

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

*А.К.Звездин, А.А.Мухин, А.И.Попов*

Исследована неустойчивость магнитной структуры ферромагнитного кристалла (типа феррита-граната), возникающая в магнитном поле при пересечении нижних энергетических уровней одной из подрешеток. Это явление представляет собой магнитный аналог эффекта Яна – Теллера. Построена фазовая диаграмма этой системы.

1. Хорошо известен эффект Яна – Теллера в кристаллах, сводящийся к тому, что кристаллическое окружение ионов с орбитально вырожденными нижними уровнями является неустойчивым относительно деформации, понижающей симметрию кристалла и тем самым приводящей к снятию орбитального вырождения. Интересная модификация этого явления может реализоваться в магнитном кристалле. Если в магнитоупорядоченном кристалле (мы будем называть его матрицей) имеются ионы с вырожденным основным состоянием и имеющие анизотропное обменное взаимодействие (или дипольное) с матрицей, то вырождение может сняться за счет деформации магнитной структуры с понижением магнитной симметрии окружения иона, а при кооперативном характере явления и всего кристалла. Причину этого явления можно пояс-

нить следующим образом (аналогично обычному эффекту Яна–Теллера). Пусть в симметричной фазе основное состояние иона двукратно вырождено. Деформацию магнитной структуры, приводящую к понижению симметрии, будем характеризовать величиной  $\theta$ , где  $\theta$  – угол отклонения магнитных моментов матрицы от положения равновесия в симметричной фазе. Эта деформация вызывает расщепление уровней, линейное по  $\theta$  ( $\Delta E = \pm a\theta$ , где  $a$  – константа взаимодействия иона с матрицей). Энергия основного состояния иона понижается. С другой стороны деформация приводит к проигрышу в энергии  $b\theta^2/2 > 0$  ( $b$  – "жесткость" матрицы). Наличие линейных по  $\theta$  членов в энергии приводит к неустойчивости системы; квадратичные члены стабилизируют развитие неустойчивости. Возникающая при неустойчивости структура (при  $T = 0\text{K}$ ) определяется условием минимума полной энергии

$$E = \frac{b\theta^2}{2} - a|\theta|. \quad (1)$$

Минимум достигается при  $\theta = \pm a/b$ . При больших концентрациях ионов с вырожденными уровнями происходит кооперативный магнитный фазовый переход. Примером веществ, где такие явления могут наблюдаться, являются соединения редкоземельных (РЗ) элементов с элементами группы железа. В них роль матрицы играют ионы железа, а в РЗ ионах может реализоваться вырожденное основное состояние<sup>1)</sup>.

2. Рассмотренный механизм неустойчивости магнитной структуры может быть особенно интересен в ситуации, когда совпадение нижних уровней происходит во внешнем магнитном поле  $H$ , что возможно, если их скорости изменения с магнитным полем различны. Исследуем в зависимости от  $H$  и  $T$  характер возникающей при этом неустойчивости и вызванные ею фазовые переходы. Уточним модель<sup>2)</sup>. Пусть кристалл имеет две подсистемы: магнитную "матрицу" и парамагнитную двухуровневую подсистему, связанные между собой обменным взаимодействием. Внешнее и обменное поля параллельны и направлены вдоль определенной оси кристалла: Энергия "матрицы", как и выше, равна  $b\theta^2/2$ , где угол  $\theta$  отсчитывается от  $H$  в определенной плоскости. Ограничимся ниже случаем достаточно малых углов. Будем считать, что в кристалле имеется две неэквивалентные позиции парамагнитных ионов, что, как мы увидим ниже, является важным и соответствует реальным ситуациям. Энергетические уровни ионов зависят от  $H$  и  $\theta$ ; при

<sup>1)</sup>С такой точки зрения можно, например, рассматривать ориентационный переход в  $\text{HoFeO}_3$ . В нем при  $T > 50\text{K}$  вектор антиферромагнетизма  $l \parallel a$  – оси кристалла, при этом анизотропия  $g$ -фактора такова, что обменное расщепление нижних уровней равно нулю. Отклонение  $l$  от оси  $a$  в плоскости  $ac$  вызывает их расщепление, достигающее максимума при  $l \parallel c$  ( $\sim 3-4 \text{ см}^{-1}$ ). Переход  $l$  от  $a$  к  $c$  согласно вышеизложенному, выгоден и действительно наблюдается при  $T = 50\text{K}$ .

