

Особенности фазовых переходов в легкоосных тетрагональных антиферромагнетиках

© Г.К. Чепурных, В.С. Иваний, О.Г. Медведевская, О.А. Никитина

Институт прикладной физики Академии наук Украины,
244030 Сумы, Украина

(Поступила в окончательном виде 12 апреля 1999 г.)

Изучены особенности фазовых переходов в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном легкой оси, и, в частности, показано, что характер перехода магнитной подсистемы из антиферромагнитной фазы в угловую зависит от "знака" взаимодействия Дзялошинского. В полях выше порогового поля определены условия ориентации вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} в базисной плоскости. Доказано, что переход из угловой фазы в состояние, когда результирующий магнитный момент \mathbf{m} параллелен легкой оси, происходит в поле спин-флип-перехода. Из анализа конфигурации магнитной подсистемы при произвольной ориентации внешнего магнитного поля следует, что величина критического угла (ψ_{cr}), в пределах которого происходит фазовый переход первого рода, удовлетворяет условию $\psi_{cr} \ll 1$ в случае, если константа анизотропии f в базисной плоскости порядка первой константы анизотропии b . Обычно $|f| \ll |b|$, и в этом случае трикритическая точка на фазовой диаграмме H_y, H_z удовлетворяет условию $H_y \sim H_z$.

Изучению ориентационных фазовых переходов, индуцированных внешним магнитным полем \mathbf{H} в легкоосных тетрагональных антиферромагнетиках (АФМ) CoF_2 , FeF_2 , MnF_2 , посвящено много работ (см., например, соответственно [1–7], [8,9], [10–16]). Вместе с тем трактовка экспериментальных результатов и теоретические исследования указанных АФМ вызвали определенные трудности. Кроме того, общей проблемой [17,18] для АФМ с взаимодействием Дзялошинского (ВД) является экспериментальное определение "знака" ВД, что представляется принципиально интересным с точки зрения микроскопической теории ВД. Согласно [17], ответ на этот вопрос можно дать, определив в эксперименте направление поворота вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} вокруг поля \mathbf{H} в геометрии $\mathbf{H} \perp \mathbf{EMA} \parallel \mathbf{d}$ (\mathbf{EMA} — easy magnetization-axis, \mathbf{d} — постоянный вектор, величина, компонент которого характеризует величину ВД). Однако, как обращено внимание в [18], мессбауэровский эксперимент [17] на легкоосном гематите не дал однозначного результата (см. также [19]). Поэтому представляет интерес поиск других экспериментальных возможностей решения указанного вопроса.

В предлагаемой работе изучены особенности фазовых переходов при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{EMA}$ и, в частности, показано, что характер перехода между антиферромагнитной и угловой фазами зависит от "знака" ВД. Изучена также конфигурация магнитных моментов при произвольной ориентации \mathbf{H} относительно \mathbf{EMA} .

Термодинамический потенциал используется в форме

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

$$\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0, \quad \mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0, \quad \mathbf{l} \perp \mathbf{m},$$

$$b < 0, \quad f > 0, \quad d > 0.$$

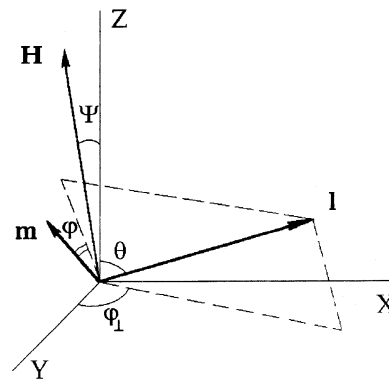
$$E \gg |b| \gg f, \quad \mathbf{EMA} \parallel \mathbf{OZ}. \quad (1)$$

Обратим внимание, что в отличие от работ [7,12] в потенциале (1) перед константой Дзялошинского d выбран знак минус. При рассмотрении необходимых условий существования минимума потенциала (1), как функции переменных $m, \varphi, \theta, \varphi_{\perp}$ (см. рисунок), получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \partial F / \partial m &= 0, & \partial F / \partial \varphi &= 0, \\ \partial F / \partial \theta &= 0, & \partial F / \partial \varphi_{\perp} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

и вначале будем рассматривать случай $\mathbf{H} \parallel \mathbf{EMA}$.

