

Диаграмма состояний антиферромагнетика с преобладающим взаимодействием Дзялошинского

Е.М. Завражная, Г.К. Чепурных

Институт прикладной физики НАН Украины, ул. Петропавловская, 58, г. Сумы, 40030, Украина
E-mail: iapuas@gluk.aps.org

Статья поступила в редакцию 12 июля 2005 г., после переработки 3 июня 2006 г.

Для легкоосного тетрагонального антиферромагнетика с преобладающим взаимодействием Дзялошинского в переменных H_z, H_y построена фазовая диаграмма. На этой диаграмме линии переходов второго рода между угловой фазой и фазой, в которой вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} перпендикулярен «легкой» оси намагничивания, начинаются и заканчиваются в полях спин-флип перехода (т.е. в обменном поле). Особенностью этих линий фазового перехода второго рода является также и то, что каждая из этих линий имеет две трикритические точки, в которых происходит переход в линию фазового перехода первого рода. Определен критический угол между направлением магнитного поля и базисной плоскостью, в пределах которого происходит фазовый переход первого рода. Величина этого угла зависит от температуры. Положение трикритической точки на фазовой диаграмме H_z-H_y (или, что то же самое, H_z-H_x) также зависит от температуры.

Для легкоосного тетрагонального антиферромагнетика с преобладающим взаимодействием Дзялошинского в переменных H_z, H_y построена фазовая диаграмма. На этой диаграмме линии переходов второго рода между угловой фазой и фазой, в которой вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} перпендикулярен «легкой» оси намагничивания, начинаются и заканчиваются в полях спин-флип перехода (т.е. в обменном поле). Особенностью этих линий фазового перехода второго рода является также и то, что каждая из этих линий имеет две трикритические точки, в которых происходит переход в линию фазового перехода первого рода. Определен критический угол между направлением магнитного поля и базисной плоскостью, в пределах которого происходит фазовый переход первого рода. Величина этого угла зависит от температуры. Положение трикритической точки на фазовой диаграмме H_z-H_y (или, что то же самое, H_z-H_x) также зависит от температуры.

PACS: 75.10.Jm

Ключевые слова: антиферромагнетик, фазовые переходы, взаимодействие Дзялошинского, магнитная анизотропия.

Из экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1,2]) антиферромагнетиков (АФМ) следует, что взаимодействие Дзялошинского (ВД), объясняющее существование слабого ферромагнетизма в легкочленистых АФМ, существенно влияет на поведение магнитной подсистемы и в легкоосных АФМ во внешнем магнитном поле. Имеются АФМ, в которых ВД не вносит анизотропию в базисной плоскости, и такие АФМ, в которых ВД вносит анизотропию в базисной плоскости. Представители первых — АФМ α - Fe_2O_3 и ортоферриты с точкой Морины, а вторых — тетраго-

нальные АФМ $\text{MnF}_2, \text{FeF}_2, \text{CoF}_2$. Обоим типам АФМ исследователи уделяют внимание и в настоящее время (см., например, [3,4]). В предлагаемой работе рассматриваются легкоосные тетрагональные АФМ, т.е. АФМ, в которых ВД вносит анизотропию в базисной плоскости и поэтому гамильтониан записывается в виде

$$\mathcal{H} = 2M_0 \left[\frac{E}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{b}{2} l_z^2 - d(l_x m_y + l_y m_x) - \frac{1}{4} a_2 l_z^4 + f l_x^2 l_y^2 - \mathbf{mH} \right], \quad (1)$$

где

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

$$b < 0, f > 0, d > 0, E \gg |b| \gg f, 2d^2 > fE,$$

$$a_2 > 0, \text{EMA} \parallel OZ, T \ll T_N, \quad (2)$$

здесь ЕМА — «легкая» ось намагничивания (easy magnetization axis).

Приведем лишь те результаты исследований легкоосных АФМ с ВД, которые были использованы при выполнении настоящей работы. Фазовый переход, реализуемый благодаря ВД, при котором вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} переходит в базисную плоскость под влиянием магнитного поля $\mathbf{H} \parallel OX$, впервые экспериментально обнаружен в тетрагональном АФМ CoF_2 [5]. Этот фазовый переход в легкоосном АФМ $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ теоретически и экспериментально изучался в работе [6] при произвольной ориентации магнитного поля в плоскости ZX . Выбор плоскости ZX (или, что то же самое, плоскости ZY) связан с тем, что только в этом случае происходит фазовый переход вектора \mathbf{l} в базисную плоскость, и для кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ важно, чтобы плоскость, в которой вращается магнитное поле, проходила через ЕМА. Этот вывод следует и из уравнений [6], определяющих состояние магнитной подсистемы, и из симметричного анализа [7]. Из имеющихся исследований [2,5,6] следует, что поведение магнитной подсистемы АФМ в поле $\mathbf{H} \parallel OY$ (или, что то же самое, $\mathbf{H} \parallel OX$, принципиально важно само условие $\mathbf{H} \perp \text{EMA}$, т.е. $H_z = 0$) не зависит от того, вносит ВД анизотропию в базисную плоскость или нет. И если в работе [6] по этому поводу было сделано только замечание, то в работе [2] (см. стр. 1950) для поперечного магнитного поля $\mathbf{H} = (H, 0, 0)$ было проведено более подробное изучение (см. формулы (22)–(26) и далее по тексту). До появления работ [1,2] не было оснований считать, что и в поле $\mathbf{H} \parallel \text{EMA} \parallel OZ$ симметрия ВД влияет на состояние магнитной подсистемы. Однако экспериментальные работы [1,2] показали, что в легкоосном тетрагональном АФМ CoF_2 , которому свойственно сильное ВД, с ростом магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \text{EMA}$ вместо обычного перехода вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} из состояния $\mathbf{l} \parallel \text{EMA}$ в состояние $\mathbf{l} \perp \text{EMA}$ происходит переход \mathbf{l} из антиферромагнитной фазы в угловую.

