

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ, ТЕМПЕРАТУРНЫЙ
ГИСТЕРЕЗИС И ЗАВИСИМОСТЬ, ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ
МОНОКРИСТАЛЛА МЕТЕОРИТНОГО ЖЕЛЕЗА***

Л. В. Киренский

В работе исследована зависимость величины энергетической константы магнитной анизотропии метеоритного железа „Богуславка“ от напряженности поля и температуры.

Показано, что при температурах от 0° до 550° выполняется соотношение между величиной магнитной анизотропии и температурой, установленное Брюхатовым и Киренским. При температуре выше 550° наблюдаются отклонения от этого соотношения.

Для теоретического истолкования полученных результатов использовался принцип эквивалентности Акулова.

Искусственное изготовление монокристаллов ферромагнитных материалов до сих пор еще представляет значительные трудности.

Однако известны два случая, когда упавшие на землю метеориты оказывались довольно крупными монокристаллическими образованиями, именно, — метеорит „Браунау“ (Чехословакия) и метеорит „Богуславка“, упавший в 1916 году вблизи Никольск-Уссурийска. Согласно данным академика Хлопина, метеорит „Богуславка“ состоит из 94% Fe, 5,5% Ni, 0,5% Co, представляя собою, таким образом, монокристалл сплава трех ферромагнитных элементов.

Магнитные свойства этого чрезвычайно любопытного монокристалльного образования исследовались неоднократно.

Так, большое исследование было предпринято Н. С. Акуловым и Н. Л. Брюхатовым [1], которым, в частности, удалось установить, что кристалл обладает шестью направлениями легкого намагничивания, аналогично кристаллу железа. Методом, использованным в свое время Брюхатовым и Киренским [2], авторы нашли на монокристалльном шаре выходы осей легкого намагничивания и, ориентируя его в магнитном поле в плоскости (100), сняли кривую механических моментов с помощью структурного динамометра Акулова и Брюхатова [3].

Кривая механических моментов дала, как и следовало ожидать, картину, описываемую соотношением:

$$M = \frac{K}{2} \sin 4\varphi, \quad (1)$$

где M — величина механического момента, приложенного к монокристалльному шару, K — энергетическая константа магнитной анизотропии, φ — угол между направлением поля и одной из тетрагональных осей, лежащих в плоскости вращения шара.

Однако численного значения величины константы анизотропии авторы не дают, ссылаясь на недостаточную напряженность магнитного поля,

* Доклад, сделанный на Всесибирской научной конференции физиков и математиков, посвященной двадцатилетию Сибирского физико-технического института (16–21 октября 1943 г.)

Приведенные выше магнитограммы соответствуют углам, составленным тетрагональной осью и направлением внешнего магнитного поля, в $10,5^\circ$ и $5,5^\circ$.

Исследование температурной зависимости магнитной анизотропии проводилось на другом монокристалльном образце, вырезанном также в виде диска диаметром $6,27 \text{ мм}$ и толщиной $h = 3,93 \text{ мм}$.

Магнитограмма механических моментов, снятых в функции угла φ между направлением вектора поля и некоторой произвольной осью, лежащей

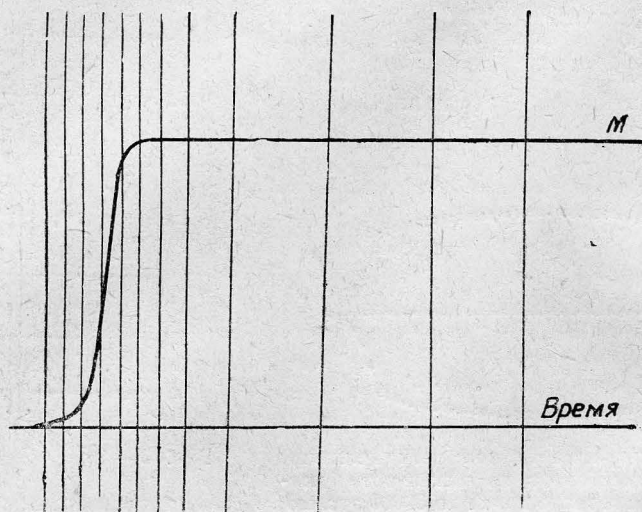


Рис. 4 — Магнитограмма зависимости величины механических моментов от напряженности поля в интервале полей до 17000 эрстед при $\varphi = 10,5^\circ$

в плоскости диска, представленная на рис. 6, показывала, что и этот диск вырезан в плоскости, близкой к плоскости (100). Данные, полученные на

