Доклады Академии Наук СССР
1938. Том XIX, № 5

ФИЗИКА

Е. КОНДОРСКИЙ

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ В СЛАБЫХ ПОЛЯХ [1]

II. ТЕОРИЯ ОБРАТИМОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

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

Понятие об обратимой восприимчивости было введено в теорию магнетизма Гансом [2], который дал определение этой величине и измерил ее зависимость от намагничения для различных материалов. На основании своих исследований Ганс высказал предположение, что отношение $\frac{\chi_r}{\chi_0}$, где χ_0—начальная восприимчивость, является одной и той же функцией от $\frac{I}{I_s}$ для всех материалов. Позже им [3] была выведена формула для этой функции, которая находилась в хорошем совпадении с опытом для железа и никеля, но оказалась неприменимой к кобальту [4]. Измерения обратимой восприимчивости кристаллов в различных направлениях могли бы быть весьма полезными для теории, но до сих пор не были произведены вследствие трудности при учете размагничивающего фактора. Ниже делается попытка построить теорию обратимой восприимчивости в слабых полях (в «области инверсии») с точки зрения современных представлений о процессе намагничения.

Из двух процессов, происходящих при намагничении: 1) процесса вращения результирующих спинов доменов (областей спонтанного намагничения) из направления легкого намагничения в направление поля и 2) процесса смещения границ между доменами и поглощения одних доменов другими, в слабых полях играет главную роль второй процесс. В этом втором процессе, как уже указывалось ранее [1], следует в свою очередь различать два типа смещения границ: 1) смещение границ между доменами, спины которых составляют 90° или угол, достаточно сильно отличающийся от 0 или 180°, и 2) смещение границ между доменами, спины которых антипараллельны или почти антипараллельны. Рассматривая обратимое изменение намагничения dI_r в общем случае, мы будем предполагать, что оно может происходить в результате смещения границ как одного, так и другого типа, т. е. что $dI_r = dI_{\perp r} + dI_{\parallel r}$, где $dI_{\perp r}$—обратимое приращение намагничения в результате смещения границ между доменами, спины которых не антипараллельны, и $dI_{\parallel r}$—обратимое приращение намагничения, вызванное смещением границ между доменами, спины которых антипараллельны (или почти антипараллельны).

В кристаллах железа имеется 6, в кристаллах никеля 8 направлений легкого намагничения. В слабых полях спины доменов параллельны этим направлениям, поэтому в кристаллах железа в слабых полях имеется 6, в кристаллах никеля 8 различных в магнитном отношении фаз. Объемные концентрации этих фаз мы обозначим: $n_1, \ldots, n_i, \ldots, \bar{n}_1, \ldots, \bar{n}_i, \ldots$, где $\bar{n}_i$ означает концентрацию фазы, спины которой антипараллельны спинам фазы с концентрацией n_i. Общее условие равновесия границы между двумя фазами в поле H может быть написано в следующем виде:

$$I_s H (h'_i - h'_k) = C_{ik} \tag{1}$$

где h'_i, h'_k—косинусы углов между направлением спинов фаз i и k и направлением поля H, I_s—намагничение при насыщении, C_{ik}—величина, явно от H и от косинусов h' не зависящая. Левая часть (1), помноженная на dV, представляет уменьшение магнитной энергии, $C_{ik}\,dV$ представляет приращение внутренней свободной энергии при увеличении объема фазы i и уменьшении объема фазы k на dV. В случае, если изменение внутренней энергии при смещении границы состоит только в изменении упругой энергии вследствие магнетострикции, для $i \neq k$ получим: $C_{ik} = -\lambda\sigma_s$, где σ_s—средняя величина растягивающих вдоль направления спинов фазы i напряжений на границе, λ—магнетострикция при изменении направления спинов одной из фаз. В том случае, когда направление поля совпадает с направлением спинов одной из фаз, (1) принимает вид: $HI_s = -\lambda\sigma_s$, т. е. переходит в условие равновесия границ между доменами, выведенное Беккером ([5]).

В случае, если спины соседних фаз антипараллельны, $h'_i = -h'_k$, и условие (1) принимает вид:

$$2\,HI_s h'_i = C_{ii}. \tag{2}$$

Форму (2) имеет например условие равновесия границы между доменами, спины которых антипараллельны, рассмотренное Блохом ([6]). В этом случае $h'_i = 1$; $C_{ii} = \frac{1}{2a}\sqrt{\frac{K'a}{J}}\frac{\partial J}{\partial n} = \frac{1}{2a\delta}\frac{\partial J}{\partial n}$, где a—параметр решетки, K'—величина, пропорциональная константе магнитной анизотропии, одного с ней порядка, J—интеграл обмена, n—нормаль к поверхности границы, $\delta = \sqrt{\frac{J}{K'a}}$—по Блоху средняя ширина граничного слоя между соседними фазами. Если предполагать, что $C_{ii}\,dV$ в основном представляет изменение упругой энергии граничной зоны при ее смещении, условие (2) принимает вид ([7]):

$$2\,HI_s h'_i = \frac{\lambda'}{2}\sqrt{\frac{J/a}{K' + \lambda'\sigma_s}}\,\frac{\partial \sigma_s}{\partial n} = \frac{\lambda'\delta'}{2}\,g,$$

