

УДК 537.622.5

©1994

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ ФТОРИДА МАРГАНЦА С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО

Г.К.Чепурных, М.И.Колесник, О.Г.Медведовская

Построены магнитные фазовые диаграммы антиферромагнетика (АФМ) MnF_2 при вращении внешнего магнитного поля в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, проходящих через легкую ось. Одна из плоскостей проходит через легкую ось и ось анизотропии, созданную одноосным сжатием (растяжением) кристалла в базисной плоскости. Показано, что неинвариантность взаимодействия Дзялошинского относительно вращения магнитной подсистемы в базисной плоскости АФМ приводит к существованию критического значения одноосного сжатия (или растяжения), при котором изменяется характер спин-флоп перехода. Полученные теоретические результаты дают возможность не только однозначного экспериментального доказательства самого существования поля Дзялошинского в MnF_2 , но и определения величины этого поля.

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1-7]) магнитных свойств антиферромагнетика (АФМ) MnF_2 , до сих пор нет не только экспериментального определения величины поля Дзялошинского d в этом кристалле, но и однозначного экспериментального доказательства существования или отсутствия поля d в MnF_2 , хотя теоретическое предсказание было сделано давно [8]. Причиной этого является относительно малая величина поля d (поле Дзялошинского значительно меньше поля анизотропии). Поскольку, как на это обращалось внимание в [8], экспериментальное обнаружение фазового перехода, существующего благодаря взаимодействию Дзялошинского, вектора антиферромагнетизма l в базисную плоскость под влиянием магнитного поля, перпендикулярного легкой оси (ЛО), затруднительно в АФМ MnF_2 из-за большой величины поля фазового перехода ($H \simeq H_E = 0.5 \cdot 10^6$ Ое), то в предлагаемой работе в окрестности спин-флоп перехода построены такие магнитные фазовые диаграммы экспериментальное изучение которых дает возможность однозначного решения существующей проблемы. Для этой цели воспользуемся термодинамическим потенциалом в форме

$$F = F_M + F_{ME} + F_E, \quad (1)$$

где магнитная F_M , магнитоупругая F_{ME} и упругая F_E части определяются выражениями [5]

$$F_M = (2M_0) \left[\frac{E}{2} m^2 + \frac{a}{2} m_z^2 + \frac{b}{2} l_z^2 - d(l_x m_y + l_y m_x) + f l_x^2 l_y^2 - mH \right],$$

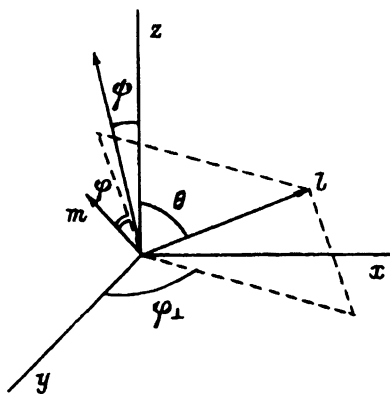


Рис. 1. Ориентация вектора антиферромагнетизма l и вектора намагниченности m при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в плоскостях zy и zx .

θ и φ_{\perp} — полярный и азимутальный углы вектора l ; φ — угол, характеризующий направление вектора m в плоскости, перпендикулярной l (этот угол отсчитывается от линии пересечения указанной плоскости с плоскостью, проходящей через ось z и вектор l).

$$F_{ME} = B_{11} (l_x^2 u_{xx} + l_y^2 u_{yy}) + B_{33} l_z^2 u_{zz} + B_{12} l_x l_y u_{xy} + B_{13} (l_x l_z u_{xz} + l_y l_z u_{yz}),$$

$$F_E = \frac{C_{11}}{2} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + \frac{C_{33}}{2} u_{zz}^2 + \frac{C_{44}}{2} (u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + \frac{C_{66}}{2} u_{xy}^2 + C_{12} u_{xx} u_{yy} + C_{13} (u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + \delta_{ik} u_{ik},$$

$$l = (M_1 - M_2) / 2M_0, \quad m = (M_1 + M_2) / 2M_0, \quad ml = 0 \quad (T \ll T_N),$$

$$b < 0, \quad a + b < 0, \quad E \gg |b| \gg \sqrt{fE}, \quad \text{ЛО} \parallel Oz.$$

Мы будем рассматривать такие поля, при которых $m \ll 1$, $H_y, H_x \ll H_z$. Магнитоупругое и упругое взаимодействия потребовались для того, чтобы одноосным сжатием (или растяжением) в базисной плоскости создать в этой плоскости одну ось анизотропии [9,10]. Минимизируя потенциал (1) как функцию переменных $m, \varphi, \varphi_{\perp}, \theta, u_{ik}$ (рис. 1), получаем систему уравнений

$$\frac{\partial F}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \varphi_{\perp}} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial u_{ik}} = 0. \quad (2)$$

Определяя u_{ik} из уравнений $\partial F / \partial u_{ik} = 0$ и подставляя найденные значения в (1), находим, что одноосное сжатие (или растяжение) вдоль оси x ориентирует вектор l также вдоль оси x , если $H_p = B_{11} \sigma_{xx} / (C_{11} - C_{12}) > 0$. В дальнейшем анизотропию, созданную одноосным сжатием (или растяжением), будем считать преобладающей по сравнению с относительно малой анизотропией, обусловленной членом $f l_x^2 l_y^2$, и этим членом будем пренебрегать.

