чем в прослойке, то при не слишком больших значениях R их намагниченности можно считать однородными. При этом вид искажений параметра порядка в прослойке зависит от безразмерного параметра

$$\eta = \frac{J_{f,af} S_f d}{J_{af} S_{af} b}, \quad (7)$$

где индексы f и af относятся к ферро- и антиферромагнетизму соответственно.

Численное решение уравнений, получаемых в результате вариации суммарной энергии по ϑ_i , дает распределение параметра порядка, изображенное на рис. 2а [12]. Легко видеть, что в случае $\eta \gg 1$ доменная стенка, зарождающаяся на ступени, расширяется по мере удаления от границы раздела, разворачивается и занимает все пространство прослойки. Причем в подавляющей части объема прослойки величина ϑ_{af} изменяется практически

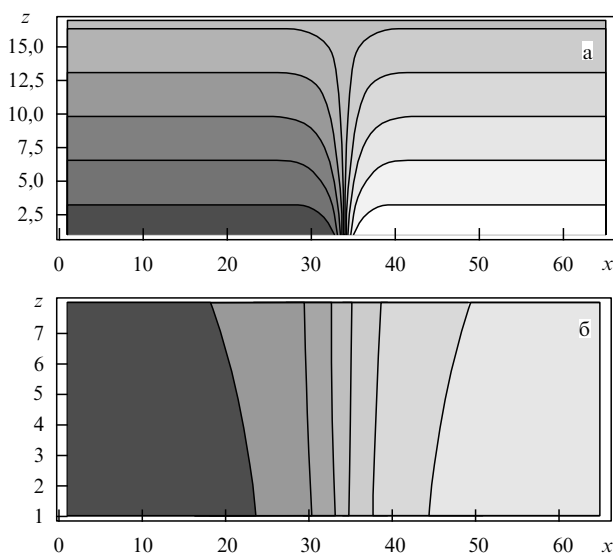


Рис. 2. Распределение антиферромагнитного параметра порядка в доменной стенке, возникающей вблизи границы ступени, в случаях $\eta \gg 1$ (а) и $\eta \ll 1$ (б). Намагниченности ферромагнитных слоев взаимно перпендикулярны. Линии постоянного значения ϑ_{af} проведены через $\pi/10$, размеры указаны в межатомных расстояниях.

линейно от одной границы слоя к другой. Значения ϑ_{af} на границах слоя отвечают минимуму граничной энергии. Критическое значение R равно ширине δ_0 доменной стенки вблизи ступени:

$$\delta_0 \approx \frac{b(J_{f,af}S_f + J_{af}S_{af})}{J_{f,af}S_f}. \quad (8)$$

Величина δ_0 может быть порядка межатомного расстояния, поэтому эффекты уширения доменных стенок в случае $\eta \gg 1$ играют первостепенную роль. Если же $\eta \ll 1$, то величина ϑ_{af} практически неизменна поперек слоя и эффекты уширения стенки несущественны (рис. 2б). Критическое значение R равно $\delta \approx d/\sqrt{\eta}$.

В обоих случаях энергия искажений зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев и минимальна, когда они взаимно перпендикулярны [13]. Именно в случае антиферромагнитной прослойки возможна неколлинеарная ориентация практически однородных ферромагнитных слоев, для описания которой Слончевский предложил феноменологическую модель "магнитной близости" [14]. Микроскопический расчет позволил определить параметры этой модели и показал, что энергия взаимодействия ферромагнитных слоев убывает с увеличением толщины прослойки как d^{-1} в области $\eta \gg 1$ и не зависит от d в области $\eta \ll 1$ [13].

С ростом характерного расстояния между ступенями энергетически выгодным становится состояние, в котором доменные стенки пронизывают все три слоя, т.е. происходит разбиение ферромагнитных слоев на домены, границы которых совпадают с краями атомных ступеней, аналогичное случаю немагнитной прослойки. При этом в объеме доменов какие-либо искажения параметра порядка отсутствуют. Удельная энергия такого состояния пропорциональна R^{-1} , в то время как энергия фазы с однородными ферромагнитными слоями практически не зависит от R . Фазовая диаграмма толщина – шероховатость трехслойной системы была получена в работе [13].

Как сказывается разбиение слоев на домены на значении магнетосопротивления? Согласно общепринятой точке зрения коэффициент отражения от широкой по сравнению с атомным размером доменной стенки крайне мал [15]. Однако, как показано в работе [16], наличие доменных границ приводит к смешиванию спиновых состояний электронов и может давать существенный вклад в магнетосопротивление. Поскольку эффект пропорционален δ^{-2} , то он особенно важен в случае антиферромагнитной прослойки, когда ширины доменных стенок составляют десятки ангстрем.

Список литературы

1. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
2. Yafet Y *Phys. Rev. B* **36** 3948 (1987)
3. Bruno P, Chappert C *Phys. Rev. B* **46** 261 (1992)
4. Морозов А И, Сигов А С *Письма в ЖЭТФ* **61** 893 (1995)
5. Bauer E et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **156** 1 (1996)
6. Slonczewski J C *Phys. Rev. Lett.* **67** 3172 (1991)
7. Устинов В В и др. *ЖЭТФ* **109** 477 (1996)
8. Schreyer A et al. *Phys. Rev. B* **52** 16066 (1995)
9. Yang Z J, Scheinfein M R *Phys. Rev. B* **52** 4263 (1995)
10. Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **39** 1244 (1997)
11. Schreyer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4914 (1997)
12. Левченко В Д и др. *ЖЭТФ* **114** 1817 (1998)
13. Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **41** 1312 (1999)
14. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **150** 13 (1995)
15. Cabrera G G, Falicov L M *Phys. Status Solidi* **61** 539 (1974)
16. Levy P M, Zhang S *Phys. Rev. Lett.* **79** 5110 (1997)

PACS numbers: 03.65.Bz, 71.45.Lr

Квантовая интерференция движущейся волны зарядовой плотности на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток¹

Ю.И. Латышев

1. Введение

Как известно, в квазиодномерных проводниках ниже температуры пайерлсовского перехода формируется конденсированное состояние — волна зарядовой плотности (ВЗП), которое характеризуется щелью в спектре возбуждений и пространственной модуляцией плотности $\rho(x)$ заряда, конденсированного в ВЗП [3]:

$$\rho(x) = \rho_0 [1 + \alpha \cos(Qx + \varphi)],$$

где α и φ — амплитуда и фаза ВЗП, с периодом $1/Q$, соответствующим обратному фермиевскому волновому вектору: $2\pi/Q = 2\pi/k_F$. Во внешнем электрическом поле, превышающем пороговое значение, ВЗП может двигаться, давая коллективный вклад в проводимость, определяемый общей плотностью сконденсированного под щелью заряда [3]. Движение ВЗП сопровождается генерацией узкополосных колебаний, частота которых пропорциональна скорости движения ВЗП [4]. Для описания движения ВЗП в разное время предлагалось несколько теорий [5–8], которые можно разделить на два класса. В первом движении ВЗП рассматривалось как

¹ По материалам работ [1, 2].