

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ОРТОФЕРРИТА ИТТРИЯ YFeO_3 С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА

В.М.Черепанов, С.С.Якимов

С помощью эффекта Мессбауэра впервые исследовано критическое поведение монокристаллического YFeO_3 во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [c]$. Полученные значения критических индексов ($\beta = 0,36 \pm 0,01$; $\delta = 4,0 \pm 0,4$; $\gamma = 1,0 \pm 0,2$) удовлетворяют соотношениям гипотезы подобия. Обнаружено изменение угла "скоса" подрешеток в области $T \approx T_N$.

Исследования критических явлений при фазовых переходах второго рода с целью изучения уравнения магнитного состояния включают все более широкий класс веществ с различным типом магнитной структуры. В последнее время заметно усилился интерес к подобного рода исследованиям в антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом (АСФ).

Как известно, при доминирующем антиферромагнитном типе упорядочения АСФ обладают спонтанным магнитным моментом m , обусловленным небольшим "скосом" намагниченностей M_i подрешеток ($i = 1, 2$ в двухподрешеточной модели) вследствие взаимодействия Дзялошинского [1]. Это взаимодействие приводит также к тому, что в области критической температуры $T \approx T_N$ (T_N — температура Нееля) внешнее магнитное поле \mathbf{H} восстанавливает магнитное упорядочение АСФ при $T \geq T_N$ и увеличивает его при $T \lesssim T_N$ (эффект индуцирования антиферромагнетизма полем [2]). Эффект индуцирования наблюдался в ряде АСФ с помощью АФМР [3], ЯМР [4] и эффекта Мессбауэра (ЭМ) [5, 6].

Такая особенность АСФ позволяет изучать их критическое поведение методами, чувствительными непосредственно к параметру упорядочения $\mu(T, H) = M(T, H)/M(0, 0)$. До сих пор, однако, систематическое изучение АСФ в критической области температур проводилось, в основном, с помощью магнитных измерений, благодаря их относительной простоте и доступности. Вместе с тем, магнитные измерения дают лишь косвенную информацию о величине $\mu(T, H)$, поскольку измеряемая величина m зависит от угла "скоса" α подрешеток АСФ, который в свою очередь, может изменяться при $T \rightarrow T_N$. С другой стороны, применение

такого метода, как ЭМ, позволяет (в случае пропорциональности сверхтонкого поля $H_{СТ}$ магнитному моменту M) получать прямую информацию о величине $\mu(T, H)$, давая простой и удобный метод изучения критического поведения некоторых АСФ.

В настоящей работе в качестве объекта исследования был выбран ортоферрит иттрия $YFeO_3$, уже изученный довольно подробно в области критической температуры с помощью магнитных измерений [7, 8]. Оказалось, однако, что не только сделанные авторами этих работ выводы о характере критического поведения $YFeO_3$ весьма противоречивы, но и сами значения критических показателей (β, δ, γ) заметно различаются. В связи с этим нами были предприняты детальные исследования критического поведения монокристаллического $YFeO_3$ с помощью ЭМ. Благоприятствующим обстоятельством при постановке такой задачи являлся тот факт, что для $YFeO_3$ экспериментально установлена пропорциональность между $H_{СТ}$ и M в интервале температур $0,50 < T/T_N < 0,95$ [9, 10].

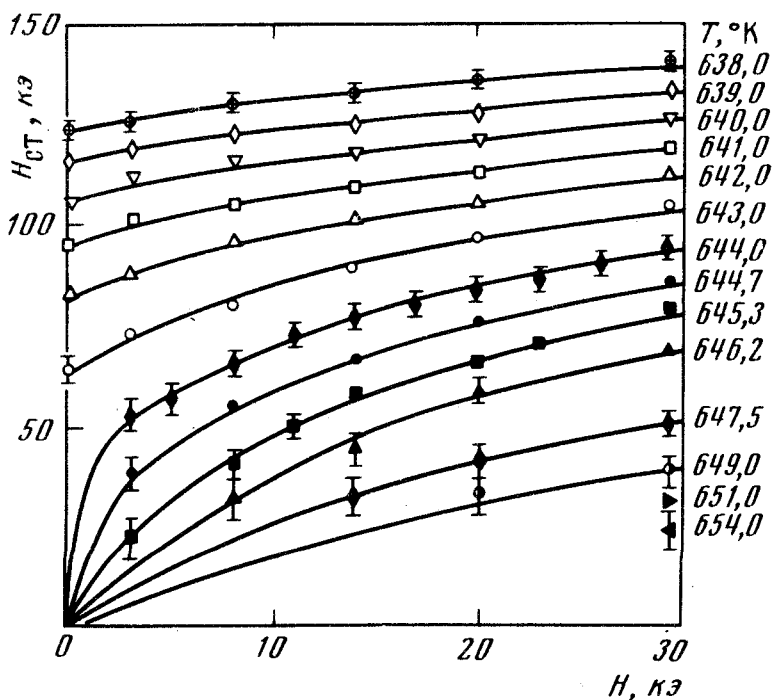


Рис. 1. Зависимости $H_{СТ}$ на ядрах Fe^{57} от T и H в $YFeO_3$ в критической области

