

УДК 538.115

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ КУБИЧЕСКОГО МАГНЕТИКА С ДВУКРАТНО ВЫРОЖДЕННЫМИ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИМИ ЦЕНТРАМИ

М. А. Иванов, А. Я. Фишман

Исследована зависимость фазовой диаграммы кубического магнетика с конкурирующей анизотропией, обусловленной ЯТ ионами, от величины отношения первой и второй констант кубической анизотропии матрицы. Показано, что знак указанного отношения определяет плоскость поворота магнитного момента системы в угловой фазе, а величина его — ширину области существования угловой фазы и характер фазовых переходов.

В работах [1, 2] было показано, что в кубических магнетиках с двукратно вырожденными ян-теллеровскими (ЯТ) центрами может возникать угловая фаза (УФ), если первая константа анизотропии матрицы K_1 отрицательна. В настоящей работе анализируется поведение системы при учете второй константы анизотропии матрицы K_2 .

Свободная энергия F магнитной анизотропии магнетика в случае, когда обменное поле H_{ex} на примесном спине S много больше, чем температура T и параметр одноионной анизотропии D , имеет вид

$$F = -\frac{1}{3} K_1 n^2(\mathbf{a}) + K_2 f(\mathbf{a}) - XT \ln(2 \operatorname{ch}(E/T)), \quad E = D(S) n(\mathbf{a}), \quad h = k_B = 1,$$

$$D(S) = \frac{2}{3} |D| S(S-1/2), \quad n(\mathbf{a}) = (1 - 3(a_x^2 a_y^2 + a_x^2 a_z^2 + a_y^2 a_z^2))^{1/2}, \quad f(\mathbf{a}) = a_x^2 a_y^2 a_z^2, \quad (1)$$

где X — концентрация ЯТ ионов, a_i — направляющие косинусы намагниченности, $2E$ — энергия расщепления орбитального дублета в основном магнитном состоянии. Если не учитывать константу K_2 , то УФ характеризуется только параметром $n(\mathbf{a})$, т. е. имеется вырождение по углам. При этом в спектре ферромагнетика возникает бесщелевая мода с линейным участком в законе дисперсии. Наличие такого участка в спектре приводит к стабилизации УФ. Вблизи границ УФ, где ширина этого участка обращается в нуль, может иметь место асперомагнитная фаза. Наличие константы анизотропии K_2 приводит к снятию вырождения по углам. Поскольку свободная энергия F зависит от параметра f линейно, то минимум энергии достигается на границах области изменения f , т. е. для направлений намагниченности, лежащих в плоскостях (110) или (001) типа.

Рассмотрим для краткости конкуренцию легких осей (ЛО) примесной подсистемы (ЛО [001]) и матрицы (ЛО [111]) лишь в случае $K_1 < 0$. Можно показать, что с ростом X , начиная с некоторой критической концентрации ЯТ центров X_1 ($X_1 \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$), происходит постепенный разворот вектора намагниченности в плоскости (110) типа от тригональной оси к тетрагональной ($K_2 < 0$; рис. 1) или к оси [110] типа ($K_2 > 0$; рис. 2). Видно, что в отличие от случая $K_2 = 0$ переход из состояния с ЛО [111] в УФ оказывается фазовым превращением первого рода со скачком

параметра порядка n от 0 до $n(x_1)$. При $|K_2/K_1| \ll 1$ для величин x_1 и $n(x_1)$ имеем

$$x_1 = \frac{1}{2}(1+A)t \left(1 + \left(1 - \frac{8}{3} A^2 t^2 (1+A)^{-2} \right)^{1/2} \right), \quad x = \frac{3}{2} XD(S)/|K_1|,$$

$$n(x_1) = 2|A|t^3/x_1, \quad t = T/D(S), \quad A = K_2(3K_1)^{-1}. \quad (2)$$

Величины x_1 и $n(x_1)$ растут с увеличением температуры, и при некоторой температуре T_0 параметр $n(x_1)$ достигает максимального значения $n_{\max}=1$ при $K_2 < 0$ или $n_{\max}=1/2$ при $K_2 > 0$. Выше температуры T_0 УФ существовать не может, и с ростом концентрации ЯТ ионов фаза с ЛО [111] претерпевает фазовый переход первого рода в фазу с ЛО [001] типа при $K_2 < 0$ или в фазу с ЛО [110] типа при $K_2 > 0$. Выражения для температуры T_0 и концентрации $x(T_0)$ трикритической точки при $|A| \ll 1$ имеют следующий вид:

$$t_0^3 = \frac{1}{2} n_{\max} \left(\frac{1+A}{|A|} - n_{\max} \right), \quad x(t_0) = 2|A|t_0^3/n_{\max}. \quad (3)$$

