

Однонаправленная анизотропия в системе ферромагнетик–антиферромагнетик

© А.И. Морозов, А.С. Сигов

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

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 25 декабря 2001 г.)

Изучена однонаправленная анизотропия ферромагнитной пленки на антиферромагнитной подложке, порождаемая эффектом близости. Рассмотрены случаи гладкой и шероховатой поверхности раздела пленка–подложка. Найдены условия возникновения в процессе перемагничивания доменной стенки в пленке и условия ее перехода в подложку. Исследована зависимость параметров статических спиновых вихрей, возникающих вблизи шероховатой границы раздела, от величины магнитного поля.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 00-02-17162).

Однонаправленная анизотропия (обменный сдвиг) проявляется в смещении кривой намагничивания ферромагнитной пленки, нанесенной на поверхность антиферромагнетика, например, NiFe/FeMn, NiFe/CoO, Ni/NiO, Fe/FeF₂, Fe/Cr. Исследованию эффекта однонаправленной анизотропии посвящено большое число работ (см., например, обзор [1]).

В данной работе рассмотрен случай, когда спины атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик, некомпенсированы. Причины возникновения однонаправленной анизотропии в случае компенсированной поверхности антиферромагнетика изложены в [2].

В предшествующей работе [3] нами изучен предельный случай, когда обменная жесткость пленки намного превосходит таковую у подложки. В данной работе исследуется случай, когда пленка имеет существенно меньшую жесткость, чем подложка. В первом разделе рассмотрен случай гладкой поверхности раздела пленка–подложка. Во второй части работы приведена магнитная фазовая диаграмма „толщина–шероховатость“ в отсутствие внешнего магнитного поля. В третьем и четвертом разделах рассмотрены процессы перемагничивания в монодоменной и полидоменной фазах соответственно.

1. Атомно-гладкая поверхность раздела

В случае атомно-гладкой поверхности раздела обменное взаимодействие между спинами верхнего атомного слоя подложки и нижнего атомного слоя пленки имеет один знак по всей границе раздела. Будем предполагать, что и вектор намагниченности, и вектор антиферромагнетизма лежат в плоскости, параллельной границе раздела, и характеризуются углом θ_i ($i = f, af$), который параметр порядка образует с выделенной осью в этой плоскости. В приближении среднего поля взаимодей-

ствие пленка–подложка задается формулой

$$W_{f,af} = -\frac{J_{f,af} S_f \cdot S_{af}}{b^2} \int \cos(\theta_f - \theta_{af}) d\sigma, \quad (1)$$

где S_f и S_{af} — средние значения спинов пленки и подложки соответственно, $J_{f,af}$ — обменный интеграл. Интегрирование производится по границе раздела, b — постоянная решетки практически одинаковая в обоих веществах.

Независимо от знака $J_{f,af}$ взаимодействие (1) приводит к сдвигу кривой намагничивания пленки из симметричного по знаку внешнего поля положения. Для оценки этого сдвига необходимо найти равновесную кривую намагничивания из условия минимальности суммарной энергии системы W

$$W = W_{f,af} + \int d^3\mathbf{r}(w_{ex}^f + w_{an}^f + w_Z^f) + \int d^3\mathbf{r}(w_{ex}^{af} + w_{an}^{af}), \quad (2)$$

где первый и второй интегралы берутся соответственно по объему пленки и подложки;

$$w_{ex} = A_i S_i^2 (\nabla \theta_i)^2 \quad (3)$$

представляет собой избыточную обменную энергию, порождаемую неоднородностью параметра порядка (A_i — обменная жесткость);

$$w_{an} = -K \cos 4\theta_i \quad (4)$$

есть энергия анизотропии в плоскости слоев;

$$w_Z^f = -MB_0 \cos(\theta_f - \varphi) \quad (5)$$

— зеемановская энергия (M — намагниченность пленки, B_0 — индукция внешнего магнитного поля, параллельного плоскости пленки и направленного под углом φ к выделенной оси).

