

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТЯЖЕЛЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ

М.А.Савченко, А.В.Стефанович

На основе флуктуационной теории фазовых переходов исследованы магнитные фазовые превращения в тяжелом редкоземельном металле туллии (Tm). Показано, что при переходе из парамагнитной области в упорядоченное состояние в Tm возникает $N + 1$ ($N = 6$) стационарных состояний, причем только в низшем упорядоченном состоянии кристалл обладает отличным от нуля спонтанным магнитным моментом. Фазовый переход в основное состояние системы оказывается переходом второго рода, а все остальные переходы — флуктуационными фазовыми переходами первого рода.

Экспериментальные исследования магнитных фазовых переходов в тяжелых редкоземельных металлах [1, 2] показали, что в Ho , Er наряду с обычными состояниями плоской спирали (NS), продольной синусоидальной волны ($c\text{-sin}$) и конической спирали существует состояние скошенной спирали (TS). На зависимости удельной теплоемкости от температуры следует, что это соответствует появлению дополнительного пика. Теоретически фазовые переходы в редкоземельных металлах и их соединениях были подробно исследованы в [3, 4]. Авторами было достигнуто хорошее согласие с экспериментом.

Экспериментально также было установлено [2], что магнитная структура туллия (Tm) в низшем упорядоченном состоянии представляет собой ферромагнитный антифазовый домен с сильной анизотропией вдоль выделенной оси кристалла (рис. 1).

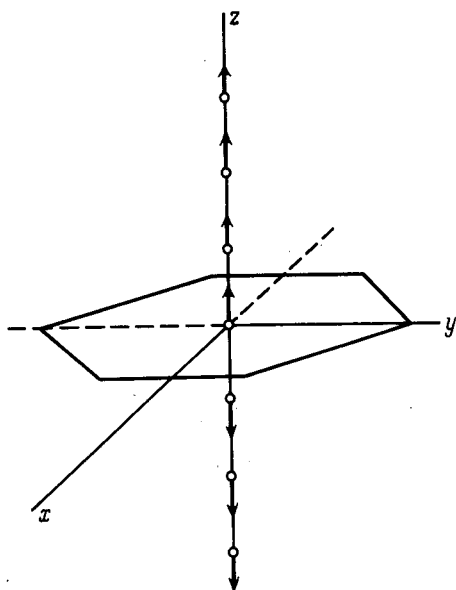


Рис.1. Магнитная структура Tm в основном состоянии

В настоящем сообщении мы рассмотрим магнитные фазовые переходы в туллии (Tm). Магнитная структура Tm^{11} (пространственная группа $P6_3/mmc - D_{6h}^4$) может быть представлена в виде суперпозиции $N + 1$ продольных синусоидальных волн с периодичностью вдоль выделенной оси кристалла z (гексагональная ось). Им можно поставить в соответствие $N + 1$ векторов спиновой плотности .

$$S_o,$$

$$S_1 = s_1^+ + is_1^-, \quad S_2 = s_2^+ + is_2^-, \dots, \quad S_N = s_N^+ + is_N^-, \quad (1)$$

где S_o — вектор ферромагнетизма, так как система в низшем упорядоченном состоянии обладает отличным от нуля магнитным моментом.

Имея набор векторов S_o, S_i можно построить свободную энергию Ландау в парамагнитной области. Для случая большой анизотропии реального кристалла получим

$$F = \frac{1}{2} r_o s_o^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N r_i (s_i^{+2} + s_i^{-2}) + \frac{1}{8} \Gamma_o s_o^4 + \frac{1}{8} \sum_{i=1}^N \Gamma_i (s_i^{+2} + s_i^{-2})^2 +$$

$$+ \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \Gamma_{oi} s_o^2 (s_i^{+2} + s_i^{-2}) + \frac{1}{8} \sum_{\substack{i=1, j=1 \\ i \neq j}}^N \Gamma_{ij} (s_i^{+2} + s_i^{-2})(s_j^{+2} + s_j^{-2}), \quad (2)$$

1) Аналогичные исследования можно провести и для других веществ с подобной магнитной структурой.

