

Е. М. Завражная, О. Г. Медведовская, Г. К. Чепурных

Резонансные методы определения трикритических точек в тетрагональных антиферромагнетиках*(Представлено академиком НАН Украины В. Ю. Сториженком)*

Methods of experimental construction of magnetic phase diagrams by means of a dielectric resonance are proved. For this purpose, the behaviour of components of the static magnetic susceptibility tensor in the vicinities of three-critical points on the lines of phase transitions of the first and second kinds is determined.

Изучению физических свойств антиферромагнетиков (АФМ), в том числе и АФМ, для которых характерно взаимодействие Дзялошинского (ВД) (см., например, [1–3]) уделяется внимание в связи с возможностью обнаружения новых состояний, представляющих научный и научно-технический интерес. Экспериментальные и теоретические исследования, выполненные в работах [4, 5], стимулировали теоретические исследования [6–8], в которых доказано, что возникновение [4, 5] угловой фазы в CoF_2 (вместо обычной “опрокинутой” фазы) является общим свойством для всех тетрагональных АФМ с преобладающим ВД. Изучение состояний легкоосных тетрагональных АФМ с преобладающим ВД в магнитном поле \vec{H} произвольного направления показало, что только в случае $\vec{H} \perp \vec{A}$ ($\vec{A} \parallel OZ$ — ось легчайшего намагничивания) симметрия ВД не влияет на состояние магнитной подсистемы. Построенные в [7, 8] магнитные фазовые диаграммы АФМ в переменных H_z, H_y для случая, когда ВД создает анизотропию в базисной плоскости, принципиально отличаются от магнитных фазовых диаграмм [9, 10], построенных для случая, если ВД инвариантно относительно поворота магнитной подсистемы вокруг \vec{A} . И одной из проблем, связанных с экспериментальным построением фазовых диаграмм, является определение трикритических точек, в которых линия фазовых переходов второго рода переходит в линию фазовых переходов первого рода. Этот вопрос важен еще и потому, что значения параметров гамильтониана, полученные из эксперимента в случае $\vec{H} \parallel \vec{A}$ и в случае $\vec{H} \perp \vec{A}$, сильно отличаются. Отсюда и различная трактовка результатов экспериментов, полученных разными авторами для одного и того же кристалла.

Одним из часто применяемых методов для экспериментального и теоретического построения магнитных фазовых диаграмм является использование антиферромагнитного резонанса (АФМР) (см., например, [9, 10]). Однако, как обращалось внимание в [11], при определении трикритических точек здесь возникают трудности. На линии фазовых переходов второго рода наименьшее значение частоты АФМР определяется обменно усиленной магнитоупругой щелью. И эта щель во фториде кобальта велика из-за большой величины обменного взаимодействия. Дополнительная щель в частоте АФМР, связанная с равновесным переходом первого рода, вблизи трикритической точки существенно меньше магнитоупругой щели.

Таким образом, экспериментальные данные по определению трикритических точек (и, следовательно, параметров гамильтониана) оказываются существенно разбросанными. По-

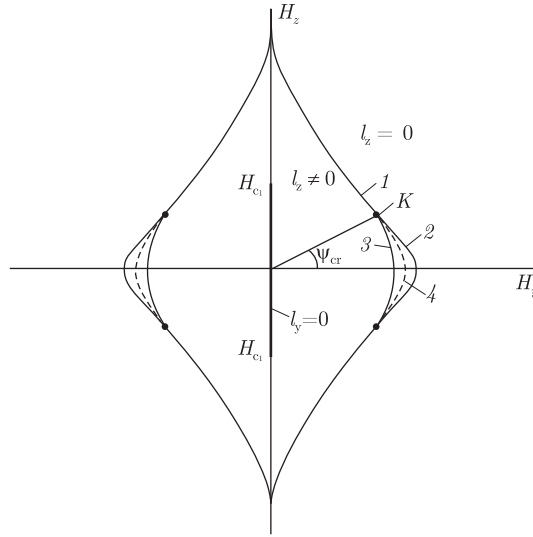


Рис. 1. Диаграмма состояний антиферромагнитного фторида кобальта при произвольной ориентации внешнего магнитного поля \vec{H} в плоскости ZY :