Поскольку и антиферромагнетику MnF_2 , и антиферромагнетику CoF_2 свойственно ВД, которое вносит анизотропию в базисную плоскость, но в первом случае наблюдается спин-флоп переход, а во втором нет, то в работе [8] предпринято более подробное изучение состояний магнитной подсистемы, исполь-

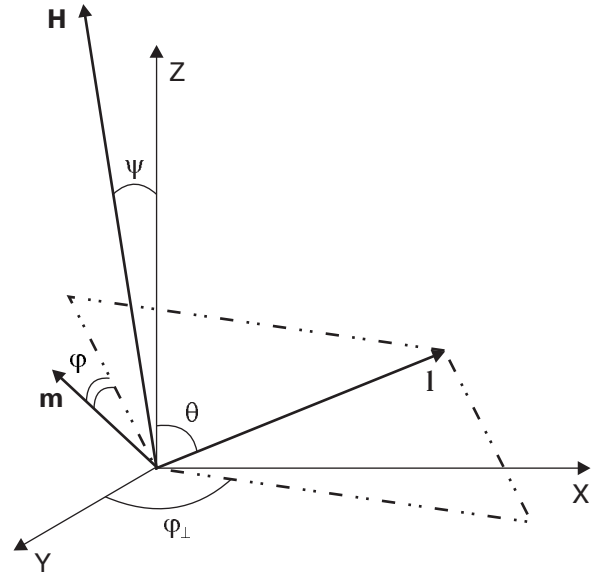


Рис. 1. Ориентация вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} и вектора намагниченности \mathbf{m} при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в плоскости ZY : θ и ϕ_{\perp} — полярный и азимутальный углы вектора \mathbf{l} ; ϕ — угол, характеризующий направление вектора \mathbf{m} в плоскости, перпендикулярной \mathbf{l} (отсчитывается от линии пересечения указанной плоскости с плоскостью, проходящей через ось Z и вектор \mathbf{l}).

зуя гамильтониан (1). Возможные состояния магнитной подсистемы можно представить, как показано на рис. 1.

Поэтому как в работе [8], так и в настоящей работе гамильтониан (1) рассматривается как функция четырех переменных: m , ϕ , θ и ϕ_{\perp} . В этом случае при использовании необходимых условий существования минимума (1) получаем систему уравнений

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \phi} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \phi_{\perp}} = 0. \quad (3)$$

Достаточные условия существования минимума (1) сводятся к тому, что все главные миноры матрицы $\hat{A} = (a_{ik})$, где

$$a_{ik} = \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial x_i \partial x_k} \quad (x_1 = m, x_2 = \phi, x_3 = \theta, x_4 = \phi_{\perp}) \quad (4)$$

должны быть строго положительными.

Из уравнений (3) следуют возможные состояния магнитной подсистемы, а достаточные условия позволяют определить, какие из этих состояний удовлетворяют требованию минимума гамильтониана $\mathcal{H} = \mathcal{H}(m, \phi, \theta, \phi_{\perp})$.

В случае продольного магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel \text{EMA}$) уравнения (3) имеют решения, соответствующие антиферромагнитной фазе ($\mathbf{l} \parallel \text{EMA}$), и

из достаточных условий определено наибольшее значение магнитного поля, при котором все еще реализуется состояние $\mathbf{I} \parallel \text{EMA}$. Уравнения (3) допускают также решения

$$\cos \theta = 0, \quad \sin 2\varphi_{\perp} = 0 \quad (\text{фаза } \mathbf{I} \perp \text{EMA}). \quad (5)$$

Однако решения (5) удовлетворяют минимуму гамильтониана (1), если выполняется условие

