Физика твердого тела, 1997, том 39, № 1

Фазовые переходы в анизотропных магнитных сверхрешетках

© *А.К. Звездин, В.В. Костюченко*

Институт микроэлектроники Российской академии наук,
150007 Ярославль, Россия

(Поступила в Редакцию 16 июля 1996 г.)

Проведено теоретическое исследование фазовых переходов в антиферромагнитных сверхрешетках. В рамках модели, учитывающей слоистую структуру данных материалов, рассчитаны границы устойчивости ферромагнитной и антиферромагнитной фаз. В пределе большого числа слоев полученные выражения являются точными. Для малого числа слоев задача сводится к простой численной процедуре решения трансцендентного уравнения. Отмечена существенная зависимость критического поля от константы биквадратного негайзенберговского обмена.

Магнитные сверхрешетки представляют собой чередующиеся слои различных магнитных материалов и являются одним из наиболее перспективных материалов микроэлектроники. Гигантское магнитосопротивление, большая величина намагниченности вблизи поверхности привлекают к этим материалам большой интерес.

В настоящее время имеется большое число экспериментальных работ, посвященных исследованию процессов намагничивания и фазовых переходов в магнитных сверхрешетках (см., например, [1,2]). Однако полного теоретического описания поведения магнитной структуры сверхрешетки во внешнем магнитном поле нет. В модели непрерывной среды не отражена слоистая дискретная структура этих материалов, а использование численного моделирования не дает полной картины происходящих процессов [3].

Попытка преодолеть этот разрыв предпринята в данной работе. В качестве исходной модели мы взяли дискретную модель магнитной сверхрешетки, которая использовалась ранее в работах [4,5], и с помощью методов матричного анализа (см., например, [6]) получили ряд аналитических соотношений, позволяющих построить магнитную фазовую диаграмму антиферромагнитной сверхрешетки во внешнем магнитном поле.

1. Исследование устойчивости ферромагнитной фазы

Термодинамический потенциал для антиферромагнитной сверхрешетки с учетом негайзенберговского обмена можно представить в виде (см., например, [4,5,7])

$$F = -\sum_i^N \Big(h\cos\theta_i - \frac{k}{2}\cos^2\theta_i\Big) + \sum_i^{N-1}\cos(\theta_i - \theta_{i+1}) - \frac{J}{2}\sum_i^{N-1}\cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}), \qquad (1)$$

где $h = dMH/\lambda M^2$, $k = dk'M^2/\lambda M^2$ — безразмерные параметры, d — толщина магнитных слоев, M — магнитный момент единицы площади слоя, H — внешнее магнитное поле, $\lambda > 0$ — константа, описывающая гайзенберговской антиферромагнитный обмен между слоями, k' — константа магнитной анизотропии, θ_i — угол между намагниченностью в i-слое и магнитным полем.

Мы рассмотрим случай $k > 0$, т.е. когда магнитное поле перпендукулярно легкой оси. Случай $k < 0$ (H параллельно легкой оси) может быть рассмотрен аналогично. Стационарные значения θ_i^0 определяются из системы уравнений

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_i} = 0. \qquad (2)$$

Данное стационарное состояние является устойчивым, если значение термодинамического потенциала в этом состоянии минимально, т.е. квадратичная форма, образованная матрицей

$$A = \left\| \frac{\partial^2 F}{\partial\theta_i \partial\theta_i} \right\|_{\theta_i=\theta_i^0,\, \theta_j=\theta_j^0}, \qquad (3)$$

является положительно определенной.

