Состояния фторида кобальта в сильном магнитном поле

© Е.М. Завражная, Г.К. Чепурных

Институт прикладной физики Национальной академии наук Украины,
40030 Сумы, Украина

E-mail: ipfmail@ipfcentr.sumy.ua

(Поступила в Редакцию 18 апреля 2007 г.)

Проведено изучение поведения магнитной подсистемы фторида кобальта в сильном магнитном поле при произвольном его направлении в пространстве. Если магнитное поле не находится в плоскостях, проходящих через ось легчайшего намагничивания **A** и ось $[100] \parallel X$, а также ось **A** и ось $[010] \parallel Y$, то из полученной системы уравнений следует отсутствие перехода вектора антиферромагнетизма **l** в базисную плоскость, если магнитное поле имеет составляющую вдоль оси **A**. Таким образом, переход вектора антиферромагнетизма **l** в базисную плоскость происходит только в том случае, если магнитное поле направлено перпендикулярно **A**. Подробно исследован случай, когда магнитное поле направлено вдоль оси [110]. Для этого случая определено критическое значение магнитного поля, при котором вектор антиферромагнетизма **l** переходит в базисную плоскость. При этом вектор **l** становится перпендикулярным внешнему магнитному полю **H**, если $H_\perp \to \infty$.

PACS: 75.50.Fe, 75.30.Kz

Изучению состояний антиферромагнетиков (АФМ) (см., например, [1–4]), в том числе и состояний АФМ, которым свойственно взаимодействие Дзялошинского (см., например, [5–7]), уделяется внимание в связи с возможностью обнаружения особенностей физических свойств.

Состояния АФМ-фторида кобальта во внешнем магнитном поле вызывают интерес у многих исследователей в течение многих лет (см., например, [8–14]). Однако изучение в основном проводилось для случаев, когда магнитное поле было направлено вдоль оси легчайшего намагничивания **A** (обычно $\mathbf{A} \parallel [001]$) и вдоль осей $[100] \parallel X$, $[010] \parallel Y$.

В работе [15] рассматривались состояния магнитной подсистемы фторида кобальта при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в плоскости, перпендикулярной **A**, в относительно слабых полях. Поскольку изучения фторида кобальта в сильных магнитных полях не проводилось, целью настоящей работы является определение тех возможных состояний во фториде кобальта, которые могут реализоваться в сильных магнитных полях.

Для этой цели воспользуемся гамильтонианом в виде [12]

$$\mathscr{H} = (2M_0)\Big[\frac{1}{2}E\mathbf{m}^2 + \frac{1}{2}G(\mathbf{ml})^2 - D(l_x m_y + l_y m_x) + F(\mathbf{ml})l_x l_y - \mathbf{mH} + \frac{1}{2}A_1\left(l_x^2 + l_y^2\right) - \frac{1}{2}A_2\left(l_x^2 + l_y^2\right)^2 + \frac{1}{4}g l_x^2 l_y^2\Big], \tag{1}$$

где $\mathbf{l} = \left(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2\right)/2M_0$, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ — АФМ- и ферромагнитные векторы; $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — намагниченности подрешеток; E, G — константы обменного взаимодействия; D, F — константы взаимодействия Дзялошинского; A_1, A_2 и g — константы одноосной анизотропии; **H** — внешнее поле. Условие $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$ не выполняется.

При использовании необходимых условий существования минимума (1) как функции переменных θ, φ, **m** (θ, φ — соответственно полярный и азимутальный углы вектора **l**) получаем систему уравнений

$$\partial\mathscr{H}/\partial\theta = 0, \quad \partial\mathscr{H}/\partial\varphi = 0, \quad \partial\mathscr{H}/\partial\mathbf{m} = 0. \tag{2}$$

Из уравнений (2), определяющих возможные состояния магнитной подсистемы, получаем следующие два уравнения относительно углов θ и φ при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в пространстве:

$$\partial\mathscr{H}/\partial\theta = \cos\theta\Big\{-\frac{1}{E}H_y Dl\sin\varphi + \sin\theta\Big[-\frac{(Dl)^2}{E} + A_1 l^2 - A_2 l^4\sin^2\theta + \frac{1}{4}gl^4\sin^2 2\varphi\sin^2\theta + \frac{1}{E(E+Gl^2)} \times \Big[Gl^2\left(H_x^2\sin^2\varphi + H_y^2\cos^2\varphi - H_z^2\right) + \sin 2\varphi\Big(H_x H_y Gl^2 + \frac{1}{2}\sin^2\theta\sin 2\varphi\left(-E\left(Fl^3\right)^2 + 4EDlFl^3 + 4(Dl)^2Gl^2\right) + \frac{3}{2}H_y\sin\theta\cos\varphi\left(EFl^3 + 2DlGl^2\right) + \frac{3}{2}H_x EFl^3\sin\theta\sin\varphi\Big)\Big]\Big]\Big\} + \frac{1}{E(E+Gl^2)} \times \Big\{H_z Gl^2\cos 2\theta(H_x\sin\varphi + H_y\cos\varphi) + \frac{1}{2}H_z\left(EFl^3 + 2DlGl^2\right)\left(2\cos^2\theta - \sin^2\theta\right)\sin 2\varphi\sin\theta - H_x Dl\cos\theta\cos\varphi\Big[2Gl^2\left(\cos^2\theta - 2\sin^2\theta\right)\sin^2\varphi + Gl^2\cos 2\varphi + E\Big]\Big\} = 0, \tag{3}$$

$$\partial\mathscr{H}/\partial\varphi = \sin\theta\Big\{\frac{1}{4}gl^4\sin^3\theta\sin 2\varphi\cos 2\varphi$$

$$-\frac{1}{E}H_yDl\cos\varphi + \frac{1}{E(E+Gl^2)}\Big[H_xH_y\sin\theta\cos 2\varphi$$

$$+\frac{1}{2}\sin 2\varphi\sin\theta\Big[Gl^2\Big(H_x^2-H_y^2\Big)+\sin^2\theta\cos 2\varphi\Big(-E(Fl^3)^2$$

$$+4EDlFl^3+4(Dl)^2Gl^2\Big)\Big]+H_z\cos\theta\Big[Gl^2(H_x\cos\varphi$$

$$-H_y\sin\varphi)+\Big(EFl^3+2DlGl^2\Big)\sin\theta\cos 2\varphi\Big]$$

$$+H_y\sin^2\theta\cos\varphi\Big(EFl^3+2DlGl^2\Big)(\cos^2\varphi-2\sin^2\varphi)$$

$$+H_xEFl^3\sin^2\theta\sin\varphi(2\cos^2\varphi-\sin^2\varphi)$$

$$+H_xDl\sin\varphi\Big[2Gl^2(3\cos^2\varphi\sin^2\theta+\cos^2\theta)$$

$$+E-Gl^2\Big]\Big]\Big\}=0. \qquad (4)$$

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Если магнитное поле **H** не находится в плоскости ZX или в плоскости ZY, то из уравнения (3) следует решение $\theta=\pi/2$ без каких-либо ограничений на угол φ только при $H_z=0$. Если $H_z\neq 0$, то изучение вопроса о существовании решения $\theta=\pi/2$ становится сложнее. Поэтому вначале определим состояния магнитной подсистемы при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в плоскости, перпендикулярной **A**.

Рассмотрим случай, когда $\mathbf{H}\parallel[110]$, т.е. $H_x=H_y=H_\perp$. Уравнения (3), (4) в этом случае существенно упрощаются.

Полагая для указанного случая в уравнении (4)

$$\varphi=\frac{\pi}{4}+\frac{\pi}{2}-\varphi_0 \qquad (5)$$

и учитывая, что рассматриваются только сильные поля, при которых выполняется условие $\varphi_0\ll 1$, находим

$$\varphi_0=\frac{\frac{\sqrt{2}}{2}H_\perp[2Dl(E+Gl^2)+\sin^2\theta(EFl^3+2DlGl^2)]}{\sin\theta\Big[2H_\perp^2Gl^2-\sin^2\theta(-(EFl^3)^2+ +4EDlGl^2+4(Dl)^2Gl^2+\frac{1}{2}gEl^4(E+Gl^2))\Big]}. \qquad (6)$$

