

У Ч Е Н Ы Е З А П И С К И М Г У

Вып. 162, кн. 6. 1952г.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЗНАКА КОНСТАНТ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ С ПОВЫШЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследованию температурной зависимости констант магнитной анизотропии, как весьма важных магнитных характеристик материала, посвящено значительное количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Теоретические исследования температурной зависимости первой константы магнитной анизотропии, проведенные Акуловым [1] и Ван Флеком [2] для кристаллов кубической системы, не дают перемены знака этой константы как для никеля, так и для железа, а лишь показывают монотонную убыль абсолютных ее значений вплоть до точки Кюри.

Что касается экспериментальных данных, то, согласно работам Титова [3], Пити [4], Шубиной [5], Хонда, Мазумото и Кайя [6], а также согласно приводимым ниже данным автора, для первой константы магнитной анизотропии железа нигде нет и намека на изменение знака этой константы.

Для никеля большинство опытных исследований, преследовавших цель установления температурного хода первой константы магнитной анизотропии, обычно ограничивались температурами не выше 300—400° К. Таковы опытные исследования Брюхатова и автора [7], Полли [8], Акулова и Пузеля [9].

Обработка опытных данных Хонда, Мазумото и Ширикава [10], снявших кривые намагничивания на монокристаллах никеля в основных кристаллографических направлениях, давали некоторые основания сделать вывод о перемене знака первой константы магнитной анизотропии никеля при температуре около 130° С. К аналогичному же результату пришел автор [11], исследуя методом моментов температурную зависимость магнитной анизотропии вальцованного никелевого диска. Однако относительно результатов двух последних работ необходимо сделать следующие замечания. Данные Хонда, Мазумото и Ширикава получены на различных образцах, и, следовательно, в этом случае некоторую роль могли сыграть индивидуальные особенности образцов. Кроме того, большую роль могла сыграть погрешность в ориентировке кристаллов, а также тот факт, что работа намагничивания кристалла имеет заметную анизотропию не только в области процесса вращения, но также и в области процесса инверсии.

Что касается исследований автора на вальцованном поликристаллическом диске, то здесь существенную роль могла сыграть вторая константа магнитной анизотропии, а также и влияние небольших остаточных напряжений, несмотря на длительный отжиг.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

а. Исследование магнитной анизотропии на монокристалле кремнистого железа

Объектом исследования являлся монокристалл кремнистого железа, вырезанный в форме диска, диаметром $d = 11,30$ мм и толщиной $h = 0,85$ мм с содержанием кремния $4^0/0$. В распоряжении автора не было соответствующей рентгеновской установки для определения ориентации плоскости диска. Магнитные же методы, разработанные Муссманом и Шлехтвегом [12], ограничиваются заданием лишь одной первой константы магнитной анизотропии. Если же ограничиться лишь первой константой магнитной анизотропии, то

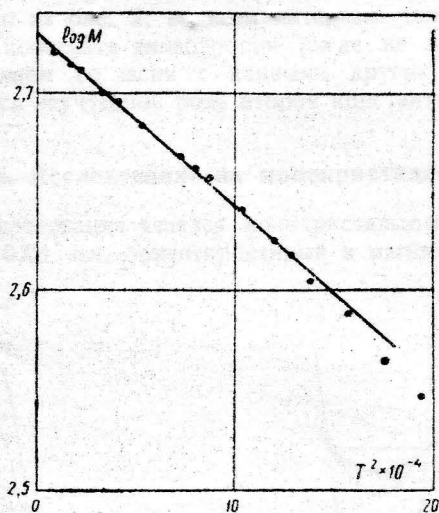


Рис. 1

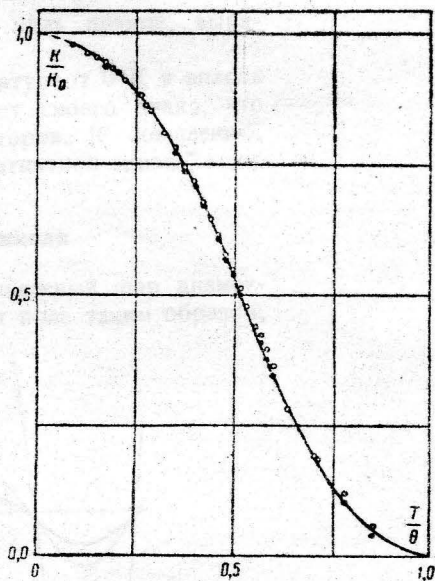


Рис. 2

уравнение свободной энергии магнитной анизотропии может быть записано в следующей форме:

$$U_v = U_0 + KF(\varphi), \quad (1)$$

где U_v — величина энергии при некотором значении угла φ между вектором поля и некоторой произвольно выбранной в образце осью,

K — первая константа магнитной анизотропии,

U_0 — аддитивная постоянная.

