

УДК 548: 537.621

©1994

КВАНТОВОЕ ОПИСАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР С ОДНОИОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

М.Ш. Ерухимов

Проведено квантовомеханическое описание многослойных структур, состоящих из чередующихся ферромагнитных слоев с различным типом анизотропии. Показано, что основное состояние таких структур неоднородно. Найдена в основном состоянии величина среднего спина каждого атомного слоя. Вычислена зависимость температуры Кюри от констант анизотропии при произвольных толщинах ферромагнитных слоев.

В последнее время значительное развитие получила квантовая теория анизотропных магнетиков. Представление спиновых операторов через операторы Хаббарда $[1-3]$ позволило точно учесть одноионную анизотропию и выявить в ферро- и антиферромагнетиках с одноионной анизотропией целый ряд новых квантовых эффектов. Они проявляются в сокращении величины локализованного спина, в существенной перестройке фазовых диаграмм, в существовании новых ветвей коллективных возбуждений, в индуцировании новых типов фазовых переходов и т.д. (см., например, $[2,4-10]$). При квантовомеханическом описании всех этих эффектов существенно использовалось, что основное состояние рассматриваемых анизотропных магнетиков является однородным.

Однако существует большой класс анизотропных магнетиков с неоднородным основным состоянием. Примером таких систем являются системы с периодической магнитной структурой $[11]$, пленки с различным типом поверхностной и объемной анизотропий $[12,13]$, магнитные сверхрешетки $[14]$ и т.д. Характер распределения спинов в основном состоянии таких магнетиков исследовался в основном в рамках квазиклассического приближения. Последовательное же квантовомеханическое описание неоднородных анизотропных магнетиков наталкивается на значительные трудности. Главная из них состоит в том, что оператор спина не коммутирует с гамильтонианом одноионной анизотропии и поэтому каждое из $2S + 1$ состояний магнитоактивного иона представляет собой смесь состояний с различными проекциями момента на ось квантования. При переходе от одного узла решетки к другому вместе с изменением ориентации магнитного момента происходит изменение смеси состояний, а следовательно, будет меняться и величина локализованного спина. Другими словами, в анизотропных магнетиках изменение направления спина сопровождается изменением его длины. Для ультратонких слоев такая квантовая теория построена

в работе [13], а для доменных границ — в работе [15]. Представляет интерес исследовать характер распределения магнитных моментов в анизотропных магнитных сверхрешетках. В связи с прогрессом в технике молекулярно-лучевой эпитаксии в настоящее время удается получать многослойные структуры монокристаллического совершенства с очень резкими границами раздела между слоями и, следовательно, открывается возможность экспериментальной проверки предсказаний квантовой теории.

В настоящей работе проведено квантовомеханическое исследование многослойных структур, состоящих из чередующихся ферромагнитных слоев с различным типом анизотропии. Для основного состояния вычислено значение среднего спина для каждого атомного слоя. Определена температура Кюри как функция констант анизотропии при произвольных толщинах ферромагнитных слоев. Все расчеты выполнены в нулевом приближении метода самосогласованного поля, что соответствует первому члену ряда теории возмущения по обратному объему межузельного обменного взаимодействия [16].

1. Модельный гамильтониан

Рассмотрим многослойную структуру, состоящую из чередующихся ферромагнитных слоев с различным типом анизотропии. Ось сверхрешетки обозначим через Ox . Пусть один слой имеет n атомных плоскостей и обладает анизотропией типа легкая плоскость (плоскость yOz), константа которой $2B > 0$; другой слой имеет m атомных плоскостей и обладает анизотропией типа легкая ось (OZ). Константа этой одноионной анизотропии $K > 0$. Интеграл обменного взаимодействия между ближайшими локализованными спинами рассматриваемого гейзенберговского кубического ферромагнетика для первого слоя обозначим через I_1 , для второго слоя — через I_2 , а между слоями — через I' . Величина локализованного спина для первого слоя S_1 , а для второго слоя — S_2 .

