

# Индукцированные полем спин-переориентационные переходы в магнитных сверхрешетках с одноосной анизотропией и биквадратичным обменом

© А.К. Звездин, В.В. Костюченко\*

Институт общей физики Российской академии наук,  
117942 Москва, Россия

\* Институт микроэлектроники Российской академии наук,  
150007 Ярославль, Россия

(Поступила в Редакцию 17 июля 1998 г.)

Исследованы индуцированные внешним полем фазовые переходы в магнитных многослойных системах с одноосной анизотропией и биквадратичным обменом. Направленное перпендикулярно плоскости слоев магнитное поле приводит к изменению эффективных констант анизотропии и обмена, определяющих ориентацию намагниченности в плоскости слоев, и может вызывать спин-переориентационные переходы. Исследованы все возможные типы таких переходов для случая одноосной анизотропии, который существенно отличается от случая кубической анизотропии разной перенормировкой эффективных констант анизотропии.

В настоящее время изменение распределения намагниченности в магнитных многослойных структурах под действием внешнего магнитного поля является объектом интенсивного исследования. Интерес к данной проблеме объясняется не только необычными физическими свойствами данных материалов, но и весьма заманчивыми перспективами их практического использования в запоминающих устройствах.

Рассмотрим систему из тонких магнитных слоев, чередующихся со слоями немагнитной прослойки. Распределение намагниченности в такой системе определяется совместным действием обменного взаимодействия между слоями через немагнитную прослойку, анизотропии и зеемановского взаимодействия магнитных слоев с внешним полем. Причем в общем случае все эти величины одного порядка, что и обуславливает сложный вид фазовой диаграммы. Главный член обменного взаимодействия между слоями имеет вид взаимодействия Гейзенберга  $J_1 \mathbf{n}_i \mathbf{n}_{i+1}$ , где  $\mathbf{n}_i$  — единичный вектор, определяющий ориентацию намагниченности в  $i$ -м магнитном слое. Величина  $J_1$  зависит от толщины прослойки и магнитного слоя и может изменить знак при увеличении толщины прослойки [1–3]. Гейзенберговское обменное взаимодействие между слоями при отсутствии внешнего поля стремится ориентировать векторы намагниченности в соседних слоях параллельно (для  $J_1 < 0$ ) или антипараллельно (для  $J_1 > 0$ ). Таким образом, с помощью гейзенберговского взаимодействия нельзя объяснить экспериментально наблюдаемую неколлинеарную ориентацию намагниченности в соседних слоях [4–7]. Для объяснения неколлинеарной ориентации намагниченности в соседних слоях предложено несколько механизмов негейзенберговского обмена между магнитными слоями, однако количественное согласие теории с экспериментальными данными пока не достигнуто [8, 9]. Обычно негейзенберговское обменное взаимодействие между слоями представляют в виде биквадратичного обменного взаимодействия  $J_2 (\mathbf{n}_i \mathbf{n}_{i+1})^2$  [4, 10–12], но для описания

негейзенберговского обменного взаимодействия использовались и другие выражения (см., например, [13]).

Индукцированные полем фазовые переходы под действием внешнего магнитного поля, перпендикулярно плоскости магнитных слоев, исследовались ранее в [14–16]. Однако в работе [14] анизотропия вовсе не учитывалась, а в работах [15, 16] рассматривалась только кубическая анизотропия. Учет анизотропии очень важен, так как в магнитных мультислоях типа Fe/Gr/Fe или Co/Cu/Co энергия анизотропии имеет тот же порядок величины, что и обменная энергия взаимодействия между слоями. Кубическая анизотропия является анизотропией четвертого порядка, а одноосная анизотропия — анизотропией второго порядка. Поэтому случай одноосной анизотропии существенно отличается от случая кубической анизотропии и требует отдельного рассмотрения (более подробно см. далее и приведенные в [16] результаты для случая кубической анизотропии).

В данной работе теоретически исследованы индуцированные внешним полем фазовые переходы в магнитных сверхрешетках с одноосной анизотропией. Данный случай аналогичен магнитной многослойной системе типа Fe/Cr/Fe (110). В нулевом внешнем поле энергия размагничивания препятствует отклонению вектора намагниченности от плоскости слоев. Ориентация векторов намагниченности в плоскости слоев определяется совместным действием полей анизотропии и обмена. Приложенное перпендикулярно плоскости слоев магнитное поле приводит к отклонению векторов намагниченности от плоскости слоев и к перенормировке эффективных констант анизотропии и обмена, определяющих ориентацию намагниченности в плоскости слоев. Таким образом, магнитное поле, приложенное перпендикулярно плоскости слоев, вызывает изменение намагниченности в плоскости слоев. Случай одноосной анизотропии отличается от случая кубической анизотропии разной перенормировкой эффективных констант анизотропии.