<sup>2)</sup>Ближайшим прототипом этой модели является YIG с примесью РЗ ионов ( $\text{Tb}$ ,  $\text{Ho}$ , ...).

$\theta = 0$  они пересекаются в поле  $H = H_0$ ; в линейном приближении по  $\theta$  они имеют вид:

$$\text{позиция А: } E_{1,2} = \pm \Delta(H) \mp a\theta; \quad \text{позиция В: } E_{1,2} = \pm \Delta(H) \pm a\theta. \quad (2)$$

$\Delta(H)$  в точке пересечения (при  $H = H_0$ ) меняет знак. Наличие двух позиций обеспечивает стабильность состояния  $\theta = 0$  вдали от точки пересечения уровней, так как при этом линейные члены в разложении  $E_{1,2}(\theta)$  взаимно компенсируются.

3. Рассмотрим случай  $T = 0$ . Полная энергия системы есть

$$E = \frac{b\theta^2}{2} - \frac{x}{2} (|\Delta - a\theta| + |\Delta + a\theta|), \quad (3)$$

где  $x$  — концентрация парамагнитных ионов. Видно, что в точке пересечения ( $\Delta(H) = 0$ ) энергия (3) совпадает с (1) со всеми вытекающими следствиями. Вблизи от точки пересечения при  $|\Delta| < xa^2/b$  энергия (3) имеет два минимума при  $\theta_1 = 0$  и  $\theta_2 = \pm xa/b$ . При  $|\Delta| < xa^2/2b$  состояния  $\theta = \pm xa/b$  являются абсолютными минимумами, а состояние  $\theta = 0$  — метастабильным; при  $xa^2/2b < |\Delta| < xa^2/b$  реализуется обратная ситуация. Это означает, что в точках  $\Delta(H) = \pm xa^2/2b$  происходят фазовые переходы первого рода по полю. В угловой фазе ( $\theta \neq 0$ ) уровни парамагнитных ионов будут расталкиваться, причем по-разному для позиций А и В.

4. При конечной температуре  $T$  неравновесный термодинамический потенциал (ТП) системы можно представить в виде

$$\Phi = -\frac{xT}{2} \sum_{i=1}^2 \ln \left[ \exp\left(-\frac{E_1^i}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_2^i}{T}\right) \right] + \frac{b\theta^2}{2}, \quad (4)$$

где индекс  $i$  нумерует позиции А и В. В безразмерных переменных  $\Theta = \theta/\theta_0$ ,  $W = \Delta/a\theta_0$ ,  $\tau = T/2a\theta_0$ ,  $F = \Phi/b\theta_0^2$ , где  $\theta_0 = ax/b$ , (4) имеет вид

$$F = \frac{\Theta^2}{2} - \tau \ln \left[ \text{ch}\left(\frac{W + \Theta}{2\tau}\right) \text{ch}\left(\frac{W - \Theta}{2\tau}\right) \right]. \quad (5)$$

Таким образом, зависимость от физических параметров ( $x, a, b$ ) входит в это выражение только через масштабы величин  $\theta, \Delta, T$ . Формальная задача минимизации ТП приводит к следующей картине (см. рис. 1). Имеются два решения (две фазы): а) коллинеарная фаза  $\Theta = 0$ ; б) угловая фаза  $\Theta_1 = \Theta(W, \tau)$ ,  $\Theta_2 = -\Theta_1$ . Коллинеарная фаза на плоскости  $Wr$  устойчива всюду за исключением области, ограниченной кривой АСОС'А; эта кривая — линия потери устойчивости фазы  $\Theta = 0$  — задается уравнениями в параметрической форме

$$W = \eta(1 + \text{ch } \eta)^{-1}; \quad \tau = (1 + \text{ch } \eta)^{-1}. \quad (6)$$