Поскольку рассматриваются поля, при которых угол θ стремится к $\pi/2$, подставляя выражения (5) ($\varphi_0\ll 1$) и (6) в (3) (при $H_z=0$, $H_x=H_y=H_\perp$), находим следующее уравнение:

$$\frac{\cos\theta}{E(E+Gl^2)}\Big(-H_\perp^2\Big\{\Big[2Dl\Big(E+Gl^2\Big)+\sin^2\theta$$

$$\times\Big(EFl^3+2DlGl^2\Big)\Big]\Big[2Dl\Big(E+Gl^2\Big)+3\sin^2\theta$$

$$\times(EFl^3+2DlGl^2)\Big]-4Gl^2\sin^2\theta\Big[\Big(E+Gl^2\Big)$$

$$\times\Big(A_1El^2+\frac{1}{4}gEl^4\sin^2\theta-A_2El^4\sin^2\theta-(Dl)^2\Big)$$

$$+\frac{1}{2}\sin^2\theta\Big(-E(Fl^3)^2+4EDlFl^3+4(Dl)^2Gl^2\Big)\Big]\Big\}$$

$$+2\sin^4\theta\Big\{\Big(E+Gl^2\Big)\Big(A_1El^2+\frac{1}{4}gEl^4\sin^2\theta-A_2El^4\sin^2\theta$$

$$-(Dl)^2\Big)+\frac{1}{2}\sin^2\theta\Big(-E(Fl^3)^2+4EDlFl^3+4(Dl)^2Gl^2\Big)\Big]$$

$$\times\Big[E(Fl^3)^2-4EDlFl^3-4(Dl)^2Gl^2$$

$$-\frac{1}{2}gEl^4(E+Gl^2)\Big]\Big\}\Big)=0. \qquad (7)$$

Заметим, что уравнение (7) имеет решение $\theta=\pi/2$.

Полагая в (7) угол $\theta=\pi/2$, получаем то выражение для критического поля, при котором АФМ-вектор **l** переходит в плоскость, перпендикулярную **A**:

$$H_\perp^2=2\Big\{(E+Gl^2)\Big[E\Big(A_1l^2-A_2l^4+\frac{1}{4}gl^4\Big)-(Dl)^2\Big]$$

$$+2Dl(EFl^3+DlGl^2)-\frac{1}{2}E(Fl^3)^2\Big\}\Big\{E(Fl^3)^2-4Dl(EFl^3$$

$$+DlGl^2)-\frac{1}{2}gEl^4(E+Gl^2)\Big\}\Big/\Big\{\Big[E(2Dl+Fl^3)$$

$$+4DlGl^2\Big]\Big[E(2Dl+3Fl^3)+8DlGl^2\Big]-2Gl^2\Big[2(E+Gl^2)$$

$$\times\Big[E\Big(A_1l^2-A_2l^4+\frac{1}{4}gl^4\Big)-(Dl)^2\Big]$$

$$+4Dl(EFl^3+DlGl^2)-E(Fl^3)^2\Big]\Big\}. \qquad (8)$$

Выражение (8) для критического поля вместе с другими известными выражениями для критических полей [10–12,16] необходимо для определения параметров гамильтониана (1).

Полагая в выражении (6) угол $\theta=\pi/2$, запишем выражение (6) в виде

$$\varphi_0=\frac{\frac{\sqrt{2}}{2}[2Dl(E+2Gl^2)+EFl^3]}{H_\perp\Big[2Gl^2+\frac{1}{H_\perp^2}\Big(E(Fl^3)^2-4EDlGl^2- -4(Dl)^2Gl^2-\frac{1}{2}gEl^4(E+Gl^2)\Big)\Big]}. \qquad (9)$$

Из (9) следует, что вектор **l** становится перпендикулярным внешнему магнитному полю (т. е. $\varphi_0 \to 0$), если $H_\perp \to \infty$.

Таким образом, видим, что если переход вектора **l** в базисную плоскость происходит при конечном значении внешнего магнитного поля, то ориентация $\mathbf{l} \perp H_\perp$ реализуется при $H_\perp \to \infty$. Такой же вывод можно сделать для случая произвольной ориентации магнитного поля в плоскости, перпендикулярной **A**, за исключением случаев, когда H направлено вдоль осей [100] и [010].

При $\mathbf{H} \parallel [100]$ и $\mathbf{H} \parallel [010]$ из (3), (4) следуют те значения для критических полей, которые были определены ранее [10–12,15].

