

05,11

## Одноионный механизм слабого антиферромагнетизма и спин-флоп-переход в двухподрешеточном ферромагнетике

© С.Н. Мартынов

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,  
Красноярск, Россия

E-mail: unonav@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 31 января 2020 г.

В окончательной редакции 31 января 2020 г.

Принята к публикации 4 февраля 2020 г.

Основное состояние гейзенберговского ферромагнетика с неколлинеарными осями одноионной анизотропии двух магнитных подрешеток исследовано во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости содержащей оси анизотропии. Неколлинеарность локальных осей анизотропии подрешеток приводит к новому эффекту — ориентационному фазовому переходу первого рода типа спин-флоп. Поле перехода зависит от величины одноионной анизотропии и ориентации локальных осей подрешеток. Анализ устойчивости магнитных состояний показывает, что переход сопровождается гистерезисом в полевой зависимости намагниченности. Определены зависимости поля спин-флоп-перехода, величины скачка намагниченности и восприимчивости от величины одноионной анизотропии и ориентации ее осей. Полученные результаты использованы для объяснения полевой зависимости намагниченности в ферромагнитном кристалле  $\text{PbMnVO}_4$ .

**Ключевые слова:** ферромагнетизм, одноионная анизотропия, ориентационный фазовый переход.

DOI: 10.21883/FTT.2020.07.49468.017

### 1. Введение

Термин „слабый антиферромагнетизм“ (weak antiferromagnetism) был введен Вонсовским и Туровым [1–3] по аналогии со слабым ферромагнетизмом для определения магнитного упорядочения в магнетике с основным ферромагнитным обменом и неколлинеарностью подрешеток, вызванной релятивистским обменом Дзялошинского–Мория (DM) [4,5]

$$H_{DM} = \mathbf{D}[\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2],$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — магнитные моменты подрешеток. При этом типе упорядочения абсолютная величина вектора антиферромагнетизма  $l$  мала по сравнению с полным магнитным моментом  $m$

$$|l| = |\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2| \ll |\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2| = |m|.$$

Слабый антиферромагнетизм, вызванный взаимодействием DM, наблюдался, например, в соизмеримой магнитной фазе кристалла  $\text{MnSi}$  [6] и в одной из антиферромагнитных подрешеток ионов меди в  $\text{Ba}_3\text{Cu}_2\text{O}_4\text{Cl}_2$  [7].

Другой причиной сдвига магнитных моментов подрешеток является неколлинеарность локальных осей одноионной анизотропии (ОА) в магнетиках с несколькими магнитными ионами в элементарной ячейке кристалла. Впервые такой одноионный механизм неколлинеарности в антиферромагнетике был рассмотрен Мория для описания слабого ферромагнетизма в антиферромагнитном кристалле  $\text{NiF}_2$  со структурой рутила [8] (см. также краткое изложение этого анализа в книге [9]). В этом магнетике легкие оси ОА, расположенные в

плоскости  $ab$  кристалла, взаимно ортогональны. Условия появления неколлинеарности, вызванной одноионной анизотропией, были рассмотрены при симметричном анализе орторомбических пировскитов в работе [10]. Неколлинеарность локальных осей ОА в значительной степени определяет магнитные свойства ферритов [11]. При развороте легких осей подрешеток относительно общей легкой оси кристалла коллинеарное упорядочение становится неустойчивым относительно отклонений моментов от общего легкого направления из-за появления линейного по углу члена в разложении энергии анизотропии

$$\epsilon_{a,i} \propto K_i \cos^n(\theta_i - \theta_{K_i}).$$

Здесь  $n$  — порядок анизотропии,  $\theta_i$  — угол ориентации момента  $i$  и  $\theta_{K_i}$  — направление оси анизотропии этого момента. При условии неколлинеарности осей ОА моментов  $\theta_{K_i} \neq \theta_{K_j}$  такая неустойчивость, как и в случае взаимодействия DM, является абсолютной — неколлинеарность возникает при любом значении параметра  $K_i$ . Принципиальным отличием одноионного механизма неколлинеарности от взаимодействия DM является его анизотропный характер. Энергии ОА зависят от ориентации моментов относительно кристаллических осей, в то время как энергия взаимодействия DM изотропна при одновременном повороте моментов в плоскости ортогональной вектору  $\mathbf{D}$ . При низкосимметричном окружении магнитных ионов со спином  $S > 1/2$  слабый ферромагнитный момент формируется как одноионным, так и двухионным (в частности взаимодействием DM) механизмами анизотропии. Это проявляется, прежде всего,

в различной зависимости кривых намагниченности вдоль разных кристаллических осей. При этом конкурирующая ОА в зависимости от ориентации магнитного поля может либо увеличивать величину слабого момента либо ее уменьшать [12–15]. Ориентационный спин-флоп-переход между состояниями с различной ориентацией моментов в антиферромагнетике может стать фазовым переходом первого рода [16]. Вывод о доминирующем влиянии ОА на формирование слабого ферромагнитного момента был сделан также для  $K_2NiF_4$ ,  $La_2NiO_4$ ,  $La_2CoO_4$  [13],  $LaMnO_3$  [17,18].