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$\mathcal{H} = - \sum_{\mathbf{f}\Delta} I_{\mathbf{f}\Delta} \hat{S}_{\mathbf{f}} \hat{S}_{\mathbf{f}+\Delta} + 2 \sum_{\mathbf{f}} B_{\mathbf{f}} (\hat{S}_{\mathbf{f}}^x)^2 - \sum_{\mathbf{f}} K_{\mathbf{f}} (\hat{S}_{\mathbf{f}}^z)^2 - H_0 \sum_{\mathbf{f}} \hat{S}_{\mathbf{f}}^z, \quad (1)$$

где H_0 — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси z .

При выбранной геометрии задачи основное состояние неоднородно только по величине спина, причем $\sigma_{\mathbf{f}} = \langle (S_1^z)_{\mathbf{f}} \rangle$, если $1 \leq f \leq n$, а $\sigma'_{\mathbf{f}} = \langle (S_2^z)_{\mathbf{f}} \rangle$, если $n+1 \leq f \leq n+m$, где $N = n+m$ — число атомных плоскостей на период сверхрешетки.

Одноузельный гамильтониан, определяющий спектр одноионных уровней энергии, запишется в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{f}} = -h_{\mathbf{f}} S_{\mathbf{f}}^z + 2B_{\mathbf{f}} (\hat{S}_{\mathbf{f}}^x)^2, \quad 1 \leq f \leq n, \quad (2a)$$

где

$$h_1 = H_0 + I_1(4\sigma_1 + \sigma_2) + I' \sigma'_N, \quad h_n = H_0 + I_1(4\sigma_n + \sigma_{n-1}) + I' \sigma'_{n+1},$$

$$h_f = H_0 + I_1(4\sigma_f + \sigma_{f+1} + \sigma_{f-1}), \quad 2 \leq f \leq n-1,$$

а также в виде

$$\hat{H}_f = -h_f S_f^z - k_f (\hat{S}_f^z)^2, \quad n+1 \leq f \leq N, \quad (2B)$$

где

$$h_{n+1} = H_0 + I_2(4\sigma'_{n+1} + \sigma'_{n+2}) + I'\sigma_n, \quad h_N = H_0 + I_2(4\sigma'_N + \sigma'_{N-1}) + I'\sigma_1,$$

$$h_f = H_0 + I_2(4\sigma'_f + \sigma'_{f+1} + \sigma'_{f-1}), \quad n+2 \leq f \leq N-1.$$

Здесь эффективное поле h_f представляет собой сумму внешнего поля и самосогласованного поля, зависящего от намагниченностей атомных плоскостей f , $f+1$, $f-1$, которые должны определяться в процессе решения задачи.

Исследование проведем отдельно для трех различных магнитных сверхрешеток, отличающихся соотношением толщин ферромагнитных слоев: 1) $n=1$, $m=N-1$; 2) $n=m=N/2$; 3) $n=N-1$, $m=1$. Будем считать параметры N , K , B произвольными, а $I_1 = I_2 = I' = I$ и $S_1 = S_2 = S = 1$.

2. Сверхрешетка первого вида $n=1$, $m=N-1$

Волновые функции и собственные значения уравнения Шредингера с гамильтонианом (2а) для $S=1$ были получены в работе [17]. Знание этих волновых функций позволяет записать оператор S^z в энергетическом представлении. Из выражения для S^z следует, что в нулевом приближении метода самосогласованного поля для намагниченностей σ_f имеем следующую систему уравнений самосогласования ($kB=1$):

$$\sigma_1 = \frac{(h_1 (\sqrt{h_1^2 + B^2})) \operatorname{sh}(\sqrt{h_1^2 + B^2/T})}{\operatorname{sh}(\sqrt{h_1^2 + B^2/T}) + \exp(-B/T)/2},$$

$$\sigma_f = \frac{\operatorname{sh}(h_f/T)}{\operatorname{ch}(h_f/T) + \exp(-K/T)/2}, \quad 2 \leq f \leq N, \quad (3)$$