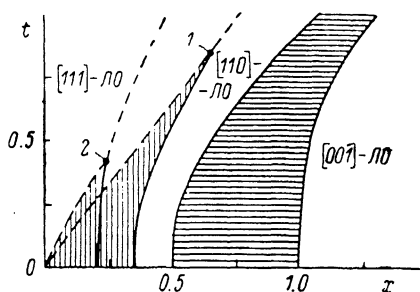
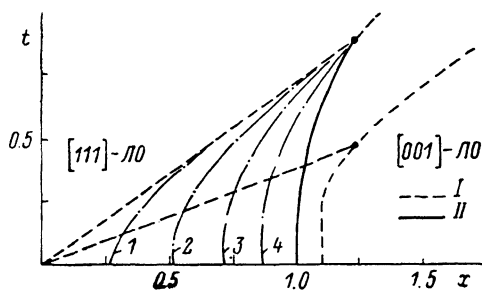


Рис. 1. Фазовая диаграмма системы при $A > 0$ ($A=0.5, 2.0$).

Рис. 2. Фазовая диаграмма системы при $A < 0$ ($|A|: I - 0.2, 2 - 0.4$).

I, II — линии фазовых переходов I и II рода соответственно. В области УФ выделены кривые: 1 — $n=0.2$, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 0.8.

Граница УФ с фазой [001] или [110] типа, являющаяся при $|A| \ll 1$ линией фазовых переходов второго рода, описывается выражением

$$x_2 = ((1+A)n_{\max} - |A|n_{\max}^2) \text{Cth}(n_{\max}/t). \quad (4)$$

С ростом $|A|$ вид фазовой диаграммы в области, связанной с УФ в плоскости (110), изменяется. При $A > 1$ ($K_2 < 0$) переход из УФ в состояние с ЛО [001] типа становится фазовым переходом первого рода. В частности, при $T=0$ К с ростом A и соответствующим увеличением критической концентрации $x_2 = (3+10A+3A^2)(16A)^{-1}$ максимальная величина параметра n в УФ падает от 1 до $1/4$: $n(x_2) = (3+A)(4A)^{-1}$.

При $K_2 > 0$ переход из УФ в состояние с ЛО [110] остается фазовым переходом второго рода для значений $|A| < 1/2$. При дальнейшем росте K_2 меняется тип этого фазового превращения, уменьшается концентрационный интервал УФ. Так, при $T=0$ К для критической концентрации x_2 и параметра $n(x_2)$ имеем: $x_2 = 0.5(1-1.5|A|)$, $n(x_2) = 1/2$ при $|A| < 1/2$ и $x_2 = 0.25(0.75-|A|)/|A|$, $n(x_2) = (0.75-|A|)/|A|$ при $|A| > 1/2$. Видно, что при значении $A = -3/4$, отвечающем смене ЛО [111] на [110] в матрице, УФ в плоскости (110) исчезает.

В случае $K_2 > 0$ имеется еще одна область фазовой диаграммы, отвечающая УФ, в которой, начиная с некоторой концентрации x_3 ЯТ центров, вектор намагниченности постепенно поворачивается с ростом X в координатной плоскости от оси [110] типа к тетрагональной оси. Оба перехода в УФ в плоскости (001) из состояний с ЛО [110] и [001] типа при концентрациях $x_3 = 0.5 \text{Cth}(0.5/t)$ и $x_4 = \text{Cth}(1/t)$ соответственно ока-

зываются фазовыми переходами второго рода. Таким образом, при $K_2 > 0$ по сравнению со случаем $K_2 = 0$ происходит расщепление УФ на две области, каждой из которых отвечает поворот вектора намагниченности в своей плоскости (110) или (001) типа. Указанные УФ разделены фазой с ЛО [110] типа, область существования которой увеличивается с ростом K_2 за счет УФ в плоскости (110) и полностью поглощает ее при $K_2 = = 4 |K_1|/9$.

Рассмотренные фазы могут возникать только при малых внешних полях и должны приводить к характерным особенностям доменной структуры ферромагнетиков. Наличие конкурирующей анизотропии проявляется и при насыщающих магнитных полях, обуславливая деформацию угловых зависимостей резонансного поля и ширины линии ФМР. Характерная температура T_0 для УФ в плоскости (110) имеет порядок $D |K_1/K_2|^{1/2}$, т. е. для ионов Mn^{3+} , Cr^{2+} , Fe^{2+} с типичными значениями $D \sim 1 \div 10 \text{ см}^{-1}$ и магнетиков с $|K_1/K_2| \sim 10$ область существования УФ составляет десятки градусов. Представляет интерес прямое экспериментальное исследование рассмотренных эффектов для магнетиков, где компенсация анизотропии имеет место при малых концентрациях ЯТ центров, например для YIG с ионами Mn^{3+} [3].

Л и т е р а т у р а

- [1] Иванов М. А., Фишман А. Я. ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 2992—2995.
- [2] Иванов М. А., Фишман А. Я. ФНТ, 1988, т. 14, № 3, с. 278—288.
- [3] Gyorgy E. M., Krause J. T., Le Craw R. C. et al. J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 3, p. 1226—1227.

Институт металлургии УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
13 января 1988 г.
В окончательной редакции
1 апреля 1988 г.