Вначале рассмотрим влияние поля H_p и взаимодействие Дзялошинского (это взаимодействие также создает анизотропию в базисной плоскости) на характер спин-флоп перехода при Н/ЛО. В этом случае из системы (2) находим

$$\text{tg } 2\varphi_{\perp} = \frac{2dHz}{H_p E} \cos \theta. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что при изменении угла θ от $\pi/2$ до 0 угол между проекцией вектора l на базисную плоскость и осью x увеличивается, причем это увеличение тем значительнее, чем больше отношение d/H_p . Используя систему уравнений (2) и решение (3), находим при $(2dH_z)/(H_p E) \gg 1$ (это условие выполняется уже при $d \sim \sqrt{|b|H_p}$, т.е. при $d \ll |b|$, ибо $H_p \ll |b|$, и тем более выполняется при $d \sim |b|$) следующее выражение для интервала полей, в котором существуют метастабильные состояния (две фазы: $l \parallel \text{ЛО}$ и $l \perp \text{ЛО}$):

$$\Delta H = H_{EA} \left(\frac{|a+b|}{E} - \frac{d^2}{H_p E} \right), \quad H_{EA} = \sqrt{|b|E}. \quad (4)$$

Из соотношения (4) следует, что при $H_p < H_{pk} = d^2/|a+b|$ спин-фlop происходит в виде двух фазовых переходов второго рода, а при $H_p > H_{pk}$ имеет место фазовый переход первого рода. Следовательно, инвариантность взаимодействия Дзялошинского относительно вращения магнитной подсистемы в базисной плоскости приводит к существованию критического значения сжатия (или растяжения) кристалла в базисной плоскости, при котором изменяется характер спин-фlop перехода.

Фазовые диаграммы построим для двух случаев: 1) при вращении магнитного поля в плоскости, перпендикулярной плоскости, в которой находятся ЛО (ось $0z$) и ось анизотропии (ось $0x$), созданная одноосным давлением (это диаграмма в переменных H_z, H_y , и ее существование невозможно, если нет взаимодействия Дзялошинского), и 2) при вращении магнитного поля в плоскости zx (диаграмма в переменных H_z, H_x). Для построения фазовой диаграммы в переменных H_z, H_y из второго уравнения системы (2) находим

$$\text{tg } \varphi = \frac{H_y \sin \varphi_{\perp} - d \sin \theta \cos 2\varphi_{\perp}}{H_z \sin \theta - H_y \cos \theta \cos \varphi_{\perp} - \frac{d}{2} \sin 2\theta \sin 2\varphi_{\perp}}. \quad (5)$$

Кроме того, из анализа системы (2) следует, что при любой ориентации внешнего магнитного поля в плоскости zy решение $\varphi_{\perp} = \pi/2$ существует только в случае $\theta = \pi/2$. Поэтому, исключая из третьего уравнения системы (2) u_{ik}, m, φ , определенные соответственно из последнего, первого и второго уравнений, полагая $\varphi_{\perp} = \pi/2 + \varphi_0$, $\theta = \pi/2 - \theta_0$ и разлагая тригонометрические формулы в ряд с учетом малости φ_0 и θ_0 , получаем

$$\varphi_0 = \frac{H_z [(H_y + 2d)\theta_0 + \frac{1}{3}(H_y - d)\theta_0^3]}{(2H_p E + H_y^2)}. \quad (6)$$

Угол θ_0 мы можем рассматривать как параметр порядка в изучаемом ориентационном фазовом переходе и, следовательно, воспользоваться теорией фазовых переходов Ландау [11]. Поэтому, исключая в термодинамическом потенциале (1) u_{ik}, m, φ , разлагая как и ранее,

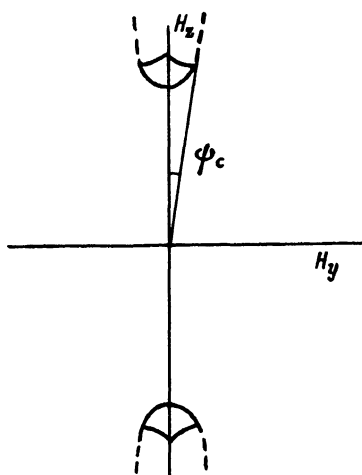


Рис. 2. Критические поля фазового перехода, обусловленного существованием взаимодействия Дзялошинского, инвариантного относительно вращения магнитной подсистемы в базисной плоскости АФМ.