где молекулярные поля

$$h_1 = H_0 + I(4\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_N), \quad h_N = H_0 + I(4\sigma_N + \sigma_{N-1} + \sigma_1),$$

$$h_f = H_0 + I(4\sigma_f + \sigma_{f-1} + \sigma_{f+1}), \quad 2 \leq f \leq N-1.$$

При получении (3) мы учли, что молекулярные поля h_f и намагниченность σ_f удовлетворяют следующим свойствам симметрии в магнитной сверхрешетке:

$$h_f = h_{f+Nl}, \quad \sigma_f = \sigma_{f+Nl}, \quad (4)$$

где l — любое целое число. Из системы (3) видно, что молекулярное поле и намагниченность зависят от номера атомного слоя f .

При температуре $T = 0$ во всех слоях с анизотропией типа легкая ось имеет место ситуация «ферромагнитный забор»: $\sigma_f = 1$ для $2 \leq f \leq N$. В атомных плоскостях между «ферромагнитными заборами», т.е. в слоях с анизотропией типа легкая плоскость, высота «забора» уменьшается ($\sigma_1 < 1$) и определяется из уравнения

$$\sigma_1 = \frac{h_1}{\sqrt{h_1^2 + B^2}}, \quad h_1 = H_0 + 2I(1 + 2\sigma_1). \quad (5)$$

Для внешнего магнитного поля $H_0 \ll I$ в области малой анизотропии $B \ll 2I$ решение уравнения (5) имеет вид

$$\sigma_1 = 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{B}{2I} \right)^2 + \frac{1}{36} \left(\frac{B}{2I} \right)^2 \frac{H_0}{I}. \quad (6)$$

В другом предельном случае $B \gg 2I$, $B \gg H_0$ средняя намагниченность с точностью до членов $\sim \left(\frac{2I}{B} \right)^2$, $2H_0I/B^2$ равна

$$\sigma_1 = \frac{H_0 + 2I}{B} \left(1 + \frac{4I}{B} \right). \quad (7)$$

Из (5)–(7) следует, что с ростом анизотропии σ_1 уменьшается и при $B \rightarrow \infty$ $\sigma_1 \rightarrow 0$. Однако в отличие от однородного массивного ферромагнетика σ_1 никогда не обращается в нуль при конечных значениях константы легкоплоскостной анизотропии B .

Отклонение σ_1 от единицы обусловлено тем, что основное состояние в легкоплоскостных слоях формируется, как известно [17], суперпозицией состояний с $S^z = 1$ и $S^z = -1$. Вклад состояния с $S^z = -1$ оказывается тем больше, чем больше B , что и обуславливает уменьшение σ_1 с ростом B . При малой величине спина ($S = 1$) эффекты квантового сокращения спина ярко проявляются и результаты квантового рассмотрения существенно отличаются от квазиклассического. При больших же S ($S \gg 1$) суперпозиция состояний с $S^z = S$ и $S^z = S - 2$ приводит к тому, что отклонение намагниченности от максимальной оказывается малым по сравнению с самой величиной S [18]. Поэтому при таких S становятся малыми эффекты квантового сокращения и, следовательно, будет справедливо квазиклассическое рассмотрение.