На настоящий момент информация о неколлинеарности магнитных моментов, вызванной конкуренцией ОА кристаллографически эквивалентных подрешеток в неметаллических ферромагнетиках, отсутствует. При магнитных измерениях обнаружить существование слабого антиферромагнитного момента на фоне большой общей намагниченности сложно. Присутствие такого момента должно проявляться при переориентации в магнитном поле, приложенном вдоль вектора слабого антиферромагнетизма — спин-флоп-переходе. При этом продольная намагниченность меняется скачком. Сильно анизотропный характер кривых намагниченности ферромагнитного кристалла  $PbMnVO_4$  [19] со скачком магнитного момента в поле, приложенном вдоль орторомбической оси  $b$ , дает основание сделать предположение о доминирующей роли одноионного механизма неколлинеарности в этом магнетике.

Целью настоящей работы является теоретическое описание ориентационного фазового перехода в рамках простой модели ферромагнетика с неколлинеарными осями анизотропии двух подрешеток и определение зависимости наблюдаемых магнитных параметров от параметров локальной анизотропии подрешеток.

## 2. Модель и решения

Рассмотрим основное состояние однопозиционного магнетика с плоскостью симметрии кристалла  $\mathbf{m}$  (или поворотной осью второго порядка  $C_2$ ) между трансляционно неэквивалентными позициями магнитных ионов. Эти условия типичны для магнитных кристаллов ряда групп наиболее многочисленного класса ромбических кристаллов, в частности,  $PbMnVO_4$  [19–21]. Гамильтониан системы спинов с локальными осями двухосной ОА  $z_1, x_1$  и  $z_2, x_2$  двух магнитных подрешеток может быть записан в виде

$$H = J \sum_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j + K_1 \left( \sum_i S_i^z{}^2 + \sum_j S_j^z{}^2 \right) + K_2 \left( \sum_i S_i^{x1}{}^2 + \sum_j S_j^{x2}{}^2 \right) + g\mu_B \mathbf{H}_0 \left( \sum_i \mathbf{S}_i + \sum_j \mathbf{S}_j \right) \quad (1)$$

Выберем оси  $z_1$  и  $z_2$  в качестве легких осей намагничивания в каждой подрешетке  $K_1 < 0$ . Знак второй

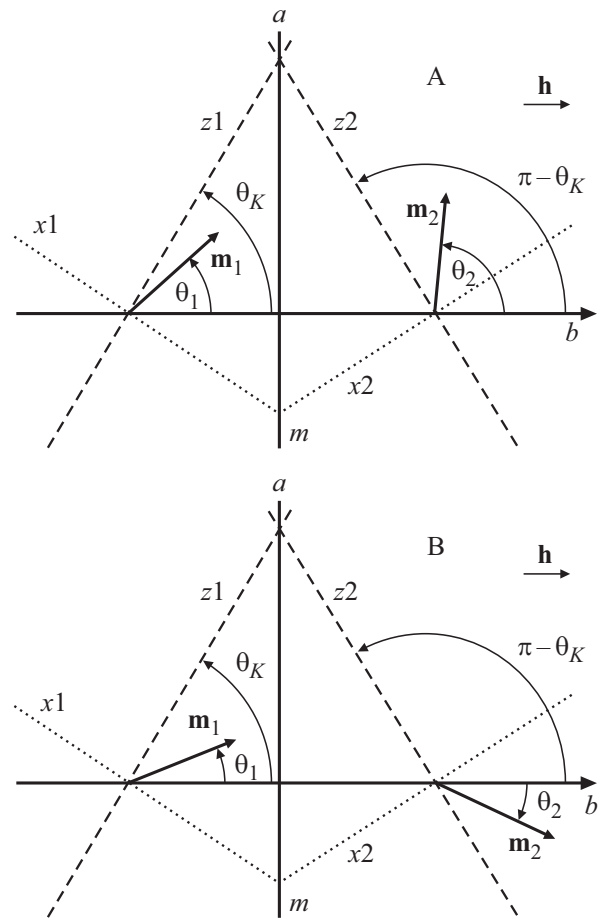


Рис. 1. Ориентация моментов ферромагнитных подрешеток  $m_1$  и  $m_2$  в двух различных состояниях. При угле между легкими осями подрешеток  $\theta_K > \pi/4$  и  $h < h_{sf}$  основным является состояние А, при  $h > h_{sf}$  — состояние В.

константы локальной анизотропии  $K_2$  (оси  $x_1$  и  $x_2$ ) может быть любой. Нетрудно показать, что при изотропном ферромагнитном обмене  $J < 0$  моменты всегда будут лежать в плоскости, образованной направлениями легкой оси и внешнего магнитного поля. Для случая внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости ортогональной плоскости симметрии  $\mathbf{m}$  и содержащей локальные оси анизотропии  $K_1, K_2$  моментов подрешеток  $i$  и  $j$ , получаем компланарную задачу (рис. 1). Это существенно упрощает ее решение, сводя его к нахождению двух углов ориентации моментов подрешеток  $\theta_1$  и  $\theta_2$  относительно направления внешнего магнитного поля.