Таблица 1. Фазы, минимизирующие функционал энергии (2)

	Фаза	Условие устойчивости	Энергия
I	$\varphi_1 = \varphi_2 = 0$	$k > J_1 + 2J_2$	$(J_1 + J_2)/2$
II	$\varphi_1 = 0, \varphi_2 = \pi$	$k + J_1 > 2J_2$	$(J_2 - J_1)/2$
III	$\varphi_1 = -\varphi_2 = \frac{1}{2} \arccos \frac{k-J_1}{2J_2}$	$J_1 < 0, k < J_1 + 2J_2$	$\frac{4kJ_2 - (k-J_1)^2}{8J_2}$
IV	$\varphi_1 = \pi - \varphi_2 = \frac{1}{2} \arccos \frac{k+J_1}{2J_2}$	$J_1 > 0, k + J_1 < 2J_2$	$\frac{4kJ_2 - (k+J_1)^2}{8J_2}$

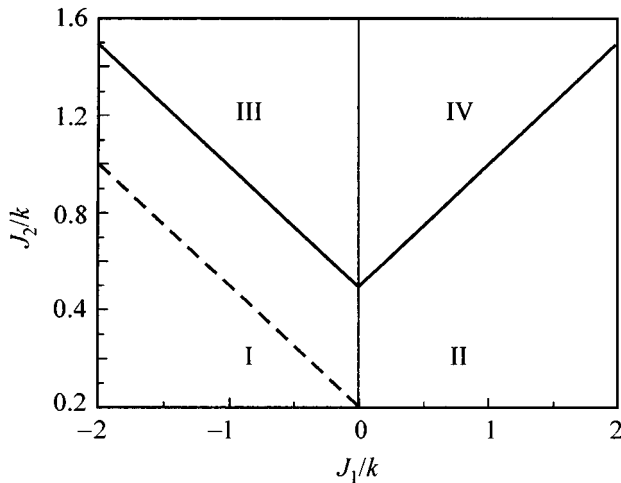
## 1. Фазовая диаграмма для нулевого внешнего поля

Рассмотрим многослойную систему из  $N$  магнитных слоев, чередующихся с  $N-1$  слоями прослойки с антиферромагнитным взаимодействием между слоями. В случае бесконечного числа слоев  $N \gg 1$  или spin-valve структуры  $N = 2$  функционал энергии для сверхрешетки имеет вид функционала для двухподрешеточного магнетика. От классического антиферромагнетика он отличается только слагаемым, описывающим биквадратичное взаимодействие между слоями. Для определенности полагаем, что ось  $z$  направлена перпендикулярно плоскости слоев, ось  $x$  направлена вдоль легкой оси в плоскости магнитных слоев, а ось  $y$  дополняет систему до правой тройки.

Функционал энергии для такой системы можно представить в виде

$$F = \sum_{i=1}^2 \left[ -\frac{1}{2}k(n_i^x)^2 + \frac{1}{2}m(n_i^z)^2 - hn_i^z \right] + \frac{1}{2}J_1(\mathbf{n}_1\mathbf{n}_2) + \frac{1}{2}J_2(\mathbf{n}_1\mathbf{n}_2)^2, \quad (1)$$

где  $J_1$  — энергия гейзенберговского обмена между слоями;  $J_2$  — энергия биквадратичного обмена между сло-



Фазовая диаграмма в переменных  $J_2/k, J_1/k$ . Нумерация фаз соответствует приведенным в табл. 1 обозначениям. Штриховая линия отделяет область возможных спин-переориентационных переходов.

ями;  $k$  — энергия одноосной анизотропии;  $h$  — энергия Зеемана. Все эти величины предпочтительно измерять в единицах магнитного поля.

Удобно перейти от декартовых координат  $\mathbf{n}_i$  к полярным координатам  $\theta_i$  и  $\varphi_i$ , где полярный угол  $\theta_i$  равен величине угла между осью  $z$  и вектором  $\mathbf{n}_i$ , а азимутальный угол  $\varphi_i$  — величине угла между проекцией  $\mathbf{n}_i$  на плоскость  $xu$  и легкой осью  $x$ .