$$2d^2 < fE. \quad (6)$$

Если ВД является преобладающим, т.е. выполняется условие

$$2d^2 > fE, \quad (7)$$

то решения (5) (в случае продольного поля) не удовлетворяют* требованию минимума гамильтониана $\mathcal{H} = \mathcal{H}(m, \varphi, \theta, \varphi_{\perp})$. Поэтому поведение магнитной подсистемы определяется решениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta} = & \sin \theta \cos \theta [H_y^2 \cos^2 \varphi_{\perp} - H_z^2 + dl \sin 2\varphi_{\perp} (H_y \sin \theta \cos \varphi_{\perp} + H_z \cos \theta)] - \\ & - (dl)^2 (\cos 2\theta \sin^2 2\varphi_{\perp} + \cos^2 2\varphi_{\perp}) - bEl^2 + a_2 El^4 \cos^2 \theta + fEl^4 \sin^2 \theta \sin^2 2\varphi_{\perp}] - \\ & - dl \cos 2\theta \sin 2\varphi_{\perp} (H_y \cos \theta \cos \varphi_{\perp} - H_z \sin \theta) + H_y (H_z \cos 2\theta \cos \varphi_{\perp} + dl \cos \theta \sin \varphi_{\perp} \cos 2\varphi_{\perp}) = 0, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi_{\perp}} = & \sin \theta \left\{ \sin^3 \theta \sin 4\varphi_{\perp} \left[(dl)^2 + \frac{1}{2} fEl^4 \right] + dl \cos 2\varphi_{\perp} [H_y \cos \varphi_{\perp} (1 - 2 \cos^2 \theta) + H_z \sin 2\theta] - \right. \\ & \left. - H_y \sin \varphi_{\perp} [H_y \sin \theta \cos \varphi_{\perp} + H_z \cos \theta - dl \sin 2\varphi_{\perp} (\cos^2 \theta - 2)] \right\} = 0, \quad (10) \end{aligned}$$

где

$$l^2 = 1 - m^2, \quad (11)$$

а m определено из первого уравнения системы (3). В уравнениях (9), (10) оставлена переменная $l = (1 - m^2)^{1/2}$, следуя работе [2], так как в этом случае определение возможных состояний оказывается более удобным.

Вследствие учета условия (7) инвариант $fl_x^2 l_y^2$ использовать не будет.

Прежде чем строить диаграмму состояний в переменных H_z, H_y , необходимо построить диаграмму состояний для случая, когда поле $\mathbf{H} \parallel OY$, ибо линии фазовых переходов в переменных H_z, H_y при $H_z = 0$ должны совпадать с теми значениями, которые определены для случая $\mathbf{H} \parallel OY$ ($H_z = 0$). При

$$\cos 2\varphi_{\perp} = 0, \quad \cos \theta < 1 \quad (\text{угловая фаза}), \quad (8)$$

которые также следуют из уравнений (3).

Эти выводы объясняют, почему в АФМ MnF_2 наблюдается спин-флип переход, а в АФМ CoF_2 — нет**.

Поскольку изучение физических свойств магнитоупорядоченных кристаллов при произвольной ориентации магнитного поля относительно главной оси симметрии кристалла (обычно ось Z) наиболее продуктивно, если построена диаграмма состояний, то цель данной работы — построение диаграммы состояний тетрагонального АФМ в переменных H_z, H_y .

Используя первое и второе уравнения системы (3), третье и четвертое уравнения этой системы представим в виде

$H_z = 0$ из уравнения (10) следует решение $\varphi_{\perp} = \pi/2$. Подставляя это решение в (9) и вводя переменные

$$\gamma = \frac{|b|E - d^2}{a_2 E} + 1, \quad \eta = \frac{Hd}{2a_2 E}, \quad (12)$$

получаем следующее уравнение относительно угла θ :

$$\sin^3 \theta - \gamma \sin \theta + 2\eta = 0. \quad (13)$$

При записи уравнения (13) считаем $l = 1$, так как в данном случае фазовый переход происходит в полях, когда $m^2 \ll 1$.

Из уравнения (13) находим, что линии потери устойчивости угловой фазы и фазы $\mathbf{I} \parallel OY$ (т.е. область метастабильных состояний) определяются выражениями

* Точнее, состояние, когда результирующий магнитный момент \mathbf{m} параллелен ЕМА, реализуется в поле спин-флип перехода, т.е. в обменном поле.

** В [8] также доказано, что в продольном магнитном поле переход между антиферромагнитной фазой и угловой является переходом первого рода.

$$\eta = \left(\frac{\gamma}{3}\right)^{3/2}, \quad (14)$$

$$\eta = \frac{\gamma - 1}{2}. \quad (15)$$

Линия (15) при $\gamma \geq 3$ является линией фазовых переходов второго рода (см. рис. 2). Используя уравнение (13) и уравнение, полученное путем приравнивания значений гамильтониана (1) в угловой фазе и фазе $\mathbf{I} \parallel OY$, получаем линию фазовых переходов первого рода

$$\eta = \left[9\gamma - 5 + \sqrt{2(3\gamma - 1)^3}\right] / 54. \quad (16)$$

Формулы (14), (15) для критических полей совпадают с формулами (15д) в работе [9], а формула (16) — с (15а) в той же работе [9]. Это означает, что в случае $\mathbf{H} \parallel OY$ симметрия ВД не влияет на состояние магнитной подсистемы АФМ, и именно для этого случая диаграмма состояний (см. рис. 2 данной работы и рис. 1 в [10]) одинаковая независимо от того, создает ВД анизотропию в базисной плоскости или нет*. В случае $H_z \neq 0$ положение корней образно меняется. Согласно [6], при $H_z \neq 0$ для АФМ с антисимметричной формой ВД состояние $\varphi_{\perp} = \pi/2$ реализуется независимо от того, угол $\theta = 0$ или нет. Тогда как для АФМ с симметричной формой ВД из уравнений (9), (10) четко следует, что состояние $\varphi_{\perp} = \pi/2$ реализуется, только если $\theta = \pi/2$. Таким образом, в тетрагональном АФМ при $H_z \neq 0$ под влиянием внешнего магнитного поля переход в состояния $\theta = \pi/2$ и $\varphi_{\perp} = \pi/2$, т.е. в фазу $\mathbf{I} \perp \text{EMA}$, происходит одновременно по полярному и азимутальному углам.