$F(\varphi)$ — некоторая функция косинусов углов вектора поля по отношению к тетрагональным осям кристалла.

Величина механического момента, приложенного к образцу, очевидно, будет найдена, как $\frac{dU_v}{d\varphi}$. Таким образом,

$$M = Kf(\varphi). \quad (2)$$

Из соотношения (2) следует, что температурная зависимость M будет определять собой температурную зависимость K , так как $f(\varphi)$ от температуры не зависит.

Исследование величины механического момента производилось методом автоматической фотозаписи. Напряженность поля во всех случаях была 7 500 эрст., что обеспечивало магнитное насыщение образца.

Всего было снято 34 магнитограммы такого типа, как это показано на рис. 3 для никеля.

Обработка магнитограмм в интервале температур от 0 до 350°K приводит, как это видно из рис. 1, к линейной зависимости $\log I''$ от T^2 , что, очевидно, и в случае кремнистого железа приводит к экспериментальному закону, установленному Брюхатовым и автором:

$$K = K_0 e^{-aT^2}. \quad (3)$$

Зависимость относительных величин $\frac{K}{K_0}$ от температуры представлена на рис. 2. Величина K_0 — определялась экстраполяцией на нуль прямой, выражающей зависимость $\log M$ от T^2 .

Как это видно из рис. 2, во всем интервале температур от 0°K и вплоть до точки Кюри константа анизотропии нигде не меняет своего знака, что находится в полном соответствии с данными других авторов. К сожалению, в работе оказалась неучтенной роль второй константы магнитной анизотропии.

6. Исследование на монокристалле никеля

Объектом исследования являлся монокристалльный никелевый шар диаметром $d = 9,75 \pm 0,01$ мм, ориентированный в магнитном поле таким образом,

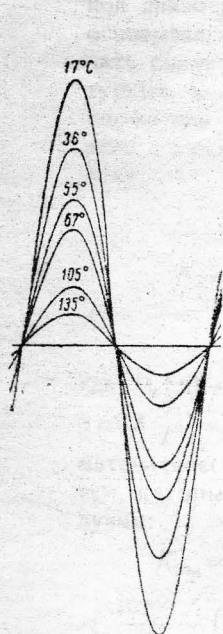


Рис. 3

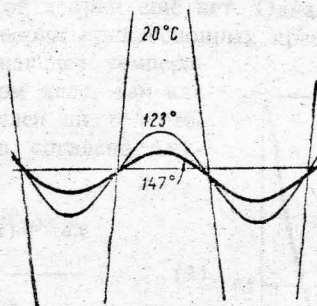


Рис. 4

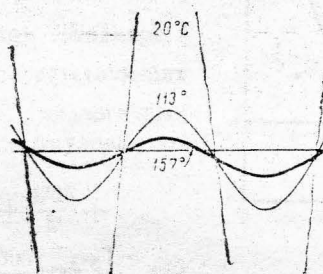


Рис. 5

чтобы вектор поля при его вращении лежал в плоскости (100) кристалла. Такая ориентировка хороша тем, что коэффициент при второй константе анизотропии оказывается равным нулю и, таким образом, представляется

возможным исследование температурной зависимости одной лишь первой константы магнитной анизотропии. На рис. 3—6 представлены магнитограммы, из которых видно, что по крайней мере до 175°C не может быть и речи о перемене знака константы магнитной анизотропии. В частности, при температуре 147°C анизотропия, сохраняя свой знак, выявляется весьма явственно.

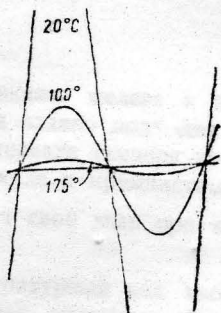


Рис. 6

Отсутствие перемены знака первой константы магнитной анизотропии установлено с точностью до $7 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^3$.

Что касается второй константы магнитной анизотропии никеля, то она может быть определена с помощью магнитограмм механических моментов в плоскости (110).

