

## КИНК — МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПОНТАННОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ ФЕРРО- И ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

*И.К.Камилов, Х.К.Алиев, М.-Р.М.Магомедов*

В рамках теории молекулярного поля показана возможность наблюдения температурно-независимой магнитострикции вблизи температуры Кюри ферромагнетиков в слабых магнитных полях. Приводится экспериментальное подтверждение этого эффекта на никеле и его использование для определения спонтанной магнитострикции.

Не останавливаясь на трудностях определения спонтанной линейной магнитострикции  $\lambda_s$  и не подвергая анализу ныне существующие методы нахождения  $\lambda_s$  [1 - 3], недостатки которых хорошо известны, мы рассмотрим возможность экспериментального определения  $\lambda_s$  на основе КИНК явления для намагниченности [4, 5]. Согласно представлениям, развитым в [4, 5], изотропный ферромагнетик в слабых магнитных полях  $H < H_p$  ( $H_p$  — размагничивающее поле) претерпевает фазовый переход второго рода (ФП) типа порядок-порядок при температуре

$$\tau_t = 1 - \frac{1}{3} (h/d)^2, \quad (1)$$

где  $\tau = T/T_C$ ,  $h = H/\gamma\mu_0$ ,  $d = N/\gamma$ ,  $T_C$  — температура Кюри,  $\gamma$  — постоянная молекулярного поля,  $\mu_0$  — магнитный момент при 0 К,  $N$  — размагничивающий фактор. При  $\tau \leq \tau_t$  стабильна фаза с неоднородной намагниченностью (НН)  $I_1$

$$I_1 = \frac{\mu_1}{\mu_0} \operatorname{th}(I_1/\tau), \quad (\text{так как } H = H_p). \quad (2)$$

Тогда как в области  $\tau > \tau_t$  минимуму энергии соответствует фаза с однородной намагниченностью (ОН)  $I_2$

$$I_2 = \frac{\mu_2}{\mu_0} \operatorname{th}\left(\frac{n - dI_2 + I_2}{\tau}\right). \quad (3)$$

Причем переход из НН фазы в ОН осуществляется при выполнении условия

$$I_1 = I_2 = I_s = h/d, \quad (4)$$

которое приводит к температурному постоянству намагниченности в НН фазе ( $I_s$  — самопроизвольная намагниченность). Очевидно, что эти представления могут быть применены для описания поведения различных физических параметров, зависящих от намагниченности, в частности, и к магнитострикции.

В изотропном ферромагнетике в слабых магнитных полях  $\lambda_s$  вблизи  $T_c$  обусловлена изменением направления  $I_s$  и поэтому эффектами, связанными с изменением абсолютной величины  $I$  можно пренебречь. В этом приближении магнитоупругая энергия вблизи  $T_c$  может быть записана в виде [6]

$$F_{1,2} = -a \lambda_s \sigma_{1,2} (I_{1,2} / I_s)^2. \quad (5)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к фазам НН и ОН соответственно, а  $I_1$  и  $I_2$  определяются выражениями (2), (3);  $\sigma_{1,2}$  — средние упругие напряжения, вызванные магнитоупругой деформацией и  $a$  — постоянная зависящая от принятого недеформированного состояния. При учете магнитоупругой энергии (5) ФП может произойти только в том случае, если  $F_1 = F_2$ . Тогда из (4) и (5) следует равенство  $\lambda_1 = \lambda_2 = a \lambda_s$  при  $\tau = \tau_t$ . В рассматриваемом квадратичном по намагниченности приближении магнитоупругой энергии  $\lambda_s$  определяется выражениями

$$\lambda_1 = a \frac{\lambda_s}{I_s^2} \left( \frac{h}{a} \right)^2 \quad (6)$$

$$\lambda_2 = \frac{a \lambda_s}{I_s^2} \operatorname{th}^2 \left( \frac{h - d I_2 + I_2}{r} \right) \quad (7)$$

для фаз НН и ОН соответственно.

Таким образом, в образцах ферро- и ферримагнетиков с большим размагничивающим фактором  $\lambda$  в слабых полях  $H < H_p$  обладает следующими особенностями: 1) в неоднородно намагниченной фазе  $\lambda$  не зависит от  $T$  и квадратично зависит от величины  $H_{\text{внешн}}$  см. (6); 2) значения  $\lambda$ , соответствующие  $\tau_t$ , определяют температурную зависимость  $\lambda_s$  вблизи  $T_c$ .

С целью экспериментального подтверждения указанных закономерностей нами измерена  $\lambda$  поликристаллического никеля (99,99%). Исследованный образец имел форму эллиптической пластины, размагничивающие факторы которого вдоль осей эллипса были равны  $N_a = N_b = 4,97$ . В окрестности  $T_c$  емкостным dilatометром, с чувствительностью не хуже  $10^{-8}$ , снято более 50 изотерм. Стабильность температуры при снятии изотерм была лучше  $0,01^\circ$ . Так как вблизи  $T_c$  на величину  $\lambda$  оказывает существенное влияние магнетокалорический эффект были приняты меры, исключающие это влияние.