тригонометрические функции в ряд с учетом того, что $\theta_0, \varphi_0 \ll 1$, а затем исключая φ_0 (6), находим

$$F = F_0 + A\theta_0^2 + B\theta_0^4, \quad (7)$$

где

$$A = H_z^2 + bE - H_z^2 \frac{2a + b}{E} - 2H_p E - H_z^2 \frac{(H_y + 2d)^2}{2H_p E}, \quad (7a)$$

$$B = \frac{1}{3} \left[-H_z^2 - bE + H_z^2 \frac{5a + 4b}{E} + 2H_p E + H_z^2 \frac{(H_y + 2d)(H_y + 8d)}{2H_p E} + \frac{6H_z^4 (H_y + 2d)^3 d}{(2H_p E)^3} \right]. \quad (7b)$$

Полагая

$$A = 0, \quad (8)$$

получаем¹ на диаграмме H_z, H_y ветви гиперболы с центром (0,0) и осью H_y в качестве мнимой оси (рис. 2). Эти ветви гиперболы определяют при $B > 0$ (и, следовательно, при $\psi > \psi_c$; ψ_c — критический угол между ЛО и направлением поля \mathbf{H} , в пределах которого переход вектора \mathbf{l} к оси x происходит в виде фазового перехода первого рода) линии фазового перехода второго рода, а при $B < 0$ ($\psi < \psi_c$) — линии нижнего поля лабильности. В трикритической точке справедливо как уравнение (8), так и уравнение

$$B = 0. \quad (9)$$

¹ В формулах (7a), (7b) мы не выписали тех громоздких членов, которые обусловлены учетом магнитоупругого взаимодействия, но роль которых по сути дела сводится лишь к перенормировке параметров магнитной части потенциала (1).

Из этих двух уравнений получаем следующие выражения для критического угла: если

$$H_z^2(H_y + 2d)^2 / (2H_p E)^2 \gg 1,$$

то

$$\psi_c = \frac{H_p}{H_{EA}} \left(\frac{4|a+b|E}{|b|d} \right)^{1/3} - \frac{2d}{H_{EA}}, \quad (10)$$

если

$$H_z^2(H_y + 2d)^2 / (2H_p E)^2 \ll 1,$$

то

$$\psi_c = \frac{H_p}{H_{EA}} \frac{|a+b|}{d} - \frac{2d}{H_{EA}}. \quad (11)$$

Из выражений (10), (11) следует, что с увеличением одноосного давления и при меньших полях Дзялошинского d критический угол увеличивается. Однако формулы (10), (11) получены при выполнении условия $H_y^2 \ll 2H_p E$. Если это условие не выполняется, то в выражении (7) не выполняется и условие $B = 0$, несмотря на выполнение условия $A = 0$. Поэтому ограничение $H_y^2 \ll 2H_p E$ равносильно ограничению на величину критического угла

$$\psi_c^2 \ll \frac{2H_p}{|b|}. \quad (12)$$

Отметим, что величина критического угла, определенного формулой (10), меньше по сравнению с величиной критического угла, определенного формулой (11). Существование линии фазового перехода второго рода можно определить в эксперименте, например, с помощью антиферромагнитного резонанса [12], а величину критического угла путем определения, например, области существования доменной структуры [1]. Таким образом, полученные теоретические результаты дают возможность не только однозначного экспериментального доказательства самого существования поля Дзялошинского в MnF_2 , но и определения величины этого поля. При построении фазовой диаграммы в случае вращения магнитного поля в плоскости xz необходимо учитывать следующее.

Составляющая магнитного поля, перпендикулярная ЛО благодаря взаимодействию Дзялошинского, и инвариантность самого взаимодействия Дзялошинского относительно вращения магнитной подсистемы в базисной плоскости стремятся вывести вектор антиферромагнетизма из плоскости xz . Однако если $dH_z \ll 2H_p E$ и отклонение направления магнитного поля от ЛО очень мало, то из анализа системы (2) следует, что угол между вектором l и плоскостью xz мал и в этом случае область метастабильных состояний на диаграмме H_z, H_x определяется двумя астроидами [13].

В заключение авторы выражают благодарность В.Г. Барьяхтару за поддержку идеи данной работы и ценные советы.

Список литературы

- [1] Лудко К.Л., Еременко В.В., Фридман В.М. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 2(8). С. 678-688.
- [2] De Gunzburg Par. J., Krebs J.P. // J. de Phys. 1963. V. 29. N 1. P. 42-46.
- [3] Melcher R.L. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 11. P. 4493-4496.
- [4] Кулешов В.С., Попов В.А. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 3. С. 937-940.
- [5] Еременко В.В., Канер Н.Э., Литвиненко Ю.Г., Мильнер А.А., Шапиро В.В. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 1. С. 62-68.
- [6] Еременко В.В., Канер Н.Э., Литвиненко Ю.Г., Шапиро В.В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4(10). С. 1289-1299.
- [7] Еременко В.В., Шапиро В.В. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 12. С. 1499-1517.
- [8] Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 6. С. 1547-1562.
- [9] Максименков П.П., Ожогин В.И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 2(8). С. 657-667.
- [10] Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 8. С. 2192-2197.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. С. 486-540.
- [12] Ожогин В.И., Шапиро В.Г. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 1. С. 96-108.
- [13] Чепурных Г.К. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 6. С. 1917-1919; Качанов М.И., Чепурных Г.К. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 4. С. 911-917.

Институт прикладной физики
АН Украины
Сумы

Поступило в Редакцию
18 января 1994 г.