После изучения случая $\mathbf{H} \perp \mathbf{A}$ рассмотрим состояния магнитной подсистемы при $H_z \neq 0$. Прежде всего необходимо учитывать, что уравнения (3) и (4) — это два уравнения относительно двух неизвестных углов θ и φ, и делать какие-либо заключения о поведении двух углов θ и φ, рассматривая только одно уравнение (например, уравнение (3)), некорректно. Для определения возможности существования решения $\theta = \pi/2$ при $H_z \neq 0$ ($H_x \neq 0, H_y \neq 0$) положим в уравнениях (3), (4) угол $\theta = \pi/2$ и для простоты примем $H_x = H_y = H_\perp$. В этом случае получаем следующие два уравнения относительно угла φ:

$$\partial\mathscr{H}/\partial\theta = -\frac{H_z}{E(E+Gl^2)}\bigg\{H_\perp Gl^2(\sin\varphi+\cos\varphi) + \frac{1}{2}\,(EFl^3 + 2DlGl^2)\sin 2\varphi\bigg\} = 0, \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\partial\mathscr{H}/\partial\varphi = \bigg\{&\frac{1}{4}\,gl^4\sin 2\varphi\cos 2\varphi - \frac{1}{E}\,H_\perp Dl\cos\varphi \\ &+ \frac{1}{E(E+Gl^2)}\bigg[H_\perp^2\cos 2\varphi + \frac{1}{2}\sin 2\varphi\cos 2\varphi \\ &\times\Big(-E(Fl^3)^2 + 4EDlFl^3 + 4(Dl)^2Gl^2\Big) \\ &+ H_\perp\cos\varphi(EFl^3 + 2DlGl^2)(\cos^2\varphi - 2\sin^2\varphi) \\ &+ H_\perp EFl^3\sin\varphi(2\cos^2\varphi - \sin^2\varphi) \\ &+ H_\perp Dl\sin\varphi\Big[6Gl^2\cos^2\varphi + E - Gl^2\Big]\bigg]\bigg\} = 0,\end{aligned} \tag{11}$$

которые должны иметь два одинаковых решения, если в действительности есть решение $\theta = \pi/2$ при $H_z \neq 0$. Из приведенных двух уравнений самым простым является уравнение (10), но и оно оказывается алгебраическим уравнением четвертой степени относительно $\sin\varphi$ (или $\cos\varphi$), которое в общем случае не решается. Поэтому поступим как в случае $\mathbf{H} \perp \mathbf{A}$, т. е. используем выражение (5) при $\varphi_0 \ll 1$. Тогда из уравнения (10) находим

$$\varphi_0 = \frac{EFl^3 + 2DlGl^2}{2\sqrt{2}H_\perp Gl^2}. \tag{12}$$

Из уравнения (11) следует полученное ранее решение (9). Решения (9) и (12) — это разные решения уравнений (10), (11) при конечном значении магнитного поля $H_\perp$. Это и является доказательством невозможности фазового перехода АФМ-вектора **l** в базисную плоскость при $H_z \neq 0$, $H_x \neq 0$, $H_y \neq 0$.

Список литературы

[1] Б.А. Иванов. ФНТ **31**, 841 (2005).
[2] J. Meersschaut, F.M. Almeida, J.S. Jiang, J. Pearson, U. Welp, M. Gierlings, H. Maletta, S.D. Bader. Phys. Rev. B **73**, 144 428 (2006).
[3] L.E. Svistov, A.I. Smirnov, L.A. Prozorova, O.A. Petrenko, A. Micheler, A.Ya. Shapiro, L.N. Demianets. Phys. Rev. B **74**, 24 412 (2006).
[4] В.Г. Барьяхтар, А.Г. Данилевич. ФНТ **32**, 1010 (2006).
[5] H. Huang, I. Affleck. Phys. Rev. B **69**, 184 414 (2004).
[6] M. Elhajal, B. Canals, R. Sunyer, C. Lacroix. Phys. Rev. B **71**, 94 420 (2005).
[7] V.V. Mazurenko, V.I. Anisimov. Phys. Rev. B **71**, 184 434 (2005).
[8] M.E. Lines. Phys. Rev. A **137**, 982 (1965).
[9] S.J. Allen, H.J. Guggenheim. Phys. Rev. **134**, 950 (1971).
[10] К.Г. Гуртовой. ФТТ **20**, 2666 (1978).
[11] Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый. ЖЭТФ **82**, 827 (1982).
[12] К.Г. Гуртовой, А.С. Лагутин, В.И. Ожогин. ЖЭТФ **83**, 1941 (1982).
[13] В.А. Львов, Д.А. Яблонский. ФНТ **8**, 951 (1982).
[14] Г.К. Чепурных, О.Г. Медведовская, О.А. Никитина. ФНТ **26**, 108 (2000).
[15] А.Н. Бажан, Ч. Базан. ЖЭТФ **69**, 1768 (1975).
[16] Е.М. Завражная, Г.К. Чепурных. ФТТ **48**, 1239 (2006).