При этом мы пренебрегаем (в силу малости B_0) скосом подрешеток и соответствующей зеемановской энергией антиферромагнетика. Для определенности полагаем, что $J_{f,af} > 0$ и $\theta_{af} = 0$ в глубине подложки. Тогда при $\varphi = 0$ кривая намагничивания смещена в область отрицательных полей.

В работах [4,5] приведена оценка соответствующего сдвига

$$B_{af}^0 \sim \frac{(A_{af}K_{af})^{1/2}S_{af}^2}{Ma}, \quad (6)$$

где a — толщина пленки. Этот результат получен на основе простого соображения: перемагничивание пленки вызывает появление в подложке доменной стенки с поверхностной энергией $(A_{af}K_{af})^{1/2}S_{af}^2$, а выигрыш в зеемановской энергии должен компенсировать затраты на ее образование.

Такая оценка для B_{af}^0 справедлива в случае большей обменной жесткости пленки, когда энергия доменной стенки в пленке $(A_fK_f)^{1/2}S_f^2$ превышает энергию доменной стенки в подложке. В противоположном случае эта оценка оказывается ошибочной.

Перед тем как перейти к исследованию случая меньшей энергии доменной стенки в ферромагнетике, отметим следующее обстоятельство: в магнитном поле характерная ширина 180° доменной стенки $\Delta_f(B_0)$ определяется не конкуренцией энергий обменного взаимодействия и анизотропии, а конкуренцией между энергией обменного взаимодействия и суммой энергии анизотропии и зеемановской энергии [6]

$$\Delta_f(B_0) = \pi \left(\frac{A_f S_f^2}{K_f S_f^2 + 2MB_0} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Легко видеть, что вблизи точки Кюри ферромагнетика зеемановский вклад является определяющим ($M \propto S_f$).

Пусть внешнее магнитное поле приложено антипараллельно направлению намагниченности пленки в отсутствие поля. Найдем величину магнитной индукции B_f , при которой в пленке вблизи границы раздела возникает 180° доменная стенка, параллельная границе раздела пленка–подложка (рис. 1, *a*), считая, что $B_f \ll B_{af}^0$, т.е. что подложка остается практически однородной. Для этого приравняем энергию доменной стенки к выигрышу в зеемановской энергии. При этом учтем, что доменная стенка может возникнуть в пленке только при условии $\Delta_f(B_0) < a$. Получим

$$B_f \approx \begin{cases} (A_f K_f)^{1/2} S_f^2 / Ma, & \text{если } a \gg \Delta_f(0), \\ \frac{A_f S_f^2}{Ma^2}, & \text{если } a \ll \Delta_f(0), \end{cases} \quad (8)$$

$$\approx \frac{A_f S_f^2}{Ma \min(a, \Delta_f(0))}.$$

С ростом магнитного поля вплоть до $B_0 \approx B_{af}$ возникающая доменная стенка становится тоньше, т.е. „прижимается“ к границе раздела. Значение B_{af} находится

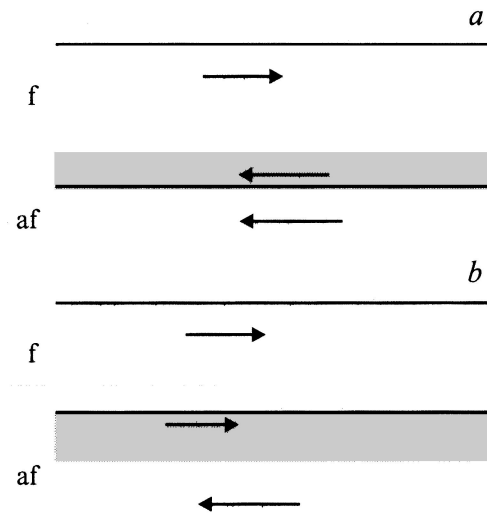


Рис. 1. Доменная стенка (показана серым) в пленке (*a*) и в подложке (*b*) вблизи границы раздела, стрелками указаны направления вектора намагниченности и вектора антиферромагнетизма.

