

05,11

## Аномалии магнитной восприимчивости при фазовых переходах второго рода вне точки Кюри

© Г.К. Чепурных<sup>1</sup>, В.А. Чёрная<sup>1</sup>, О.Г. Медведевская<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики,  
Сумы, Украина

<sup>2</sup> Сумский государственный педагогический университет им. А.С. Макаренко,  
Сумы, Украина

E-mail: ipfmail@ipfcentr.sumy.ua

(Поступила в Редакцию 6 февраля 2018 г.)

Учитывая неиссякаемый интерес к изучению особенностей физических свойств в окрестности фазовых переходов, а также рост экспериментальных исследований фторида кобальта, изучены особенности магнитной восприимчивости в окрестности критического поля  $H_C$ , при котором фторид кобальта из антиферромагнитной фазы переходит в угловую в виде перехода второго рода. При этом обнаружено, что в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel C_4$  магнитная восприимчивость обращается в бесконечность при  $H \rightarrow H_C$ . Показано, что при отклонении направления магнитного поля от оси  $C_4$  восприимчивость в критическом поле  $H_C$  оказывается конечной. Также показано, что изменение восприимчивости с изменением величины магнитного поля значительно уменьшается при крайне незначительном отклонении поля  $\mathbf{H}$  от оси  $C_4$ . Поскольку расчеты выполнены в рамках теории фазовых переходов Ландау, то обращается внимание на сходство и отличие полученных результатов с результатами в окрестности точки Кюри, полученными также путем использования теории фазовых переходов Ландау.

DOI: 10.21883/FTT.2018.09.46382.058

### 1. Введение

В настоящее время окрестность точки Кюри является единственным случаем, когда при фазовых переходах второго рода возникают аномалии магнитной восприимчивости<sup>1</sup> [1,2].

Исследованиям фазовых переходов посвящены монографии (см., например, [4,5]) и то, что фазовые переходы представляют одно из наиболее распространенных и интересных явлений, отмечено<sup>2</sup> в [6–9].

Поскольку в последние годы увеличилось количество экспериментальных исследований [10–15], связанных с использованием фторида кобальта ( $\text{CoF}_2$ ), то в работе [16] изучено состояние фторида кобальта в окрестности критического значения  $H_C$  продольного магнитного поля  $\mathbf{H}$ , при котором магнитная подсистема этого кристалла переходит в угловую фазу [17,18] вместо обычно наблюдаемого перехода из состояния  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{A} \parallel [001]$  в состояние  $\mathbf{I} \perp \mathbf{A}$  ( $\mathbf{A}$  — ось легчайшего намагничивания,  $\mathbf{I}$  — вектор антиферромагнетизма).

При этом обнаружено, что состояние магнитной подсистемы  $\text{CoF}_2$  при  $H = H_C$  оказалось крайне чувствительным к незначительному отклонению вектора магнитного поля  $\mathbf{H}$  от оси  $C_4$ , несмотря на необычайно значительную величину магнитной анизотропии [17,18].

<sup>1</sup> Напомним, что при подходе к трикритической точке также возникают аномалии магнитной восприимчивости, однако трикритическая точка является точкой перехода линии фазовых переходов второго рода в линию переходов первого рода [1,3].

<sup>2</sup> В [6–9] приведены доклады, сделанные 21 декабря 2016 года на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук „Старое и новое в физике фазовых переходов“.

Поскольку также выяснилось, что эта высокая чувствительность исчезает при изменении величины магнитного поля всего лишь на тысячные доли  $H_C$ , то для этого случая возникает необходимость в обнаружении возможных аномалий магнитной восприимчивости.

Для выяснения сходства и отличия наших выводов (в рамках теории фазовых переходов Ландау) о поведении магнитной восприимчивости в окрестности поля  $H_C$  с выводами в окрестности точки Кюри  $T_C$ , приведенными в [1,2] (также в рамках теории Ландау), кратко напомним эти выводы.

На основании [1,2] в окрестности  $T_C$  термодинамический потенциал  $\phi(P, T, \eta)$  можно записать в виде

$$\phi = \phi_0 + A\eta^2 + B\eta^4 - \eta hV, \quad (1)$$

где  $A = a(T - T_C)$ ,  $\eta$  — макроскопический магнитный момент (отнесенный к единице объема),  $h$  — магнитное поле,  $V$  — объем тела.

