

Л. В. КИРЕНСКИЙ и Л. И. СЛОБОДСКОЙ

### ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ДИФFUЗНЫХ 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<sup>(1)</sup> в 1931 г., причем, согласно этому закону, величина интенсивности намагничения  $I$  в поле напряженности  $H$  выражается соотношением:

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

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

Соотношение (1) приближенно справедливо для хорошо отожженных образцов, лишенных внутренних упругих напряжений, и неоднократно использовалось<sup>(2-5)</sup> 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<sup>(6)</sup>, принимает следующий вид:

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

где  $\sigma$  — средняя величина напряжений,  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  — 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:

$$U_e = U_0 + K_1 (s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2) + K_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2, \quad (3)$$

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:

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

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

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

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<sup>(9)</sup>. Уравнение (4), как показывает опыт<sup>(10)</sup> и расчеты Броуна<sup>(11)</sup>, должно быть дополнено и иметь в общем случае вид:

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

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

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

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

где  $U_e$  определяется соотношением (3),

$$U_a = -H I_0 \sum_i s_i h_i,$$

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

Метод расчета тот же, что и использованный авторами в предыдущей работе при расчете коэффициента  $c$  в соотношении (7) с учетом  $K_2$ <sup>(8)</sup>.

Соответствующие вычисления приводят к следующему виду коэффициентов  $b$  и  $c$ :

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

что полностью совпадает с данными работ, цитированных выше.

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

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

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

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

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 слабое 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

- <sup>1</sup> Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, 1939. <sup>2</sup> E. Czerlinsky, Ann. d. Phys., 13, 80 (1932). <sup>3</sup> H. Polley, *ibid.*, 36, 625 (1939). <sup>4</sup> Н. С. Акулов и И. М. Пузей, Изв. АН СССР, сер. физ., 11, № 5 (1947). <sup>5</sup> Н. С. Акулов, О. И. Блохина, К. М. Большова и А. П. Чернова, ЖТФ, 19, 865 (1949). <sup>6</sup> Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, ЖТФ, 9, 1145 (1939). <sup>7</sup> С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, 1948. <sup>8</sup> Л. В. Киренский и Л. И. Слободской, ДАН, 69, № 5 (1949). <sup>9</sup> Н. С. Акулов и Н. З. Мирясов, ДАН, 66, № 1 (1949). <sup>10</sup> P. Weiss, Journ. de Phys., (4) 9, 386 (1910). <sup>11</sup> W. F. Brown, Phys. Rev., 58, 726 (1940); 60, 1939 (1941).