Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXI, № 5

ФИЗИКА

Действительный член АН БССР Н. С. АКУЛОВ, И. П. МАЗИН
и Я. И. ФЕЛЬДШТЕЙН

АНИЗОТРОПИЯ МОДУЛЯ УПРУГОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Согласно теории четных эффектов (1), анизотропия модуля упругости (модуля Юнга) ферромагнитных кристаллов складывается из естественной анизотропии и анизотропии, связанной с магнето-механострикцией. Для естественной анизотропии, согласно обобщенному закону Гука, если ограничиваться линейными членами, имеем для кубических кристаллов:

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_{100}} + 2\varepsilon\,(l^2m^2 + l^2n^2 + m^2n^2), \tag{1}$$

где E — модуль упругости в произвольном направлении; E_{100} — модуль упругости в направлении [100];

$$\varepsilon = \frac{1}{c_{12} - c_{11}} + \frac{1}{2c_{44}} \tag{2}$$

так называемая константа естественной анизотропии, выраженная через модули упругости c_{11}, c_{12}, c_{44}; l, m, n — направляющие косинусы растягивающего усилия (при измерении модуля упругости в том же направлении, что и действующее усилие) по отношению к тетрагональным осям.

В ферромагнитных кристаллах, как это показали Н. С. Акулов и Е. И. Кондорский (1,2), происходит дополнительное удлинение, вызванное магнето-механострикцией:

$$\lambda_A = \frac{3}{4}\frac{\lambda_{100}^2\chi_0}{J_s^2}[3(l^4+m^4+n^4)-1]F + \frac{3}{4}\frac{\lambda_{100}}{J_s^2}[3(l^4+m^4+n^4)-1]J^2 + \frac{9}{4}\frac{\chi_0\lambda_{100}^2}{J_s^4}FJ^2, \tag{3}$$

$$\lambda_B = 3\frac{\chi_0\lambda_{111}^2}{J_s^2}(l^2m^2+l^2n^2+m^2n^2)F + 3\frac{\lambda_{111}}{J_s^2}(l^2m^2+l^2n^2+m^2n^2)J^2 + 54\frac{\chi_0\lambda_{111}^2}{J_s^4}l^2m^2n^2FJ^2, \tag{4}$$

где λ_A и λ_B — соответствующие дополнительные удлинения, вызванные магнето-механострикцией для монокристаллов с 6 и 8 осями легкого намагничивания; λ_{100} и λ_{111} — магнитострикция насыщения монокристалла вдоль осей [100] и [111], соответственно; χ_0 — начальная восприимчивость; J_s — намагниченность насыщения; l, m, n — направляющие косинусы силы и поля (которые направлены вместе вдоль направления измерения) по отношению к тетрагональным осям; J — намагниченность; F — нагрузка на единицу площади.

Таким образом, для ферромагнитных кристаллов, в зависимости от типа осей легкого намагничивания, имеем:

$$\frac{1}{E_A} = \left(\frac{1}{E_{100}} + \frac{3}{2}\frac{\lambda_{100}^2\chi_0}{J_s^2} + \frac{3}{2}\frac{\lambda_{100}J^2}{J_s^2F} + \frac{9}{4}\frac{\chi_0\lambda_{100}^2}{J_s^4}J^2\right) + \\ + \left(2\varepsilon - \frac{9}{2}\frac{\lambda_{100}^2\chi_0}{J_s^2} - \frac{9}{2}\frac{\lambda_{100}J^2}{J_s^2F}\right)(l^2m^2 + l^2n^2 + m^2n^2), \tag{5}$$

$$\frac{1}{E_B} = \frac{1}{E_{100}} + \left(2\varepsilon + 3\frac{\chi_0\lambda_{111}^2}{J_s^2} + 3\frac{\lambda_{111}J^2}{J_s^2F}\right)(l^2m^2 + l^2n^2 + m^2n^2) + \\ + 54\frac{\chi_0\lambda_{111}^2}{J_s^4}J^2l^2m^2n^2. \tag{6}$$

Эти формулы относятся к случаю, когда намагничение лежит в области процесса инверсии. Третий член в (6) мал по сравнению с первыми двумя и им можно пренебречь. В случае действия сильных магнитных полей магнето-механострикция исчезает, и тогда модуль упругости определяется соотношением (1).

Задача проверки полученных соотношений представляет значительный интерес для изучения упругих свойств ферромагнитных кристаллов. Однако при этом встречаются известные трудности в связи с необходимостью получения монокристаллов и точным измерением их модулей упругости.

До сих пор в литературе имеются данные лишь для анизотропии Ni и Fe. Некоторые из них, как например, данные Kimura и Ohno [8], неточны, другие получены весьма точными методами [3], однако измерения проводились при отсутствии магнитного поля, и поэтому авторы измеряли не истинные модули упругости кристаллов, а суммарные, которые зависят, как это видно из (5), (6), от магнитной проницаемости, являющейся структурно чувствительной характеристикой вещества и зависящей от малейших загрязнений (присадок), искажений решетки и т. д.

Следует отметить, что получение монокристаллов различных сплавов сопряжено с еще бо́льшими трудностями. Между тем, исследование их упругой анизотропии представляет весьма существенный интерес. Целью настоящего исследования является разработка метода определения модуля упругости монокристаллов на основе измерений на поликристаллических текстурированных образцах и применение его к анализу упругих свойств монокристаллов никеля. Предлагаемый метод основан на том, что свободная энергия T биквадратично зависит от направления результирующего спина, аналогично (1). Так как аналогичная зависимость вытекает из закона четных эффектов [1], то этот метод справедлив и для определения параметров любых четных эффектов.