Перейдем теперь к обсуждению температуры Кюри T_c . Устремляя в (3) σ_f к нулю, находим следующее точное выражение для T_c :

$$\left(\frac{1}{2\mu} - 2 \right) \cos \frac{qN}{2} = \cos \frac{q(N-2)}{2}, \quad (8a)$$

где параметр q определяется из уравнения

$$\cos q = \frac{1}{2\nu} - 2. \quad (8b)$$

Здесь введены обозначения

$$\mu = \frac{(I/B) \operatorname{sh}(B/T_c)}{\operatorname{ch}(B/T_c) + \frac{1}{2} \exp(-B/T_c)}, \quad \nu = 0 \frac{I/T_c}{1 + \frac{1}{2} \exp(-K/T_c)}.$$

При $B = K = 0$ из (8) имеем $T_c = 4I$, что совпадает с выражением для T_c изотропного массивного ферромагнетика $T_c = zIS(S+1)/3$ при $S = 1$ и числе ближайших соседей $z = 6$. В области малой анизотропии $B \ll T_c$, $K \ll T_c$ температура Кюри с точностью до линейных членов $\sim B/T_c$, K/T_c и $(N|B - K|)/16T_c \ll 1$ равна

$$T_c = 4I + \frac{B + (N-1)K}{3N}. \quad (9)$$

Отсюда видно, что вклад констант анизотропии B и K в T_c пропорционален толщинам ферромагнитных слоев соответственно с анизотропией типа легкая плоскость $1/N$ и анизотропией типа легкая ось $\frac{(N-1)}{N}$. Температура Кюри тем больше, чем больше B и K . При $K = 0$ T_c убывает с ростом N , а при $B = 0$ T_c растет при увеличении периода сверхрешетки N .

В соответствии с формулами (8) на рис. 1 представлены зависимости T_c от B и K при различных значениях N . С ростом B температура Кюри сначала растет, достигает максимума, затем начинает убывать. Такое поведение T_c от B имеет место при любом числе атомных слоев N на периоде сверхрешетки. В области $0 < B < 4.298I$ T_c сверхрешетки больше T_c изотропного массивного ферромагнетика $T_c > 4I$, причем разность $T_c - 4I$ тем больше, чем меньше N . В области же $B > 4.298I$ оказывается $T_c < 4I$. Для малых N , когда влияние легкоплоскостного слоя существенно, T_c мало (рис. 1, а); с ростом N влияние легкоплоскостного слоя уменьшается и T_c растет. В пределе $N \rightarrow \infty$ $T_c \rightarrow 4I$.

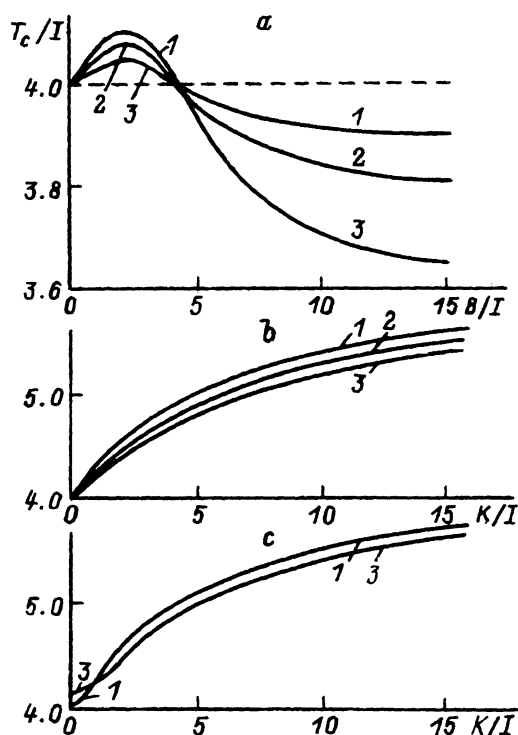


Рис. 1. Температура Кюри анизотропных спиновых сверхрешеток первого вида.

a — зависимость T_c от константы легкоплоскостной анизотропии B при $K = 0$;
b — зависимость T_c от константы легкоосной анизотропии K при $B = 0$;
c — T_c как функция K при $B = I$.
 Число атомных слоев равно $N = 10(1)$, $6(2)$, $4(3)$.

Зависимость T_c от константы легкоосной анизотропии K оказывается всегда монотонной (рис. 1, б). С ростом K T_c растет, причем тем быстрее, чем больше N .