В нулевом внешнем поле большая энергия размагничивания препятствует отклонению намагниченности от плоскости слоев. В этом случае  $\theta_1 = \theta_2 = \text{const} = \pi/2$ , и выражение для функционала энергии (1) имеет вид

$$F = \frac{1}{2}k \sum_{i=1}^2 \sin^2 \varphi_i + \frac{1}{2}J_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{1}{2}J_2 \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2)$$

Минимизация этого потенциала показывает, что только четыре фазы могут удовлетворять условию глобального минимума потенциала (2). Две из них — коллинеарные (ферромагнитная фаза I и антиферромагнитная фаза II), а две другие — неколлинеарные угловые фазы, симметрично ориентированные по отношению к легкой (фаза III) или трудной оси (фаза IV). Условия устойчивости и энергия для каждой фазы приведены в табл. 1.

На основе приведенных в табл. 1 данных можно построить фазовую диаграмму, которая приведена на рисунке.

## 2. Индуцированные полем спин-переориентационные переходы

Внешнее магнитное поле, приложенное перпендикулярно плоскости магнитных слоев, приводит к отклонению намагниченности от плоскости слоя. В этом случае задача минимизации функционала (1) становится гораздо более сложной и в общем случае не имеет точного аналитического решения. Однако в магнитных мультислоях типа Fe/Cr/Fe или Co/Cu/Co энергия размагничивания на порядок превышает энергию анизотропии и энергию обменного взаимодействия между слоями ( $m \gg J_1, J_2, k$ ). Тогда уравнения  $\partial F/\partial \theta = 0$  и  $\partial F/\partial \theta_2 = 0$  имеют следующее приближенное решение:

$$\theta_1 = \theta_2 = \arccos(h/m). \quad (3)$$

Подставив полученные соотношения в (1), получим функционал энергии аналогичный функционалу (2)

$$F = \frac{1}{2}k(h) \sum_{i=1}^2 \sin^2 \varphi_i + \frac{1}{2}J_1(h) \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{1}{2}J_2(h) \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (4)$$

где  $k(h)$ ,  $J_1(h)$ ,  $J_2(h)$  являются теперь функциями внешнего магнитного поля и определяются выражениями

$$J_1(h) = \left(1 - \frac{h^2}{m^2}\right) \left(J_1 + 2J_2 \frac{h^2}{m^2}\right), \\ J_2(h) = \left(1 - \frac{h^2}{m^2}\right)^2, \quad k(h) = k \left(1 - \frac{h^2}{m^2}\right), \quad (5)$$

Таким образом, равновесные значения для  $\varphi_1(h)$  и  $\varphi_2(h)$  определяются на основе данных, приведенных в табл. 1, при условии, что вместо  $k$ ,  $J_1$ ,  $J_2$  используются перенормированные константы (5). Из (5) следует, что при  $h \rightarrow m$   $J_2(h)/2J_1(h)$  стремится к нулю и  $|\varphi_1(h) - \varphi_2(h)| = 0, \pi$  при  $h = m$ . Если равновесные значения  $\varphi_1(m)$  и  $\varphi_2(m)$  отличаются от  $\varphi_1(0)$ ,  $\varphi_2(0)$ , то приложенное внешнее магнитное поле вызывает спин-переориентационные переходы при изменении  $h$  от 0 до  $m$ .

Для исследования возможных типов индуцированных полем фазовых переходов удобно использовать фазовую диаграмму, приведенную на рисунке. Состояние системы полностью определяется двумя величинами  $J_1 = J_1(h)/k(h)$  и  $J_2 = J_2(h)/k(h)$ . Легко видеть из (5), что траектория  $J_2(J_1)$  представляет собой прямую линию

$$2J_2 + J_1 = (J_1(0) + 2J_2(0))/k(0).$$

Пересечение этой прямой с линиями фазовых переходов на фазовой диаграмме (см. рисунок) и показывает возможность фазовых переходов, индуцированных внешним полем. Список возможных типов индуцированных полем фазовых переходов в зависимости от начальных значений  $k$ ,  $J_1$ ,  $J_2$  приводится в табл. 2.