Используя систему уравнений (2) и достаточные условия существования минимума (1), находим, что в полях выше поля перехода из антиферромагнитной фазы ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{EMA}$), угловая фаза ($\cos 2\varphi_{\perp} = 0, \cos \theta < 1$)



Ориентация вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} и вектора намагниченности \mathbf{m} при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в плоскости ZY . θ и φ_{\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 OZ и вектор \mathbf{l}).

реализуется при $2d^2 > fE$, а фаза $\mathbf{I} \perp EMA$ ($\cos \theta = 0$, $\sin 2\varphi_{\perp} = 0$) реализуется¹ при $2d^2 > fE$.

Используя также достаточные условия, находим, что наибольшее значение магнитного поля, при котором имеет место антиферромагнитная фаза, дается выражением

$$H_{Cr} = H_{EA} \left(1 - \frac{b}{2E}\right) + d, \quad (H_{EA} = \sqrt{|b|E}). \quad (3)$$

Определяя затем поле H_p равновесного перехода между угловой и антиферромагнитной фазами, находим, что при $\theta \ll 1$ разность полей

$$C_{Cr} - H_p = \frac{1}{2} \left(d - |b| \frac{a+b}{\sqrt{|b|E}} - \sqrt{fE} \frac{\sqrt{f}}{2\sqrt{|b|}} \right) \theta^2. \quad (4)$$

Если $a + b < 0$ (т.е. обычный спин-флоп-переход происходит в виде перехода первого рода [20]), то $H_{Cr} - H_p > 0$ и, следовательно, переход между антиферромагнитной и угловой фазами является переходом первого рода. Более того, если даже $a + b > 0$ (т.е. обычный спин-флоп-переход происходит в виде двух переходов второго рода [20]), то поскольку $d > \sqrt{fE}/2$ и обычно $|b| \sim \sqrt{fE}$, то и в этом случае $H_{Cr} - H_p > 0$.

Тем не менее заметим, что в принципе, если выполняется жесткое условие $[(a+b)/E] \sqrt{2|b|/f} > 1$, то при $d < d_{cr} = |b|(a+b)/H_{EA}$ имеет место переход второго рода.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. На рисунке вектор \mathbf{m} является осью вращения вектора \mathbf{I} (то же самое имеет место и в случае с гематитом [17]) и если смотреть против направления \mathbf{m} , то в нашем случае вектор \mathbf{I} повернут от оси Z по часовой стрелке. Если вращать вектор \mathbf{I} против часовой стрелки, то в формуле (4) перед константой Дзялошинского d появится знак минус и поэтому разность $H_{Cr} - H_p < 0$ и, следовательно, переход между антиферромагнитной и угловой фазами будет переходом второго рода.

Таким образом, мы видим, что, определив в эксперименте характер перехода между антиферромагнитной и угловой фазами, мы тем самым определим направление вращения вектора антиферромагнетизма \mathbf{I} . Сказанное справедливо и для случая, если в потенциале (1) вместо инварианта $(a/2)m_z^2$ использовать инвариант $(-a_2/4)l_z^4$. Однако при повороте вектора \mathbf{I} от оси Z по часовой стрелке в формулах (4), (7), (8) работы [16] перед константой Дзялошинского d необходимо поставить знак "+".

Заканчивая рассмотрение случая $2d^2 > fE$, отметим, что из анализа системы уравнений (2) следует: после перехода магнитной подсистемы в угловую фазу с ростом магнитного поля решение $\cos \theta = 0$ при $\cos 2\varphi_{\perp} = 0$ существует, если $m = 1$, т.е. поля спин-флоп-перехода и спин-флип-перехода совпадают.