Более сложная зависимость T_c от K наблюдается при $B \neq 0$ (рис. 1, в). В области малых K кривая 1 расположена ниже кривой 3 (ср. рис. 1, а и рис. 1, в), в то время как при больших K , наоборот, кривая 1 расположена уже выше кривой 3 (ср. рис. 1, б и рис. 1, в).

Среднее значение спина σ_f каждого атомного слоя f и его температурная зависимость находятся из системы уравнений самосогласования (3). Анализ (3) показывает, что σ_f максимальна при $T = 0$, с ростом T убывает и обращается в нуль при $T = T_c$. Для данной температуры σ_f максимальна в центре ферромагнитных слоев с анизотропией типа легкая ось, постепенно убывает при удалении от центра и минимальна на границе этих слоев, т.е. в легкоплоскостном ферромагнитном слое.

3. Сверхрешетка второго вида $n = m = N/2$

Система уравнений самосогласования в этом случае имеет вид

$$\sigma_f = \frac{(h_f / \sqrt{h_f^2 + B^2}) \operatorname{sh}(\sqrt{h_f^2 + B^2}/T)}{\operatorname{ch}(\sqrt{h_f^2 + B^2}/T) + \frac{1}{2} \exp(-B/T)}, \quad 1 \leq f \leq \frac{N}{2},$$

$$\sigma_f = \frac{\operatorname{sh}(h_f/T)}{\operatorname{ch}(h_f/T) + \frac{1}{2} \exp(-K/T)}, \quad \frac{N}{2} + 1 \leq f \leq N, \quad (10)$$

где

$$h_1 = H_0 + I(4\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_N), \quad h_N = H_0 + I(4\sigma_N + \sigma_{N-1} + \sigma_1),$$

$$h_f = H_0 + I(4\sigma_f + \sigma_{f-1} + \sigma_{f+1}).$$

Как молекулярные поля h_f , так и среднее значение спина σ_f по-прежнему удовлетворяют свойствам симметрии (4). Кроме того, как видно из (10), выполняется еще следующее соотношение:

$$h_f = h_{\frac{N}{2}+1-f}, \quad \sigma_f = \sigma_{\frac{N}{2}+1-f} \quad (11)$$

Основное состояние магнитной сверхрешетки представлено на рис. 2. В легкоосных ферромагнитных слоях распределение спинов однородно, $\sigma_f = 1$. Распределение спинов в ферромагнитных слоях с анизотропией типа легкая плоскость неоднородно, причем наибольшее изменение величины спина происходит в пограничной области между легкоосными и легкоплоскостными слоями; толщина этой граничной области составляет 1–2 атомные плоскости даже для большой анизотропии $B = 10I$ (рис. 2). В объеме легкоплоскостного слоя величина спина остается практически неизменной, причем из-за эффекта квантового сокращения спина среднее значение σ_f оказывается меньше единицы и этот эффект выражен тем ярче, чем больше константа легкоплоскостной анизотропии B .

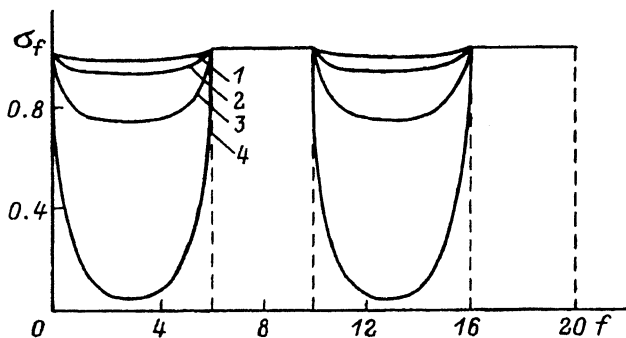


Рис. 2. Основное состояние магнитных сверхрешеток второго вида при различных значениях константы легкоплоскостной анизотропии. $B/I = 0.5(1), 2(2), 4(3), 10(4)$. $N = 10$.