Ортогональность локальных осей анизотропии в каждой подрешетке и ограничения симметрии

$$\theta_{x1} = \theta_{z1} + \pi/2, \quad \theta_{z2} = \pi - \theta_{z1}, \quad \theta_{x2} = \pi - \theta_{x1}$$

позволяют выразить энергию анизотропии через один эффективный параметр анизотропии  $K = K_1 - K_2$  и угол легкой оси  $\theta_K = \theta_{z1}$ . Энергия основного состояния

классических моментов  $\mathbf{m}_{1,2} = -g\mu_B \mathbf{S}_{1,2}$  во введенных переменных и обозначениях (рис. 1) имеет вид

$$E = \frac{N}{2} |J| S^2 z \cdot \epsilon(\theta_1, \theta_2),$$

где  $z$  — число магнитных соседей,

$$\epsilon(\theta_1, \theta_2) = -\cos(\theta_1 - \theta_2) + a(\cos^2(\theta_1 - \theta_K) + \cos^2(\theta_2 + \theta_K)) - h(\cos \theta_1 + \cos \theta_2),$$

$$a = \frac{K}{|J|z} < 0, \quad h = \frac{g\mu_B H_0}{|J|S z} > 0$$

— нормированная энергия, величина локальной анизотропии и внешнее магнитное поле, соответственно. Минимизация нормированной энергии  $\epsilon(\theta_1, \theta_2)$  приводит к системе из двух уравнений

$$\begin{aligned} & \sin(\theta_1 - \theta_2) + h \sin \theta_1 \\ & \quad - 2a \cdot \cos(\theta_1 - \theta_K) \sin(\theta_1 - \theta_K) = 0 \\ & -\sin(\theta_1 - \theta_2) + h \sin \theta_2 \\ & \quad - 2a \cdot \cos(\theta_2 + \theta_K) \sin(\theta_2 + \theta_K) = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

которая может быть преобразована в систему уравнений на сумму и разность углов ориентации моментов

$$\begin{aligned} & h \cdot \sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \\ & \quad - a \cdot \sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2 - 2\theta_K) = 0 \\ & \sin(\theta_1 - \theta_2) + h \sin \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \\ & \quad - a \cdot \cos(\theta_1 + \theta_2) \sin(\theta_1 - \theta_2 - 2\theta_K) = 0. \quad (3) \end{aligned}$$

Решения системы (3) определяют два возможных состояния — магнитные фазы А и В (рис. 1):

$$\begin{aligned} A: \quad \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} &= \frac{h \cos((\theta_1 - \theta_2)/2)}{2a \cos(\theta_1 - \theta_2 - 2\theta_K)}, \\ B: \quad \theta_1 &= -\theta_2. \quad (4) \end{aligned}$$

Первое решение описывает несимметричную ориентацию моментов подрешеток относительно магнитного поля (оси  $b$ ), второе — ориентацию симметричную. В отсутствии внешнего магнитного поля значения переменных и энергии состояний определяются равенствами