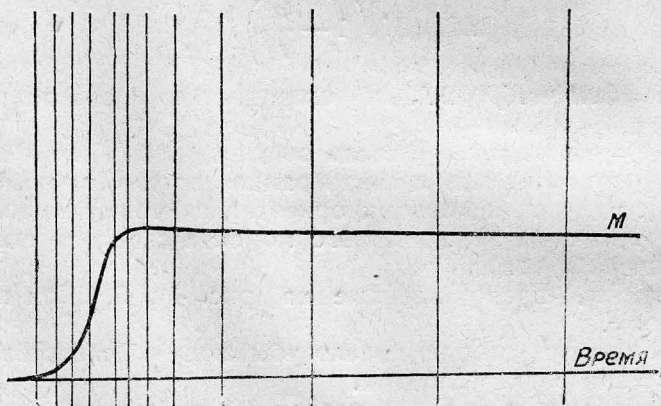


Рис. 5 — Магнитограмма зависимости величины механических моментов от напряженности магнитного поля, в интервале полей до 17000 эрстед, $\varphi = 5,5^\circ$

магнитограмме, были подвергнуты гармоническому анализу, что дало возможность магнитным методом [9] определить ориентацию кристалла. Ока-

залось, что одна из тетрагональных осей составляет с нормалью к плоскости диска угол 13° .

Исследование проводилось также методом автоматической фотозаписи величины механических моментов, приложенных к образцу в однородном магнитном поле, с помощью анизометра Н. С. Акулова.

Магнитограмма температурной зависимости величины механического момента представлена на рис. 7.

Здесь по оси абсцисс, роль которой выполняет „нулевая“ линия (магнитограмма в отсутствии поля), отложено время, в течение которого происходит нагревание образца от температуры -183°C до точки Кюри. Плавная кривая представляет собой величину механического момента, приложенного к образцу. Ординаты на магнитограмме соответствуют тем-

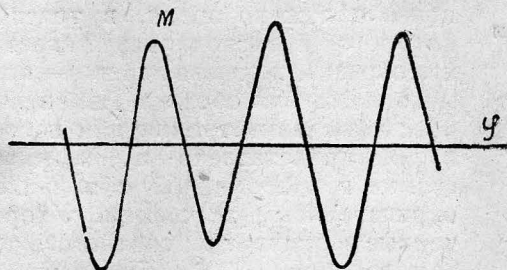


Рис. 6 — Магнитограмма зависимости величины механических моментов от угла между вектором поля и тетрагональной осью кристалла (кристалл 2)

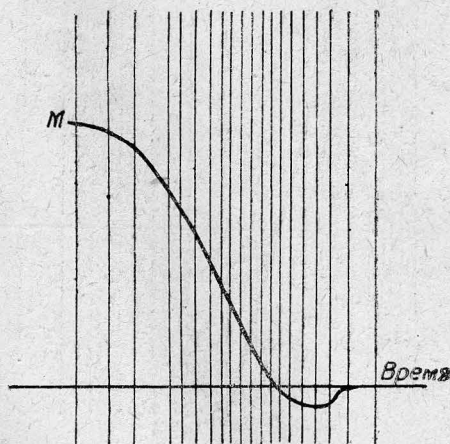


Рис. 7 — Магнитограмма зависимости механического момента от температуры

пературам: -183°C , -150°C , -100°C , 0° и далее через каждые 50° вплоть до 800°C (последняя ордината).

Исследование проводилось в поле напряженности 11750 эрстед, обеспечивающем магнитное „насыщение“ в исследуемой области температур.

Обработка магнитограммы в интервале от 0° до 550° абс. приводит к зависимости

$$K = K_0 e^{-aT^2}, \quad (5)$$

установленной в свое время Н. Л. Брюхатовым и автором [2].

Здесь K — константа анизотропии при данной температуре T , K_0 — константа анизотропии при абсолютном нуле, a — некоторая постоянная.

Факт справедливости соотношения (5) виден из данных обработки магнитограммы, приведенных на рис. 8.

Именно, если по оси абсцисс отложить T^2 , а по оси ординат $\log K$, то в интервале температур от 0° до 530° мы получаем линейную зависимость.

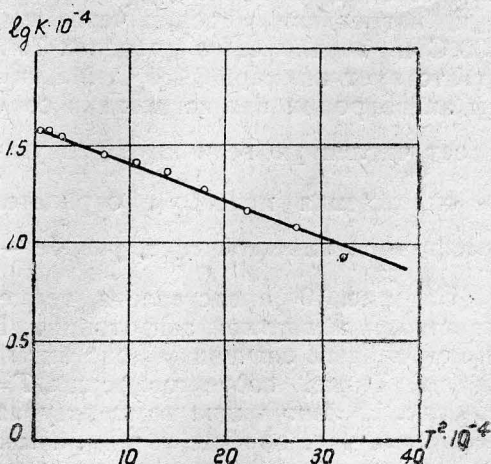


Рис. 8 — Зависимость $\log(K \cdot 10^{-4})$ от $T^2 \cdot 10^{-4}$

Экстраполяцией на абсолютный нуль температуры находим значение

$$K_0 = 39 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}.$$

При температурах выше 550° абс. наблюдаются отклонения от формулы (5), а при температуре около 770° абс. константа анизотропии меняет свой знак, становясь отрицательной, и в точке Кюри обращается в нуль