Таким образом, квантовое описание рассматриваемых систем с $S_1 = S_2 = S$ показывает, что в сверхрешетках первого, второго и третьего (см. ниже) типа основное состояние неоднородно по величине спина. При малой величине спина ($S = 1$) результаты квантового подхода коренным образом отличаются от квазиклассического рассмотрения. При больших S эффекты квантового сокращения спина оказываются малыми и в обоих подходах основное состояние рассматриваемых сверхрешеток будет однородным ($S_{1f} = S_{2f} = S$).

Уравнение для определения температуры Кюри T_c легко найти из системы (10), если устремить σ_f к нулю. В результате получим

$$\operatorname{tg} \frac{k_1}{2} \operatorname{tg} \frac{k_1 N}{4} + \operatorname{tg} \frac{k_2}{2} \operatorname{tg} \frac{k_2 N}{4} = 0, \quad (12)$$

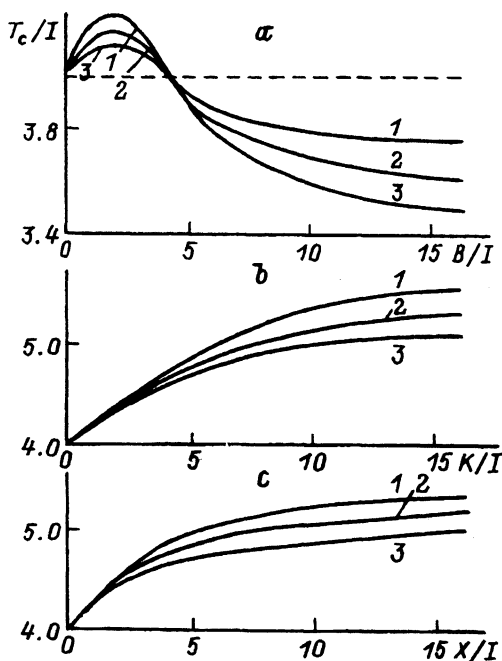


Рис. 3. Температура Кюри сверхрешетки второго вида.

$a - T_c$ как функция B при $K = 0$;
 $b - T_c$ как функция K при $B = 0$;
 $c - T_c$ как функция X при $X = K = B$.
 $N = 10(1), 6(2), 4(3)$.

где

$$\cos k_1 = \frac{1}{2\mu} - 2, \quad \cos k_2 = \frac{1}{2\nu} - 2,$$

μ и ν определяются по-прежнему выражениями (8).

Для малой анизотропии $B \ll T_c$, $K \ll T_c$ температура Кюри с точностью до линейных членов $\sim B/T_c$, K/T_c и $\sqrt{K/I}(N/8) \ll 1$ равна

$$T_c = 4I + \frac{B + K}{6}. \quad (13)$$

В отличие от сверхрешетки первого вида для сверхрешетки второго вида коэффициенты перед B и K в (13) одного порядка. Это обусловлено тем, что толщина ферромагнитных слоев с различной анизотропией в сверхрешетках второго вида одинакова, $n = m = N/2$.

Зависимость T_c от B и K для различных значений N представлена на рис. 3. Сравнение рис. 1 и 3 показывает, что качественное отличие имеет место лишь в зависимостях T_c от B . Для сверхрешеток второго вида при любой константе B температура Кюри тем больше, чем больше число атомных плоскостей N (рис. 3, а). В сверхрешетках первого вида это имеет место при больших B , для малых же B ситуация противоположная: T_c тем больше, чем меньше N (рис. 1, а).