Обработка магнитограмм дает возможность определить температурную зависимость второй константы магнитной анизотропии никеля. Экспериментальные точки на рис. 7 указывают на то, что ошибочное мнение, согласно которому для никеля $K_2 \approx 0$, объясняется тем, что вблизи комнатных температур K_2 проходит через нуль, меняя при нагревании знак на положительный. Если учесть данные Шубиной относительно изменения знака второй константы магнитной анизотропии кремнистого железа, то факт перемены знака второй константы можно рассматривать как некоторую закономерность.

Что касается теории температурной зависимости второй константы магнитной анизотропии, то такой теории еще нет. Однако можно сделать попытку, основываясь на общей теории прецессионных преобразований Акулова, получить соотношение, выражающее температурный ход K_2 . В самом деле, так как множитель при K_2 есть член шестой степени относительно S_i , то, согласно Акулову:

$$K_{2T} = K_{20} \frac{\int_{-1}^{+1} P_6(x) e^{\beta x} dx}{\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx}, \quad (4)$$

где $P_6(x)$ — шестой полином Лежандра и $\beta = 3 \frac{\theta}{T} \frac{I_s}{I_0}$, что после соответствующих математических выкладок, аналогичных тем, которые даны в работе Акулова, получим:

$$K_{2T} = K_{20} \left[1 + \frac{210}{\beta^2} + \frac{4725}{\beta^4} + \frac{10395}{\beta^6} - \left(\frac{21}{\beta} + \frac{1260}{\beta^3} + \frac{10395}{\beta^5} \right) \text{cth } \beta \right]. \quad (5)$$

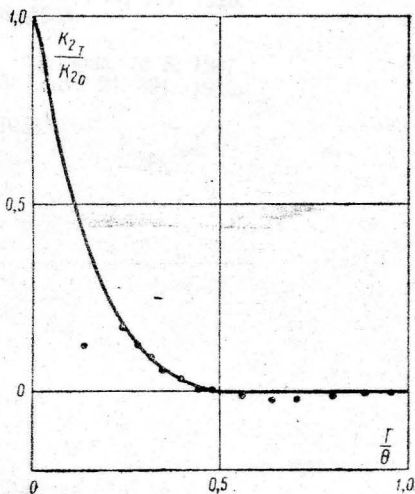


Рис. 7

Это соотношение представлено графически на рис. 7, и, как это следует из этого рисунка, теория удовлетворительно подтверждена опытом. Отклонение опытной точки при температуре -183°C , возможно, объясняется неучтенным действием константы K_3 . Что касается температур выше 300°K , то вследствие резкой зависимости, начиная с этих температур, интенсивности спонтанного намагничивания от температуры и очень резкой чувствительности соотношения (5) к I_s построение кривой практически невыполнимо. По-

сколькx K_0 неизвестно, то для ее определения и для построения кривой (5) экспериментальное и теоретическое значения K_2 при 200°K совмещены. Это дает $K_0 = -52 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$.

III. ВЫВОДЫ

1. В никеле, железе и кремнистом железе первая константа магнитной анизотропии плавно подхoдит к нулю в точке Кюри, не меняя своего знака во всем интервале температур.

2. В никеле и кремнистом железе вторая константа магнитной анизотропии изменяет свой знак при температуре около $\frac{\theta}{2}$ и подхoдит к нулю в точке Кюри.

3. Температурный ход второй константы магнитной анизотропии может быть рассчитан, пользуясь общим методом прецессионных преобразований Акулова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акулов Н. С. ДАН, 15, № 8, 1937.
2. Van Vleck J. H. Phys. Rev., 52, 1178, 1937.
3. Титов Е. Ф. ЖЭТФ, 6, 675, 1936.
4. Piety R. G. Phys. Rev., 50, 1173, 1936.
5. Шубина Л. А. «Известия АН СССР», сер. физ. № 5, 1947.
6. K. Honda, H. Masumoto. S. Kaya. Sci. Rep. Tohoku Univ., 17, 111, 1928.
7. Брюхатов Н. Л. и Киренский Л. В. ЖЭТФ, 8, 198, 1938.
8. Polley Ann. d. phys., 36, 625, 1939.
9. Акулов Н. С. и Пузей И. М. «Известия АН СССР», сер. физ. № 5, 1947.
10. Honda, Masumoto, Shirakawa. Sci. Rep. Tohoku Univ., 24, 391, 1935.
11. Киренский Л. В. ДАН, 64, № 1, 1949.
12. Mussman und Schlectweg. Ann. d. phys., 32, 290, 1938.

Март 1951 г.