Для определения значений поля, при которых реализуются эти состояния, воспользуемся теорией фазовых переходов Ландау. Для этого исключим из гамильтониана (1) m и φ , используя первое и второе

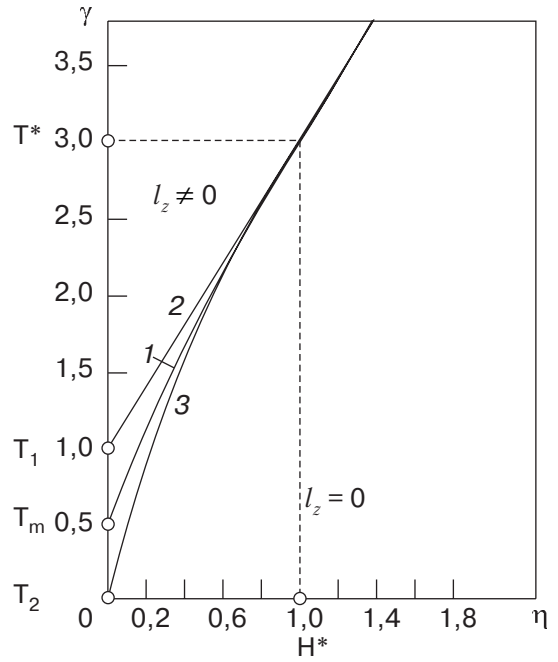


Рис. 2. Диаграмма состояний легкоосного антиферромагнетика с взаимодействием Дзялошинского для случая, когда внешнее магнитное поле \mathbf{H} перпендикулярно «легкой» оси намагничивания: 1 — линия равновесия двух фаз ($\eta = [9\gamma - 5 + \sqrt{2(3\gamma - 1)^3}] / 54$), линии 2 ($\gamma = 1 + 2\eta$) и 3 ($\gamma = 3\eta^{2/3}$) ограничивают область существования метастабильных состояний. При $\eta > 1$ линия 2 является линией перехода второго рода.

уравнения системы (3), и представим гамильтониан (1) как функцию переменных θ и φ_{\perp} . Затем, полагая $\theta = \pi/2 - \theta_0$, $\varphi_{\perp} = \pi/2 + \varphi_0$ и учитывая, что в области фазовых переходов $\theta_0 \ll 1$ и $\varphi_0 \ll 1$, представим гамильтониан как функцию углов θ_0 и φ_0 .

Для исключения из полученного гамильтониана φ_0 удобнее уравнение (10) записать в виде

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi_{\perp}} = \varphi_0 [4(dl)^2 \sin^3 \theta + H_y^2 \sin \theta - 4H_y dl \cos^2 \theta + 5H_y dl] + \varphi_0^2 H_z \left(\frac{1}{2} H_y \cos \theta + 2dl \sin 2\theta \right) + \varphi_0^3 \left[-\frac{32}{3} (dl)^2 \sin^3 \theta - \frac{2}{3} H_y^2 \sin \theta + \frac{20}{3} H_y dl \cos^2 \theta - \frac{8}{3} H_y dl \right] - H_z (H_y \cos \theta + dl \sin 2\theta) = 0. \quad (17)$$

Поскольку рассматривается случай $\pi/2 - \theta = \theta_0 \ll 1$, в уравнении (17) коэффициенты при не-

известных φ_0^2 и φ_0^3 по абсолютному значению нельзя считать существенно большими коэффициента

* Заметим, что дополнительно к ограничениям (2) диаграмма, представленная на рис. 2, определяет соотношения между параметрами гамильтониана (1), выполнение которых необходимо для реализации состояний, указанных на рис. 2.

при φ_0 . Поэтому, учитывая только первое и последнее слагаемые, находим*

$$\varphi_0 = H_z \left[\frac{N}{C} \theta_0 + \frac{V}{C^2} \theta_0^3 + \frac{W}{C^3} \theta_0^5 + \frac{S}{C^4} \theta_0^7 \right], \quad (18)$$

где

$$N = H_y + 2dl, \quad C = H_y^2 + 5H_y dl + 4(dl)^2,$$

$$V = \frac{1}{3} H_y^3 + \frac{17}{6} H_y^2 dl + \frac{20}{3} H_y (dl)^2 + \frac{20}{3} (dl)^3.$$

Выражения для W и S слишком громоздкие, поэтому они не приведены. Отметим только, что в (18) все коэффициенты при θ_0 в любой степени одинакового порядка. Используя формулу (18), запишем гамильтониан в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + A\theta_0^2 + B\theta_0^4, \quad (19)$$