причем для затравочных значений температур и амплитуд выполняются соотношения

$$\tau_0^{\circ} < \tau_1^{\circ} < \dots < \tau_N^{\circ}, \quad \tau_0^{\circ} \leq r - |a_{\parallel b}|, \quad \tau_i^{\circ} = r - |a_{\parallel i}|, \quad (3)$$

$$\Gamma_1^{\circ} < \Gamma_2^{\circ} < \dots < \Gamma_N^{\circ}, \quad \Gamma_{01}^{\circ} = \Gamma_{02}^{\circ} = \dots = \Gamma_{0N}^{\circ}, \quad \Gamma_{ij}^{\circ} = \Gamma_i^{\circ} \cdot \Gamma_j^{\circ},$$

$|a_{\parallel i}|$ — модуль осевой анизотропии i -й гармоники¹⁾.

При движении из парамагнитной области наиболее сильно флуктуирующим оказывается поле ферромагнитного вектора S_0 , а собственные флуктуации вектора первой гармоники S_1 будут слабее. Используя формализм ренорм-группы (РГ) можно получить уравнения для амплитуд и температур нулевой и первой гармоники из работы [4]. Из решения этих уравнений следует, что первая гармоника становится неустойчивой вследствие перекачки в нее энергии флуктуации поля ферромагнитного вектора и в системе произойдет фазовый переход первого рода в состояние с продольной синусоидальной волной. После того как произошел переход рода в состояние (c -sin) анизотропия системы уменьшается, например, анизотропия "ферромагнитной компоненты" уменьшится на величину $\frac{1}{4}\Gamma_{01}(x_{0s})s_{10}^2$, где s_{0s} значение переменной метода РГ в точке перехода в состояние (c -sin), а s_{10} — величина скачка параметра порядка первой гармоники. Изменение анизотропии остальных гармоник сохраняет неравенства между температурами $\tau_0^{\circ} < \tau_1^{\circ} < \dots < \tau_N^{\circ}$ (см. (2)).

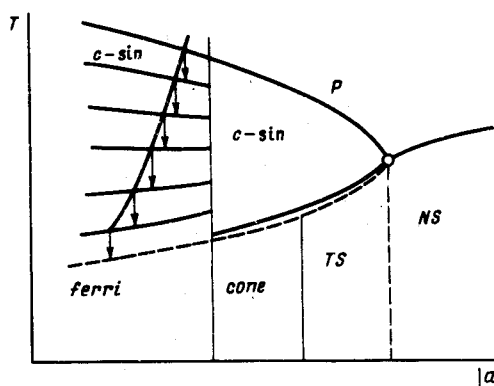


Рис.2. Фазовая диаграмма редкоземельных металлов и их сплавов

Проводя аналогичные рассуждения можно показать, что система будет переходить из одного стационарного состояния, в другое стационарное состояние с модулированным моментом вдоль оси z через переходы первого рода, а переход в основное упорядоченное состояние будет фазовым переходом второго рода. Следовательно на фазовой (T , $|a_{\parallel}|$) диаграмме возникает $N + 1$ (для T_m их будет 7, так как период магнитной структуры равен $7a$, где a — постоянная решетки в направ-

¹⁾ Остальные обозначения те же, что и в работе [4].

лении оси z) стационарных состояний (см. рис. 2). Таким образом на зависимости теплоемкости от температуры в интервале между состояниями ($c - \sin$) и ($ferri$) можно ожидать появление ряда дополнительных пиков.

Московский
институт радиотехники
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
30 июня 1978 г.

Литература

- [1] К.П.Белов, М.А.Белянчикова, Р.З.Левитин, С.А.Никитин. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., изд. Наука, 1965.
 - [2] А.Н.Милхаус, W.C.Koehler, Int. J. Magnetism, 2, 389, 1971; Magnetic Properties of Rare Earth ed R.J.Elliott, New-York, Plenum, 1972.
 - [3] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 72, 1930, 1977.
 - [4] М.А.Савченко, А.В.Стефанович. ЖЭТФ, 74, 2300, 1978.
-