Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXX, № 5

ФИЗИКА

Л. В. КИРЕНСКИЙ и Л. И. СЛОБОДСКОЙ

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ДИФФУЗНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ЗАКОН ПРИБЛИЖЕНИЯ К НАСЫЩЕНИЮ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 14 XII 1949)

В области сильных магнитных полей, где интенсивность намагничения превышает 0,97 от спонтанного ($I > 0{,}97\, I_0$), кривая намагничения поликристаллических образцов следует закону, теоретическая интерпретация которого впервые была дана Н. С. Акуловым [1] в 1931 г., причем, согласно этому закону, величина интенсивности намагничения I в поле напряженности H выражается соотношением:

$$I = I_0\left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \chi_p H, \tag{1}$$

где $b = \frac{8}{105}\frac{K^2}{I_0^2}$ (K — энергетическая константа магнитной анизотропии, I_0 — интенсивность спонтанного намагничения при данной температуре), χ_p — восприимчивость пара-процесса.

Соотношение (1) приближенно справедливо для хорошо отожженных образцов, лишенных внутренних упругих напряжений, и неоднократно использовалось [2–5] для определения весьма важной величины K на поликристаллических образцах. При наличии внутренних упругих напряжений, распределенных равновероятно по всему ферромагнитному образцу, величина b, как было показано Н. С. Акуловым и одним из авторов [6], принимает следующий вид:

$$I = I_0\left\{1 - \frac{1}{I_0^2 H^2}\left[\frac{8}{105}K^2 + \frac{3}{25}\sigma^2\left(2\lambda_{100}^2 + 3\lambda_{111}^2\right)\right]\right\}, \tag{2}$$

где σ — средняя величина напряжений, λ_{100} и λ_{111} — магнитострикция при насыщении в направлениях [100] и [111].

Соотношения (1) и (2) справедливы при учете разложения свободной энергии ферромагнитного кристалла по четным степеням направляющих косинусов вектора I_0, причем величина степени разложения не выше четвертой.

При учете более высоких степеней уравнение энергии кристаллографической анизотропии принимает вид:

$$U_e = U_0 + K_1\left(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2\right) + K_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2, \tag{3}$$

где K_1 и K_2 — первая и вторая константы анизотропии, s_1, s_2, s_3 — направляющие косинусы углов I_0 с тетрагональными осями кристалла, U_0 — аддитивная постоянная.

В этом случае уравнение (1) (при разложении I по более высоким отрицательным степеням H) принимает вид:

$$I = I_0\left(1 - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3}\right) + \chi_p H; \tag{4}$$

$$b = \frac{1}{I_0^2}\left(\frac{8}{105}K_1^2 + \frac{46}{1155}K_1K_2 + \frac{8}{5005}K_2^2\right) \quad (^7); \tag{5}$$

$$c = \frac{1}{I_0^3}\left(\frac{192}{5005}K_1^3 - \frac{64}{15015}K_1^2K_2 - \frac{64}{19635}K_1K_2^2 - \frac{64}{285285}K_2^3\right) \quad (^8). \tag{6}$$

В соотношении (6) основную роль играет первое слагаемое, что дает возможность определить, используя закон приближения к насыщению, не только абсолютную величину, но и знак K_1, как это сделано в работе Н. С. Акулова и Н. З. Мирясова [9]. Уравнение (4), как показывает опыт [10] и расчеты Броуна [11], должно быть дополнено и иметь в общем случае вид:

$$I = I_0\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3}\right) + \chi_p H; \tag{7}$$

a — коэффициент, зависящий от степени пластической деформации, причем в коэффициент a ни K_1 и K_2, ни σ в явном виде не входят.

В настоящей работе даны результаты расчета коэффициента c с учетом равновероятно распределенных напряжений σ. Расчет исходит из минимума полной энергии

$$U = U_a + U_e + U_\sigma,$$

где U_e определяется соотношением (3),

$$U_a = -HI_0 \sum_i s_i h_i,$$

$$U_\sigma = -\sigma\left[\frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sum_i s_i^2 v_i^2 - \frac{1}{3}\right) - 3\lambda_{111}\sum_{ij} s_i s_j v_i v_j\right]. \tag{8}$$

Метод расчета тот же, что и использованный авторами в предыдущей работе при расчете коэффициента c в соотношении (7) с учетом K_2 [8].

Соответствующие вычисления приводят к следующему виду коэффициентов b и c:

$$b = \frac{1}{I_0^2}\left[\frac{8}{105}K_1^2 + \frac{16}{1155}K_1K_2 + \frac{8}{5005}K_2^2 + \frac{3}{25}\sigma^2(2\lambda_{100}^2 + 3\lambda_{111}^2)\right], \tag{9}$$

что полностью совпадает с данными работ, цитированных выше.

$$c = \frac{1}{I_0^3}\left[\frac{192}{5005}K_1^3 - \frac{64}{15015}K_1^2K_2 - \frac{64}{19635}K_1K_2^2 - \frac{64}{285285}K_2^3 + \frac{6}{1225}\sigma^3(24\lambda_{100}^3 + 27\lambda_{111}^3) + \frac{16}{175}K_1\sigma^2(\lambda_{100}^2 - \lambda_{111}^2) + \frac{16}{1925}K_2\sigma^2(\lambda_{100}^2 - \lambda_{111}^2) + \frac{324}{1225}\sigma^3\lambda_{100}\lambda_{111}^2\right]. \tag{10}$$

В случае отсутствия бианизотропии ($\lambda_{100} = \lambda_{111}$) получаем:

$$b = \frac{1}{I_0^2}\left(\frac{8}{105}K_1^2 + \frac{16}{1155}K_1K_2 + \frac{8}{5005}K_2^2 + \frac{3}{5}\lambda^2\sigma^2\right), \tag{11}$$

$$c = \frac{1}{I_0^3}\left(\frac{192}{5005}K_1^3 - \frac{64}{15015}K_1^2K_2 - \frac{64}{19635}K_1K_2^2 - \frac{64}{285285}K_2^3 + \frac{126}{245}\lambda^3\sigma^3\right). \quad (12)$$

Таким образом, как величина коэффициента b, так и величина коэффициента c существенно зависят от величины упругих напряжений. В частности, для никеля в области комнатных температур слагаемое в коэффициенте c, определяемое внутренними напряжениями, может превысить остальные члены более чем на порядок. Знание знака магнитострикции позволяет определить знак средних напряжений в образце, и наоборот, задавая напряжения, можно определить знак магнитострикции.

Красноярский педагогический
институт
Красноярск

Поступило
5 XI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, 1939. [2] E. Czerlinsky, Ann. d. Phys., **13**, 80 (1932). [3] H. Polley, ibid., **36**, 625 (1939). [4] Н. С. Акулов и И. М. Пузей, Изв. АН СССР, сер. физ., **11**, № 5 (1947). [5] Н. С. Акулов, О. И. Блохина, К. М. Большова и А. П. Чернова, ЖТФ, **19**, 865 (1949). [6] Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, ЖТФ, **9**, 1145 (1939). [7] С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, 1948. [8] Л. В. Киренский и Л. И. Слободской, ДАН, **69**, № 5 (1949). [9] Н. С. Акулов и Н. З. Мирясов, ДАН, **66**, № 1 (1949). [10] P. Weiss, Journ. de Phys., (4) **9**, 386 (1910). [11] W. F. Brown, Phys. Rev., **58**, 736 (1940); **60**, 1939 (1941).