4. Сверхрешетки третьего вида $n = N - 1$, $m = 1$

Рассмотрение, аналогичное вышеприведенному, дает следующую систему уравнений самосогласования:

$$\sigma_f = \frac{(h_f / \sqrt{h_f^2 + B^2}) \operatorname{sh}(\sqrt{h_f^2 + B^2}/T)}{\operatorname{ch}(\sqrt{h_f^2 + B^2}/T) + \frac{1}{2} \exp(-B/T)}, \quad 1 \leq f \leq N - 1,$$

$$\sigma_N = \frac{\operatorname{sh}(h_N/T)}{\operatorname{ch}(h_N/T) + \frac{1}{2} \exp(-K/T)}, \quad (14)$$

где h_f — молекулярное поле, действующее на спины f -й атомной плоскости и определяемое формулами (3), (8).

При температуре $T = 0$ распределения спинов в легкоплоскостных слоях для сверхрешеток второго и третьего вида, как показывает анализ выражений (8), (14), полностью эквивалентны и совпадают с приведенными на рис. 2. Что касается легкоосных ферромагнитных слоев, то величина среднего спина $\sigma_f = 1$. Для сверхрешетки третьего вида этот слой представляет собой всего одну атомную плоскость и горизонтальные отрезки рис. 2 стягиваются в одну точку.

Уравнение, определяющее T_c , совпадает с уравнением (8), если в нем сделать замену $\mu \rightleftharpoons \nu$

$$\left(\frac{1}{2\nu} - 2\right) \cos \frac{qN}{2} = \cos \frac{q(N-2)}{2},$$

$$\cos q = \frac{1}{2\mu} - 2. \quad (15)$$

Отсюда в области малой анизотропии $B \ll T_c$, $K \ll T_c$ получаем следующее выражение для T_c :

$$T_c = 4I + \frac{(N-1)B + K}{3N}. \quad (16)$$

Зависимость температуры Кюри T_c от константы анизотропии B при $K = 0$ (K при $B = 0$) аналогична зависимостям, представленным соответственно на рис. 1, *a* и *b*, если кривые 1 и 3 поменять местами. Видно, что при $0 < B < 4.298I$ T_c тем больше, чем больше N , а при $B > 4.298I$ с ростом N T_c уменьшается.

Из формул (8), (12), (15) и рис. 1, *a*, 3, *a* следует, что в сверхрешетках всех видов и с произвольным периодом температура Кюри $T_c = 4I$ при двух значениях константы легкоплоскостной анизотропии $B = 0$ и $B = 4.298I$. Для таких B при $K = 0$, $\mu = \nu = 1/6$, $q = 0$. Разложение T_c в ряд по B при малых B имеет вид (9), (13), (16). Найдем теперь поправки к T_c при малом отклонении B от значения $B_0 = 4.298I$. В результате получим ($\Delta B = B - B_0$, $\Delta B \ll T_c$)

$$T_c = 4I - \frac{4}{A + 6\alpha} \Delta B, \quad (17)$$

где

$$A = \frac{3}{4.298} - \frac{1}{2} = 0.198.$$

Параметр α равен $N - 1$, 1 , $1/(N - 1)$ соответственно для сверхрешеток первого, второго и третьего вида.

В заключение заметим, что аналитические выражения (9), (13), (16), (17) легко обобщить на магнитные сверхрешетки с произвольным числом атомных плоскостей в легкоплоскостных (n) и легкоосных (m) слоях ($n + m = N$ — период сверхрешетки)

$$T_c = 4I + \frac{nB + mK}{3(n + m)}, \quad B \ll T_c, \quad K \ll T_c,$$

$$T_c = 4I - \frac{4}{A + 6m/n} \Delta B, \quad \Delta B \ll T_c, \quad K = 0.$$

Видно, что с ростом n ($m = \text{const}$) температура Кюри увеличивается при $B < B_0$ и уменьшается при $B > B_0$. Увеличение m ($n = \text{const}$) приводит к росту T_c .