1 — линии переходов второго рода; 2 и 3 — линии, ограничивающие область метастабильных состояний; 4 — линии равновесных фазовых переходов первого рода; K — трикритические точки, в которых линии фазовых переходов второго рода переходят в линии фазовых переходов первого рода; H_{C1} — наибольшее значение магнитного поля, при котором реализуется антиферромагнитная фаза ($\vec{l} \parallel \vec{A}$)

этому целесообразно использовать диэлектрический резонанс [12]. Собственные частоты сферического изотропного диэлектрического резонанса определяются выражением [12]

$$\varpi = \frac{2cX}{d\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (1)$$

где c — скорость света; X — множитель, величина которого зависит от типа колебаний; d — диаметр образца. Поскольку магнитная проницаемость μ определяется выражением

$$\mu = 1 + 4\pi\chi, \quad (2)$$

то особенности поведения магнитной восприимчивости χ приведут к особенностям поведения и резонансной частоты ϖ .

Для нахождения особенностей восприимчивости χ необходимо учесть диаграмму состояний [7], представленную на рис. 1. Эта диаграмма была построена путем использования теории фазовых переходов Ландау и гамильтониана

$$\mathcal{H} = (2M_0) \left[\frac{1}{2} E \vec{m}^2 + \frac{1}{2} G (\vec{m}\vec{l})^2 - D(l_x m_y + l_y m_x) + F(\vec{m}\vec{l}) l_x l_y - \vec{m}\vec{H} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} A_1 (l_x^2 + l_y^2) - \frac{1}{4} A_2 (l_x^2 + l_y^2)^2 + \frac{1}{4} g l_x^2 l_y^2 \right], \quad (3)$$

где $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$, $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$, $\vec{A} \parallel OZ$.

Условие $\vec{m}\vec{l} = 0$ не выполняется.

Согласно [7], гамильтониан (3) на основании теории фазовых переходов Ландау можно записать вблизи критических линий в виде

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

где \mathcal{H}_0 — часть гамильтониана, не зависящая от угла θ_0 . Угол $\theta_0 \ll 1$, рассматриваемый как параметр порядка, является углом между вектором антиферромагнетизма \vec{l} и плоскостью, перпендикулярной \vec{A} (т. е. базисной плоскостью; полярный угол $\theta = \pi/2 - \theta_0$).

Коэффициенты A и B даются формулами

$$A = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{E} (H_y d + d^2) - a_1 + a_2 - \frac{H_z^2}{E(E+g)} (K_1 - g) \right], \quad (5)$$

$$B = \frac{1}{6} \left[-\frac{1}{E} \left(\frac{1}{4} H_y d + d^2 \right) + a_1 - \frac{5}{2} a_2 + \frac{H_z^2}{E(E+g)} (K_2 - g) \right], \quad (6)$$

где

$$K_1 = \frac{(H_y g + E f + 2 d g)^2}{H_y^2 g + H_y (E d + 5 d g + 2 E f) + E f (F + 4 d) + 4 d^2 g}, \quad (7)$$

$$K_2 = \frac{H_y g + E f + 2 d g [2 H_y^3 g^2 + H_y^2 g (17 d g + 5 E d + 6 E f) + 2 E^2 f^2 (4 d - f) + 4 d g (4 d^2 g + 6 E d f - E f^2)]}{2 [H_y^2 g + H_y (E d + 5 d g + 2 E f) + E f (E + 4 d) + 4 d^2 g]^2}. \quad (8)$$

