Физика твердого тела, том 38, № 5, 1996
Solid State Physics, vol. 38, N 5, 1996

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

© *Г.К.Чепурных, О.Г.Медведовская, О.А.Никитина*

Институт прикладной физики Академии наук Украины,
244000 Сумы, Украина
(Поступило в Редакцию 28 июля 1995 г.
В окончательной редакции 22 декабря 1995 г.)

В настоящее время существует большое количество экспериментальных и теоретических исследований ориентационных фазовых переходов, индуцированных продольным магнитным полем в тетрагональных антиферромагнетиках (АФМ) CoF_2, FeF_2, MnF_2 (см., например, соответственно [1–7], [8,9], [10–15]). Характерной особенностью указанных легкоосных АФМ является наличие в них взаимодействия Дзялошинского (ВД) [16], которое неинвариантно относительно поворота магнитный подсистемы вокруг легкой оси (ЛО). Вместе с тем результаты экспериментального изучения (намагниченности, магнитооптических свойств, резонансных свойств) всех трех кристаллов оказались качественно различны. Более того, трактовка экспериментальных данных различными авторами даже для одних и тех же кристаллов оказалась не во всем совпадающей. Значительное внимание уделяется обнаруженному переходу вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ из антиферромагнитной фазы ($\mathbf{l} \parallel$ ЛО) в угловую фазу. В связи с этим было обращено внимание на работу [12], в которой для случая сверхслабого ВД (что, по мнению авторов [12], реализуется в АФМ MnF_2) доказывается, что если поле Дзялошинского d больше определенного критического значения ($d_{\rm cr}$), то этот фазовый переход является переходом второго рода, а если меньше, то переходом первого рода.

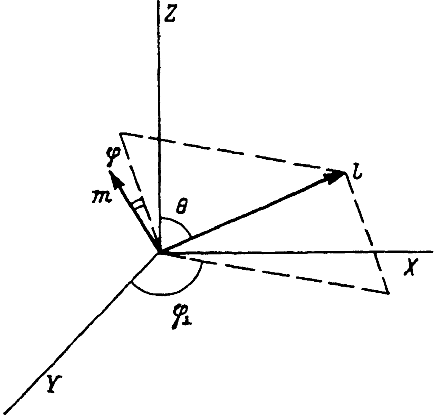
Целью данной работы является изучение фазовых переходов в поле $\mathbf{H} \parallel$ ЛО путем последовательного учета конкуренции двух различных анизотропий в базисной плоскости (анизотропии, связанной с ВД, и обменно-усиленной анизотропии четвертого порядка $fl_x^2l_y^2$), а также учета того, что любое ВД приводит к новым индуцированным фазовым переходам [17–19]. Кроме того, поскольку в АФМ MnF_2, FeF_2 не было обнаружено в антиферромагнитной фазе зависимости намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ от магнитного поля, то мы вначале не будем учитывать нарушение ортогональности между вектором суммарной намагниченности $\mathbf{m}$ и вектором $\mathbf{l}$ и термодинамический потенциал запишем в виде

$$F = (2M_0)\left[\frac{E}{2}\,\mathbf{m}^2 + \frac{b}{2}\,l_z^2 - d(l_xm_y + l_ym_x) - \frac{1}{4}\,a_2l_z^4 + fl_x^2l_y^2 - \mathbf{mH}\right], \quad (1)$$

где

$$\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0, \quad \mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0, \quad b < 0, \quad f > 0,$$

ЛО $\parallel OZ$ $(T \ll T_N)$.



Ориентация вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ и вектора намагниченности $\mathbf{m}$ при $\mathbf{H} \parallel OZ \parallel$ ЛО.

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

Вначале рассмотрим случай, когда поле Дзялошинского d превышает анизотропию, связанную с инвариантом $fl_x^2 l_y^2$, и этот инвариант не будем учитывать. Ограничимся полями, когда все еще можно считать $m^2 \ll 1$.

Определяя необходимые условия существования минимума потенциала (1) как функции переменных m, φ, θ, $\varphi_\perp$ (см. рисунок), получаем систему уравнений

$$\frac{\partial F}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \varphi_\perp} = 0. \tag{2}$$

Определяя из первого и второго уравнений системы (2) соответственно m и φ, а затем исключая m и φ из третьего и четвертого уравнений, мы получаем два громоздких уравнения относительно углов θ и $\varphi_\perp$. Эти два уравнения имеют решения (фаза $\mathbf{l} \parallel$ ЛО)

$$\sin\theta = 0, \qquad \cos 2\varphi_\perp = 0. \tag{3}$$

Из достаточных условий следует, что наибольшее значение магнитного поля $H = H_{c_1}$, при котором существует антиферромагнитная фаза, дается выражением

$$H_{c_1} = \sqrt{|b|E + a_2 E} - d. \tag{4}$$

Уравнения относительно θ и $\varphi_\perp$ допускают также решения (фаза $\mathbf{l} \perp$ ЛО)

$$\cos\theta = 0, \qquad \sin 2\theta_\perp = 0. \tag{5}$$

Однако решения (5) не удовлетворяют требованию минимума F. Эти же уравнения при $\cos 2\varphi_\perp = 0$ не допускают решения $\cos\theta = 0$. Таким образом, мы приходим к выводу о том, что в полях $H \geqslant H_{c_1}$ при указанных условиях реализуется только состояние

$$0 < \cos\theta \leqslant 1, \qquad \cos 2\varphi_\perp = 0, \tag{6}$$

т. е. существует угловая фаза при $\cos 2\varphi_\perp = 0$.