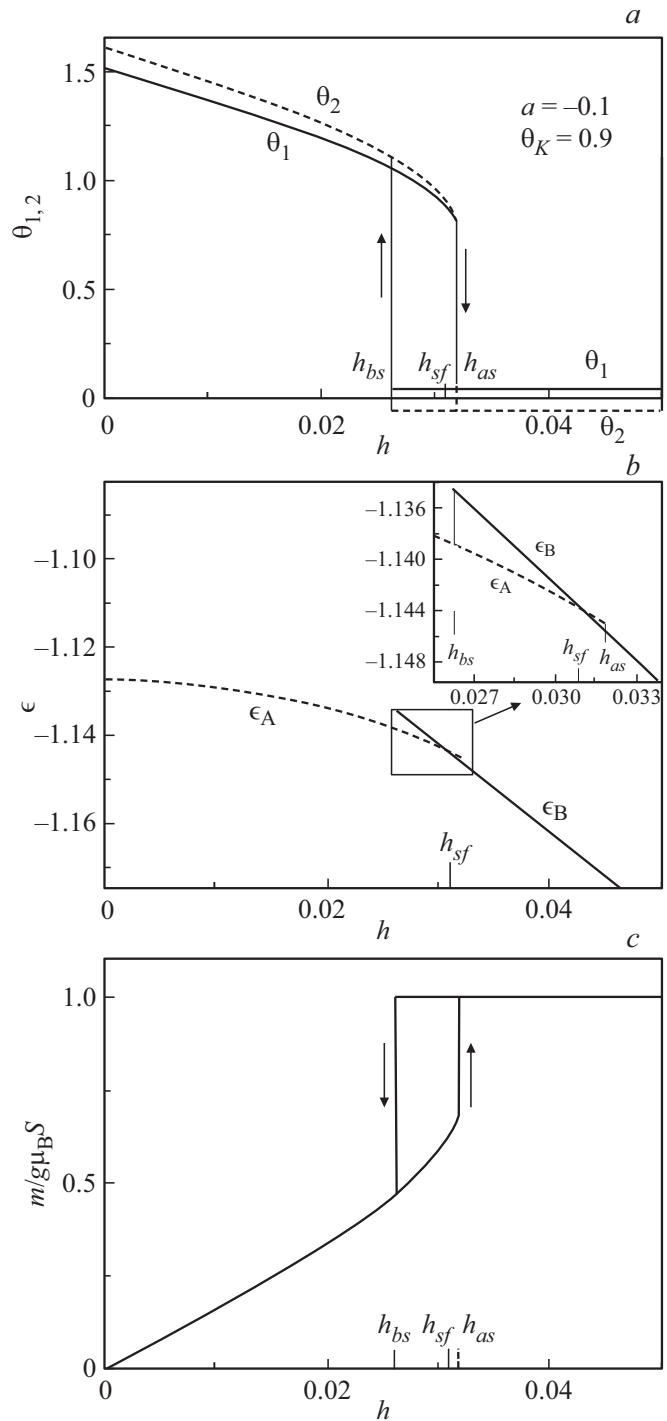
$$h = 0$$

$$A: \quad \tan \delta_0 = -\frac{a \cdot \sin 2\theta_K}{1 + a \cdot \cos 2\theta_K}, \quad \delta_0 = \theta_2 - \theta_1|_{h=0},$$

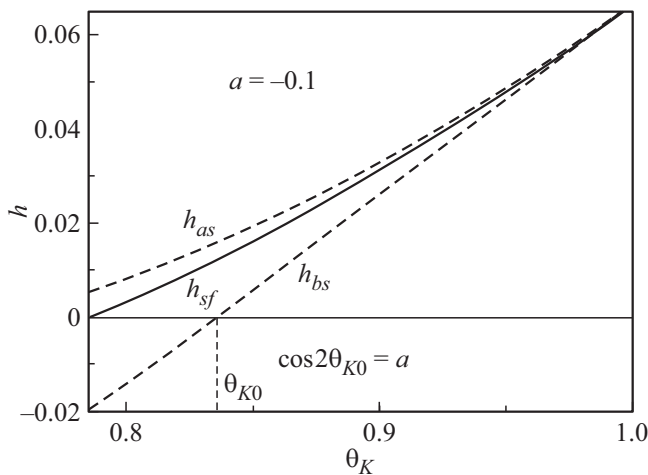
$$\epsilon_{A0} = -\sqrt{1 + a^2 + 2a \cdot \cos 2\theta_K};$$

$$B: \quad \tan 2\theta_0 = -\frac{a \cdot \sin 2\theta_K}{1 - a \cdot \cos 2\theta_K}, \quad \theta_0 = \theta_{h=0},$$

$$\epsilon_{B0} = -\sqrt{1 + a^2 - 2a \cdot \cos 2\theta_K}.$$



**Рис. 2.** Полевые зависимости а) углов ориентации магнитных моментов подрешеток  $\theta_1, \theta_2$ , б) энергии фаз А и В и в) проекции намагниченности на направление внешнего поля при относительной величине локальной анизотропии  $a = -0.1$  и угле ориентации легкой оси анизотропии  $\theta_K = 0.9$ . На вставке б) увеличена область пересечения энергий фаз  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_B$ . Вертикальные стрелки показывают направление изменения значений углов  $\theta_{1,2}$ , энергии и продольной намагниченности на границах устойчивости фаз А и В  $h_{as}$  и  $h_{bs}$ , соответственно.  $h_{sf}$  — поле, при котором энергии фаз совпадают.



**Рис. 3.** Зависимость границ устойчивости фаз А ( $h_{as}$ ) и В ( $h_{bs}$ ) (штриховые линии) от угла ориентации оси анизотропии  $\theta_K$  при параметре анизотропии  $a = -0.1$ .

Следовательно, при выполнении условий

$$a \cdot \cos 2\theta_K > 0, \Rightarrow a < 0, \theta_K > \pi/4 \quad (5)$$

$\epsilon_{A0} < \epsilon_{B0}$  — нижним по энергии состоянием является фаза А с ориентацией средней намагниченности вдоль оси  $a$  (рис. 1). При  $\theta_K < \pi/4$  общим легким направлением становится ось  $b$ , и начиная с нулевого поля реализуется фаза В.

Рассмотрим изменение ориентации магнитных моментов при выполнении условия (5) в магнитном поле, приложенном вдоль трудной оси  $b$ . С ростом величины магнитного поля угол  $\theta_2$  меняется быстрее угла  $\theta_1$  и в поле  $h = \sqrt{2}a \cos 2\theta_K$  моменты ориентируются коллинеарно ( $\theta_1 = \theta_2 = \pi/4$ ). Дальнейшее увеличение поля может изменить знак  $\delta = \theta_2 - \theta_1$ . Однако еще раньше могут сравняться энергии фаз. При этом значении поля  $h_{sf} = h(\epsilon_A = \epsilon_B)$  произойдет изменение основного состояния — фазовый переход по магнитному полю. В зависимости от величины локальной анизотропии  $a$  и угла ориентации легких осей  $\theta_K$  переход между фазами А и В может быть переходом как первого, так и второго рода. Эволюция основного состояния во внешнем поле для  $a = -0.1$  и  $\theta_K = 0.9$  показана на рис. 2. Рассмотренный ориентационный фазовый переход имеет очевидную аналогию со спин-флоп-переходом в обычном антиферромагнетике. При  $h \rightarrow 0$  поле направлено вдоль вектора слабого антиферромагнетизма  $\mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$ . После перехода вектор  $\mathbf{l}$  ориентирован ортогонально внешнему полю (рис. 1).