Используя формулы (4)–(8) и методику расчета, разработанную в теории фазовых переходов Ландау, получаем следующие выражения для компонент χ_{ik} тензора статической магнитной восприимчивости на линии фазовых переходов второго рода в окрестности трикритической точки:

$$\left. \begin{aligned} \chi_{yy} &= \frac{3d^4(E+g)}{4E(a_2E)^2[4(K_2-g) - (K_1-g)](\psi_y + \psi_{y_{cr}})(\psi_y - \psi_{y_{cr}})}, \\ \chi_{zz} &= \frac{12[H_z d(K_1-g)]^2}{E(E+g)(a_2E)^2[4(K_2-g) - (K_1-g)](\psi_y + \psi_{y_{cr}})(\psi_y - \psi_{y_{cr}})}, \\ \chi_{yz} = \chi_{zy} &= -\frac{3H_z d^3(K_1-g)}{E(a_2E)^2[4(K_2-g) - (K_1-g)](\psi_y + \psi_{y_{cr}})(\psi_y - \psi_{y_{cr}})}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

На линии переходов первого рода в окрестности трикритической точки получено

$$\left. \begin{aligned} \chi_{yy} &= \frac{3d^4(E+g)}{2E(a_2E)^2[4(K_2-g) - (K_1-g)](\psi_{y_{cr}} + \psi_y)(\psi_{y_{cr}} - \psi_y)}, \\ \chi_{zz} &= \frac{24[H_z d(K_1-g)]^2}{E(E+g)(a_2E)^2[4(K_2-g) - (K_1-g)](\psi_{y_{cr}} + \psi_y)(\psi_{y_{cr}} - \psi_y)}, \\ \chi_{yz} = \chi_{zy} &= -\frac{6H_z d^3(K_1-g)}{E(a_2E)^2[4(K_2-g) - (K_1-g)](\psi_{y_{cr}} + \psi_y)(\psi_{y_{cr}} - \psi_y)}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где ψ_y — угол между направлением внешнего магнитного поля и осью Y ; $\psi_{y_{cr}}$ — критический угол, в пределах которого происходит фазовый переход первого рода (см. рис. 1).

Полученные выражения для компонент тензора статической магнитной восприимчивости говорят о резком увеличении восприимчивости при подходе к трикритической точке как со стороны перехода второго рода, так и со стороны перехода первого рода ($\psi_y \rightarrow \psi_{y_{cr}}$). Следовательно, максимум восприимчивости, согласно соотношениям (1), (9), (10), приводит к минимуму резонансной частоты, который на линии фазовых переходов второго рода будет

увеличиваться по мере приближения к трикритической точке, а затем на линии фазовых переходов первого рода уменьшаться.

Таким образом, с помощью измерения резонансных частот можно экспериментально построить магнитную фазовую диаграмму (см. рис. 1) и определить на ней трикритические точки.

В том случае, если, в отличие от фторида кобальта, намагниченности подрешеток \vec{M}_1 и \vec{M}_2 тетрагонального АФМ не зависят от величины магнитного поля, то гамильтониан такого АФМ записывается в виде

$$\mathcal{H} = (2M_0) \left[\frac{E}{2} \vec{m}^2 + \frac{b}{2} l_z^2 - d(l_x m_y + l_y m_x) - \frac{1}{4} a_2 l_z^4 - \vec{m} \vec{H} \right]. \quad (11)$$

Выполняя процедуру, аналогичную случаю гамильтониана (3), и используя диаграмму состояний из [8], находим компоненты тензора восприимчивости на линии фазовых переходов второго рода

$$\left. \begin{aligned} \chi_{yy} &= \frac{d^4}{2(a_2 E)^2 (L-1) (\psi_y + \psi_{y_{cr}}) (\psi_y - \psi_{y_{cr}})}, \\ \chi_{zz} &= \frac{2[H_z d(L_1 - 1)]^2}{(a_2 E)^2 (L-1) (\psi_y + \psi_{y_{cr}}) (\psi_y - \psi_{y_{cr}})}, \\ \chi_{yz} = \chi_{zy} &= -\frac{H_z d^3 (L_1 - 1)}{(a_2 E)^2 (L-1) (\psi_y + \psi_{y_{cr}}) (\psi_y - \psi_{y_{cr}})}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