Благодаря учету возмущающего оператора вида  $\eta hV$  использование (1) приводит к следующим выражениям [1,2] для магнитной восприимчивости:

$$\chi = \left( \frac{\partial \eta}{\partial h} \right)_{h \rightarrow 0} = \frac{V}{4a(T_C - T)} \quad \text{при } T < T_C, \quad (2)$$

$$\chi = \left( \frac{\partial \eta}{\partial h} \right)_{h \rightarrow 0} = \frac{V}{2a(T - T_C)} \quad \text{при } T > T_C. \quad (2a)$$

Параметр порядка  $\eta$  является однокомпонентной величиной и в приведенной работе [16] параметр порядка также является однокомпонентной величиной.

## 2. Выбор плотности энергии и составление уравнений

Кристалл  $\text{CoF}_2$  исследуется в течение многих десятков лет и соответственно этому во многих работах записывается плотность энергии, используя которую, составляются уравнения, определяющие состояния магнитной подсистемы (см. ссылки, например, в [19]). В данной работе используется плотность энергии, предложенная в [18], и составленные там же уравнения состояния.

Так как изучаются особенности физических свойств в окрестности критического поля  $H_C$ , то в плотности энергии  $\mathcal{H}$ , предложенной в [18], будем учитывать слагаемые наиболее важные вблизи  $H_C$  и поэтому

$$\mathcal{H} = 2M_0 \left[ \frac{1}{2} E \mathbf{m}^2 + \frac{1}{2} G (\mathbf{m}\mathbf{l})^2 + D(m_x l_y + l_x m_y) + \frac{1}{2} A_I (l_x^2 + l_y^2) - \mathbf{m}\mathbf{H} \right], \quad (3)$$

где  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ ,  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ ,  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — намагниченности подрешеток,  $E$  и  $G$  — константы обменного взаимодействия,  $D$  — константа взаимодействия Дзялошинского–Мория,  $A_I$  — константа одноосной анизотропии,  $H$  — внешнее магнитное поле.

Из-за зависимости намагниченности подрешеток  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  от магнитного поля условие  $\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} = 0$  невыполнимо.

Из необходимых условий существования минимума  $\mathcal{H}$  как функции переменных  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\mathbf{m}$  ( $\theta$  и  $\varphi$  — соответственно полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{l}$ ) следуют уравнения

$$\partial \mathcal{H} / \partial \theta = 0, \quad \partial \mathcal{H} / \partial \varphi = 0, \quad \partial \mathcal{H} / \partial \mathbf{m} = 0. \quad (4)$$

Определяя  $\mathbf{m}$  из уравнения  $\partial \mathcal{H} / \partial \mathbf{m} = 0$  и, таким образом, исключая  $\mathbf{m}$  из плотности энергии, в [18] записана плотность энергии как функция переменных  $\theta$  и  $\varphi$  и для этих переменных записаны также уравнения. В нашем случае все это имеет вид

$$\mathcal{H} = 2M_0 \left\{ -\frac{1}{2E} \left[ H_x^2 + H_z^2 - 2H_x D \sin \theta \sin \varphi + D^2 \sin^2 \theta \right] + \frac{G}{2E(E+G)} \left[ H_x^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + H_x H_z \sin 2\theta \cos \varphi + H_z^2 \cos^2 \theta - 2H_x D \sin^3 \theta \sin 2\varphi \cos \varphi - 2H_z D \times \sin^2 \theta \cos \theta \sin 2\varphi + D^2 \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi \right] + \frac{1}{2} A_I \sin^2 \theta \right\}. \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi} = \frac{1}{E} H_x D \sin \theta \cos \varphi + \frac{G}{2E(E+G)} \left[ -H_x^2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi - H_x H_z \sin 2\theta \sin \varphi - 4H_x D \sin^3 \theta \cos 2\varphi \cos \varphi + 4H_x D \sin^3 \theta \sin^2 \varphi \cos \varphi - 4H_z D \sin^2 \theta \cos \theta \cos 2\varphi + 4D^2 \sin^4 \theta \sin 2\varphi \cos 2\varphi \right]. \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta} = \frac{1}{E} H_x D \cos \theta \sin \varphi - \frac{1}{2E} D^2 \sin 2\theta + \frac{G}{2E(E+G)} \left[ H_x^2 \sin 2\theta \cos^2 \varphi + 2H_x H_z \cos 2\theta \cos \varphi - H_z^2 \sin 2\theta - 3H_x D \sin 2\theta \sin \theta \sin 2\varphi \cos \varphi - 2H_z D \sin 2\theta \cos 2\theta \sin 2\varphi - + 2H_z D \sin^3 \theta \cos \theta \sin 2\varphi + 2D^2 \sin 2\theta \sin^2 \theta \sin 2\varphi \right] + \frac{1}{2} A_I \sin 2\theta. \quad (7)$$