¹ В легкоплоскостных тетрагональных антиферромагнетиках угол $\theta = \pi/2$ при любой ориентации вектора \mathbf{I} в базисной плоскости, условия, при которых $\cos 2\varphi_{\perp} = 0$ или $\sin 2\varphi_{\perp} = 0$, приведены в [20].

Решение вопроса об ориентации вектора \mathbf{I} в базисной плоскости в полях выше порогового поля позволяет при $d < \sqrt{fE}/2$ получить следующее уравнение относительно угла θ :

$$\sin 2\theta \left[\frac{2a+b}{E} H^2 \sin^2 \theta - \frac{b}{E} H^2 \cos^2 \theta - bE - H^2 - d^2 + \frac{2d^2 H^2}{2d^2 + fE} \right] = 0. \quad (5)$$

Из полученного уравнения следуют состояния $\mathbf{I} \parallel EMA$ и $\mathbf{I} \perp EMA$.

Отметим, что уравнение (5) получено при пренебрежении членами $\sim (b/E)^2 H^2$ и если благодаря ВД и существует угловая фаза, то этот эффект крайне незначительный.

Из уравнения (5) для полей лабильности H_1 и H_2 получаем следующие выражения:

$$H_1 = \sqrt{|b|E} \sqrt{\frac{2d^2 + fE}{fE}} \times \left(1 - \frac{d^2}{2|b|E} - \frac{2d^2 + fE}{2fE} \frac{b}{E} \right), \quad (6)$$

$$H_2 = \sqrt{|b|E} \sqrt{\frac{2d^2 + fE}{fE}} \times \left(1 - \frac{d^2}{2|b|E} + \frac{2d^2 + fE}{2fE} \frac{2a+b}{E} \right). \quad (7)$$

Интервал метастабильных состояний при фазовом переходе первого рода определяется выражением

$$H_1 - H_2 = \sqrt{|b|E} \times \left(1 - \frac{d^2}{2|b|E} \right) \left(\frac{2d^2 + fE}{fE} \right)^{3/2} \frac{|a+b|}{E}. \quad (8)$$

Поле H_{sp} спин-флоп равновесного перехода определяется выражением

$$H_{sp} = \sqrt{|b|E} \sqrt{\frac{2d^2 + fE}{fE}} \times \left(1 - \frac{d^2}{2|b|E} + \frac{2d^2 + fE}{2fE} \frac{a}{E} \right). \quad (9)$$

Из полученных выражений для пороговых полей видно, что при $fE \sim 2d^2$ происходит их существенная перенормировка.

Конфигурацию магнитной подсистемы в наклонном магнитном поле (см. рис. 1) рассмотрим, следуя стандартному приему [15]. Используя систему уравнений (2) и полагая угол $\theta = \pi/2 - \theta_0$, запишем при $\theta_0 \ll 1$ термодинамический потенциал (1) в виде

$$F = F_0 + A\theta_0^2 + B\theta_0^4, \quad (10)$$

где θ_0 — параметр порядка.

Из уравнения

$$A = 0 \quad (11)$$

мы можем на фазовой диаграмме H_y, H_z определить критическую линию, на которой (и выше которой) реализуется состояние $\mathbf{1} \perp E\mathbf{MA}$.

Используя уравнение (11) и уравнение

$$B = 0, \quad (12)$$

можно определить трикритическую точку и, следовательно, критический угол ψ_{cr} [21], в пределах которого имеет место переход первого рода между состоянием $\mathbf{1} \perp E\mathbf{MA}$ и угловой фазой. Однако, несмотря на использование ограничения $H_y \ll H_z$, полученные выражения для A и B оказались чрезвычайно громоздкими. Поэтому приведем выражения для A и B при дополнительном ограничении $H_y^2 \ll (fE + 2d^2)$