где \mathcal{H}_0 — часть гамильтониана, не зависящая от угла θ_0 ,

$$A = H_y dl + bEl^2 + (dl)^2 - H_z^2 \left(\frac{(H_y + 2dl)^2}{H_y^2 + 5H_y dl + 4(dl)^2} - 1 \right), \quad (20)$$

$$B = -\frac{1}{12} H_y dl - \frac{1}{3} [bEl^2 + (dl)^2] - \frac{1}{2} a_2 El^4 + \frac{1}{3} H_z^2 \left(\frac{H_y^4 + 10 \frac{1}{2} H_y^3 dl + 40 H_y^2 (dl)^2 + 6 H_y (dl)^3 + 16 (dl)^4}{[H_y^2 + 5H_y dl + 4(dl)^2]^2} - 1 \right) \quad (21)$$

и угол θ_0 рассматривается как параметр порядка в теории фазовых переходов Ландау.

Уравнение

$$A = 0 \quad (22)$$

при $B > 0$ на фазовой диаграмме в переменных H_z, H_y определяет линию фазовых переходов второго рода и при $B < 0$ — линию нижнего поля лабильности фазовых переходов первого рода.

Более точное выражение для угла φ_0 , чем выражение (18), можно получить из уравнения (11), используя метод последовательных приближений и учитывая, что $\varphi_0 \ll 1$. Однако поправки к формуле (18) содержат угол θ_0 в степени не менее трех** и, следовательно, не войдут в выражение (20) для коэффициента A . На вопросе учета указанных поправок в формуле (21) для коэффициента B остановимся позднее.

Если в уравнении (22) положить $H_z = 0$ и $l = (1 - m^2)^{1/2} = 1$, то получим

$$H_y = \frac{|b|E - d^2}{d} \quad (b < 0). \quad (23)$$

Как и следовало ожидать, выражение (23) для критического поля совпадает с выражением, которое следует из уравнения (18) в работе [6], если в

этом уравнении положить $H_z = 0$, и совпадает с выражением (15), если учесть значение γ (см. формулы (12)). Вместе с тем многочисленные исследования фазового перехода в поле $\mathbf{H} \parallel OY$ (или, что то же самое, в поле $\mathbf{H} \parallel OX$) показали, что в зависимости от соотношений между параметрами гамильтониана характер этого перехода может изменяться.

И это четко отражено на диаграмме состояний в переменных γ и η , представленной на рис. 2. Из этой диаграммы следует, что при тех соотношениях между параметрами гамильтониана, при которых $\gamma \geq 3$, фазовый переход под влиянием магнитного поля $\mathbf{H} \perp \text{EMA}$ ($H \equiv H_y$) происходит в виде перехода второго рода, а при $\gamma < 3$ — в виде перехода первого рода. В последнем случае соотношение (14) определяет верхнее поле лабильности, а соотношение (15) — нижнее. Поскольку соотношение (15) совпадает с соотношением (23), полученным из уравнения (22) при $H_z = 0$, это означает, что линия фазовых переходов на диаграмме $H_z - H_y$, определяемая уравнением (22), является линией фазовых переходов только второго рода, если соотношение между параметрами гамильтониана таково, что на диаграмме $\gamma - \eta$ параметр $\gamma \geq 3$; если $\gamma < 3$, то линия, определяемая уравнением (22), при уменьшении H_z пе-

* Заметим, что в данном случае сама возможность получения соотношения (12) подчеркивает одновременность перехода в фазу $I \perp \text{EMA}$ по полярному и азимутальному углам.

** Это легко увидеть, если в уравнении (11) тригонометрические функции, входящие в коэффициент при φ_0^2 , разложить в ряд по малому углу θ_0 , и это тем более очевидно, если учитывать слагаемое с φ_0^3 .

рейдет из линии фазовых переходов второго рода в линию нижнего поля лабильности фазовых переходов первого рода. При определении на диаграмме H_z-H_y линии равновесного перехода и второй критической линии фазовых переходов первого рода необходимо учитывать, что указанные линии при $H_z \rightarrow 0$ должны переходить ($\gamma < 3$) соответственно в линии (16) и (14).

Таким образом, для полного построения фазовой H_z-H_y -диаграммы необходимо использовать на фазовой γ - η -диаграмме область фазового перехода первого рода. И поскольку интерес представляет принципиальная сторона вопроса, на диаграмме γ - η используем окрестность трикритической точки* ($\gamma = 3, \eta = 1$), т.е. условия

$$3 - \gamma \ll 1, \quad 1 - \eta \ll 1. \quad (24)$$

Далее покажем, что выполнимость условий (24) означает выполнимость условия** $H_z \ll H_y$ при фазовых переходах первого рода на диаграмме H_z-H_y . И поскольку поправки к выражению (18) пропорциональны H_z^3 , то из-за условия $H_z \ll H_y$ эти поправки не существенны в выражении (21) для коэффициента B .