Магнитное поле  $\mathbf{H}$  находится в плоскости  $ZX$ . Магнитную восприимчивость в окрестности  $H_C$  будем определять при  $\mathbf{H} \parallel C_4$  и при значениях угла  $\psi$  между  $\mathbf{H}$  и  $C_4$  в пределах  $0 < \psi \leq 1^\circ$ , так как в этих случаях изменение восприимчивости оказывается наиболее значительным.

## 3. Восприимчивость в поле $\mathbf{H} \parallel C_4$

После разложения тригонометрических функций в ряд при  $\theta \ll 1$  плотность энергии (5) согласно [16] при  $\varphi = \pi/4$  имеет вид:

$$\mathcal{H} = 2M_0 \left( -\frac{H^2}{2E} + A\theta^2 + B\theta^4 \right), \quad (8)$$

$$A = \frac{G}{2E(E+G)} \left[ -(H^2 - H_C^2) - 2D(H - H_C) \right], \quad (9)$$

$$B = \frac{G}{6E(E+G)} \left[ H^2 - H_C^2 + D(5H - 2H_C) + 3D^2 \right]. \quad (10)$$

Формулу (9) удобнее записать в виде

$$A = \frac{G}{2E(E+G)} \left[ -(H - H_C)(H + H_C + 2D) \right]. \quad (9a)$$

В выражении (8) параметром порядка является угол  $\theta$ . Поэтому в согласии с [1,2] из уравнения  $\partial \mathcal{H} / \partial \theta = 0$  следует

$$\theta^2 = -\frac{A}{2B}. \quad (11)$$

Поскольку  $H - H_C \ll H_C$ , то выражения для  $A$  и  $B$  можно записать в виде

$$A = -\frac{G(H_C + D)}{E(E+G)} (H - H_C), \quad B = \frac{DG(7H_C + 3D)}{6E(E+G)}.$$

Поэтому параметр порядка  $\theta$  определяется формулой

$$\theta = \sqrt{\frac{3(H_C + D)}{D(7H_C + 3D)}} \times \sqrt{H - H_C}. \quad (11a)$$

Для определения компонент тензора статической магнитной восприимчивости, выражения для намагниченности, определенные в [18], при условиях  $H - H_C \ll H_C$ ,  $\theta \ll 1$ , и  $G = E$  можно записать в виде

$$m_x = m_y = -\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{H_C + D}{E} \theta, \quad (12)$$

$$m_z = \frac{1}{2E} \left[ H + \frac{3(H - H_C)(H_C + D)}{7H_C + 3D} \right]. \quad (13)$$

Рассчитанные значения магнитной восприимчивости  $\chi_{xz} \sqrt{2}(E/H_C)$ , изменения  $\Delta\theta$  угла  $\theta$ , обусловленные изменением магнитного поля  $H/H_C$  на величину  $\Delta H = 0.0001$ , а также значения коэффициента пропорциональности  $K$  между  $\Delta\theta$  и  $\Delta H$ . Все это сделано для случая, когда угол  $\psi$  между  $\mathbf{H}$  и  $C_4$  находится в пределах  $0.25' \leq \psi \leq 1'$ .

