Краткие сообщения по физике № 9-1988 г.

УДК 538.11

ОБ УРАВНЕНИИ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ЖЕЛЕЗА, КОБАЛЬТА И НИКЕЛЯ

В.М. Зверев, В.П. Силин

Предложена интерпретация высокотемпературных магнитных свойств железа, кобальта и никеля на основе представлений о малости намагниченности по сравнению с намагниченностью насыщения и о разрушении магнетизма тепловыми фононными флуктуациями /1/.

Спонтанная намагниченность таких ферромагнетиков как железо, кобальт и никель мала по сравнению с намагниченностью насыщения. Несмотря на это, интерпретировать температурную зависимость намагниченности и восприимчивости в рамках простых представлений о степенных разложениях свободной энергии по намагниченности и температуре как в стонеровском, так и в спин-флуктуационном подходах не удается /2/. Для интерпретации приходится использовать предположения о сложной и тонкой зависимости от энергии плотности энергетических состояний (ПЭС) коллективизированных электронов, ответственных за возникновение ферромагнитного состояния /3 – 5/. В настоящем сообщении предлагается альтернативный подход, не связанный с использованием тонких свойств ПЭС. Он базируется на работе /1/, в которой температурная зависимость намагниченности и восприимчивости определяется тепловыми фононами, скорость распространения которых, а поэтому и дебаевская температура Θ_M, зависят от намагничения M.

В соответствии с /1/, уравнение магнитного состояния, связывающее магнитную индукцию B с намагниченностью M, температурой T и объемом V, может быть представлено в виде

$$B = \frac{1}{V}\left[\frac{\partial F_M(V, M, T = 0)}{\partial M}\right]_V + \frac{1}{V}\left(\frac{\partial \Theta_M}{\partial M}\right)_V \varphi\left(\frac{T}{\Theta_M}\right), \tag{1}$$

где $\varphi(x) = f(x) - xf'(x) - f(0)$; $\Theta f(T/\Theta)$ определяет вклад решетки в свободную энергию, описываемый законом соответственных состояний /6/. Вклад от $F_M(V, M, T = 0)$ в (1) запишем в виде разложения по степеням M вплоть до пятой (ср. /3, 7/) $a_1 M + a_3 M^3 + a_5 M^5$, где $a_1 = (1 + 2\psi\nu)/2\beta^2\nu$, $a_3 = -[\nu\nu'' - 3(\nu')^2]/(48\beta^4\nu^5)$, $a_5 = [-\nu^3\nu^{(IV)} + 15\nu^2\nu'\nu''' + 10(\nu\nu'')^2 - 105\nu(\nu')^2\nu'' + 105(\nu')^4]/(3840\beta^6\nu^9)$. Здесь ψ – постоянная обменного взаимодействия; β – магнитный момент электрона; $\nu = \nu(\epsilon_F)$ – плотность энергетических состояний электронов на уровне Ферми ϵ_F.

При $T > \Theta$ $\Theta_M\varphi(T/\Theta_M) = C_{ph}(T - \alpha\Theta_M)$, где $C_{ph} = 3N_A\kappa$, κ – постоянная Больцмана, N_A – число атомов кристалла, α – постоянная, меньшая единицы. В частности, в модели Дебая $\alpha = 3/8$.

Благодаря зависимости модулей упругости от намагничения можно записать /1/ $\Theta_M = \Theta + \Theta' M^2 + (1/2) \times \Theta'' M^4$. Тогда, удерживая в температурно зависящей части формулы (1) слагаемые до M^3, получаем:

$$B = a_1 M + a_3 M^3 + a_5 M^5 + 2M(C_{ph}\Theta'/V\Theta)[T - \alpha\Theta + M^2(T(\Theta''/\Theta' - \Theta'/\Theta) - \alpha\Theta\Theta''/\Theta')]. \tag{2}$$