где λ'—магнетострикция граничного слоя при ориентации его спинов в направлении спинов доменов, имеющих этот слой границей, $g = \frac{\partial \sigma_s}{\partial n}$, σ_s—величина растягивающего напряжения вдоль линии, параллельной направлению спинов доменов, a и K'—те же величины, что и выше, $\delta' = \sqrt{\frac{J}{K' + \lambda'\sigma_s}}$.

При вычислении обратимой восприимчивости мы будем исходить из наиболее общего условия (1). Дифференцируя (1) по H, получим:

$$I_s H (h_i - h_k) = \frac{\partial C_{ik}}{\partial n}\frac{dn}{dH}; \tag{3}$$

h_i в (3) обозначают косинусы спинов с направлением dH*, dn—смещение

* Если направление dH отличается от направления H, h очевидно не совпадает с h'.

границы в направлении нормали к поверхности фазы i. Если $\frac{\partial C_{ik}}{\partial n}$ и $\frac{dn}{dH}$ имеют одинаковый знак, смещение какого-нибудь участка границы при увеличении поля на dH будет обратимым, в противоположном случае происходит необратимое смещение участка границы. Среднее приращение намагничения $(dI_{ik})_r$ в направлении dH при обратимом смещении границы между фазами i и k равно:

$$(dI_{ik})_r = S_{ik}\, I_s\, (h_i - h_k)\, \overline{dn}, \tag{4}$$

где S_{ik}—площадь поверхности раздела фаз i и k, $\overline{dn}$—среднее обратимое смещение границы в направлении нормали к поверхности фазы i. Усредняя (3) и принимая во внимание (4), получим:

$$\left(\frac{dI_{ik}}{dH}\right)_r = S_{ik}\, I_s^2\, (h_i - h_k)^2 \cdot \overline{\left(\frac{1}{\frac{\partial C_{ik}}{\partial n}}\right)}. \tag{5}$$

Если нет группировок между доменами определенных фаз i и k, можно считать, что площадь поверхности раздела между фазами S_{ik} пропорциональна произведению их концентраций. Мы можем представить S_{ik} в следующем виде:

$$S_{ik} = \gamma_{ik}\, n_i n_k, \tag{6}$$

где γ_{ik} может зависеть от структуры материала и от способа получения исходного магнитного состояния (например состояния $I = 0$, $H = 0$). Равенство (6) нельзя считать справедливым для фаз, спины которых антипараллельны. Как показывает теоретический расчет ([8]), домены, спины которых антипараллельны, должны группироваться в блоки, поэтому площадь поверхности раздела фаз, спины которых антипараллельны, правильнее считать пропорциональной не произведению концентрации этих фаз по отношению ко всему объему кристалла, а произведению концентраций этих фаз по отношению к объему, занимаемому только этими двумя фазами, помноженному на сумму их концентраций по отношению ко всему объему кристалла. В соответствии с этим мы представим $S_{i\bar{i}}$ в следующем виде:

$$S_{i\bar{i}} = \gamma_{i\bar{i}}\, \frac{n_i n_{\bar{i}}}{n_i + n_{\bar{i}}}. \tag{7}$$

Ниже мы будем рассматривать случай, когда направления легкого намагничения в отношении $\frac{\partial C}{\partial n}$ и γ равноправны. В этом случае получим:

$$\overline{\left(\frac{1}{\frac{\partial C_{ik}}{\partial n}}\right)} = \overline{\left(\frac{1}{\frac{\partial C_{jl}}{\partial n}}\right)} = \begin{cases} C_1' & \text{для } i = k,\ j = l, \\ C_2' & \text{для } i \neq k;\ j \neq l, \end{cases} \tag{8a}$$

$$\gamma_{ik} = \gamma_{jl} = \begin{cases} \gamma_1 & \text{для } i = k, \quad j = l, \\ \gamma_2 & \text{для } i \neq k; \quad j \neq l. \end{cases} \tag{8b}$$

Мы будем предполагать, что значения $\gamma_1 C_1'$ и $\gamma_2 C_2'$ не изменяются при изменении намагничения, когда концентрации одних фаз увеличиваются, а других уменьшаются *.