из условия равенства энергий доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике

$$B_{af} \approx \frac{A_{af} K_{af} S_{af}^4}{A_f S_f^2 M}. \quad (9)$$

При $B_0 \approx B_{af}$ доменная стенка начинает переходить в подложку, при $B_0 \gg B_{af}$ пленка становится однородно намагниченной, а в антиферромагнетике вблизи границы с пленкой возникает 180° доменная стенка (рис. 1, *b*). Конечно, такое состояние является метастабильным, так как доменной стенке выгодно исчезнуть, пройдя через всю толщ подложки.

В случае очень тонких пленок, когда $B_f > B_{af}^0$, 180° доменная стенка возникает сразу в антиферромагнитной подложке. Зависимость полей B_f и B_{af} от толщины пленки изображена на рис. 2.

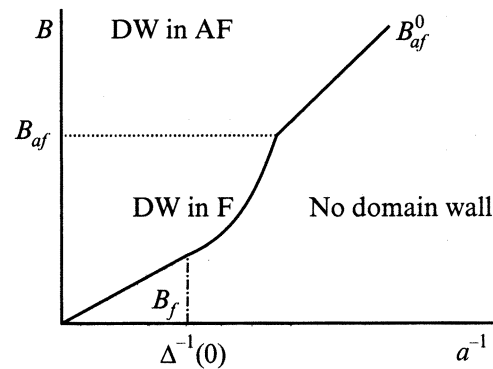


Рис. 2. Фазовая диаграмма „толщина–поле“ для случая гладкой границы раздела. Зависимость поля смещения от толщины пленки изображена сплошной линией.

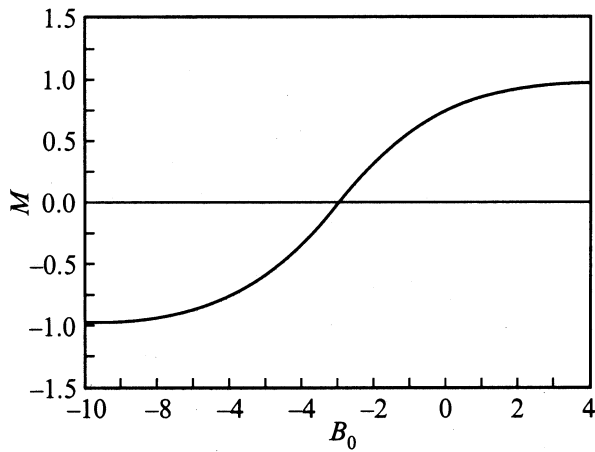


Рис. 3. Кривая намагничивания в случае гладкой границы раздела пленка–подложка, величина поля приведена в произвольных единицах, магнитный момент — в единицах момента насыщения.

Таким образом, смещение кривой намагничивания из симметричного положения в область отрицательных полей происходит на величину $\min(B_f, B_{af}^0)$. Соответствующая кривая намагничивания изображена на рис. 3. Приведенная картина легко обобщается на случай магнитного поля, приложенного под произвольным углом φ к намагниченности пленки.

2. Фазовая диаграмма в случае шероховатой границы раздела

Конечно, реальная граница раздела не является идеально гладкой, а содержит атомные ступени, изменяющие толщину подложки на один атомный слой. По разные стороны ступени ориентация спинов верхнего атомного слоя антиферромагнетика противоположна. Поэтому независимо от знака обменного интеграла $J_{f,af}$ между спинами пленки и подложки наличие ступеней на границе раздела ведет к фрустрациям. Фазовая диаграмма магнитной пленки на антиферромагнитной подложке с большей обменной жесткостью рассмотрена нами в работе [7] в рамках континуальной модели.