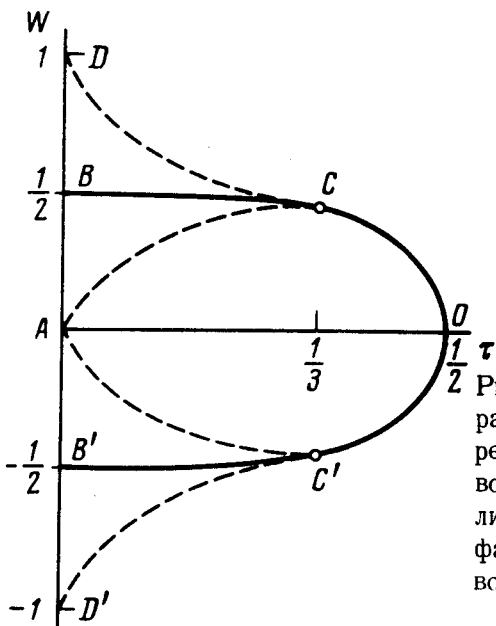


Рис. 1. Фазовая диаграмма (численный расчет): BC, B'C' – линии фазового перехода первого рода; CC' – линия фазового перехода второго рода; AC, AC' – линии потери устойчивости коллинеарной фазы; CD, C'D' – линии потери устойчивости угловой фазы

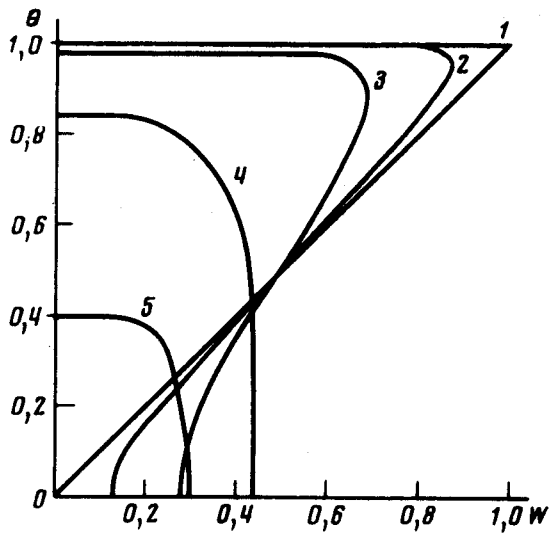


Рис. 2. Зависимость угла  $\Theta$  от  $W(H)$  при различных  $r$ ; кривая 1 –  $r = 0$ , 2 – 0,025, 3 – 0,1, 4 – 0,325, 5 – 0,45

Угловая фаза (функция  $\Theta(W, r)$ ), рассчитанная численно, приведена на рис. 2) устойчива в области, ограниченной кривой DCOC'D', которая задается в параметрическом виде следующим образом:

$$W = \frac{\text{cth } \xi - \xi^{-1}}{\xi} \text{ Arch} \left( \frac{\xi - \text{ch } \xi \text{ sh } \xi}{\text{sh } \xi - \xi \text{ ch } \xi} \right); \quad r = \frac{1}{\xi} \text{cth } \xi - \frac{1}{\xi^2}. \quad (7)$$

В точках C и C' кривые потери устойчивости (6) и (7) плавно (с равными касательными) сливаются в линию фазового перехода второго рода. В областях DCA и D'C'A фазы сосуществуют. Отметим возможность появления доменной структуры в области, ограниченной кривой DCOC'D'. Доменная структура может быть двух типов: а) "двойникового типа" из-за двукратного вырождения угловой фазы в области

АСОС  $\hat{A}$ ; б) типа промежуточного состояния вблизи линий сосуществования фаз (линии ВС и В $\hat{C}$ ). Весьма похоже, что обнаруженные в работе [1] особенности намагниченности и магнитострикции иттрий-тербиевого граната, есть проявление рассмотренной неустойчивости магнитной структуры.

Авторы благодарны Д.И.Хомскому за обсуждение работы и Р.З.Левитину за ознакомление с экспериментальными результатами.

Поступила в редакцию  
27 января 1976 г.

### Литература

[1] В.Г.Демидов, Р.З.Левитин, Ю.Ф.Попов. ФТТ, 18, №2, 1976.

---