Измерения в полях до 400 Э подтвердили наличие кинк-явления для магнитоупругости. Действительно, как видно из рис. 1, где представлены кривые температурной зависимости  $\lambda$  в различных магнитных полях, восстановленные по изотермам,  $\lambda$  в области температур  $T < T_t$  остается постоянной (в пределах экспериментальной погрешности — 1%). При  $T = T_t$  на кривой  $\lambda = f(T)$  наблюдается излом (кинк), температура из-

лома  $T_i$  в соответствии с (1) смещается в сторону низких температур при увеличении  $H$ . Более того, квадратичная зависимость  $\lambda$  от  $H$ , вытекающая из (6), хорошо подтверждается экспериментально для температур  $T < T_i$  (см. рис. 2).

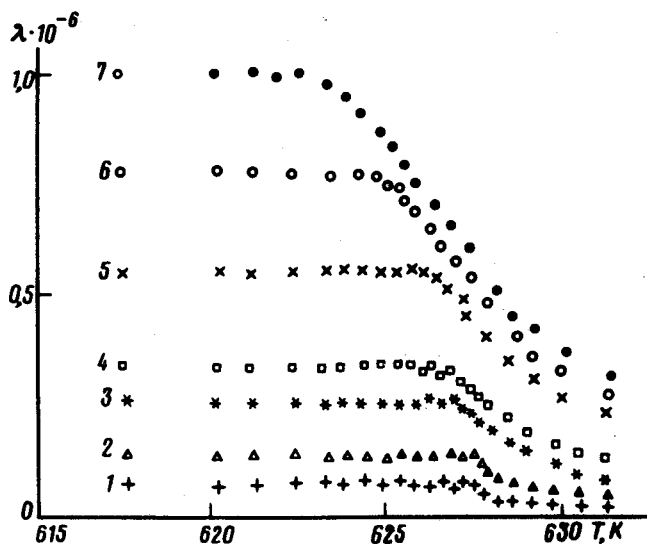


Рис.1. Температурная зависимость магнитострикции Ni в различных магнитных полях: 1 - 60 Э, 2 - 150 Э, 3 - 200 Э, 4 - 250 Э, 5 - 300 Э, 6 - 350 Э, 7 - 400 Э

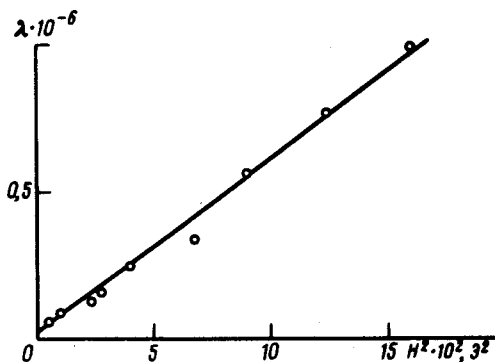


Рис.2. Зависимость  $\lambda$  от  $H^2$  вблизи  $T_C$  никеля

Температурная зависимость  $\lambda_s$ , определенная по значениям соответствующим точкам излома кривой  $\lambda = f(T)$  в различных магнитных полях, в интервале температур  $10^{-4} < \epsilon = (T_C - T)/T_C < 10^{-2}$  хорошо описывается степенной закономерностью

$$\lambda_s = A\epsilon^\alpha. \quad (8)$$

На рис. 3 эта зависимость изображена в двойном логарифмическом масштабе; сплошная линия соответствует (8), с критическим индексом  $x = 0,67 \pm 0,02$ , а точки – экспериментальным данным. Найденное значение  $x$  удовлетворяет соотношению  $x = 2\beta$  ( $\beta$  – критический индекс намагниченности), вытекающему из теории магнитострикции [1, 3].

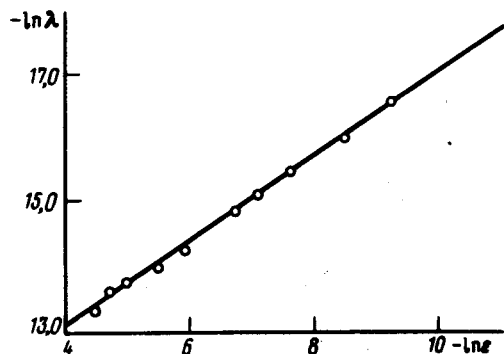


Рис.3. Температурная зависимость  $\lambda_s$  в двойном логарифмическом масштабе

Измерения магнитострикции в полях  $H < H_p$ , кроме того позволяют оценить  $T_C$  и  $\beta$  из (1), используя графическое представление экспериментальных данных в координатах:  $H^2$  и  $T_t$  – при определении  $T_C$  и  $H^2$  и  $T_C - T_t$  при определении  $\beta$ . Значения  $T_C = 627,75$  К и  $\beta = 0,335$ , найденные этим способом находятся в достаточно хорошем согласии с данными непосредственных измерений [7].

Дагестанский  
государственный университет  
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию  
3 декабря 1979 г.

### Литература

- [1] К.П.Белов. Магнитные превращения, М., Физматгиз, 1959.
- [2] Г.А.Петраковский. Сб. "Физика магнитоупорядоченных веществ", Новосибирск, изд. Наука, 1976, стр. 144.
- [3] В.Е.Argyl, N.Miyata. Phys. Rev., 171, 555, 1968.
- [4] A.Arrot. Phys. Rev. Lett., 20, 1029, 1968.
- [5] P.J.Wojtowicz, M.Rayl. Phys. Rev. Lett., 20, 1489, 1968.
- [6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., Физматгиз, 1959.
- [7] S.Arais, B.L.Tehan, E.E.Andeprson, A.A.Stelmach. Phys. Stat. Sol., 41, 639, 1970.