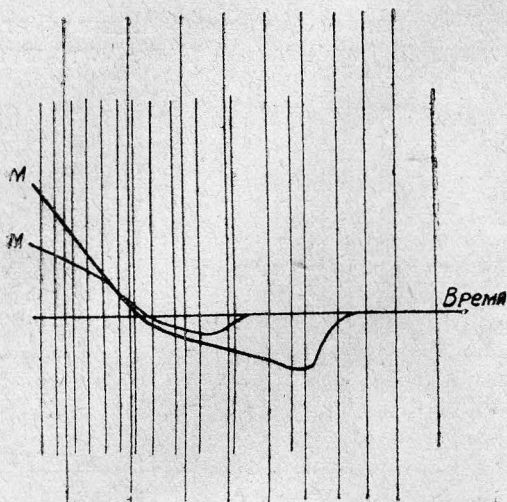


Рис. 9 — Магнитограмма температурного гистерезиса механического момента

величина момента описывается кривой с большим отрицательным его значением. Ординаты даны при 750° , 700°C и т. д. через каждые 50° до 350°C , и идут справа налево.

Из магнитограммы следует, что как величина отрицательных значений константы анизотропии, так и температурные точки перехода этих значений через нуль при нагревании и охлаждении весьма различны. Именно, при нагревании переход через нуль происходит при температуре около 500°C и варьирует в пределах 70° . При охлаждении точке перехода соответствует примерно 400°C . Максимум отрицательных значений константы анизотропии при нагревании соответствует температуре около 670°C и имеет численную величину, равную $-2,65 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$, тогда как в процессе охлаждения максимум отрицательных значений соответствует 600°C и имеет численное значение, равное $-8 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$.

На рис. 10 представлена температурная зависимость энергетической константы магнитной анизотропии. Белые кружочки соответствуют экспериментальным значениям константы при нагревании, черные — при охлаждении. Точка, соответствующая $T=0$, получена методом экстраполяции. На рис. 10 явно видна температурная гистерезисная петля магнитной анизотропии, что, вообще говоря, и можно было ожидать, так как приведенный выше химический состав указывает на принадлежность исследуемого кристалла к разряду так называемых необратимых сплавов.

К сожалению, не представилось возможным определить наличие и влияние константы K_2 на изменение знака, которое было указано Л. А. Шубиной [11].

При исследовании температурной зависимости константы анизотропии обнаружено явление температурного гистерезиса магнитной анизотропии, что ясно видно из магнитограммы рис. 9.

Здесь по оси абсцисс слева направо отложено время, в течение которого производилось нагревание образца, и справа налево — время охлаждения образца. Изменение константы анизотропии при нагревании представлено на магнитограмме в виде кривой с меньшим отрицательным значением. Укороченные ординаты соответствуют температурам 200° , 250° и т. д. через 50° до 800°C , в процессе нагревания. При охлаждении образца с большим отрицательным его значе-

Что касается теоретического истолкования температурной зависимости константы анизотропии, то можно подойти к рассмотрению этого вопроса с точки зрения принципа эквивалентности, сформулированного в свое время Акуловым [12].

Сущность принципа заключается в следующем:

1. С повышением температуры уменьшение анизотропии ферромагнитных кристаллов определяется уменьшением их спонтанной намагниченности.

2. Уменьшение вектора спонтанного намагничивания с температурой эквивалентно отклонению его на угол ϑ , удовлетворяющий условию:

$$I_s = I_{0s} \cos \vartheta, \quad (6)$$

и прецессии под этим углом.

Здесь I_s — интенсивность спонтанного намагничивания при данной температуре.

I_{0s} — интенсивность спонтанного намагничивания при абсолютном нуле.

Энергетическая диаграмма кристалла кубической системы, рассеченная плоскостью (100), представлена на рис. 11.

При температуре абсолютного нуля, при намагничивании вдоль осей [110] и [100], спин кристалла совпадает с этими направлениями и разность работ

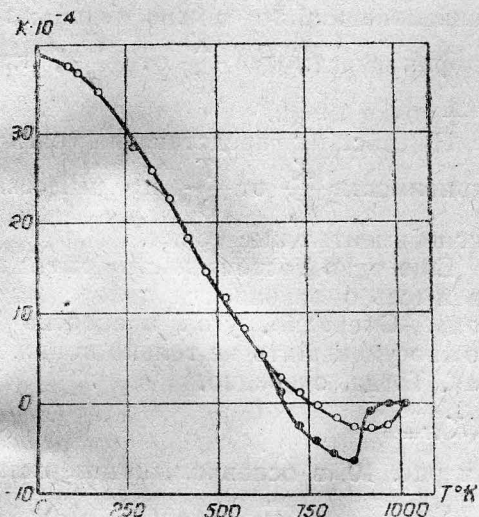


Рис. 10 — Температурная зависимость энергетической константы магнитной анизотропии монокристалла метеоритного железа „Богу-славка“