Для иллюстрации укажем, что в простейшей модели, учитывающей только упругость, обусловленную модулем всестороннего сжатия, а электронные свойства металла описывающей в приближении, пренебрегающем зависимостью ширины электронной энергетической зоны от объема и зависимостью энергии электрона от деформационного потенциала, имеем $\Theta' = -\Theta K_e[\nu\nu'' - 3(\nu')^2]/16K_0\beta^2\nu^4$,

$$\Theta'' = -\Theta \frac{K_e}{384 K_0 \beta^4 \nu^8} \left[\nu^3 \nu^{(IV)} + \nu^2 \nu''' \nu' + 33\nu(\nu')^2 \nu'' - 6(\nu\nu'')^2 - 69(\nu')^4 + \right.$$

$$\left. + (3K_e/2K_0 - 4)(\nu\nu'' - 3(\nu')^2)^2\right]$$

где $K_e = N^2/2V^2\nu$, $K_o = K_e + K_i$, N – число электронов, K_i – вклад решетки в модуль всестороннего сжатия.

Сравним уравнение (2) с экспериментальными данными для намагниченности Fe, Co, Ni, приведенными в работе /8/ при B = 0. Отметим, что для железо-никелевого инварного сплава $Fe_{0,65}Ni_{0,35}$ в области высоких температур реализуется закон $M \propto (T_c - T)^{1/2}$, что означает малость в (2) слагаемого, пропорционального M^5, и температурно зависящего слагаемого $\propto M^3$. Напротив, для железа в области высоких температур грубо имеем $M \propto (T_c - T)^{1/4}$, что указывает на сравнительную малость слагаемого $a_3 M^3$ в (2). Кобальт и никель в этом смысле являются промежуточными между железом и инварным сплавом. В пределе B = 0 уравнение (2) принимает вид:

$$1 - T/T_c - [A + B(1 - T/T_c)](M^2/M_0^2) - CM^4/M_0^4 = 0, \tag{3}$$

где $M_0^2 = -(a_3/2a_5) + [(a_3/2a_5)^2 - a_1/a_5]^{1/2}$ – квадрат плотности намагниченности при T = 0 и B = 0; коэффициенты A, B, C определяются соответствующими коэффициентами формулы (2).

