

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⁽¹⁾ в 1931 г., причем, согласно этому закону, величина интенсивности намагничения I в поле напряженности H выражается соотношением:

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

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

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

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:

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

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:

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

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

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

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

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

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),

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

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

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 :

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

что полностью совпадает с данными работ, цитированных выше.

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

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

- 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, 726 (1940); 60, 1939 (1941).