При существовании различных решений рассматриваемой модели важно определить область устойчивости каждого состояния. В случае фазового перехода первого рода это дает информацию о величине возможного гистерезиса намагниченности. Области устойчивости решений (4) определяются положительной определенно-

стью главных миноров определителя [22]

$$|\partial^2 \epsilon / \partial \theta_n \partial \theta_m|, \quad (n, m = 1, 2).$$

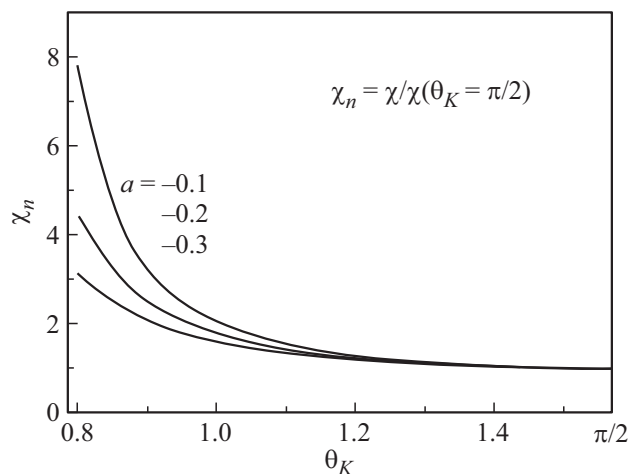
При  $|a|, h \ll 1$ ,  $\partial^2 \epsilon / \partial \theta_{1,2}^2 > 0$  и уравнение

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta_1^2} \cdot \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta_2^2} - \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta_1 \partial \theta_2} \cdot \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta_2 \partial \theta_1} = 0,$$

совместно с уравнениями минимизации энергии (2) для каждой фазы (4), определяет границы устойчивости фаз  $h_{as}, h_{bs}$ . Перекрывание областей устойчивости определяет интервал полей в котором возможен гистерезис кривых намагниченности. Этот интервал существенно зависит от угла ориентации оси анизотропии  $\theta_K$  и для  $a = -0.1$  обращается в ноль при  $\theta_K \approx 1.01$  (рис. 3). Границы совпадают со значением поля перехода  $h_{sf}$ , что соответствует фазовому переходу второго рода. Изменение типа фазового перехода обсуждается в разделе 4. При развороте осей анизотропии близком к  $\pi/4$  ( $\theta_K < \theta_{K0} = 0.5 \arccos a$ ) фаза В устойчива при любом значении магнитного поля (граница устойчивости  $h_{bs} < 0$ ).

### 3. Восприимчивость

Отличительной чертой каждого типа магнитного упорядочения является зависимость магнитного момента от величины и направления приложенного поля. Как правило, измеряется проекция намагниченности на направление приложенного поля — продольная намагниченность. И хотя в случае сложной, в частности, неколлинеарной магнитной структуры такая информация является неполной, она отражает интегральные анизотропные свойства магнетика. Начальный участок полевой зависимости продольной намагниченности в поле, приложенном вдоль трудного направления магнитного кристалла,



**Рис. 4.** Зависимость начальной восприимчивости, нормированной на восприимчивость коллинеарного ферромагнетика ( $\chi(\theta_K = \pi/2)$ ), от угла ориентации осей анизотропии  $\theta_K$  при различных значениях параметра анизотропии  $a$ .

несет информацию о величине магнитной анизотропии, что позволяет в случае коллинеарного ферромагнетика определить ее значение уже в сравнительно малых полях. Однако в случае неколлинеарных локальных осей подрешеток мы имеем дело с некоторой эффективной анизотропией, усредненной по локальным значениям. Это дает значение общей анизотропии всего магнетика меньше локальных значений [11]. Как следствие, наклон кривых намагниченности (начальная восприимчивость) может значительно возрастать при большой неколлинеарности  $\theta_K \rightarrow \pi/4$  по сравнению со случаем коллинеарного ферромагнетика с  $\theta_K = \pi/2$  ( $\chi(\theta_K = \pi/2)$ ) (рис. 4).