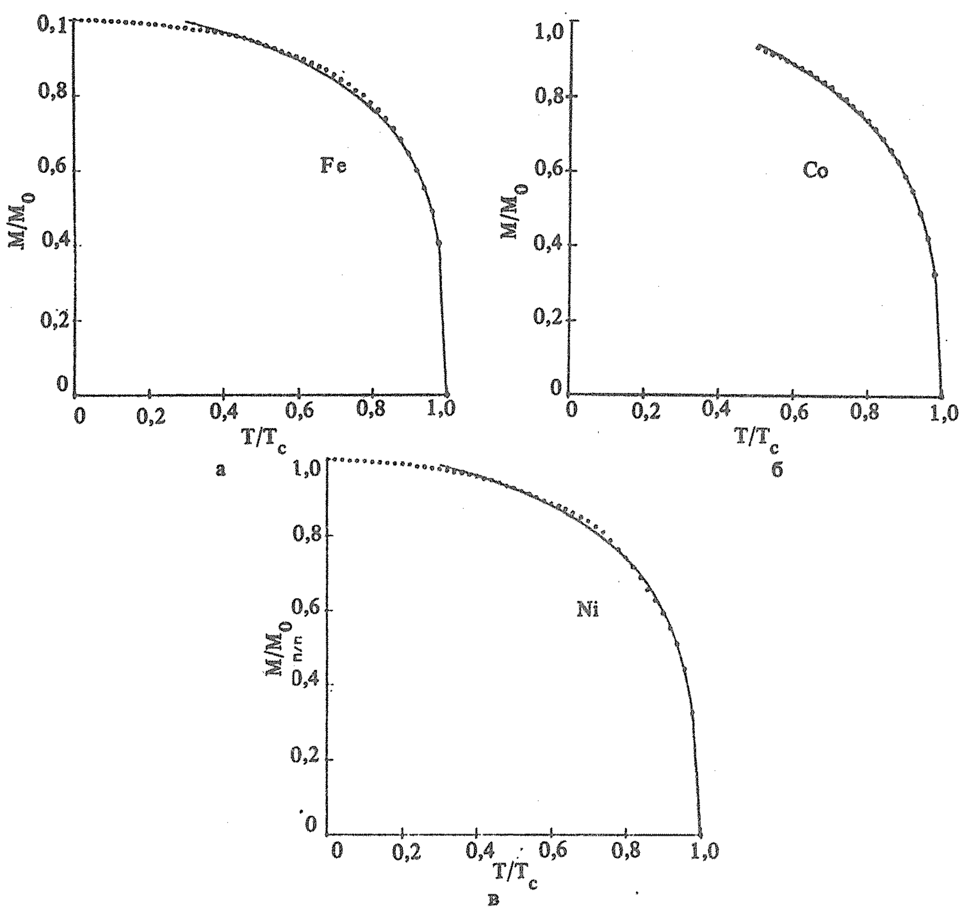

Рис. 1. Сравнение температурных зависимостей намагничения для железа (а), кобальта (б) и никеля (в), построенных по формуле (3), с экспериментальными данными /8/ (точки).

На рис. 1 дано сравнение экспериментальных данных /8/ с теоретическими кривыми, построенными по формуле (3), в которой соответственно коэффициенты A, B, C для железа, кобальта и никеля равны (0,071, 0,516, 0,273), (0,150, 0,265, 0,315) и (0,148, 0,555, 0,184). Линейный температурный закон формулы (3) реализуется при температуре ненамного меньшей температуры Дебая. Поэтому в области низких температур формула (3) с экспериментом не согласуется. Оценки величин M_0 и T_c для Fe, Co и Ni не противоречат эксперименту, а вытекающая из уравнения (2) температурная зависимость магнитной восприимчивости при $T > T_c$ следует закону Кюри-Вейсса, имеющему место в этих металлах /3/.

В заключение отметим, что область низких температур $0 \leqslant T < 0{,}5T_c$, где вместо (3) для железа и никеля имеет место квадратичный закон изменения намагниченности с температурой /9/, мы предлагаем интерпретировать на основе теории парамагнонных флуктуаций, которые могут приводить к зависимости $\propto T^2$ при достаточно низких температурах $T < T_c(\kappa T_c/\epsilon_F)$ /5, 10/. Новым в отношении этой области в данном рассмотрении является существенное расширение применимости результата магнито-флуктуационного подхода на больший температурный интервал $0 \leqslant T < T_c\sqrt{\kappa T_c/\epsilon_F}$, благодаря новой зависимости температуры Кюри $\kappa T_c \propto \epsilon_F |1 + 2\psi\nu|$ от параметра обменного взаимодействия /1/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев В. М., Силин В. П. Письма в ЖЭТФ, 45, 178 (1987); ЖЭТФ, 93, 709 (1987); Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 48 (1987).
2. Irkhin Yu. P., Rosenfeld E. W. JMMM, 51, 165 (1985).
3. Shimizu M. Rept. Prog. Phys., 44, 329 (1981).
4. Hertz J. A., Klenin M. A. Phys. Rev. B, 10, 1084 (1974).
5. Takahashi Y., Moriya T. J. Phys. Soc. Jap., 46, 1451 (1979).
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, ч. I, М., Наука, 1976, с. 224–226.
7. Пономарев Б. К., Тиссен В. Г. ЖЭТФ, 73, 332 (1977).
8. Crangle J., Goodman G. M. Proc. Roy. Soc., A321, 477 (1971).
9. Shlosser W. F. Phys. Lett., 40A, 195 (1972).
10. Дзялошинский И. Е., Кондратенко П. С. ЖЭТФ, 70, 1987 (1976).

Поступила в редакцию 19 мая 1988 г.