---

* Предположение о независимости C' от I равносильно предположению об отсутствии для кристалла в целом определенной связи между абсолютными величинами C_{ik} и $\frac{\partial C_{ik}}{\partial n}$. Предположение о независимости γ от I равносильно одному из двух независимых друг от друга предположений: или 1) предположению об известной однородности намагничения кристалла—однородности в том смысле, что среднее намагничение участков кристалла, в которых магнитные фазы больше диспергированы (т. е. в которых магнитная структура мельче), приблизительно равно среднему намагни-

Принимая во внимание (6), (7) и (8), после суммирования (5) по i и k получим:

$$\sum_{i,\,k}\left(\frac{dI_{ik}}{dH}\right)_r=\chi_{2r}\sum_{i\neq k}\{(n_in_k+\bar{n}_i\bar{n}_k)(h_i-h_k)^2+$$
$$+(n_i\bar{n}_k+\bar{n}_in_k)(h_i+h_k)^2\}+\chi_{1r}\sum_i\frac{n_i\bar{n}_i}{n_i+\bar{n}_i}4h_i^2, \tag{9}$$

где $i,\ k=1,\ 2,\ 3$ для железа, $i,\ k=1,\ 2,\ 3,\ 4$ для никеля и

$$\begin{aligned}\chi_{2r}&=I_s^2\gamma_2C_2',\\ \chi_{1r}&=I_s^2\gamma_1C_1'.\end{aligned} \tag{10}$$

Произведя несложные преобразования, легко получить из (9) следующую формулу для обратимой восприимчивости χ_r:

$$\chi_r=\chi_{\perp r}+\chi_{\parallel r}, \tag{11a}$$

$$\chi_{\perp r}=\chi_{2r}\sum_{i\neq k}(n_i+\bar{n}_i)(n_k+\bar{n}_k)(h_i^2+h_k^2)-2(n_i-\bar{n}_i)(n_k-\bar{n}_k)h_ih_k, \tag{11b}$$

$$\chi_{\parallel r}=\chi_{1r}\sum_i\left\{1-\left(\frac{n_i-\bar{n}_i}{n_i+\bar{n}_i}\right)^2\right\}(n_i+\bar{n}_i)h_i^2*. \tag{11c}$$

При $I=0$, т. е. при $n_i=\bar{n}_i$, формула (11b) переходит в формулу для $\chi_{\perp 0}$ предыдущей статьи([1]). При этом следует однако отметить, что выражение, приведенное в предыдущей статье, представляет начальную восприимчивость χ_0, тогда как (11) при $n_i=\bar{n}_i$ представляет только начальную обратимую восприимчивость χ_{0r}, которая определяется как предел обратимой восприимчивости при $I=0$ и $H=0$. Хотя при $n_i=\bar{n}_i$ (11) с точностью до постоянного множителя совпадает с полученным ранее выражением χ_0, однако, как показывает опыт, может иметь место $\chi_0>\chi_{0r}$ **.

Поступило
26 III 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. Кондорский, ДАН, XVIII, 325 (1938); Phys. Rev., **53**, 319 (1938). [2] R. Gans, Ann. d. Phys., **27**, 1 (1908), **29**, 301 (1909), **33**, 1065 (1910), **61**, 379 (1920). [3] R. Gans, Phys. ZS., **12**, 1053 (1911). [4] M. Samuel, Ann. d. Phys., **86**, 798 (1928). [5] R. Becker, Phys. ZS., **33**, 905 (1932). [6] F. Bloch, ZS. Phys., **74**, 295 (1932). [7] Е. Кондорский, ЖЭТФ, **7**, 1117 (1937); Sow. Phys., **11**, 597 (1937). [8] L. Landau, E. Lifschitz, Sow. Phys., **8**, 153 (1935).

чению участков кристалла, в которых магнитные фазы менее диспергированы (в которых «домены крупнее»), или 2) предположению об отсутствии определенной связи между дисперсностью магнитных фаз в различных участках данного кристалла и максимальными значениями абсолютных величин C_{ik} и C_{ii} в этих участках. Следует отметить, что сделанное выше предположение о независимости $\gamma C'$ от I является очевидно менее жестким, чем предположение о независимости γ и C' от I порознь.

* Отметим, что если при выводе (11) вместо (7) принять для S_{ii} формулу (6), т. е. считать $S_{ii}=\gamma_{ii}n_i\bar{n}_i$, где γ_{ii} от намагничения не зависит, то для $\chi_{\parallel r}$ вместо (11c) получается

$$\chi_{\parallel r}=\chi_{1r}\sum_i\left\{1-\left(\frac{n_i-\bar{n}_i}{n_i+\bar{n}_i}\right)^2\right\}(n_i+\bar{n}_i)^2h_i^2. \tag{11d}$$

** При этом у автора есть основание предполагать, что в чистых кристаллах возможен случай $(\chi_\parallel)_0>(\chi_\perp)_0$ при $(\chi_\parallel)_{0r}<(\chi_\perp)_{0r}$.