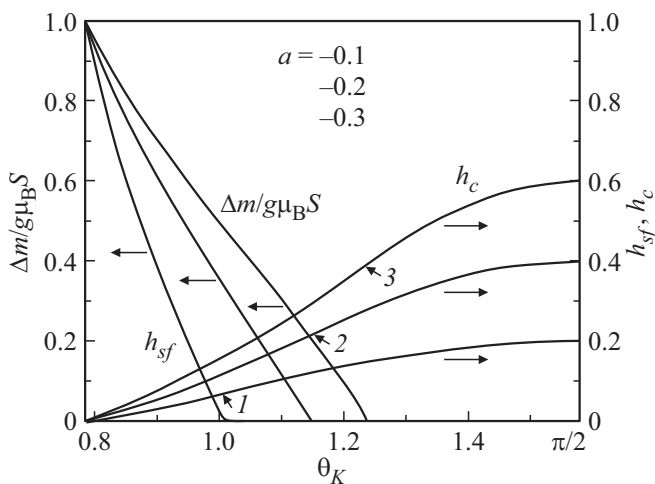
### 4. Фазовая диаграмма

Зависимость поля спин-флоп-перехода от угла разворота осей анизотропии определяет границу между низкополевой А и высокополевой В фазами — фазовую диаграмму угол-поле (рис. 5). Асимптотические значения поля завершения переориентации фазовым переходом второго рода  $h_c$  при  $\theta_K \rightarrow \pi/2$  соответствуют случаю коллинеарного ферромагнетика.

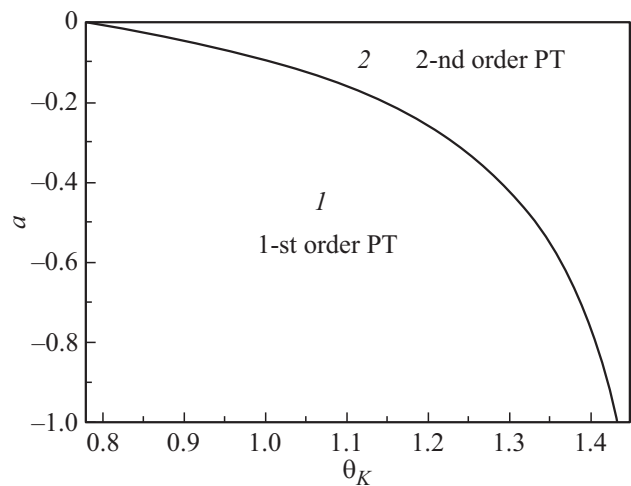
$$h_c(\theta_K = \frac{\pi}{2}) = -2a.$$

При  $\theta_K \rightarrow \pi/4$  общая анизотропия исчезает, и разворот неколлинеарных моментов к направлению намагничивания происходит в сколь угодно малом поле. То же самое происходит в другом предельном случае одноосной легкоплоскостной анизотропии  $a = 0$  ( $K_1 = K_2$  (1)).

На этой же диаграмме показана зависимость величины скачка относительной намагниченности при спин-флоп-



**Рис. 5.** Зависимость поля спин-флоп-перехода  $h_{sf}$  (границы между фазами) и скачка относительной продольной намагниченности  $\Delta m_1/g\mu_B S$  от угла ориентации оси анизотропии  $\theta_K$  при параметре анизотропии  $a = -0.1, -0.2, -0.3$ . Цифрами 1, 2 и 3 отмечены значения критического поля, выше которых фазовый переход становится переходом второго рода  $h_{sf} \rightarrow h_c$  для величины локальной анизотропии  $a = -0.1, -0.2, -0.3$ , соответственно.



**Рис. 6.** Две области на плоскости параметров анизотропии с разным типом ориентационного фазового перехода. В области 1 (1-st order Phase Transition (PT)) переориентация заканчивается фазовым переходом первого рода. В области 2 (2-nd order PT) — переходом второго рода.

переходе от угла ориентации оси анизотропии. С ростом угла (приближении к коллинеарному случаю) скачок быстро убывает и в точках 1, 2 и 3 на кривых поля перехода для  $a = -0.1, -0.2, -0.3$ , соответственно, обращается в ноль. Выше этих значений ориентационный переход завершается фазовым переходом второго рода с критическим полем  $h_c$ .

Тип фазового перехода между состояниями (4) определяется параметрами анизотропии. Причем возникновение скачка продольной намагниченности при завершении ориентационного перехода из фазы А в фазу В носит пороговый характер по параметрам анизотропии  $a$  и  $\theta_K$ . Соотношение между этими параметрами, при котором появляется скачок (переход становится переходом первого рода), можно получить из предельного условия существования фазы А

$$\theta_1 = -\theta_2 = \theta_c$$

в точке пересечения энергий фаз  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_B$  (рис. 2, b). При этом значение  $\theta_c$  совпадает с углом  $\theta$  фазы В. Кривые на рис. 2, b при предельном значении приложенного поля  $h_c$  касаются друг друга

$$\frac{d\epsilon_A}{dh} = \frac{d\epsilon_B}{dh}.$$

Выше этого значения поля решение системы (2) для фазы А отсутствует. Накладываемые условия при малой неколлинеарности подрешеток  $\theta_2 - \theta_1 \ll 1$  (слабый антиферромагнетизм) приводят к значениям

$$\sin 2\theta_c \approx -a \sin 2\theta_K, \quad h_c \approx 2a \cos 2\theta_K. \quad (6)$$

Общее численное решение условий разделяет на плоскости параметров анизотропии области с разным типом фазового перехода (рис. 6).