Действительно, пренебрегая высшими членами разложения свободной энергии в ряд по степеням направляющих косинусов результирующего спина, имеем:

$$T = T_{100} + 2K\sum_{i<j=1}^{3} s_i^2 s_j^2, \tag{7}$$

где T_{100} — энергия намагничения монокристаллов в направлении [100]; K — константа энергетической анизотропии; s_i — направляющие косинусы результирующего спина по отношению к тетрагональным осям.

Если при определении свободной энергии направить поле так, чтобы оно совпало с направлением измерения E, то

$$s_1 = l, \quad s_2 = m, \quad s_3 = n.$$

Для того чтобы провести усреднение выражения

$$A(l, m, n) = l^2m^2 + l^2n^2 + m^2n^2$$

по всем монокристаллам, удобно выбрать сферическую систему координат. Полярную ось (ось X) удобно направить вдоль оси текстуры*, а ось Z — перпендикулярно плоскости образца. После усреднения получим:

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_{100}} + 2\varepsilon B(\varphi), \tag{8}$$

$$T = T_{100} + 2KB(\varphi). \tag{9}$$

Здесь

$$B(\varphi) = \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} A(\varphi, \varphi_1, \varphi_2, \vartheta_1)\, W(\varphi_1, \varphi_2, \vartheta_1)\, d\varphi_1 d\varphi_2 d\vartheta_1, \tag{10}$$

где $W(\varphi_1, \varphi_2, \vartheta_1)$ — функция распределения монокристаллов, нормированная к единице; $\varphi_1, \varphi_2, \vartheta_1$ — полярные углы, характеризующие положение монокристаллов; φ — угол между осью текстуры (полярной осью) и направлением измерений.

Следует отметить, что при усреднении не учитывалось отступление от аддитивности.

Для свободной энергии это справедливо в полях, бо́льших поля насыщения, когда потоки рассеяния невелики. Для модуля упругости это справедливо в случае сильно текстурированных или почти изотропных образцов ([4]).

Таким образом мы приходим к замечательному выводу, что отношение разности результатов измерения свободной энергии и коэффициентов упругости (величины, обратные модулям упругости) для двух любых направлений есть величина постоянная, независимая ни от выбранных направлений, ни от характера текстуры**

$$\frac{T(\varphi_1) - T(\varphi_2)}{\dfrac{1}{E(\varphi_1)} - \dfrac{1}{E(\varphi_2)}} = \frac{K}{\varepsilon}. \tag{11}$$

Если константа K энергетической анизотропии данного ферромагнетика известна (она может быть определена из закона приближения к насыщению ([1,5])), то из (11) можно определить константу естественной анизотропии модуля упругости.

Как следует из (8), (9), измерение $T - T_{100}$ в двух направлениях дает возможность определить не только ε, но и E_{100}. Измерение $T - T_{100}$ возможно по идеальной кривой намагничивания.

---

* Образцы вырезаются из текстурированного листа металла.

** Как показано Н. С. Акуловым, в случае четных эффектов вместо ε в (11) будет стоять разность параметров анизотропии $\alpha_2 - \alpha_1$.

При выборе образцов для измерения следует обеспечить отсутствие сильных внутренних напряжений, которые могут сказаться на анизотропии свободной энергии и упругих свойств.

Проверка полученных соотношений производилась на никеле, отожженном для снятия внутренних напряжений. Для определения разности свободной энергии в двух направлениях на анизометре системы Н. С. Акулова и Н. Л. Брюхатова снималась магнитограмма [6]. Модуль Юнга определялся из соотношения

$$E = \frac{\sigma}{\lambda}, \tag{12}$$

где σ — нагрузка на единицу площади, λ — относительное удлинение. Относительное удлинение определялось методом проволочных тензометров, разработанным Н. С. Акуловым и Д. И. Волковым [7]. Измерение модуля упругости проводилось как в поле, превышающем поле насыщения (для исключения механострикционного эффекта), так и без поля. Константа естественной анизотропии ε, полученная без учета механострикционного эффекта, равна $-6{,}6 \cdot 10^{-5}$ мм^2/кг, что хорошо совпадает с данными Бозорта [3] $\varepsilon = -6{,}75 \cdot 10^{-5}$ мм^2/кг.

При учете механострикционного эффекта для ε получаем значение $-7{,}25 \cdot 10^{-5}$ мм^2/кг, что подтверждает формулу (6).

Поступило
17 II 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. С. Акулов, Zs. f. Phys., **52**, 389 (1928); **87**, 768 (1934); Ферромагнетизм, 1939. [2] Н. С. Акулов и Е. И. Кондорский, Zs. f. Phys., **78**, 801 (1932); **85**, 661 (1933). [3] R. M. Bozorth, Phys. Rev., **75**, No. 12, 1954 (1949). [4] И. М. Лифшиц и Л. Н. Розенцвейг, ЖЭТФ, **16**, в. 11, 967 (1946). [5] Н. С. Акулов и И. М. Пузей, Изв. АН СССР, сер. физ., **11**, № 5 (1947). [6] Н. С. Акулов и Н. Л. Брюхатов, ЖЭТФ, **3**, 53 (1933). [7] Н. С. Акулов и Д. И. Волков, Вестн. МГУ, № 10 (1949). [8] Kimura and Ohno, Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ., 1st ser., **23**, No. 3, 359 (1935).