Для определения трикритической точки на фазовой диаграмме H_z-H_y , помимо уравнения (22) необходимо использовать уравнение

$$B = 0. \quad (25)$$

Определяя из уравнения (22) выражение для $H_y^A d$, из уравнения (25) выражение для $H_y^B d$ и учитывая, что в трикритической точке на диаграмме H_z-H_y разность $H_y^B d - H_y^A d = 0$, находим

$$H_z^2(L-1) = (3-\gamma)a_2E, \quad (26)$$

где

$$L = \frac{H_y^4 + 11H_y^3d + 44H_y^2d^2 + 60H_yd^3 + 16d^4}{H_y^4 + 10H_y^3d + 33H_y^2d^2 + 40H_yd^3 + 16d^4}, \quad (27)$$

$$(3-\gamma)a_2E = -(|b|E - d^2 - 2a_2E). \quad (28)$$

Формула (28) записана с учетом выражения (12) для γ .

При выполнении условий, для которых записано уравнение (26), относительное изменение H_y (и, следовательно, L) при переходе в трикритическую

точку на диаграмме γ - η столь незначительно, что можно записать

$$H_y = (\gamma - 1)a_2E / d = 2a_2E / d. \quad (29)$$

Соотношение (29) записано с учетом (15). Однако такой же результат получится и при использовании формулы (14) или (16).

Обратим внимание, что при указанных условиях всегда $L > 1$, и поясним, почему условия (24) приводят к условию $H_z \ll H_y$. Уже обращалось внимание, что дополнительно к ограничениям (2) диаграмма, представленная на рис. 2, определяет соотношения между параметрами гамильтониана (1), выполнение которых необходимо для реализации состояний, указанных на рис. 2. Однако вдали от фазовых переходов первого рода под влиянием поля $\mathbf{H} \parallel OY$, когда $\gamma \gg 1$, выполняется обычное условие*** $|b| \gg a_2$. Поскольку рассматриваются АФМ с преобладающим ВД ($2d^2 > fE$), обычным является условие $a_2E \sim d^2$. Поэтому, учитывая формулы (26), (29), приходим к выводу, что из условий (24) следуют условия $H_z \ll H_y$. Учитывая сделанные пояснения, из уравнения (26) находим

$$H_z^2 = \frac{3-\gamma}{L-1} a_2E. \quad (30)$$

Из формулы (30) следует, что величина критического угла $\psi_{cr} = \pi/2 - \psi$ между направлением магнитного поля \mathbf{H} и осью \mathbf{Y} , в пределах которого происходит фазовый переход первого рода, определяется выражением

$$\psi_{cr} \cong \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(3-\gamma) d^2}{(L-1) a_2E}}. \quad (31)$$

Из этого выражения вытекает, что по мере удаления от трикритической точки на диаграмме γ - η в область фазового перехода первого рода (параметр γ при этом уменьшается) критический угол ψ_{cr} на диаграмме H_z-H_y увеличивается.

Для определения критических линий фазового перехода первого рода воспользуемся уравнением (9). Полагая в (9) $\phi_{\perp} = \pi/2 + \phi_0$, производя разложение тригонометрических функций в ряд с учетом малости ϕ_0 и исключая ϕ_0 с помощью формулы**** (18), получим уравнение относительно угла θ . Затем, полагая $\theta = \pi/2 - \theta_0$ и с учетом малости θ_0 , получаем, удерживая главные члены:

* Но только со стороны перехода первого рода.

** Заметим, что выполнимость указанных условий никак не сказывается на области применимости разложения Ландау (19).

*** В связи с работой [9] в [10] по этому поводу были даны разъяснения.

**** Здесь и далее опять-таки использованы условия (24), условие $H_z \ll H_y$ и $l = (1-m^2)^{1/2} = 1$.

$$X^3 + \frac{C_3}{C_4} X^2 + \frac{C_2 - \frac{4}{3} H_z^2 (L_2 - 1)}{C_4} X + \frac{C_1 + 2H_z^2 (L_1 - 1)}{C_4} = 0, \quad (32)$$

где

$$\begin{cases} X = \theta_0^2, \\ C_1 = -2[H_y d - (|b|E - d^2)], \\ C_2 = \frac{1}{3}[H_y d - 4(|b|E - d^2) + 6a_2 E], \\ C_3 = -\frac{1}{60}[H_y d - 16(|b|E - d^2) + 120a_2 E], \\ C_4 = \frac{1}{2520}[H_y d - 64(|b|E - d^2) + 2016a_2 E], \\ L_1 = \frac{2n^2 + 4n + 2}{2n^2 + 5n + 2} \quad (n = \frac{a_2 E}{d^2}), \\ L_2 = \frac{4n^4 + 21n^3 + 40n^2 + 27n + 4}{4n^4 + 20n^3 + 33n^2 + 20n + 4}. \end{cases} \quad (33)$$

Из выражений для L_1 и L_2 видно, что всегда $L_1 < 1$, а $L_2 > 1$.

При $X = 0$ уравнение (32) сводится* к уравнению (22).