В отсутствие магнитного поля уединенная ступень порождает в пленке 180° доменную стенку нового типа — доменную стенку, индуцируемую фрустрацией. Эта стенка совпадает с краем ступени и пронизывает пленку насквозь, т.е. ее плоскость перпендикулярна поверхности пленки (рис. 4). По разные стороны ступени спины ферромагнетика параллельны спинам верхнего слоя антиферромагнетика. Ширина такой доменной стенки вблизи границы раздела пленка–подложка δ_0^f зависит от параметра η

$$\eta = J_{f,af} S_{af} a / J_f S_f b. \quad (10)$$

Если $\eta \gg 1$, величина δ_0^f равна

$$\delta_0^f \approx b(J_{f,af} S_{af} + J_f S_f) / J_{f,af} S_{af}, \quad (11)$$

а доменная стенка расширяется по мере удаления от границы раздела практически пропорционально расстоянию от границы раздела (рис. 5). Характерная ширина стенки $\delta^f \approx a$, и при характерных толщинах $a \sim 10 \text{ \AA}$ намного меньше ширины обычных доменных стенок, см. (7). Если же $\eta \ll 1$, то эффектом уширения доменной стенки можно пренебречь; в этом случае

$$\delta^f \approx a / \sqrt{\eta}. \quad (12)$$

Приведенные формулы справедливы при $a < \Delta_f(0)$. При $a > \Delta_f(0)$ ширина доменной стенки растет до значения $\Delta_f(0)$, оставаясь затем неизменной.

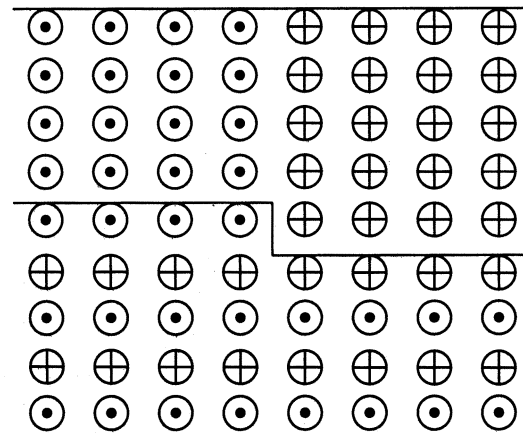


Рис. 4. Поперечная доменная стенка, обусловленная фрустрацией, в пленке.

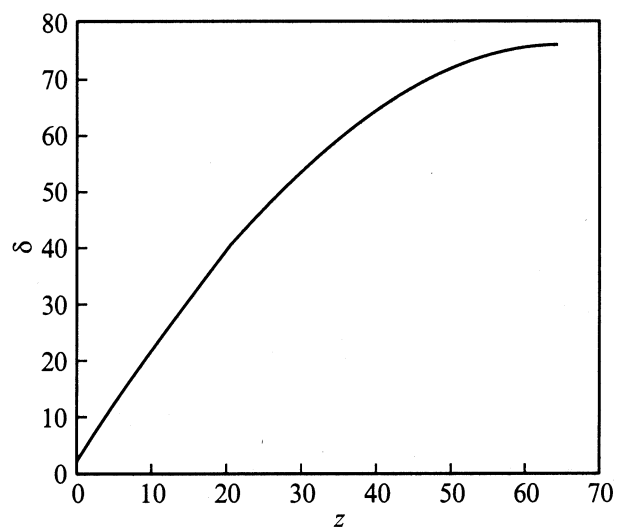


Рис. 5. Зависимость толщины „необычной“ доменной стенки от расстояния до границы раздела. Расстояния указаны в постоянных решетки, $a = 64$.