Измерения ЭМ проводились на одноканальном γ -спектрометре, работающем в режиме постоянных скоростей движения источника (Co^{57} в Sr). Образец представлял собой пластинку размерами $1 \times 1 \times 0,01$ см, с осью $[c]$ в плоскости шлифа. Поле $H \parallel [c]$ прикладывалось перпендикулярно направлению γ -квантов. Температура образца поддерживалась в процессе измерений постоянной с точностью не хуже $\pm 0,1^\circ$; критическая температура ($T_N = 644,0 \pm 0,1^\circ K$) определялась методом теплового сканирования. Полученные мессбауэровские спектры обрабатыва-

лись на ЭВМ методом наименьших квадратов в приближении лоренцовской формы линии. Величина H_{CT} рассчитывалась по формуле $H_{CT} = (H_n^2 - H^2)^{1/2}$, где H_n — измеренное эффективное поле на ядре Fe^{57} в $YFeO_3$, H — внешнее поле.

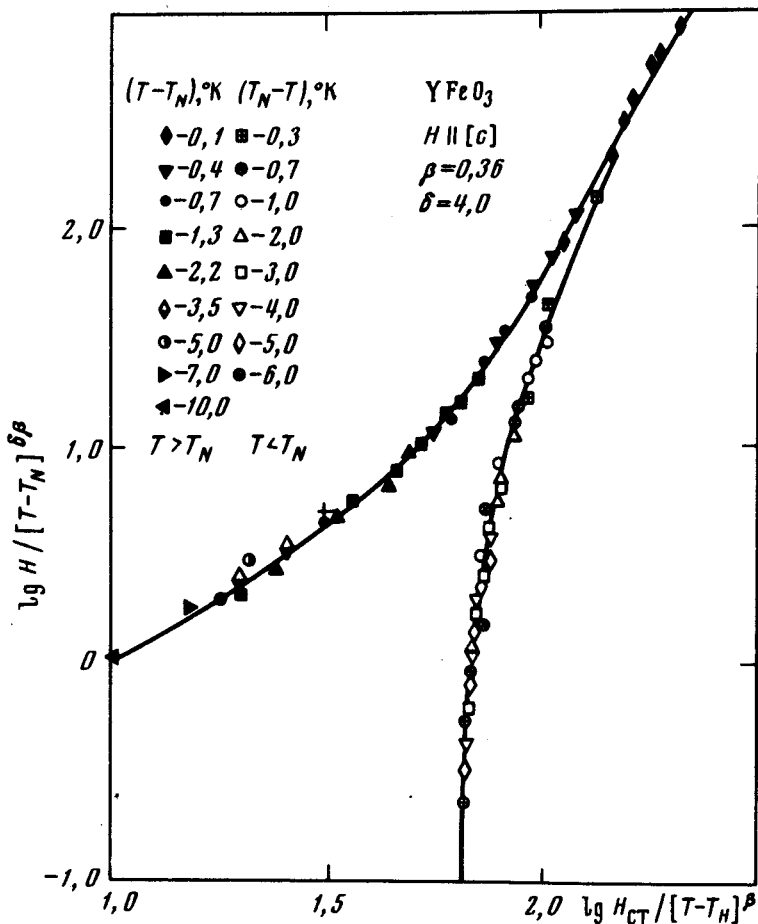


Рис. 2. График "функции скейлинга" для $YFeO_3$

На рис. 1 приведены "изотермы намагничивания" $H_{CT}(T, H)$ в критической области при $H \parallel [c]$. Из этих данных, в предположении

$$H_{CT}(T, 0) \sim (T_N - T)^\beta, \quad (T \leq T_N); \quad H_{CT}(T_N, H) \sim H^{1/\delta};$$

$$\frac{\partial H_{CT}(T, H)}{\partial H} \Big|_{H \rightarrow 0} \sim |T - T_N|^{-\gamma}$$

были получены значения критических показателей для $YFeO_3$.

$$\beta = 0,36 \pm 0,01, \quad (0,90 < T/T_N < 0,9998);$$

$$\delta = 4,0 \pm 0,4, \quad (0 < H < 30 \text{ кэ});$$

$$\gamma = 1,0 \pm 0,2, \quad (0,001 < |1 - T/T_N| < 0,01).$$

В пределах ошибки эксперимента они удовлетворяют основному уравнению гипотезы подобия [11]: $\beta(\delta - 1) = \gamma$.