**Таблица 2.** Индуцированные полем спин-переориентационные переходы в магнитных мультислоях с одноосной анизотропией

Область	Фазовые переходы
$J_1 + 2J_2 < 0$	Нет переходов
$k > J_1 + 2J_2 > 0$	Первого рода при $h = h_1$
$J_1 + 2J_2 > k, J_1 < 0$	Первого рода при $h = h_1$ и второго рода при $h = h_2$
$k + J_4 > 2J_2, J_1 > 0$	Второго рода при $h = h_2$
$k + J_1 < 2J_2, J_1 > 0$	Нет переходов

Примечание. Через  $h_1$  и  $h_2$  обозначены следующие выражения для критических полей:  $h_1 = m\sqrt{|J_1|/2J_2}$ ,  $h_2 = m\sqrt{(2J_2 - J_1 - k)/4J_2}$ .

При фазовом переходе первого рода, который происходит при величине критического поля  $h = h_1$  (табл. 2), ориентация намагниченности в четных (или нечетных) слоях изменяется на  $\pi$  в то время как в остальных слоях она не изменяется. Изменение угла между векторами намагниченности в соседних слоях максимально, если данный переход является переходом от ферромагнитного к антиферромагнитному упорядочению в плоскости магнитных слоев. Это имеет место, когда начальные значения параметров удовлетворяют соотношениям  $k > J_1 + 2J_2 > 0$  и  $J_1 < 0$ . Легко видеть, что в этом случае величина угла между векторами намагниченности в соседних слоях скачком изменяется от 0 до  $\arccos(|J_1|/J_2 - 1)$ . При малых значениях  $|J_1|/J_2$  этот угол близок к  $\pi$ . Данный случай может представлять большой интерес для практических приложений.

Итак, выполнено теоретическое исследование индуцированных внешним магнитным полем спин-переориентационных фазовых переходов в магнитных мультислоях с одноосной анизотропией, когда поле направлено перпендикулярно плоскости слоев. Показано, что ориентация векторов намагниченности в плоскости слоев определяется эффективными константами анизотропии и обмена, величина которых определяется внешним полем. Таким образом, внешнее поле, приложенное перпендикулярно плоскости слоев, изменяет ориентацию намагниченности в плоскости магнитных слоев.

## Список литературы

- [1] S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche. Phys. Rev. Lett. **64**, 19, 2304 (1990).
- [2] S.S.P. Parkin. Phys. Rev. Lett. **67**, 26, 3598 (1991).
- [3] P. Bruno. Phys. Rev. **B52**, 1, 411 (1995).
- [4] M. Rührig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J.A. Wolf, S. Demokritov, P. Grünberg. Phys. Stat. Sol. **A125**, 2, 635 (1991).
- [5] V.I. Nikitenko, L.M. Dedukh, V.S. Gornakov, Yu.P. Kabanov, L.H. Bennett, M.J. Donahue, L.J. Swartzendruber, A.J. Shapiro, H.J. Brown. IEEE Trans. Magn. **33**, 5, 3661 (1997).
- [6] A. Schreyer, J.F. Ankner, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J.A. Wolf, P. Grünberg, and C.F. Majkrzak. Phys. Rev. **B52**, 22, 16066 (1995).
- [7] C.D. Potter, R. Schad, P. Beliën, G. Verbanck, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede. Phys. Rev. **B49**, 22, 16 055 (1994).
- [8] J.C. Slonczewski, J. Magn. Mater. **126**, 3, 374 (1993).
- [9] D.M. Edwards, J.M. Ward, and J. Mathon, J. Magn. Mater. **126**, 3, 380 (1995).
- [10] J.C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **67**, 25, 3172 (1991).
- [11] J. Slonczewski, J. Appl. Phys. **73**, 10, 5957 (1993).
- [12] R.P. Ericson, K.B. Hathaway, and J.R. Cullen, Phys. Rev. **B47**, 5, 2626 (1993).
- [13] J.C. Slonczewski, J. Magn. Mater. **150**, 1, 13 (1995).
- [14] В.В. Устинов, М.М. Кириллова, И.Д. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин, Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. ЖЭТФ **109**, 2, 477 (1996).
- [15] V.V. Kostyuchenko and A.K. Zvezdin, J. Magn. Mater. **176**, 2, 155 (1997).
- [16] V.V. Kostyuchenko and A.K. Zvezdin, Phys. Rev. **B57**, 10, 5951 (1998).