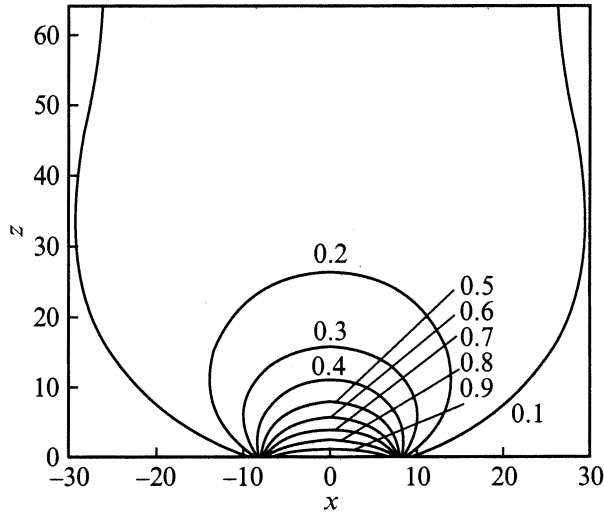


Рис. 6. Статический спиновый вихрь в пленке вблизи границы раздела пленка–подложка ($z = 0$) в случае $a \gg R$. На линиях постоянного значения θ_f указана величина θ_f в единицах π . Ступени расположены в точках $x = \pm 8, z = 0$, расстояния указаны в постоянных решетках.

Если расстояние между краями ступеней R превосходит $\max(\delta_0^f, a)$, то пленка оказывается разбитой на домены с противоположным направлением намагниченностей. Искажения параметра порядка в подложке незначительны.

В случае относительно толстой пленки $a \gg R \gg \delta_0^f$ основной объем пленки находится в монодоменном состоянии, а вблизи границы раздела в пленке возникают статические спиновые вихри (рис. 6). В случае большой обменной жесткости пленки вихри образуются в подложке. Каждый вихрь ограничен краями ступеней и расширяется по мере удаления от них. Если $\Delta_f(B_0) > R$, то размер вихря в направлении, перпендикулярном границе раздела, по порядку величины равен R . При $\Delta_f(B_0) < R$ в пленке формируется доменная стенка, параллельная границе раздела, и поперечный размер вихря равен $\Delta_f(B_0)$.

Как уже упоминалось, ступени разбивают поверхность раздела на области двух типов с суммарной площадью σ_1 и σ_2 соответственно. В областях первого типа граничная энергия минимальна при $\theta_f = \theta_{af}$, а в областях второго типа — при $\theta_f = \pi - \theta_{af}$. Пусть намагниченность ферромагнитной пленки составляет угол ψ с антиферромагнитным параметром порядка в глубине подложки. Тогда в вихре, занимающем область первого типа, происходит изменение θ_f от нуля до ψ , в то время как у вихрей в областях второго типа θ_f изменяется от ψ до π .

Как и в случае большой обменной жесткости пленки [1,8], можно показать, что по аналогии с моделью „магнитной близости“ Слончевского [9] энергия системы может быть представлена выражением

$$W = C_1 \psi^2 + C_2 (\pi - \psi)^2, \quad (13)$$

где

$$C_j \equiv C \sigma_j \approx \frac{J_f S_f^2 \sigma_j}{Rb}, \quad (14)$$

при $\Delta_f(B_0) > R$ и $C_j = (A_f K_f)^{1/2} S_f^2 \sigma_j$ в противном случае. Если $\sigma_1 = \sigma_2$, минимуму энергии системы в нулевом магнитном поле отвечает значение $\psi = \frac{\pi}{2}$.

При $R \ll \delta_0^f$ система находится в области слабых искажений параметра порядка. Рассмотрим теперь поведение каждой из фаз во внешнем магнитном поле.

3. Монодоменная фаза в магнитном поле

При приложении магнитного поля происходит разворот намагниченности пленки с возникновением доменной стенки сначала в пленке, а затем в подложке. Процесс перемагничивания и величина однонаправленной анизотропии в монодоменной фазе аналогичны таковым в случае гладкой границы раздела. Отличия состоят в следующем.