На линии фазовых переходов первого рода получаем

$$\left. \begin{aligned} \chi_{yy} &= \frac{d^4}{(a_2 E)^2 (L-1) (\psi_{y_{cr}} + \psi_y) (\psi_{y_{cr}} - \psi_y)}, \\ \chi_{zz} &= \frac{4[H_z d(L_1 - 1)]^2}{(a_2 E)^2 (L-1) (\psi_{y_{cr}} + \psi_y) (\psi_{y_{cr}} - \psi_y)}, \\ \chi_{yz} = \chi_{zy} &= -\frac{2H_z d^3 (L_1 - 1)}{(a_2 E)^2 (L-1) (\psi_{y_{cr}} + \psi_y) (\psi_{y_{cr}} - \psi_y)}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где

$$L = \frac{H_y^4 + 11H_y^3 d + 44H_y^2 d^2 + 60H_y d^3 + 16d^4}{(H_y^2 + 5H_y d + 4d^2)^2}, \quad L_1 = \frac{(H_y + 2d)^2}{(H_y^2 + 5H_y d + 4d^2)}.$$

Для более глубокого понимания особенностей физических свойств в АФМ необходимо тщательное исследование различных моделей.

1. *Huang H., Affleck I.* Susceptibility and Dzyaloshinskii–Moriya interaction in the Haldane-gap compound $\text{Ni}(\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2)_2\text{NO}_2(\text{ClO}_4)$ // *Phys. Rev. B.* – 2004. – **69**. – P. 184414–184424.
2. *Elhajal M., Canals B., Sunyer R., Lacroix C.* Ordering in the pyrochlore antiferromagnet due to Dzyaloshinskii–Moriya interactions // *Ibid.* – 2005. – **71**. – P. 94420–94428.
3. *Mazurenko V. V., Anisimov V. I.* Weak ferromagnetism in antiferromagnets: – Fe_2O_3 and La_2CuO_4 // *Ibid.* – P. 184434–184442.
4. *Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Белый Л. И.* Магнитооптические исследования индуцированного продольным магнитным полем неколлинеарного состояния антиферромагнитного фторида кобальта // *Журн. эксперим. и теорет. физики.* – 1982. – **82**, № 3. – С. 827–843.

5. Гуртовой К. Г., Лагутин А. С., Ожогин В. И. Неколлинеарные магнитные фазы в сильно анизотропном антиферромагнетике CoF_2 с большим взаимодействием Дзялошинского // Там же. – 1982. – **83**, № 5(11). – С. 1941. – 1954.
6. Чепурных Г. К., Иванов В. С., Медведевская О. Г., Никитина О. А. Особенности фазовых переходов в легкоосных тетрагональных антиферромагнетиках // Физика твердого тела. – 1999. – **41**, № 11. – С. 2044. – 2046.
7. Завражская Е. М., Чепурных Г. К. Диаграмма состояний антиферромагнитного фторида кобальта // Там же. – 2006. – **48**, № 7. – С. 1239–1243.
8. Завражская Е. М., Чепурных Г. К. Диаграмма состояний антиферромагнетика с преобладающим взаимодействием Дзялошинского // Физика низких температур. – 2007. – **33**, № 1. – С. 1–9.
9. Ожогин В. И., Шапиро В. Г. Критические поля и резонанс в легкоосном антиферромагнетике с взаимодействием Дзялошинского // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1968. – **54**, № 1. – С. 96–108.
10. Медведевская О. Г., Чепурных Г. К. Фазовая диаграмма ортоферрита в области температур ниже точки Морина // Физика твердого тела. – 1985. – **27**, № 10. – С. 3144–3147.
11. Гуртовой К. Г. Фазовый переход в CoF_2 в поперечном магнитном поле // Там же. – 1978. – **20**, № 9. – С. 2666–2671.
12. Даньшин Н. К., Ковтун Н. М., Сдвижков М. А. Диэлектрический резонанс в окрестности спиновой переориентации // Там же. – 1984. – **26**, № 12. – С. 3635–3640.

Институт прикладной физики НАН Украины, Сумы

Поступило в редакцию 20.07.2007