

Е. КОНДОРСКИЙ

**МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ  
В СЛАБЫХ ПОЛЯХ**

III. ОБРАТИМАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ЖЕЛЕЗА В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЯХ.

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 17 III 1938)

При помощи (11) предыдущей статьи можно рассчитать обратимую восприимчивость кристаллов железа и никеля в различных направлениях. Ниже будут даны выражения  $\chi_r$  кристаллов железа, полученные при помощи (11) для двух крайних случаев:

1) Для случая, когда фазы, спины которых составляют меньшие углы с линией, параллельной направлению поля, при всех значениях  $I$  значительно преобладают над другими фазами\*.

2) Для случая, когда в исходном состоянии:  $I=0$ ,  $H=0$  концентрации фаз равны.

Примером первого случая являются кристаллы Кая и Такаки<sup>(1)</sup> и повидимому кристаллы Вильямса<sup>(2)</sup>. Примером второго случая должны являться кристаллы, не получившие при обработке растягивающих напряжений преимущественно вдоль одного направления, в частности вдоль направления с наименьшим размагничивающим фактором\*\*.

1) Магнитное поле параллельно оси  $[100]$ :

В этом случае  $h_1=1$ ,  $h_2=h_3=0$ , намагничение  $I=(n_1-\bar{n}_1)I_s$ , откуда:

$$\left. \begin{aligned} n_1 - \bar{n}_1 &= j, \text{ где } j = \frac{I}{I_s}, \\ n_2 - \bar{n}_2 &= n_3 - \bar{n}_3 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

а) Фазы, спины которых составляют меньшие углы с линией, параллельной направлению поля, преобладают.

\* Следует отметить, что при наличии в исходном состоянии неравенства концентраций магнитных фаз направления легкого намагничения уже нельзя считать равноправными и равенства (8) первой статьи справедливыми. Однако в рассматриваемых ниже предельных случаях неравных концентраций концентрации одних фаз всегда равны нулю, а концентрации других фаз в исходном состоянии равны между собой. По отношению к этим оставшимся фазам равенства (8) остаются справедливыми, и следовательно в рассматриваемых предельных случаях справедливы также формулы (9) и (11) первой статьи.

\*\* Р. Янус и Я. Шур (УралФТИ) справедливо указали мне на то, что возникновение растягивающих напряжений вдоль направления с наименьшим размагничивающим фактором в мягких кристаллах может явиться результатом влияния земного магнитного поля во время термической обработки.

Рассмотрим предельный случай наиболее преимущественной ориентации, когда все спины параллельны или антипараллельны направлению [100]. В этом случае:

$$\left. \begin{aligned} n_1 + \bar{n}_1 &= 1, \\ n_2 + \bar{n}_2 &= n_3 + \bar{n}_3 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Подставляя (12) и (13) в (11), получим:

$$\chi_{\perp r} = 0, \quad (14a)$$

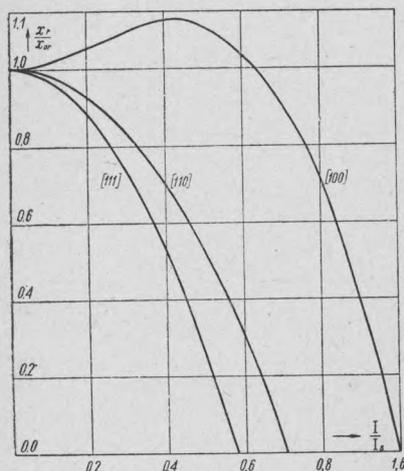
$$\chi_{\parallel r} = \chi_{1r} (1 - j^2), \quad (14b)$$

откуда, если  $\chi_{1r} > 0$ , следует:

$$\frac{\chi_r}{\chi_{r0}} = 1 - j^2. \quad (15)$$

б) В исходном состоянии при  $I = 0$  концентрации магнитных фаз равны.