Необходимым условием завершения переориентации подрешеток в магнитном поле переходом первого рода является неколлинеарность магнитных моментов, вызванная одноионной анизотропией. Она приводит к появлению двух минимумов в угловой зависимости общей энергии анизотропии и, в результате, к двум минимумам в полевой зависимости энергии основного состояния (фазы А и В). Более быстрое изменение минимума фазы А приводит к совпадению значений минимумов фаз до их слияния. В этом случае пересечение энергий фаз происходит до завершения переориентации моментов фазы А (рис. 2, *b*) — ориентационный переход заканчивается фазовым переходом первого рода.

## 5. Обсуждение

В рассмотренной модели два параметра ОА:  $a$  и  $\theta_K$  определяют четыре значения, которые можно найти из экспериментальной кривой намагничивания: угол наклона кривой (начальная восприимчивость) (рис. 4), поле перехода, величину скачка намагниченности (рис. 5) и ширину гистерезиса магнитного поля (рис. 3). Труднее всего определить последние два значения. Учитывая возрастающую крутизну кривой при приближении поля к  $h_{sf}$ , необходимость точной ориентации кристалла относительно внешнего поля и сильную зависимость кривой намагничивания от температуры [19], точно определить величину скачка намагниченности сложно. Ширина гистерезиса может существенно зависеть от скорости прохождения точки перехода. Наиболее простым представляется определение параметров ОА из первых двух экспериментальных значений — начальной восприимчивости и поля перехода,

Магнитная анизотропия  $\text{PbMnVO}_4$  определяется сильным ян-теллеровским искажением кислородных октаэдров, окружающих ионы меди  $\text{Mn}^{3+}$  [19]. При этом длинная ось рассматривается как локальная легкая ось одноионной анизотропии. Искаженные октаэдры образуют цепочки вдоль оси  $b$  с самым сильным ферромагнитным обменом между ионами марганца. Плоскости, содержащие длинные и короткие оси октаэдров, развернуты относительно общей легкой орторомбической оси кристалла  $a$  на угол  $\phi \approx 30^\circ$  (на рис. 1 показана проекция орторомбической оси  $a$ ). Таким образом, энергия суммарной ОА зависит от ориентации моментов четырех обменно-связанных трансляционно неэквивалентных подрешеток и, следовательно, определяется как локальной анизотропией, так и величинами обменных взаимодействий внутри и между цепочками. Эффективная константа не выражается через локальные простым суммированием последних, умноженных на функции углов  $\theta_{ki}$  — эффективная ОА не является простой суммой каких-либо локальных проекций. Сравнение рассчитанных кривых намагничивания с экспериментально наблюдаемой зависимостью для  $\text{PbMnVO}_4$  [19] в поле, приложенном вдоль орторомбической оси  $b$ , дает параметры анизотропии

$a \approx -0.1$ ,  $\theta_K \approx 0.9$ . Значение полученного угла ориентации локальной легкой оси близко к углу ориентации длинной диагонали искаженного кислородного октаэдра, окружающего ионы  $\text{Mn}^{3+}$ , относительно оси  $b$   $\theta = 0.84$ . Для сравнения со значением величины ОА вдоль орторомбической оси  $a$  (эффективной макроскопической анизотропии), определенной в рамках одноподрешеточной модели [23], воспользуемся значением обменного взаимодействия  $J$ , полученным в этой работе. Значение  $a \approx -0.1$ , полученное в настоящей работе в рамках двухподрешеточной модели (1), почти втрое превышает эффективную анизотропию [23]. Неколлинеарность локальных осей анизотропии многоподрешеточного ферромагнетика (как и антиферромагнетика [16]) не только приводит к характерному нелинейному виду кривой намагничивания со скачком магнитного момента, но и всегда дает меньшую величину наблюдаемой макроскопической анизотропии по сравнению с локальным значением, эффективно „усредняя“ анизотропию неколлинеарных подрешеток [11]. Детальный анализ анизотропных свойств  $\text{PbMnVO}_4$ , включающий намагничивание вдоль самой трудной оси  $c$ , в рамках четырехподрешеточной модели с учетом ориентации осей октаэдров и влияния взаимодействия DM требует отдельного рассмотрения и будет представлен позднее. Отметим только, что совместное действие ОА и взаимодействия DM в этом магнетике сохраняет общий вид кривой намагничивания и спин-флоп-переход в поле, приложенном вдоль орторомбической оси  $b$ .

В настоящее время растущий интерес к изучению неколлинеарных магнетиков в значительной степени обусловлен магнитоэлектрическими свойствами, сопровождающими магнитную неколлинеарность [24,25]. Этот интерес вызван, прежде всего, возможностью управления магнитными параметрами кристалла, меняя электрическую поляризацию и наоборот, что имеет широкую технологическую перспективу. Идеальным магнитоэлектрическим мультиферроиком должен быть кристалл, в котором большая спонтанная поляризация была бы связана с большой намагниченностью [15]. При этом наиболее яркого проявления магнитоэлектрических свойств следует ожидать при скачкообразном изменении ориентации такой намагниченности — в окрестности фазового перехода первого рода. При таком переходе величина скачка намагниченности у слабого антиферромагнетика может быть значительно больше аналогичного скачка в слабом ферромагнетике. Немаловажным преимуществом является также значительно меньшее поле спин-флоп-перехода в слабом антиферромагнетике, определяемое только одноионной анизотропией. Отметим, что в изоструктурном кристалле  $\text{PbFeVO}_4$  обнаружены аномалии диэлектрических свойств при температуре установления ближнего и дальнего магнитного порядка, что указывает на корреляцию между магнитной и электрической подсистемами в этом кристалле [26].



