

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 2, стр. 128 – 131

20 января 1974 г.

ПРОВЕРКА ТРЕХ СКЕЙЛИНГОВСКИХ ФУНКЦИЙ

ДЛЯ $Y_3Fe_5O_{12}$

И.К.Камилов, Х.К.Алиев, М.М.Магомедов

На основе измерений магнитных свойств $Y_3Fe_5O_{12}$ вычислены критические индексы для самопроизвольной намагниченности, восприимчивости и критической изотермы. С использованием рассчитанных критических индексов построены три типа скейлинговских функций, представляющие из себя различные формы магнитного уравнения состояния вблизи критической точки. Скейлинговские функции находятся в хорошем соответствии с полученными экспериментальными результатами для $Y_3Fe_5O_{12}$.

Полученные в последние годы обширные экспериментальные данные по изучению физических свойств подавляющего большинства веществ

в ближайшей окрестности критических точек и фазовых переходов второго рода не могут быть описаны в рамках теорий, основанных на представлениях среднего или молекулярного (самосогласованного) поля [1]. Попытки создания более удовлетворительной теории привели к разработке теории подобия (Скейлинга) [2], которая показала, что для описания особенностей всех термодинамических величин достаточно знания двух определенных критических индексов, через которые могут быть выражены все остальные. Теория подобия показала, не только существование определенных соотношений между критическими индексами, но также и существование единого уравнения состояния для магнетиков в критической области.

В настоящем сообщении мы приводим проверку трех $M - \tau - H$ скейлинговых функций, приведенных в работах [3] в применении к $Y_3Fe_5O_{12}$. Поведение магнитной характеристики вещества вблизи критической температуры T_c , описывается критическими индексами как $\beta, \delta, \gamma, \gamma'$ и коэффициентами A, B, C, D , определяемыми из следующих степенных законов: магнитной кривой сосуществования $\sigma_s(T) = A\epsilon^\beta (\epsilon < 0, H = 0)$, критической изотермы $H = B\sigma^\delta (T = T_c)$ и температурной зависимости обратной начальной восприимчивости $1/\chi_0 = c\epsilon^\gamma (\epsilon > 0, H = 0)$, $1/\chi_0 = D|\epsilon|^\gamma (\epsilon < 0, H = 0)$, где σ_s и σ — удельная самопроизвольная намагниченность и полная намагниченность соответственно, H — внутреннее магнитное поле, ϵ — приведенная температура ($\epsilon = (T - T_c)/T_c$).

Между этими критическими индексами существует следующее равенство $\gamma = \beta(\delta - 1)$ [4].

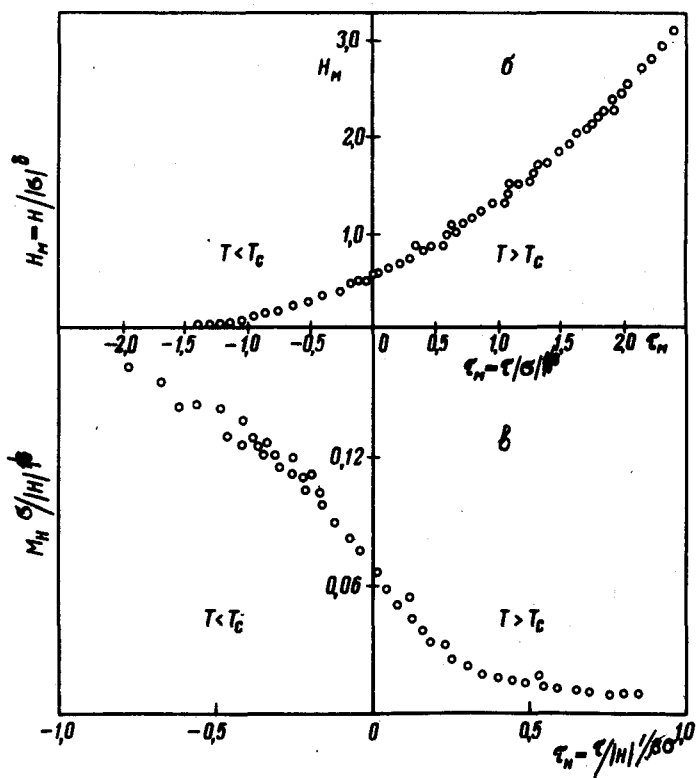
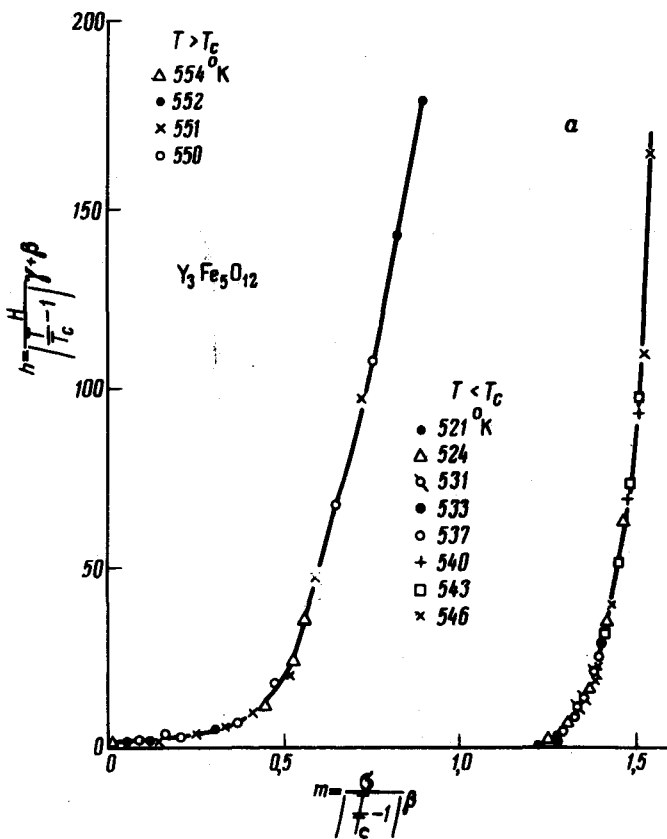
В настоящей работе намагниченность $Y_3Fe_5O_{12}$ измерялась баллистическим методом. Абсолютная точность измерения температуры равнялась $0,1^\circ C$, относительная — $0,01^\circ C$. Автоматическая стабилизация температур не хуже $3 \cdot 10^{-3}^\circ C$. Температура Кюри T_c определялась по методу термодинамических коэффициентов или по положению экстремумов на кривых температурной зависимости скорости и поглощения ультразвука [5], и равна $275 + 0,05^\circ C$. В пределах абсолютной точности измерения температуры эти методы дают совпадающие значения T_c . В интервале $\epsilon = 1,8 \cdot 10^{-4} \div 3,5 \cdot 10^{-2}$ для $Y_3Fe_5O_{12}$ мы получили следующие значения критических индексов: $\beta = 0,313 \pm 0,02$, $\gamma = 1,17 \pm 0,04$ и $\delta = 4,7 \pm 0,2$, которые удовлетворяют соотношению подобия $\gamma = \beta(\delta - 1)$. Знание критических индексов позволяет проверить магнитное уравнение состояния $H(\epsilon, M) = M^\delta h(\epsilon/M^{1/\beta})$, где M — относительная намагниченность.