В этом случае зависимость  $n_i$  от  $j$  может быть определена только с помощью измерения магнетострикции (за исключением частного случая, когда  $I \parallel [111]$ ). Мы сделаем попытку вычислить  $\chi_r$  для случая равных в исходном состоянии концентраций, подставляя в (11) выражения для  $n_i$ , полученные Гейзенбергом<sup>(3)</sup> при помощи статистического метода. Хотя применимость статистического метода для расчета  $n_i$  в настоящее время еще строго не обоснована, вычисленные этим методом значения  $n_i$  достаточно хорошо совпадают с значениями, определенными из измерения магнетострикции<sup>(4)</sup> (а также изменения сопротивления в магнитном поле) для не очень мягких кристаллов и поликристаллических материалов [кроме случаев неравномерных исходных концентраций, см. Кая, Такаки<sup>(1)</sup>].



Кривые обратимой восприимчивости кристаллов железа, вычисленные для случая равных в исходном состоянии концентраций магнитных фаз и при  $\chi_{1r} = 0$ .

При намагничении параллельной оси [100] статистический расчет приводит к следующим значениям  $n_i + \bar{n}_i$ :

$$\left. \begin{aligned} n_1 + \bar{n}_1 &= -\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \sqrt{1 + 3j^2}, \\ n_2 + \bar{n}_2 &= n_3 + \bar{n}_3 = \frac{2}{3} - \frac{1}{3} \sqrt{1 + 3j^2}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Подставляя (12) и (16) в (11), получим:

$$\chi_{\perp r} = \frac{2}{9} \chi_{2r} (-4 - 6j^2 + 5 \sqrt{1 + 3j^2}), \quad (17a)$$

$$\chi_{\parallel r} = \frac{1}{3} \chi_{1r} \frac{5 + 3j^2 - 4 \sqrt{1 + 3j^2}}{-1 + 2 \sqrt{1 + 3j^2}}. \quad (17b)$$

Как и в предыдущем случае, отношение  $\frac{\chi_r}{\chi_{r0}}$  зависит от соотношения между  $\chi_{2r}$  и  $\chi_{1r}$ . В случае, если  $\chi_{1r} \ll \chi_{2r}$ , из (17) следует, что при увеличении намагничения в интервале  $0 < j < \frac{\sqrt{3}}{4}$  происходит возрастание  $\chi_r$  (см. фигуру).

2) Магнитное поле параллельно оси [110].

В этом случае  $h_1 = h_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ;  $h_3 = 0$ . Если направления [100] и [010] равноправны, из условия  $I = \frac{1}{\sqrt{2}}(n_1 - \bar{n}_1 + n_2 - \bar{n}_2) I_s$  получим:

$$\left. \begin{aligned} n_1 - \bar{n}_1 = n_2 - \bar{n}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} j, \\ n_3 - \bar{n}_3 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

а) Фазы, спины которых составляют меньшие углы с линией, параллельной направлению поля, преобладают.

Рассмотрим снова предельный случай, когда

$$\left. \begin{aligned} n_1 + \bar{n}_1 = n_2 + \bar{n}_2 = \frac{1}{2}, \\ n_3 + \bar{n}_3 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Подставляя (18) и (19) в (11), получим:

$$\chi_{\perp r} = \frac{1}{4} \chi_{2r} (1 - 2j^2), \quad (20a)$$

$$\chi_{\parallel r} = \frac{1}{2} \chi_{1r} (1 - 2j^2), \quad (20b)$$

откуда независимо от соотношения между  $\chi_{1r}$  и  $\chi_{2r}$  имеет место:

$$\frac{\chi_r}{\chi_{0r}} = 1 - 2j^2. \quad (21)$$

б) Концентрации фаз в исходном состоянии равны. В случае  $H \parallel [110]$  статистический расчет дает:

$$\left. \begin{aligned} n_1 + \bar{n}_1 = n_2 + \bar{n}_2 = \frac{2}{3} - \frac{1}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{2} j^2}, \\ n_3 + \bar{n}_3 = -\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{2} j^2}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Подставляя (18) и (22) в (11), получаем:

$$\chi_{\perp r} = \frac{2}{9} \chi_{2r} \left( \frac{1}{2} - \frac{3}{2} j^2 + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{3}{2} j^2} \right), \quad (23a)$$

$$\chi_{\parallel r} = \frac{1}{3} \chi_{1r} \frac{5 - 6j^2 - 4 \sqrt{1 - \frac{3}{2} j^2}}{2 - \sqrt{1 - \frac{3}{2} j^2}}. \quad (23b)$$