Существование вышеприведенных решений проверялось с помощью ЭВМ, и при этом не было обнаружено решений, при которых изменением полярного угла θ изменяется и азимутальный угол $\varphi_\perp$. Невозможность таких решений (при указанных условиях) мы покажем далее аналитически.

Для определения характера перехода между антиферромагнитной и угловой фазами достаточно (помимо поля H_{c_1}) определить поле H_{t_1} равновесного перехода. Поэтому, приравнивая значения потенциала (1) для этих двух фаз, находим

$$H_{t_1} = \sqrt{|b|E + \frac{1}{2}a_2 E(1+\cos^2\theta)} - d\cos\theta. \tag{7}$$

В окрестности трикритической точки угол $\theta \ll 1$, и, разлагая $\cos\theta$ в ряд, разность $H_{c_1} - H_{t_1}$ можно записать в виде

$$H_{c_1} - H_{t_1} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{a_2}{|b|+a_2}\right)^{\frac{1}{2}}(a_2E)^{\frac{1}{2}} - d\right]\theta^2. \tag{8}$$

Фазовый переход первого рода имеет место, если $H_{c_1} - H_{t_1} > 0$, а переход второго рода, если $H_{c_1} - H_{t_1} < 0$. Поэтому критическое значение поля Дзялошинского d_{cr}, при котором изменяется характер фазового перехода, определяется соотношением

$$d_{\text{cr}_1} \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{a_2}{|b|+a_2}\right)^{\frac{1}{2}}(a_2E)^{\frac{1}{2}}. \tag{9}$$

Теперь рассмотрим случай, когда между d^2 и fE возможны различные соотношения и, кроме того, d, $\sqrt{fE} < |b| \ll E$. Поскольку при дальнейших расчетах мы имеем в виду главным образом АФМ MnF_2, то в потенциале (1) вместо инварианта $-\frac{1}{4}a_2 l_z^4$ мы будем учитывать инвариант $\frac{1}{2}am_z^2$. Повторив всю выполненную ранее процедуру над системой (2), получим на этот раз два существенно менее громоздких уравнения относительно углов θ и $\varphi_\perp$. Эти два новых уравнения также допускают решения (3), (5), (6). Кроме того, из второго из этих уравнений следует

$$\sin 2\varphi_\perp = -\frac{2dH\cos\theta}{(2d^2+fE)\sin^2\theta}. \tag{10}$$

Используя (10), получаем следующее относительно простое уравнение для полярного угла θ:

$$\cos\theta\left\{\sin\theta\left[\frac{a+b}{E}H^2\sin^2\theta + |b|E\left(1+\frac{a\sin^2\theta - b\cos^2\theta}{E}\right) - H^2\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{2d^2H^2}{(2d^2+fE)\sin\theta}\left[2\cos^2\theta\left(\frac{fE}{2d^2+fE}-1\right)+\sin^2\theta\right]\right\} = 0. \tag{11}$$

Это уравнение соответствует случаю, когда изменение полярного угла θ приводит к изменению и азимутального угла $\varphi_\perp$. Полагая в уравнении (11) $\theta = \pi/2$, находим, что наименьшее значение магнитного поля $H = H_{c_2}$, при котором существует фаза[1] $\mathbf{l} \perp$ ЛО, определяется формулой

$$H_{c_2}^2 = |b|E\left(1 + \frac{a}{E}\right)\left(1 - \frac{a+b}{E} - \frac{2d^2}{2d^2 + fE}\right)^{-1}. \quad (12)$$

Особенность уравнения (11) состоит в том, что оно при $H \neq 0$ не имеет решения $\theta = 0$, т.е. при появлении магнитного поля $\mathbf{H} \parallel$ ЛО вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ отклоняется от ЛО. Однако из уравнения (11) также следует, что это отклонение становится меньше с уменьшением отношения d^2/fE. И если отношение d^2/fE настолько мало, что $d^2/fE \sim |a+b|/E \ll 1$, и соответственно в уравнении (11) можно пренебречь членом $\sim (d^2/fE)^2 H^2$ (т.е. положить $d^2H^2/(2d^2 + fE)[fE/(2d^2 + fE) - 1] = 0$), то роль поля Дзялошинского d сведется к незначительной и одинаковой перенормировке полей лабильности. По-видимому, этот случай и имеет место в АФМ MnF_2. Для определения характера перехода из угловой фазы в фазу $\mathbf{l} \perp$ ЛО с ростом поля $\mathbf{H} \parallel$ ЛО также достаточно определить поле H_{t_2} равновесного перехода между этими двумя фазами. Исключая из потенциала (1) m, φ, $\varphi_\perp$ и приравнивая значения потенциала в фазе $\mathbf{l} \perp$ ЛО и угловой фазе, находим

$$H_{t_2}^2 = |b|E\left[1 - \frac{2d^2}{2d^2 + fE}\left(2 - \frac{fE}{2d^2 + fE}\right) - \frac{a+b}{E}\sin^2\theta - \frac{a}{E}\right]^{-1}. \quad (13)$$