Критическое поле перехода в ферромагнитную фазу определяется из условия устойчивости состояния с $\theta_i = 0$. Если $\theta_i = 0$ элементы матрицы A имеют вид

$$A_{1,1} = A_{N,N} = J + h - k - 1,$$
$$A_{i,i} = 2J + h - k - 2, \quad i = 2, \dots, N-1,$$
$$A_{i,i+1} = A_{i+1,i} = 1 - J. \qquad (4)$$

Собственные значения матрицы (4) равны (см., например, [6])

$$\lambda_j = h - k - 4(1-J)\sin^2\frac{\pi(j-1)}{2N}, \quad j = 1, \dots, N. \qquad (5)$$

Устойчивость ферромагнитного состояния определяется из условия положительности минимального собственного значения

$$h > h_{c2} = k + 4(1-J)\cos^2\frac{\pi}{2N}. \qquad (6)$$

2. Устойчивость антиферромагнитного состояния

Рассмотрим теперь устойчивость антиферромагнитного состояния, в котором $\theta_1 = \theta_3 = \dots = 0$, $\theta_2 = \theta_4 = \dots = \pi$. Далее для определенности мы будем считать число слоев нечетным и равным $2M-1$. Данное предположение не оказывает существенного влияния на величину критического поля и в то же время позволяет упростить вычисления.

В случае антиферромагнитного состояния элементы матрицы A равны

$$A_{1,1} = A_{N,N} = J+h-k+1, \quad A_{2i+1,2i+1} = 2J+h-k+2,$$

$$A_{2i,2i} = 2J-h-k+2, \quad A_{i,i+1} = A_{i+1,i} = -1-J. \quad (7)$$

Собственные значения матрицы A определяются из условия существования нетривиальных решений системы линейных уравнений

$$(A_{i,j} - \lambda\delta_{i,j})x_j = 0. \quad (8)$$

Исключим из системы уравнений (8) переменные с четными индексами. Тогда соотношение (8) можно переписать в виде

$$B_{i,j}x_{2j+1} = 0, \quad (9)$$

где элементы матрицы B равны

$$B_{1,1} = B_{M,M} = \gamma + \alpha,$$

$$B_{i,i} = \gamma, \quad B_{i,i+1} = B_{i+1,i} = 1,$$

$$\gamma = (1+J)^{-2}\Big((k+\lambda)^2 - h^2 - 4(k+\lambda)(1+J)\Big) - 2,$$

$$\alpha = 1 + (1+J)^{-1}(h-k-\lambda). \quad (10)$$

Детерминант матрицы B можно вычислить с помощью стандартной процедуры вычисления спектра трехдиагональной матрицы (см., например, [6])

$$\det B = \prod_{j=1}^{M}\Big(2\cos\frac{j\pi}{M+1} + \gamma\Big) + 2\alpha\prod_{j=1}^{M-1}\Big(2\cos\frac{j\pi}{M} + \gamma\Big)$$

$$+ \alpha^2\prod_{j=1}^{M-2}\Big(2\cos\frac{j\pi}{M-1} + \gamma\Big). \quad (11)$$

Вычислив конечные произведения (см., например, [8]), уравнение $\det B = 0$ можно представить в виде

$$d^{2M+2} - 1 - 2\alpha d\,(d^{2M} - 1) = \alpha^2 d^2\,(d^{2M-2} - 1) = 0, \quad (12)$$

где $(d = -\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 4})/2$. Данное уравнение имеет интересующие нас решения при $\gamma^2 < 4$. В этом случае $|d| = 1$, поэтому выражение для d удобно представить в виде $d = \exp(i\varphi)$. Подставив выражение для d в (12), получим следующие решения данного уравнения:

$$\varphi = \frac{\pi j}{M} + \frac{2\mathrm{arctg}}{M}\,\frac{\sin\varphi}{\alpha - \cos\varphi}. \quad (13)$$

Соотношения (12), (13) с учетом (10) позволяют получить уравнение для собственных значений матрицы A в явном виде

$$-\frac{\gamma}{2} = \cos\left(\frac{\pi j}{M} + \frac{2\mathrm{arctg}}{M}\,\frac{\sqrt{4-\gamma^2}}{2\alpha+\gamma}\right). \quad (14)$$