Отметим, что если $\gamma = 3$, $\eta = 1$, то

$$C_1 = C_2 = 0, \quad C_3 = -\frac{3}{2} a_2 E, \quad C_4 = \frac{3}{4} a_2 E. \quad (34)$$

Это означает, что в окрестности трикритической точки на диаграмме γ - η при получении и анализе уравнения (32) необходимо учитывать условия

$$|C_1|, |C_2| \ll |C_3|, |C_4|. \quad (35)$$

Вообще говоря, благодаря условиям (24) и вытекающим из (24) условиям (35), в уравнении (32) членом X^3 можно пренебречь. Поэтому, продифференцировав (32) по X , получаем

$$2C_3 X + C_2 - \frac{4}{3} H_z^2 (L_2 - 1) = 0. \quad (36)$$

Исключая X из уравнений (32) и (36), получаем

$$\begin{aligned} & \left[H_y \frac{d}{a_2 E} - 4(\gamma - 1) + 6 - H_z^2 \frac{4}{a_2 E} (L_2 - 1) \right]^2 - \\ & - 108 \left[H_y \frac{d}{a_2 E} - (\gamma - 1) + H_z^2 \frac{1}{a_2 E} (1 - L_1) \right] = 0. \end{aligned} \quad (37)$$

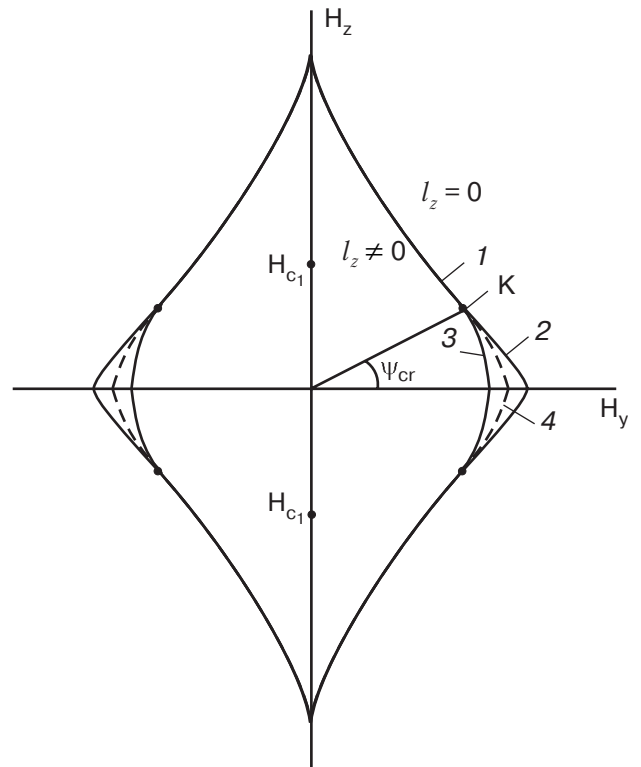


Рис. 3. Диаграмма состояний легкоосного тетрагонального антиферромагнетика с преобладающим взаимодействием Дзялошинского при произвольной ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H} в плоскости ZY : 1 – линии перехода второго рода, 2 и 3 – линии, ограничивающие область метастабильных состояний, 4 – линии равновесного фазового перехода первого рода. K – трикритические точки, в которых линии фазового перехода второго рода переходят в линии фазового перехода первого рода. H_{c1} – наибольшее значение магнитного поля, при котором реализуется антиферромагнитная фаза ($\mathbf{I} \parallel \text{EMA}$).

При получении уравнения (37) было учтено, что $|b|E - d^2 = (\gamma - 1)a_2 E$. Полагая $\gamma = 3 - \varepsilon$ и считая $\varepsilon \ll 1$, из (37) находим

$$\begin{aligned} H_y = & \frac{1}{d} \left\{ 2a_2 E \left(1 - \frac{1}{2} \varepsilon + \frac{1}{24} \varepsilon^2 \right) - \right. \\ & - H_z^2 \left[(1 - L_1) - \frac{1}{18} \varepsilon [4(L_2 - 1) + (1 - L_1)] \right] + \\ & \left. + H_z^4 \frac{1}{108 a_2 E} [4(L_2 - 1) + (1 - L_1)]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (38)$$

Из соотношения (38) видно, что при $H_z \ll H_y$ уменьшение H_y с увеличением H_z определяется параболой (см. рис. 3).

* Если бы это было не так, то уравнение (32) являлось бы ошибочным.

Приравнивая значения гамильтониана (1) как функции угла θ при $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, получаем уравнение

$$X^2 + \frac{3}{2} \frac{\left[C_2 + \frac{4}{3} H_z^2 (1 - L_1) \right]}{C_3} X + \frac{3[C_1 - 2H_z^2(1 - L_1)]}{C_3} = 0, \quad (39)$$

где X , C_1 , C_2 , C_3 определяются соотношениями (33).

Исключая X из уравнений (32), (39), получаем следующее уравнение, определяющее линию равновесного фазового перехода первого рода между фазой $\mathbf{l} \perp \mathbf{EMA}$ и угловой фазой:

$$H_y = \frac{1}{d} \left\{ 2a_2 E \left(1 - \frac{1}{2} \varepsilon + \frac{1}{32} \varepsilon^2 \right) - H_z^2 (1 - L_1) \left(1 + \frac{1}{24} \varepsilon \right) + H_z^4 \frac{1}{9a_2 E} \left[\frac{1}{16} (1 - L_1)^2 - 4(1 - L_2)^2 \right] \right\}. \quad (40)$$

Таким образом, и в этом случае зависимость H_y от H_z определяется параболой при $H_z \ll H_y$.