$\psi = 0.25'$							
$H/H_C$	0.997	0.998	0.999	1	1.001	1.002	1.003
$\theta$ (deg)	0.5785	0.8533	1.5057	2.8911	4.3907	5.6415	6.7016
$\Delta\theta$ (rad)	0.0195	0.0413	0.1054	0.1587	0.1356	0.1134	0.0981
$K$	195	413	1054	1587	1356	1134	981
Восприимчивость	143.6	304	775.9	1168	995	829.9	712.8
$\psi = 0.5'$							
$H/H_C$	0.997	0.998	0.999	1	1.001	1.002	1.003
$\theta$ (deg)	1.1312	1.6018	2.4443	3.6411	4.8669	5.9681	6.9453
$\Delta\theta$ (rad)	0.0356	0.0647	0.1082	0.126	0.1162	0.1029	0.0919
$K$	356	647	1082	1260	1162	1029	919
Восприимчивость	262.1	476	795.6	926	851.9	752	667.1
$\psi = 1'$							
$H/H_C$	0.997	0.998	0.999	1	1.001	1.002	1.003
$\theta$ (deg)	2.1051	2.7464	3.6029	4.5845	5.5722	6.5055	7.3708
$\Delta\theta$ (rad)	0.0542	0.0766	0.0947	0.1001	0.0963	0.0896	0.0830
$K$	542	766	947	1001	963	896	830
Восприимчивость	398.7	563	694.8	732.7	702.7	651.6	601.4

Используя (11а), (12), находим

$$\chi_{xz} = \frac{\partial m_x}{\partial H_z} = \chi_{yz} = \frac{\partial m_y}{\partial H_z} = \frac{a}{\sqrt{H - H_C}}, \quad (14)$$

где

$$a = \sqrt{\frac{3(H_C + D)}{D(7H_C + D)}}.$$

Используя (13), получаем

$$\chi_{zz} = \frac{\partial m_z}{\partial H_z} = \frac{1}{2E} \left[ 1 + \frac{3(H_C + D)}{7H_C + 3D} \right]. \quad (15)$$

Приведенные компоненты тензора восприимчивости определены для угловой фазы.

В антиферромагнитной фазе (1 || A)

$$\chi_{xz} = \chi_{yz} = 0, \quad \chi_{zz} = \frac{1}{2E}. \quad (15a)$$

Сравнивая полученное выражение (14) для восприимчивости с известными выражениями (2) для восприимчивости в окрестности точки Кюри, мы видим, что если в несимметричной фазе ( $T < T_C$ ) восприимчивость обращается в бесконечность при  $T \rightarrow T_C$  благодаря учету возмущающего оператора  $\eta hV$ , то в нашем случае восприимчивости  $\chi_{xz}$ ,  $\chi_{yz}$  обращаются в бесконечность в несимметричной фазе при  $H \rightarrow H_C$  в „чистом“ виде, т.е. без учета возмущений.

Кроме того, если согласно [2] в несимметричной фазе ( $T < T_C$ ) восприимчивость не является восприимчивостью в обычном смысле слова (т.е. коэффициентом

пропорциональности между  $M$  и  $H$ ), так как  $M \neq 0$  и при  $H = 0$ , то восприимчивость, определяемая соотношением (14), является восприимчивостью в обычном смысле слова.

Компонента  $\chi_{zz}$  восприимчивости с ростом величины магнитного поля испытывает скачок в точке фазового перехода.

#### 4. Восприимчивость в наклонном магнитном поле

Поскольку угол  $\psi$  между  $\mathbf{H}$  и  $C_4$  находится в пределах  $0 < \psi \leq 1^\circ$ , то для определения восприимчивости  $\chi_{xz}$ ,  $\chi_{yz}$  воспользуемся уравнением

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{H_x}{H_C} \left[ \left( 1 + \frac{E}{G} \right) \frac{D}{H_C} \cos \theta + \frac{H_z}{H_C} \cos 2\theta \right] \\ & + \sin \theta \left\{ \cos \theta \left[ -\frac{H_z^2}{H_C^2} - 2 \frac{H_z D}{H_C^2} \cos \theta \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \frac{D^2}{H_C^2} \sin^2 \theta + 1 + 2 \frac{D}{H_C} \right] + \frac{H_z D}{H_C^2} \sin^2 \theta \right\} = 0 \quad (16) \end{aligned}$$

и его численными решениями (см. рис. 1, 2), полученными в [16]. Учитывается, что  $H_x = H \sin \psi = H\psi$ ,  $H_z = H \cos \psi = H$ ,  $D = 50$  kOe,  $H_C = 210$  kOe и принимается условие  $E = G$ .