В заключение заметим, что полученное в работе на основе квантового подхода неоднородное по величине спина основное состояние спиновой сверхрешетки может быть экспериментально обнаружено, например, методами магнитной нейтронографии. Для выбранной исходной системы слоев с различным типом анизотропии, но с $S_1 = S_2 = S$ неоднородность основного состояния обусловлена эффектами квантового сокращения спина в легкоплоскостных слоях, существенными при малых $S \simeq 1$ и большой величине анизотропии B . В рамках квазиклассического рассмотрения ($S \gg 1$) неоднородное основное состояние имеет место лишь для систем с $S_1 \neq S_2$, причем в случае $J_1, J_2, J > 0$ распределение спинов в пределах каждого слоя будет однородным, $S_{1f} = S_1, S_{2f} = S_2$. При квантовом описании величина спина

является функцией номера каждой атомной плоскости (рис. 2). Этот эффект имеет место как для случая $S_1 = S_2$, так и для случая $S_1 \neq S_2$.

Обсудим теперь T_c в двухслойной системе. При обменной связи между слоями $J = 0$ каждый слой имеет, вообще говоря, свою T_c (пусть для конкретности для легкоплоскостного слоя $-T_1$, а для легкоосного слоя $-T_2$ и $T_1 < T_2$). При $J \neq 0$, как показано в данной работе, все слои имеют одинаковую T_c . Этот результат строгий даже для толстых слоев $n \ll 1$, $m \gg 1$ и $J \rightarrow 0$, когда влияние поверхностной обменной связи вроде бы ничтожно мало. Противоречия здесь нет. Дело в том, что при $T \rightarrow T_1$ средний спин каждой атомной плоскости легкоплоскостного слоя резко уменьшается, но не обращается в нуль: хвост намагниченности, как следует из (3), (10), (14), тянется вплоть до $T = T_c$. Температура T_c — это единственная точка, где магнитные моменты всех атомных плоскостей сверхрешетки обращаются в нуль. На эксперименте суммарная намагниченность сверхрешетки может резко уменьшаться по величине при $T \simeq T_1$ и $T \simeq T_2$. Однако делать вывод отсюда, что система имеет две T_c , строго говоря, нельзя: в действительности же из-за наличия хвостов намагниченности в такой системе всего одна T_c .

Список литературы

- [1] Зайцев Р.О. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 1. С. 207–215.
- [2] Вальков В.В., Валькова Т.А. // Препринт ИФ СО АН СССР. Красноярск. 1983. № 247 Ф. 55 с.
- [3] Кузьмин Е.В. // Автореф. докт. дис. Красноярск, 1979. 270 с.
- [4] Локтев В.М., Островский В.С. // УфЖ. 1978. Т. 23. № 10. С. 1708–1717.
- [5] Локтев В.М., Островский В.С. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 10. С. 3086–3093.
- [6] Онуфриева Ф.П. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 6. С. 2372–2379.
- [7] Вальков В.В., Овчинников С.Г. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 5. С. 1666–1677.
- [8] Переверзев Ю.В., Борисенко В.Г. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1249–1252.
- [9] Вальков В.В., Вальков Т.А., Овчинников С.Г. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 2. С. 350–361.
- [10] Вальков В.В., Мацулева Г.Н. // Препринт ИФ СО АН СССР. Красноярск. 1989. № 596 Ф. 54 с.
- [11] Ширококов М.Я. // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. № 1. С. 57–76.
- [12] Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 222 с.
- [13] Ерухимов М.Ш., Ерухимов Г.М. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1403–1408.
- [14] Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Кучко А.Н., Шеджури К.Д. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 5. С. 1486–1490.
- [15] Локтев В.М., Островский В.С., // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3026–3029.
- [16] Вакс В.Г. Ларкин А.И., Пикин С.А. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 1. С. 281–299.
- [17] Зайцев Р.О. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 1. С. 207–215.
- [18] Вальков В.В., Валькова Т.А. // Препринт ИФ СО АН СССР. Красноярск. 1983. № 247 Ф. 56 с.

Пензенский
сельскохозяйственный
институт

Поступило в Редакцию
12 апреля 1993 г.
В окончательной редакции
21 июня 1993 г.