В работах [3] на основе рассмотрения обобщенной однородной функции приводятся три скейлинговые $M - \tau - H$ функции:

$$1) H_\tau = F_{\text{sign } \tau}^{(1)}(M_\tau), \quad \text{где } H_\tau \equiv H/|\tau|^\beta, \quad M_\tau \equiv M/|\tau|^\beta$$

$$2) H_M = F^{(2)}(\tau_M), \quad \text{где } H_M \equiv H/|M|^\delta, \quad \tau_M \equiv \tau/|M|^{1/\beta}$$

Функцию $F^{(2)}$ часто называют гриффитсовской скейлинг-функцией, $3) M_H = F^{(3)}(\tau_H)$, где $M_H \equiv M/|H|^{1/\delta}$, $\tau_H \equiv \tau/|H|^{1/\beta}$, везде $\tau = T - T_c$. Ниже мы приведем построение этих функций для феррита-гра-



ната $Y_3Fe_5O_{12}$. Функции $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$ имеют одно неудобство. Малые величины τ в первой функции и малые величины M во второй функции приводят к большому интервалу изменения значений скейлинговых переменных. Поэтому для удобства графического представления результатов пользуются двойным логарифмическим масштабом и используют изотермы наиболее близкие к критической.

Уравнение состояния 1 мы построим в несколько модифицированной форме [6]: $h = h(m)$, где $h = H / |T/T_c - 1|^{\gamma + \delta}$, а $m = \sigma / |T/T_c - 1|^\beta$.

Результаты построения этой функции по нашим критическим индексам для $Y_3Fe_5O_{12}$ приведены на рисунке а. Такое построение как видно приводит к тому, что фактически бесконечное число изотерм в окрестности критической точки вырождается в две кривые таким образом, что все изотермы для $T < T_c$ ($\text{sign } \tau = -1$) ложатся на одну ветвь, тогда как все точки кривых намагничивания для $T > T_c$ ($\text{sign } \tau = +1$) ложатся на другую ветвь графика. Именно этот факт показывает, что полученные нами данные для $Y_3Fe_5O_{12}$ подтверждают полученное в теории скейлинга универсальное уравнение состояния. Результаты построения функции $F^{(2)}$ приведены на рис. б. Характерной особенностью этой функции является то, что в отличие от первой функции все изотермы близкие к критической точке стягиваются в одну гладкую кривую, левая часть которой относится к $T < T_c$, а правая к $T > T_c$. В этом смысле функция $F^{(2)}$ обладает определенным преимуществом перед функцией $F^{(1)}$. Построение третьей скейлинговой функции $F^{(3)}$ для $Y_3Fe_5O_{12}$ приводит к рис. в, которая обладает таким же как и $F^{(2)}$ функцией свойством, что все изотермы правой и левой окрестности критической точки вырождаются в одну гладкую кривую, которая фактически является кривой зависимости намагниченности от температуры при фиксированном магнитном поле (исключая естественное значение $H = 0$). В смысле построения $F^{(3)}$ значительно удобнее $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$. Из приведенного анализа скейлинговых уравнений состояния можно заключить, что магнитные данные для $Y_3Fe_5O_{12}$ удовлетворяют им.

Авторы выражают благодарность А.С.Боровику-Романову и К.П.Белову за просмотр рукописи и внимание к работе.

Дагестанский
государственный университет
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
18 декабря 1973 г.

Литература

- [1] Г.Стэнли. Фазовые переходы и критические явления. М., изд. Мир, 1973 г.
- [2] В.Л.Покровский. УФН, 94, 128, 1968.
- [3] S.M.Milosevic, H.E.Stanley. Phys. Rev., 6, 986, 1002, 1972; A.Hankey. H.Stanley. Phys. Rev., 6, 3515, 1972.
- [4] R.V.Griffits. J.Chem. Phys., 43, 1958, 1965.
- [5] И.К.Камилов, Х.К.Алиев. Письма в ЖЭТФ, 15, 715, 1972.
- [6] J.T.No, J.D.Lister. Phys. Rev. Lett., 22, 603, 1969.