○—○—○— нагревание,
●—●—●— охлаждение

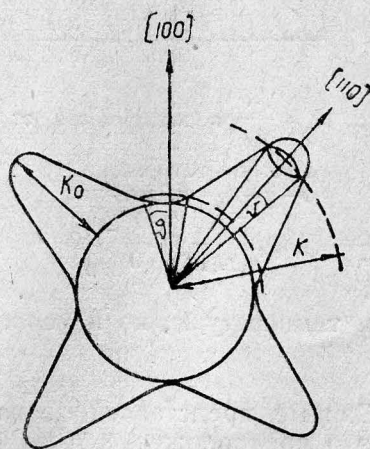


Рис. 11 — Энергетическая диаграмма кристалла типа железа в плоскости (100)

намагничивания в этих направлениях определяется величиной энергетического горба, равного $\frac{K_0}{4}$; при температуре, отличной от абсолютного

нуля, при намагничивании вдоль тех же кристаллографических направлений, уменьшение спина кристалла трактуется как отклонение его под углом ϑ и прецессия около тех же осей. Однако при отклонении на угол ϑ спин кристалла будет выходить из „энергетической ямы“ и спускаться с энергетического горба, как это показано на рис. 11.

Это обстоятельство и приводит к уменьшению анизотропии ферромагнитных кристаллов. Расчет для малых углов ϑ , проведенный Акуловым, приводит к выражению:

$$\left(\frac{K}{K_0}\right) = \left(\frac{I_s}{I_{0s}}\right)^{10}, \quad (7)$$

что и было подтверждено Титовым [13] для железа.

Не представляет труда произвести расчет для любых значений угла ϑ .

Такой расчет, проведенный автором [14], приводит к зависимости

$$\frac{K}{K_0} = P_4\left(\frac{I_s}{I_{0s}}\right), \quad (8)$$

где P_4 — четвертый полином Лежандра.

Если воспользоваться значениями $\frac{I_s}{I_{0s}}$ для железа при различных температурах по данным технической энциклопедии, то можно построить график зависимости $\frac{K}{K_0}$ от $\frac{T}{\Theta}$, где Θ — точка Кюри.

На рис. 12 представлен график зависимости $\frac{K}{K_0}$ от $\frac{T}{\Theta}$ и нанесены экспериментальные точки.

Еще одно обстоятельство наводит на мысль о законности такого подхода. Очевидно, угол прецессии ϑ можно уменьшить не только пониже-

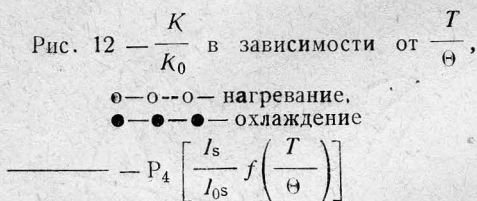


Рис. 12 — $\frac{K}{K_0}$ в зависимости от $\frac{T}{\Theta}$,

○—○—○— нагревание,
●—●—●— охлаждение

— $P_4\left[\frac{I_s}{I_{0s}} f\left(\frac{T}{\Theta}\right)\right]$

нием температуры, но и усилением поля. Тогда, очевидно,

$$(K)_{T=0} = (K)_{H=\infty} \quad (9)$$

Данные, представленные на рис. 3 и рис. 10, в основном, подтверждают это предположение.

Магнитная лаборатория
Красноярского педагогического института

ЛИТЕРАТУРА

1. Акулов и Брюхатов, Метеоритика, вып. I, 23, 1941.
2. Брюхатов и Киренский, ЖЭТФ, 8, 198, 1938.
3. Акулов, Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1939.
4. Дехтяр, ЖЭТФ, 8, 1124, 1938.
5. Дехтяр, ЖЭТФ, 9, 43, 1939.
6. Дехтяр и Андрушин, ЖЭТФ, 10, 1402, 1940.
7. Tarasov, Phys. Rev., 56, 1224, 1939.
8. Bozorth a. Williams, Phys. Rev., 59, 827, 1941.
9. Mussmann u. Schlechtung, Ann. d. Phys., 32, 290, 1938.
10. Вонсовский и Шур, Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1948.
11. Шубина, ДАН СССР, 57, 455, 1947.
12. Akulov, Zs. f. Phys., 100, 197, 1936.
13. Титов, ЖЭТФ, 6, 675, 1936.
14. Киренский, ЖЭТФ, 7, 879, 1937.