Выражениями для намагниченностей  $m_x, m_y$ , определенных в [18], воспользуемся не в виде (12), а в виде<sup>3</sup>

$$\begin{aligned} \sqrt{2}(E/H_C)m_x &= \sqrt{2}(E/H_C)m_y \\ &= -\sin\theta \left[ \frac{D}{H_C} \left( 1 - \frac{G}{E+G} \sin^2\theta \right) + \frac{H}{H_C} \frac{G}{E+G} \cos\theta \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Восприимчивость будем определять в окрестности найденных численных решений, учитывая, что в окрестности поля  $H_C$  (как это наиболее четко следует из формулы 12) изменение намагниченности обусловлено главным образом изменением угла  $\theta$ .

Любое из решений, представленных на рис. 1, 2, будем обозначать через  $\theta_i$ , которое реализуется в магнитном поле  $H_i/H_C$  при заданных значениях угла  $\psi$ . Если при этом изменять магнитное поле на величину  $\Delta H$ , то при условии  $\Delta H \ll H_i/H_C$  изменение  $\Delta\theta_i$  угла  $\theta_i$  будет удовлетворять условию  $\Delta\theta_i \ll \theta_i$ . Из этого следует

$$\Delta\theta_i = K_i\Delta H. \quad (18)$$

Полагая в соотношении (17)  $\theta = \theta_i + \Delta\theta_i$  и учитывая формулу (18), намагниченность  $m_{xi}$  в окрестности поля  $H_i/H_C$  запишем в виде

$$\begin{aligned} \sqrt{2}(E/H_C)m_{xi} &= - \left\{ \sin\theta_i + \cos\theta_i \right. \\ &\quad \times \left. \left[ \frac{50}{210} \left( 1 - \frac{1}{2} \sin^2\theta_i \right) + \frac{H_i}{2H_C} \cos\theta_i \right] K_i\Delta H \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Поэтому восприимчивость  $\chi_{xzi}$  определяется соотношением

$$\begin{aligned} \sqrt{2}(E/H_C) \frac{\partial m_{xi}}{\partial(\Delta H)} &= \sqrt{2}(E/H_C)\chi_{xzi} \\ &= \cos\theta_i \left[ \frac{50}{210} \left( 1 - \frac{1}{2} \sin^2\theta_i \right) + \frac{H_i}{2H_C} \cos\theta_i \right] K_i. \end{aligned} \quad (19a)$$

Затем, полагая в уравнении (16)  $\theta = 2.8911^\circ + \Delta\theta_1$ ,  $\psi = 0.25'$ ,  $H/H_C = 1$ , находим при<sup>4</sup>  $\Delta H = 0.0001$ ,  $\Delta\theta_1 = 0.1587$  и соответственно  $K_1 = 1587$ .

Восприимчивость  $\chi_{xzi}$  определяется путем исследования соотношения (19a) при  $\theta_i = \theta = 2.8911^\circ$ ,  $K_i = K_1 = 1587$ .

Поэтому в окрестности заданного значения для угла  $\theta$  и поля  $H/H_C$  при  $\psi = 0.25'$  получаем<sup>5</sup>

$$|\sqrt{2}(E/H_C)\chi_{xz1}| = 1168. \quad (20)$$

<sup>3</sup> Поскольку  $m_x = m_y$ , то в дальнейшем будем писать только  $m_x$  и соответственно только  $\chi_{xz}$ .

<sup>4</sup>  $\Delta H = 0.0001$  будем использовать в окрестности всех решений, представленных на рис. 1, 2.

<sup>5</sup> Поскольку в наклонном магнитном поле основное внимание уделяется изменению магнитной восприимчивости  $\chi_{xz}$ , то записываем восприимчивость  $\chi_{xz}$ , умноженную на постоянную величину  $\sqrt{2}(E/H_C)$ .