$$A = H_z^2 + bE - H_z^2 \frac{2a + b}{E} + d^2 + dH_y - \frac{H_z^2(2d + H_y)^2}{2(fE + 2d^2)}, \quad (13)$$

$$B = \frac{1}{3} \left[-H_z^2 - bE + H_z^2 \frac{5a + 4b}{E} - d^2 - \frac{dH_y}{4} \right] + \frac{1}{3} \left[\frac{2H_z^2(2d + H_y)(d - H_y)}{2(fE + 2d^2)} - \frac{3H_y H_z^4 (2d + H_y)^3}{[2(fE + 2d^2)]^3} \right]. \quad (14)$$

Из соотношений (11), (13) следует, что с ростом H_y H_z также увеличивается. Если из соотношений (11), (13) определить H_z и подставить в (14), то мы обнаружим, что $B < 0$ и, следовательно, имеет место область фазового перехода первого рода. Такой же вывод следует и при использовании ограничения $H_y^2 \gg (fE + 2d^2)$.

Таким образом, мы видим, что при выполнении обычного условия $|b| \gg f$ условие для критического угла $\psi_{cr} \ll 1$ не выполняется.

Полученные результаты необходимы при проведении экспериментальных исследований легкоосных тетрагональных антиферромагнетиков.

Список литературы

- [1] P.L. Richards. J. Appl. Phys. **35**, 850 (1964).
- [2] M.E. Lines. Phys. Rev. **A137**, 982 (1965).
- [3] S.J. Allen, H.J. Guggenheim. Phys. Rev. **134**, 950 (1971).
- [4] В.Г. Шапиро, В.И. Ожогин, К.Г. Гуртовой. Изв. АН СССР. Сер. физ. **36**, 1556 (1972).
- [5] К.Н. Кочарян, Е.Г. Рудашевский. Изв. АН СССР. Сер. физ. **36**, 1556 (1972).
- [6] Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый. ЖЭТФ **82**, 3, 827 (1982).
- [7] К.Г. Гуртовой, А.С. Лагутин, В.И. Ожогин. ЖЭТФ **83**, 5(11), 1941 (1982).
- [8] Ю.Г. Литвиненко, В.В. Шапиро. ФНТ **2**, 233 (1976).
- [9] A.R. King, V. Jaccarino, T. Sakakibara, M. Motokawa, M. Date. Phys. Rev. Lett. **47**, 117 (1981).
- [10] J. De Gunzbourg, J.P. Krebs. J. De Phys. **29**, 1, 42 (1968).
- [11] R.L. Melcher. Phys. Rev. **B1**, 11, 4493 (1970).
- [12] В.С. Кулешов, В.А. Попов. ФТТ **15**, 3, 973 (1973).
- [13] В.В. Еременко, Н.Е. Канер, Ю.Г. Литвиненко, В.В. Шапиро. ЖЭТФ **89**, 4(10), 1289 (1985).
- [14] В.В. Еременко, В.В. Шапиро. ФНТ **16**, 12, 1499 (1990).
- [15] Г.К. Чепурных, М.И. Колесник, О.Г. Медведовская. ФТТ **36**, 8, 2289 (1994).
- [16] Г.К. Чепурных, О.Г. Медведовская, О.А. Никитина. ФТТ **38**, 5, 1641 (1996).
- [17] В.И. Ожогин, С.С. Якимов, Р.А. Восканян, В.Я. Галицкий. Письма в ЖЭТФ **8**, 256 (1968).
- [18] В.И. Ожогин. Автореф. докт. дисс. ИАЭ (1974).
- [19] Р.З. Левитин, В.А. Щуров. Сб.: Физика и химия ферритов. Изд-во МГУ, М. (1973). С. 162.
- [20] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупругих кристаллов. М.-Л. (1963). 222 с.
- [21] Г.К. Чепурных. ФТТ **10**, 6, 1917 (1968); М.И. Каганов, Г.К. Чепурных. ФТТ **11**, 4, 911 (1969).