Точные решения уравнения (14) можно получить только с помощью численных методов. Но для больших M вторым слагаемым в правой части уравнения (14) можно пренебречь. При этом выражение для собственных значений λ_j имеет вид

$$\lambda_j = 2+2J-k \pm \Big[h^2 + 4\,(1+J)^2 + 2\,\Big(1-\cos\frac{\pi j}{M}\Big)\,(1+J)^2\Big]^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Из соотношения (15) получим следующее условие устойчивости антиферромагнитной фазы:

$$h < h_{c1} = \Big[(2+2J-k)^2 - 4(1+J)^2 - 2\Big(1-\cos\frac{\pi}{M}\Big)(1+J)^2\Big]^{\frac{1}{2}},$$

$$k < 2 + 2J. \quad (16)$$

Анализ соотношений (16) показывает, что при реальных значениях параметров k и J данная антиферромагнитная фаза всегда неустойчива. Этот результат не является неожиданным, его можно получить, основываясь на качественных соображениях.

3. Устойчивость ферромагнитной и антиферромагнитной фаз в случае, когда магнитное поле коллинеарно легкой оси

Случай, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси, может быть рассмотрен аналогично. При этом полученные соотношения остаются справедливыми с точностью до замены k на $-k$.

Устойчивость ферромагнитной фазы при данной ориентации магнитного поля относительно легкой оси определяется из условия

$$h > h_{c2} = -\tilde{k} + 4\,(1-J)\cos^2\frac{\pi}{2N}. \quad (17)$$

Антиферромагнитная фаза устойчива при

$$h < h_{c1} = \Big[k^2 + 4\tilde{k}(1+J) - 2\Big(1+\cos\frac{\pi}{M}\Big)(1+J)^2\Big]^{\frac{1}{2}}.$$

$$2 + 2J = \tilde{k} > 0. \quad (18)$$

Из соотношений (17), (18) следует, что области устойчивости ферромагнитной и антиферромагнитной фаз перекрываются. При этом фазовый переход от антиферромагнитной фазы к ферромагнитной является фазовым переходом первого рода.

В данной работе выполнены расчеты критических полей h_{c1} и h_{c2} для анизотропной магнитной сверхрешетки. Для случая большого числа слоев полученные результаты являются точными. Предложенный в данной работе метод теоретического исследования фазовых переходов в магнитных сверхрешетках является достаточно общим и может использоваться при исследовании свойств других слоистых структур нанометрового масштаба.

Отметим следующие интересные результаты, полученные в настоящей работе. Переход в ферромагнитное состояние во внешнем поле является фазовым переходом второго рода, если магнитное поле перпендикулярно легкой оси, и фазовым переходом первого рода, если магнитное поле коллинеарно легкой оси. Анализ полученных выражений для поля h_{c1} (16), (18) показывает сильную зависимость величины критического поля от константы двухцентрового негайзенберговского обмена второго порядка.

Список литературы

[1] K. Cherifi, C. Dufour, G. Marchal et al. J. Magn. Magn. Mater. **104–107**, 1833 (1992).
[2] N. Nawate, H. Kiriake, K. Doi et al. J. Magn. Magn. Mater. **104–107**, 1861 (1992).
[3] R.E. Camley, D.R. Tilley. Phys. Rev. **B37**, *7*, 3413 (1988).
[4] А.К. Звездин, С.Н. Уточкин. Письма в ЖЭТФ **57**, *7*, 424 (1993).
[5] А.К. Звездин, С.Н. Уточкин. Письма в ЖЭТФ **57**, *7*, 418 (1993).
[6] В.П. Ильин, Ю.И. Кузнецов. Трехдиагональные матрицы и их приложения. Наука. М. (1985). 207 с.
[7] Э.Л. Нагаев. Магнетики со сложным обменным взаимодействием. Наука. М. (1988). 231 с.
[8] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Марычев. Интегралы и ряды. Элементарные функции. Наука, М. (1981). 800 с.