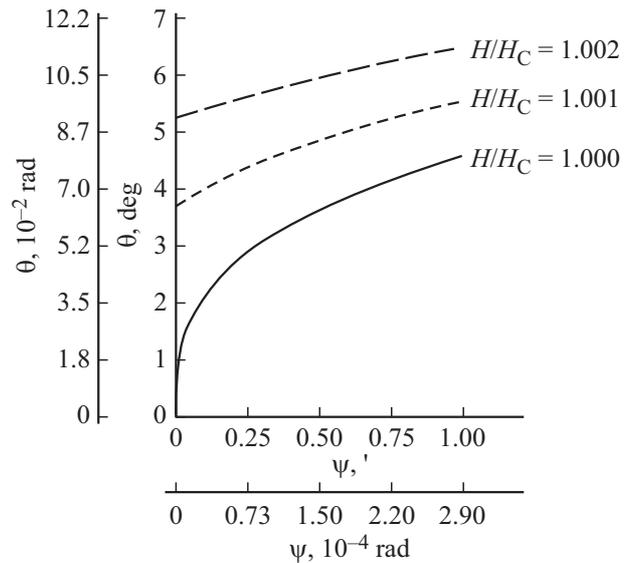


Рис. 1. Зависимость ориентации магнитной подсистемы кристалла  $\text{CoF}_2$  от ориентации магнитного поля  $\mathbf{H}$  в полях  $H/H_C \leq 1$ :  $\psi$  — угол между осью  $C_4$  и направлением поля  $\mathbf{H}$ ,  $\theta$  — угол между осью  $C_4$  и ориентацией вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ .

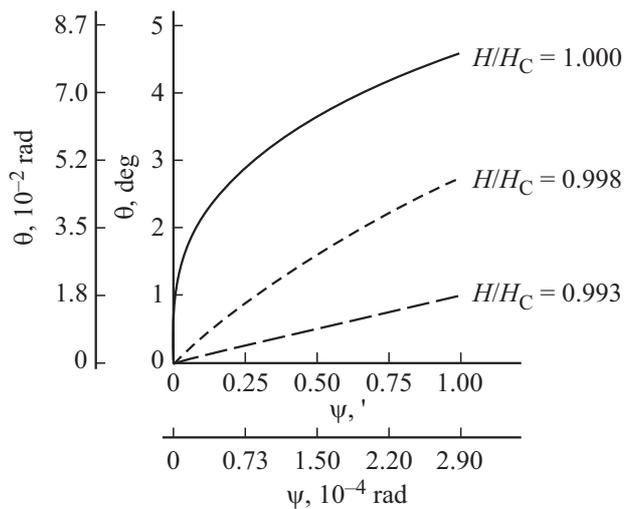
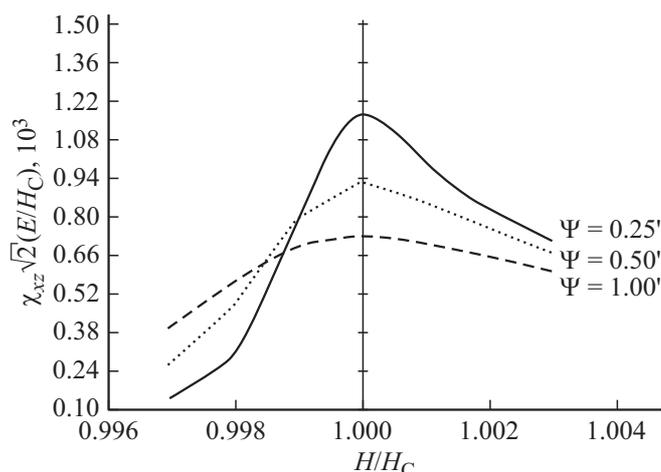


Рис. 2. Зависимость ориентации магнитной подсистемы кристалла  $\text{CoF}_2$  от ориентации магнитного поля  $\mathbf{H}$  в полях  $H/H_C \leq 1$ :  $\psi$  — угол между осью  $C_4$  и направлением поля  $\mathbf{H}$ ,  $\theta$  — угол между осью  $C_4$  и ориентацией вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ .

Аналогичным способом определены все остальные значения магнитной восприимчивости в окрестности решений, представленных на рис. 1, 2.

Вычисленные значения магнитной восприимчивости в наклонном магнитном поле приведены в таблице и на рис. 3. Из этих данных следует, что при отклонении направления магнитного поля от оси  $C_4$  восприимчивость  $\chi_{xz}$  в критическом поле  $H_C$  оказывается конечной, тогда как в поле  $\mathbf{H} \parallel C_4$  при  $H \rightarrow H_C$   $\chi_{xz} \rightarrow \infty$ .



**Рис. 3.** Зависимость магнитной восприимчивости  $\chi_{xz}\sqrt{2}(E/H_C)$  от величины магнитного поля  $H/H_C$  при различных значениях угла  $\psi$  между  $\mathbf{H}$  и  $C_4$ .