Обратим внимание, что если в формулах (38), (40) положить $H_z = 0$, то выражения для H_y совпадают (как и должно быть) с теми, которые можно получить из уравнений для линий 3 и 1 (см. рис. 2) при $\gamma = 3 - \varepsilon$ и $\varepsilon \ll 1$. Аналогичный результат и в случае уравнения (22), если использовать уравнение для линии 2, представленной на рис. 2.

Необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство.

Уравнение (22) линии фазовых переходов второго рода, определяющее также нижнее поле лабильности при фазовых переходах первого рода ($\gamma < 3$) в отличие от формул (38) и (40) получено без использования ограничений (24) и, соответственно, без использования ограничения $H_z \ll H_y$. Однако из формул (38) и (40) следует, что с ростом H_z все большую роль начинает играть слагаемое с H_z^4 , которое приводит к изменению характера зависимости H_y от H_z в том отношении, что эта зависимость реализуется по параболе все в меньшей степени и угол между касательной к линии $H_y = H_y(H_z)$ и осью OY стремится к значению близкому к $\pi/2$. Кроме того, в работе [8] доказано, что угловая фаза в продольном поле исчезает при достижении поля спин-флип перехода* ($l = 0$) и вместе с тем из ана-

лиза системы уравнений (3) в согласии с [6] и симметричным анализом [7] следует, что состояние $l = 0$ (спин-флип переход) реализуется, если $H_y = 0$. Все это вместе взятое позволяет фазовую диаграмму $H_z - H_y$ представить, как на рис. 3.

Таким образом, из сказанного выше следует, что линии фазовых переходов второго рода на диаграмме $H_z - H_y$ тетрагональных антиферромагнетиков с преобладающим взаимодействием Дзялошинского начинаются и заканчиваются в полях спин-флип перехода ($H_z = \pm H_E$). Особенностью этих линий фазовых переходов второго рода является также и то, что каждая из них имеет две трикритические точки, в которых происходит переход в линию фазовых переходов первого рода. Построенная диаграмма состояний может быть использована при изучении статических, динамических и термодинамических свойств антиферромагнетиков при произвольной ориентации внешнего магнитного поля и, в частности, линия фазовых переходов первого рода необходима при изучении возникающей в этом случае доменной структуры.

Кроме того, теоретическое изучение двух моделей легкоосного тетрагонального АФМ, в одном из которых намагниченности подрешеток не зависят от величины магнитного поля и, следовательно, выполняется условие $\mathbf{l} \perp \mathbf{m}$, а в другом — намагниченности подрешеток зависят от величины поля и, следовательно, условие $\mathbf{l} \perp \mathbf{m}$ не выполняется, позволяет глубже разобраться в особенностях физических свойств обоих типов тетрагональных АФМ. В частности, представляет интерес теоретический расчет максимума магнитной восприимчивости в угловой фазе обоих типов тетрагональных АФМ и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

1. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый, *ЖЭТФ* **82**, 827 (1982).
2. К.Г. Гуртовой, А.С. Лагутин, В.И. Ожогин, *ЖЭТФ* **83**, 1941 (1982).
3. Г.С. Патрин, Е.В. Еремин, А.В. Шабалин, *ФТТ* **42**, 1833 (2000).
4. U. Köbler, A. Noser, M. Kawakami, and S. Abens, *Physica* **B307**, 175 (2001).
5. В.И. Ожогин, *ЖЭТФ* **45**, 1687 (1963).
6. В.И. Ожогин, В.Г. Шапиро, *ЖЭТФ* **54**, 96 (1968).
7. В.А. Львов, Д.А. Яблонский, *ФНТ* **8**, 951 (1982).
8. Г.К. Чепурных, В.С. Иванов, О.Г. Медведовская, О.А. Никитина, *ФТТ* **41**, 2044 (1999).
9. В.И. Ожогин, В.Г. Шапиро, *ЖЭТФ* **55**, 1737 (1968).
10. Г.К. Чепурных, *ФТТ* **15**, 3125 (1973).

* Этот же результат можно получить из уравнения (10) в работе [2], если в этом уравнении положить азимутальный угол $\varphi = \pi/4$.

Phase diagram for an antiferromagnet with the prevailing Dzyaloshinsky interaction

E.M. Zavrazhnaya and G.K. Chepurnykh

A phase diagram is constructed in variable H_z , H_y for an easy-axis tetragonal antiferromagnet with the prevailing Dzyaloshinsky interaction. In this diagram the lines of second order transitions between an angular phase and a phase, in which the vector of antiferromagnetics \mathbf{l} is perpendicular to the easy magnetic axis (EMA), begin and end in the spin-flip transition fields (i.e. in the exchange field). A peculiarity of

these lines is that each of the lines has two tricritical points at which there occurs a transition to a first-order phase transition line. A critical angle between the magnetic field direction and the basal plane, within which the first-order phase transition occurs is determined. The angle magnitude depends on temperature. The position of the tricritical point in the phase H_z - H_y (or H_z - H_x) diagram also depends on temperature.

Keywords: antiferromagnet, magnetic field, phase transitions, interaction Dzyaloshinsky, magnetic anisotropy.