1) В отсутствие поля намагниченность пленки не параллельна, а перпендикулярна антиферромагнитному параметру порядка.

2) В области полей, для которых значение $\Delta_f(B_0) < R$, происходит изменение формы вихрей: их размер в направлении, перпендикулярном границе раздела, становится порядка $\Delta_f(B_0)$ и уменьшается с ростом поля. Вихри принимают продолговатую форму (рис. 7, a), а затем выжимаются полем в подложку (рис. 7, b). Это происходит в поле

$$\tilde{B}_{af} \approx \frac{A_{af}^2 S_{af}^4}{M A_f S_f^2 [\min(R, \Delta_{af})]^2}, \quad (15)$$

где $\Delta_{af} = \pi (A_{af} / K_{af})^{1/2}$.

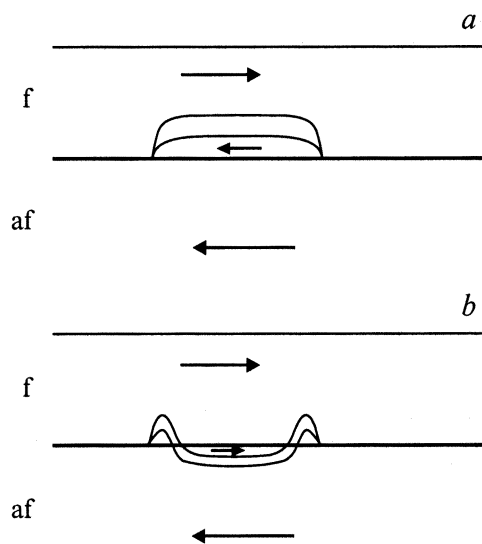


Рис. 7. Вихрь в системе пленка–подложка в полях $B_0 < \tilde{B}_{af}$ (a) и $B_0 > \tilde{B}_{af}$ (b). Изображены линии постоянного значения параметра порядка.

Однако даже при $B_0 > \tilde{B}_{af}$ в области радиусом $\Delta_f(B_0)$, прилегающей к краю ступени, искажения параметра порядка имеют место в пленке, а не в подложке (рис. 7, b). Качественно можно утверждать, что магнитное поле вытесняет искажения из той области, в которой зеemannовская энергия превышает разность энергий неоднородности в антиферромагнетике и ферромагнетике.

4. Полидоменная фаза в магнитном поле

В этой фазе однонаправленная анизотропия может иметь место в случае, когда магнитное поле приложено перпендикулярно намагниченности в доменах и преобладают доменные стенки с одним направлением разворота намагниченности [3]. При одном направлении магнитного поля эти стенки исчезают по мере роста поля, в то время как при противоположном направлении поля они превращаются из 180° стенок в 360° .

Характерное изменение энергии стенки в поле насыщения порядка самой энергии. Поэтому смещение кривой намагничивания происходит на величину

$$B^* \approx \frac{(A_f K_f)^{1/2} S_f^2 \Delta n}{MR n}, \quad (16)$$

где Δn — преобладание концентрации стенок одного типа, а n — их суммарная концентрация. В случае поля, приложенного параллельно намагниченности доменов, кривая намагничивания не смещена.

Рассмотрим процесс перемагничивания. Если размер доменов превосходит Δ_{af} , то поверхность можно считать практически гладкой, т.е. рассматривать процесс перемагничивания отдельного домена, как это сделано в случае гладкой поверхности раздела. Вклад области вблизи границ домена при этом несуществен. Характерное поле намагничивания составляет величину порядка $\min(B_f, B_{af} \Delta_{af}/R)$.