Если $d^2 \sim fE$, то очевидно, что $H_{t_2} > H_{c_2}$, поэтому переход между угловой фазой и фазой $\mathbf{l} \perp$ ЛО является переходом первого рода. Если $d^2/fE \ll 1$, то условие $H_{t_2}^2 - H_{c_2}^2 > 0$ сводится к условию

$$-\frac{a+b}{E}\cos^2\theta + 2\left(\frac{d^2}{fE}\right)^2 > 0. \quad (14)$$

При $a + b < 0$ условие (14) выполняется при любых малых d^2/fE. Если же $a + b > 0$ (т.е. при $d = 0$ переход между фазами $\mathbf{l} \parallel$ ЛО и $\mathbf{l} \perp$ ЛО происходит в виде двух переходов второго рода [20]), то переход первого рода реализуется при

$$d^2 > d_{\mathrm{cr}_2}^2 = \left(\frac{1}{2}\frac{a+b}{E}\right)^{\frac{1}{2}} fE. \quad (15)$$

Таким образом, изучение фазовых переходов в случае $fE > d^2$ позволяет объяснить поведение магнитных подсистем в кристаллах FeF_2

[1] При $fE > d^2$ вектор $\mathbf{l}$ в фазе $\mathbf{l} \perp$ ЛО ориентируется [13] вдоль оси OX.

и MnF_2. Что касается АФМ CoF_2, то рассмотренный в первой половине работы случай $d^2 > fE$ при нежестком ограничении на соотношения между величинами параметров потенциала (1) ($m^2 \ll 1$) показывает, что обнаруженные в эксперименте фазы и особенности оптических и резонансных свойств хорошо описываются на основе традиционной феноменологической теории. Что касается объяснения намагничивания продольным магнитным полем, то достаточно [7] к термодинамическому потенциалу (1) добавить инвариант $\frac{1}{2}G(\mathbf{ml})^2$, т.е. отказаться [7] от условия $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$.

Список литературы

[1] Richards P.L. J. Appl. Phys. **35**, 850 (1964).
[2] Lines M.E. Phys. Rev. **A137**, 982 (1965).
[3] Allen S.J., Guggenheim H.J. Phys. Rev. **B4**, 950 (1971).
[4] Шапиро В.Г., Ожогин В.И., Гуртовой К.Г. Изв. АН СССР. Сер. физ. **36**, 1559 (1972).
[5] Кочарян К.Н., Рудашевский Е.Г. Изв. АН СССР. Сер. физ. **36**, 1556 (1972).
[6] Харченко Н.Ф., Еременко В.В., Белый Л.И. ЖЭТФ **82**, *3*, 827 (1982).
[7] Гуртовой К.Г., Лагутин А.С., Ожогин В.И. ЖЭТФ **83**, *5(11)*, 1941 (1983).
[8] Литвиненко Ю.Г., Шапиро В.В. ФНТ **2**, 233 (1976).
[9] King A.R., Jaccarino V., Sakakibara T., Motokawa M., Date M. Phys. Rev. Lett. **47**, 117 (1981).
[10] De Gunrbourg J., Krebs J.P. J. de Phys. **29**, *1*, 42 (1968).
[11] Melcher R.L. Phys. Rev. **B1**, *11*, 4493 (1970).
[12] Кулешов В.С., Попов В.А. ФТТ **15**, *3*, 973 (1973).
[13] Еременко В.В., Канер Н.Е., Литвиненко Ю.Г., Шапиро В.В. ЖЭТФ **89**, *4(10)*, 1289 (1985).
[14] Еременко В.В., Шапиро В.В. ФНТ **16**, *12*, 1499 (1990).
[15] Чепурных Г.К., Колесник М.И., Медведовская О.Г. ФТТ **36**, *8*, 2289 (1994).
[16] Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ **32**, *6*, 1547 (1957).
[17] Ожогин В.И., Шапиро В.Г. Письма в ЖЭТФ **6**, *1*, 467 (1967).
[18] Левитин Р.З., Шуров В.А. Письма в ЖЭТФ **7**, *2*, 142 (1968).
[19] Медведовская О.Г., Чепурных Г.К. ФТТ **27**, *3*, 718 (1985); **27**, *10*, 3144 (1985); **28**, *10*, 3203 (1986).
[20] Туров Е.А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.–Л. (1963).