## 6. Заключение

В ферромагнетике с неколлинеарными осями одноионной анизотропии магнитных подрешеток ориентационный фазовый переход в поле, приложенном в плоскости, содержащей локальные оси анизотропии, может происходить либо в виде двух фазовых переходов второго рода с непрерывным разворотом моментов подрешеток, либо в виде одного перехода второго рода и одного перехода первого рода. Во втором случае переход первого рода (спин-флоп-переход) сопровождается скачком проекции намагниченности на направление приложенного поля и гистерезисом. Переход имеет пороговый характер по параметрам анизотропии - величине локальной анизотропии и ориентации ее осей — и существует в широком интервале этих параметров. Получены зависимости поля спин-флоп-перехода, скачка намагниченности, начальной восприимчивости и границы появления фазового перехода первого рода от параметров локальной анизотропии подрешеток. Сравнение с экспериментальными кривыми намагниченности для  $\text{PbMnVO}_4$  позволили провести численную оценку параметров локальной анизотропии двухподрешеточной модели и сделать вывод об эффективном усреднении величины анизотропии при развороте осей.

### Благодарности

Автор благодарен А.И.Панкрацу и А.Д.Балаеву за полезные обсуждения.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского Краевого Фонда Науки, исследовательский проект № 18-42-240008 „Влияние магнитной структуры на магнитоэлектрические свойства оксидных кристаллов, содержащих стереоактивные ионы  $\text{Pb}^{2+}$  и  $\text{V}^{3+}$ “.

### Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.V. Vonsovsky, E.A. Turov. *J. Appl. Phys.*, **30**, 9S, (1959).
- [2] С.В. Вонсовский. *Магнетизм*, Наука, М. (1971). С. 754.
- [3] Е.А. Туров. *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*. Изд. АН СССР, М. (1963). С. 177.
- [4] I. Dzyaloshinsky. *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 241 (1958).
- [5] T. Moriya. *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [6] V.E. Dmitrienko, V. A. Chizhikov. *Phys. Rev. Lett*, **108**, 187201 (2012).
- [7] V. Yushankhai, M. Wolf, K.-H. Muller, R. Hayn, H. Rosner. *Phys. Rev. B* **62**, 14229 (2000).
- [8] T. Moriya. *Phys. Rev.* **117**, 635 (1960).
- [9] Дж. Смарт. *Эффективное поле в теории магнетизма*, Мир, М. (1968). С. 177.
- [10] E.F. Bertaut. В сб.: *Magnetism*. Academic Press, N. Y. (1963). V. 3, 149.
- [11] С. Круничка. *Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов*. Мир, М. (1976). Т. 2. С. 44.
- [12] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*. Физматлит, М. (2001). С. 103.
- [13] D. Coffey. *J. Appl. Phys.*, **70**, 6326, (1991).
- [14] Г.А. Петраковский, М.А. Попов, А.Д. Балаев, К.А. Саблина, О.А. Баюков, Д.А. Великанов, А.М. Воротынов, А.Ф. Бовина, А.Д. Васильев, М. Боем. *ФТТ* **51**, 1745 (2009).
- [15] C. Weingart, N. Spaldin, E. Bousquet. *Phys. Rev. B* **86**, 094413 (2012).
- [16] С. Н. Мартынов. *Письма в ЖЭТФ* **108**, 196 (2018).
- [17] D. Talbayev, L. Mihaly, J. Zhou. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 017202 (2004).
- [18] A.A. Mozhegorov, L.E. Gonchar, A. E. Nikiforov. *Low Temp. Phys.*, **33**, 229 (2007).
- [19] A. Pankrats, K. Sablina, M. Eremin, A. Balaev, M. Kolkov, V. Tugarinov, A. Bovina. *J. Magn. Magn. Mater*, **414**, 82 (2016).
- [20] H. Park, J. Barbier. *Acta Crystallog.*, **E57**, 82 (2001).
- [21] H. Park, R. Lam, J. E. Greedan, J. Barbier. *Chem. Matter.* **15**, 1703 (2003).
- [22] Ю.А.Изюмов, В.Р. Сыромятников. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*. Наука, М. (1984). С. 105.
- [23] A. Pankrats, M. Kolkov, S. Martynov, S. Popkov, A. Krasikov, A. Balaev, M. Gorev. *J. Magn. Magn. Mater*, **471**, 416 (2019).
- [24] T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, Y. Tokura. *Nature (London)* **426**, 55 (2003).
- [25] E. Bousquet, A. Cano, J. Phys: *Condens. Matter* **28**, 1 (2016).
- [26] A. Pankrats, K. Sablina, D. Velikanov, A. Vorotynov, O. Bayukov, A. Eremin, M. Molokeev, S. Popkov, A. Krasikov. *J. Magn. Magn. Mater*, **353**, 23 (2014).

*Редактор Т.Н. Василевская*