Если же $R \ll \Delta_{af}$ и магнитное поле приложено перпендикулярно намагниченности в доменах, то перемагничивание доменов в поле $B_0 < \tilde{B}_{af}$ происходит как и в случае гладкой поверхности раздела. При $B_f < \tilde{B}_{af}$ в поле $B_0 \sim B_f$ начинается разворот вектора намагниченности в домене, и вблизи границы раздела в пленке возникает спиновой вихрь, поперечный размер которого уменьшается с ростом поля. При $B_0 > \tilde{B}_{af}$ в антиферромагнитной подложке возникает совокупность статических вихрей, такая же, как в монодоменной фазе. Поскольку в большом внешнем поле намагниченность пленки оказывается ортогональной параметру порядка в глубине антиферромагнитной подложки, никаких доменных стенок не возникает. Если $B_f > \tilde{B}_{af}$, то вихри возникают сразу в подложке. Характерное поле намагничивания равно $\min(B_f, \tilde{B}_{af})$.

При приложении поля параллельно намагниченности в ферромагнитных доменах картина намагничивания аналогична рассмотренной, за исключением того, что в поле

$$B_{dw} \approx \begin{cases} B_{af}, & \text{если } B_f < B_{af} \\ \min(B_f, \tilde{B}_{af} \Delta_{af}/R), & \text{если } B_f > B_{af}, \end{cases} \quad (17)$$

в подложке возникает 90° доменная стенка. Причины ее возникновения аналогичны причинам, по которым в отсутствие поля намагниченность пленки в монодоменной фазе ортогональна параметру порядка в глубину подложки: ее возникновение уменьшает энергию системы вихрей.

Действительно, в отсутствие доменной стенки в тех доменах, где намагниченность параллельна внешнему полю, никаких вихрей не образуется, а в доменах с изначально антипараллельной ориентацией намагниченности и поля в поле $B_0 \approx \min(B_f, \tilde{B}_{af} \Delta_{af}/R)$ возникает 180° вихрь. В присутствии стенки 90° вихри возникают в обоих доменах, причем вращение намагниченности (или антиферромагнитного параметра порядка) в доменах разных типов происходит в противоположные стороны. Поскольку энергия вихря пропорциональна квадрату угла разворота, то в присутствии стенки энергия вихрей ниже, причем разность энергий состояний без и с доменной стенкой должна превосходить энергию ее образования.

Сформулируем основные выводы работы.

1) Величина однонаправленной анизотропии и характерное поле намагничивания ферромагнитной пленки на антиферромагнитной подложке зависят от толщины пленки и степени шероховатости границы раздела пленка-подложка.

2) Наличие на границах раздела слоев атомных ступеней, изменяющих толщину антиферромагнетика на один моноатомный слой, приводит к фрустрациям в системе ферромагнетик-антиферромагнетик. В тонких пленках фрустрации обуславливают возникновение доменных стенок нового типа, разбивающих поверхность пленки на домены. В более толстых пленках вблизи границы раздела возникают статические спиновые вихри, а в остальном объеме пленки намагниченность остается неизменной.

3) В монодоменных пленках в зависимости от толщины пленки доменная стенка в процессе перемагничивания либо возникает сразу в антиферромагнитной подложке (тонкие пленки), либо сначала возникает в пленке вблизи границы раздела с подложкой, с ростом поля становится резче, а затем перемещается в антиферромагнитную подложку (толстые пленки).

4) Аналогичным образом ведут себя статические спиновые вихри, возникающие в полидоменных пленках в процессе их намагничивания.

Список литературы

- [1] J. Nogues, I.K. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 2, 203 (1999).
- [2] N.C. Koon. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 25, 4865 (1997).
- [3] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **44**, 1, 128 (2002).
- [4] A.P. Malozemoff. *Phys. Rev.* **B35**, 7, 3679 (1987).
- [5] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kag. *J. Appl. Phys.* **62**, 7, 3047 (1987).
- [6] S. Mangin, G. Marchal, B. Barbara. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 21, 4336 (1999).
- [7] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. *ЖЭТФ* **114**, 11, 1817 (1998).
- [8] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 9, 544 (2000).
- [9] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 1, 13 (1995).