Из таблицы и рис. 3 также следует, что в окрестности критического поля  $H_C$  изменение восприимчивости  $\chi_{xz}$  с изменением величины магнитного поля значительно уменьшается при крайне незначительном отклонении направления поля  $H$  от оси  $C_4$ .

## 5. Заключение

Обнаруженная аномалия магнитной восприимчивости при фазовых переходах второго рода вне точки Кюри и ее изменения при отклонении направления магнитного поля от оси  $C_4$  могут представлять интерес для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований с целью обнаружения возможных особенностей физических свойств.

Нельзя исключать того, что некоторые из особенностей физических свойств в окрестности точки Кюри, на которые обращалось внимание в [1–9], могут проявляться в окрестности изучаемого нами фазового перехода второго рода. Это важно и потому, что материалы, в которых была обнаружена гигантская магнитоупругость [20] ( $\Delta l/l \sim 10^{-2}$ ), если эти материалы подвергнуть более тщательному теоретическому изучению на предмет обнаружения возможных аномалий в уменьшении эффективной магнитной анизотропии при фазовых переходах второго рода, могут найти применение для создания высокочувствительных сенсоров и генераторов мощного звука.

Обратим внимание, что еще в работе [21] было доказано возникновение аномального поглощения звука вблизи точек фазового перехода второго рода не благодаря флуктуациям, а благодаря тому, что уже небольшое возмущение сильно меняет равновесное значение параметра порядка (см. в [1] с. 495, 499, 513).

Учитывая это обстоятельство, в работе [22] было предсказано аномально сильное возрастание безразмер-

ного параметра связи спиновых и упругих волн в антиферромагнетиках при подходе к фазовому переходу.

## Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика, часть I. Наука, Москва (1976).
- [2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, Москва (1982).
- [3] А. Брус, Р. Каули. Структурные фазовые переходы. Москва (1984).
- [4] Г. Стенли. Фазовые переходы и критические явления. Москва (1973).
- [5] А.З. Пагашинский, В.Л. Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, Москва (1975).
- [6] В.Н. Рьжков, Е.Е. Тареева, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок. УФН **187**, 9, 921 (2017).
- [7] А.Н. Утюж, А.В. Михеенков. УФН **187**, 9, 953 (2017).
- [8] Е.И. Кац. УФН **187**, 9, 1022 (2017).
- [9] В.В. Бражкин. УФН **187**, 9, 1028 (2017).
- [10] T.R. Dugan, J.M. Goldberg, W.W. Brennessel, P.L. Holland. Organometallics **31**, 4, 1349 (2012).
- [11] Y.T. Teng, S.S. Pramana, J. Ding, T. Wu, R. Yazami. Electrochimica Acta **107**, 301 (2013).
- [12] M.J. Armstrong, A. Panneerselvam, C. O'Regan, M.A. Morrisab, J.D. Holmes. J. Mater. Chem. A **1**, 10667 (2013).
- [13] C.Y. Lee, Z. Su, K. Lee, H. Tsuchiya, P. Schmuki. Chem. Commun. **50**, 7067 (2014).
- [14] M.C. Leclerc, J.M. Bayne, G.M. Lee, S.I. Gorelsky, M. Vasiliu, I. Korobkov, D.J. Harrison, D.A. Dixon, R.T. Baker. J. Am. Chem. Soc. **137**, 16064 (2015).
- [15] J. Tan, L. Liu, S. Guo, H. Hu, Z. Yan, Q. Zhou, Z. Huang, H. Shu, X. Yang, X. Wang. Electrochimica Acta **168**, 225 (2015).
- [16] О.Г. Медведовская, Т.А. Федоренко, Г.К. Чепурных. ФТТ, **58**, 2350 (2016).
- [17] Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый. ЖЭТФ **82**, 827 (1982).
- [18] К.Г. Гуртовой, А.С. Лагутин, В.И. Ожогин. ЖЭТФ **83**, 1941 (1982).
- [19] Г.К. Чепурных. Области экстремальных характеристик магнитоупорядоченных кристаллов. Киев, Наукова думка (2010).
- [20] К.П. Белов. СОЖ **3**, 15 (1998).
- [21] Л.Д. Ландау, И.М. Халатников. ДАН СССР **94**, 469 (1954).
- [22] С.В. Пелетминский. ЖЭТФ **37**, 452 (1959).

Редактор Ю.Э. Кутаев