Согласно этой гипотезе уравнение состояния магнетика в критической области температур записывается в виде: $\frac{M}{|T - T_N|^\beta} = f\left(\frac{H}{|T - T_N|^{\beta\delta}}\right)$,

где f – так называемая "функция скейлинга". График функции f , полученный из данных $H_{CT}(T, H)$, приведен на рис. 2 (в логарифмическом масштабе). Из графика видно, что экспериментальные значения $H_{CT}(T, H)$ "укладываются" на две кривые ($T < T_N$ и $T > T_N$), сходящиеся при $T \rightarrow T_N$. Этот результат подтверждает тот факт, что критическое поведение YFeO_3 удовлетворяет требованиям гипотезы подобия.

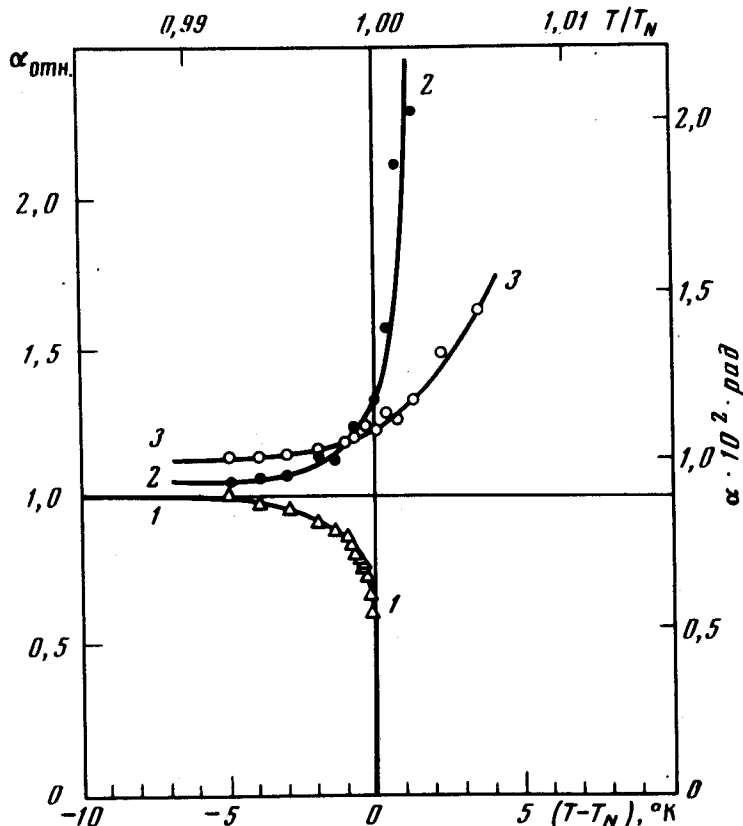


Рис. 3. Температурная зависимость угла "скоса" намагниченностей подрешеток YFeO_3 : 1 – $H = 0$; 2 – $H = 4 \text{ кэ}$; 3 – $H = 15 \text{ кэ}$

Значения критических показателей для YFeO_3 близки к значениям, характерным для обычных ферро- и ферримагнетиков, но существенно отличаются от значений, полученных из магнитных измерений ($\beta = 0,47 \pm 0,05$; $\delta = 5,1 \pm 0,5$; $\gamma = 2,0 \pm 0,2$ [8]). Такое расхождение, по-видимому, можно объяснить зависимостью угла "скоса" α от T и H , которая нарушает пропорциональность между $m(T, H)$ и $M(T, H)$ в критической области температур. Результаты, полученные с учетом данных

магнитных измерений [8] (рис. 3), показывают, что в области $T \approx T_N$ $\alpha(T, H)$ оказывается неаналитической функцией. Возможно, это связано с тем, что вблизи T_N флуктуации дальнего магнитного порядка настолько велики, что понятие угла "скоса" подрешеток АСФ теряет смысл.

Благодарим И.К.Кикоина за постоянный интерес и внимание к этой работе и В.И.Ожогина за весьма полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
12 мая 1974 г.

Литература

- [1] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, **32**, 1547, 1957.
 - [2] А.С.Боровик-Романов, В.И.Ожогин. ЖЭТФ, **39**, 27, 1960.
 - [3] Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, **57**, 1966, 1961.
 - [4] R.G.Shulman. Phys. Rev., **121**, 139, 1961.
 - [5] В.Я.Гамлицкий, С.С.Якимов, В.И.Николаев, Н.Ф.Симонов. Письма в ЖЭТФ, **13**, 129, 1971.
 - [6] S.S.Yakimov, V.I.Ozhogin, V.Ya. Gamlitskii, V.M.Cherepanov, S.D.Pudkov. Phys. Lett., **39A**, 421, 1972.
 - [7] G.Gorodetsky, S.Shtrikman, D.Treves. Solid State Comm., **4**, 147, 1966.
 - [8] K.Ohbayashi. J. Phys. Soc. Japan., **30**, 86, 1971.
 - [9] M.Eibschütz, S.Shtrikman, D.Treves. Phys. Rev., **156**, 562, 1966.
 - [10] H.Pinto, G.Schachar, H.Shaked. Solid State Comm., **8**, 597, 1970.
 - [11] Г.Стенли. Фазовые переходы и критические явления. М., изд. Мир, 1973.
-