В этом случае отношение  $\frac{\chi_r}{\chi_{0r}}$  так же, как и в аналогичном случае для  $H \parallel [100]$ , зависит от соотношения между  $\chi_{1r}$  и  $\chi_{2r}$ . Следует отметить однако, что в случае  $\chi_{1r} \ll \chi_{2r}$  выражение для  $\frac{\chi_r}{\chi_{0r}}$ , полученное из формул (23), практически очень мало отличается от выражения (21).

3) Магнитное поле параллельно оси [111].

В этом случае  $h_1 = h_2 = h_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}$  при равноправности направлений легкого намагничивания в рассматриваемом случае концентрации фаз в исходном состоянии, когда  $I = 0$ , должны быть равны. Имеем:

$$n_1 - \bar{n}_1 = n_2 - \bar{n}_2 = n_3 - \bar{n}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} j, \quad (24)$$

$$n_1 + \bar{n}_1 = n_2 + \bar{n}_2 = n_3 + \bar{n}_3 = \frac{1}{3}. \quad (25)$$

Подставляя (24) и (25) в (11), получим:

$$\chi_{\perp r} = \frac{2}{9} \chi_{2r} (1 - 3j^2), \quad (26a)$$

$$\chi_{\parallel r} = \frac{4}{3} \chi_{1r} (1 - 3j^2), \quad (26b)$$

откуда снова независимо от соотношения между  $\chi_{1r}$  и  $\chi_{2r}$  получаем:

$$\frac{\chi_r}{\chi_{r0}} = 1 - 3j^2. \quad (27)$$

Отклонения от (27) для очень мягких кристаллов могут иметь место в случае, если сечение образца перпендикулярно направлению магнитного поля значительно отклоняется от круглой формы и вдоль одной из трех осей легкого намагничивания размагничивающий фактор становится меньше или больше, чем вдоль других. В этом случае очевидно формулы (25) могут оказаться неверными. Сказанное относится конечно и к случаю  $H \parallel [110]$ .

Отметим, что соотношения (14), (15), (21) и (27) остаются справедливыми, если для  $\chi_{\parallel r}$  вместо (11c) принимать (11d), т. е. если вместо (7) принимать:  $S_{ii} = \gamma_{ii} n_i \bar{n}_i$ . В этом последнем случае, как легко убедиться с помощью (11c) и (11d), правые части (20b) и (26b) умножаются соответственно на  $\frac{1}{2}$  и  $\frac{1}{3}$ , а знаменатель в выражениях (17b) и (23b) обращается в единицу.

Выражения для  $\chi_r$  могут быть аналогичным путем получены и для кристаллов никеля.

При помощи усреднения общей формулы для  $\chi_r$  может быть вычислена зависимость обратимой восприимчивости от  $j$  для поликристаллических железа и никеля. Полученная этим способом теоретическая формула довольно хорошо согласуется с опытными данными. Следует отметить, что теоретические кривые  $\frac{\chi_r}{\chi_{r0}}$  для поликристаллических Fe и Ni оказываются хотя и очень близкими друг к другу, но различными.

Поступило  
26 III 1938.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> S. Кауа и Н. Такаки, Journ. Hokkaido Imp. Univ., 1, 227 (1935).  
<sup>2</sup> Н. J. Williams, Phys. Rev., 52, 747, 1004 (1937). <sup>3</sup> W. Heisenberg, ZS. Phys., 69, 287 (1931). <sup>4</sup> N. Akulov, E. Kondorsky, ZS. Phys., 78, 801 (1932); 85, 661 (1933); R. Bitter, Phys. Rev., 42, 882 (1932); R. Gans, J. Harlem, Annal. d. Phys., 15, 546 (1932); N. Akulov, ZS. Phys., 80, 693 (1933); 87, 768 (1934); W. F. Brown, Phys. Rev., 52, 325 (1937).