

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ

КОМИССИЯ ПО МАГНЕТИЗМУ ПРИ ИНСТИТУТЕ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ ОФМН

1960

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Новосибирск

Л. В. КИРЕНСКИЙ, Н. И. СУДАКОВ,
Л. И. СЛОБОДСКОЙ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕРЬ НА ГИСТЕРЕЗИС
ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ
В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Исследованию потерь на гистерезис в циклически меняющемся магнитном поле посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Значительно меньше внимания уделялось вопросу о потерях на гистерезис во вращающихся магнитных полях.

Теория потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях была разработана Н. С. Акуловым в 1934 г. [1] на основе применения закона магнитной анизотропии к процессам намагничивания во вращающихся полях. При этом значительные математические трудности позволили этот вопрос рассмотреть только в кристаллах кубической системы при $\kappa > 0$ и в плоскости (100). Н. С. Акуловым получено соотношение, связывающее угол Ψ между вектором напряженности магнитного поля и направлением [001] с величиной механического момента, приложенного к диску или шару, помещенному в однородное постоянное вращающееся магнитное поле:

$$\Psi = \frac{1}{4} \arcsin \frac{2M}{k} + \arcsin \frac{M}{HI_s},$$

где M — механический момент,

k — первая константа магнитной анизотропии,

H — напряженность вращающегося магнитного поля,

I_s — величина спонтанной намагниченности.

В соответствии с этим соотношением с изменением поля меняется характер зависимости между Ψ и M , причем при некотором поле период кривых меняется от 2π в слабых полях до $\frac{\pi}{2}$ — в сильных. Согласно этой теории, в слабых полях, когда вектор намагниченности прочно связан с кристаллической решеткой, потери на гистерезис равны нулю. В сильных полях, где вектор намагниченности связан с полем, потери на гистерезис также обращаются в нуль. В полях же средней интенсивности происходит расщепление вектора намагниченности, причем потери на гистерезис отличны от нуля и достигают максимума при некотором значении поля.

Экспериментальные исследования Бейли [2], Н. Л. Брюхатова и А. Баскакова [3], а также Брейлсфорда [4] в основном подтвердили выводы указанной теории. Однако позднейшие опыты П. С. Сарапкина [5],

проведенные на монокристалле метеоритного железа, и Н. И. Втюрина [6] — на монокристалле никеля, показали, что потери на гистерезис в сильных полях не обращаются в нуль. Заметим, что обнаружение потерь в сильных полях оказалось возможным благодаря применению метода автоматической фотозаписи механических моментов при непрерывном и медленном вращении магнитного поля.

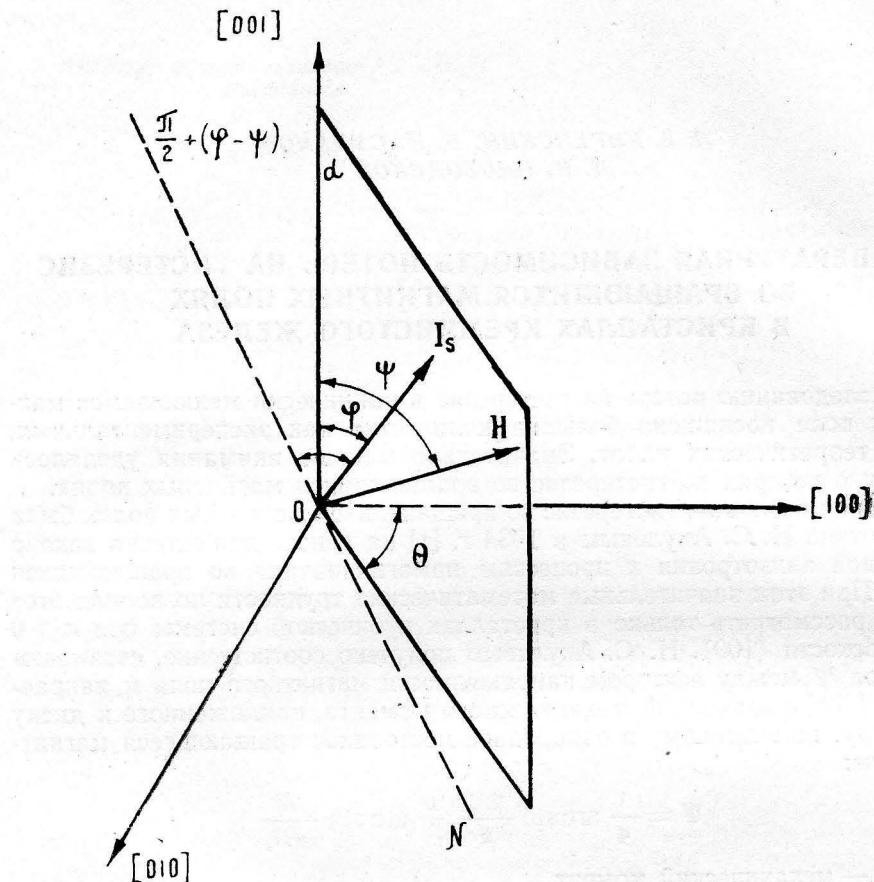


Рис. 1. Расположение векторов H и I_s , а также плоскости листа трансформаторной стали.

На наличие и рост потерь в кристалле магнетита при температуре -195°C при охлаждении без магнитного поля указано в работе Н. Л. Брюхатова [7].

В настоящей работе проведено исследование потерь на гистерезис в кристаллах трансформаторной стали при различных температурах.

Поскольку холоднокатаная трансформаторная сталь имеет обычно текстуру (110) и $[001]$, то интересно рассчитать зависимость угла Ψ между осью $[001]$, которая предполагается всегда лежащей в плоскости листа, и направлением поля H от величины механического момента.

Расположение векторов H и I_s , а также плоскости листа представлено на рис. 1.

Из рисунка следует, что нормальная слагающая намагниченности выражается в виде зависимости

$$I_n = I_s \sin(\Psi - \varphi), \quad (1)$$

а полная энергия системы дается формулой

$$U = -\frac{\kappa}{2} \sum S_i^2 - H I_s \sum h_i S_i,$$

где k — первая константа энергетической анизотропии; S_i и h_i — соответственно направляющие косинусы векторов намагнченности и поля.

Из условия минимума энергии $\left(\frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0\right)$ в полярных координатах имеем:

$$\sin 2\varphi (a + b \cos 2\varphi) - A I_n = 0, \quad (2)$$

где

$$a = 1 - a', \quad b = 1 + a',$$

$$a' = \sin^4 \Theta + \cos^4 \Theta,$$

$$A = \frac{2H}{\kappa}.$$

При $\Theta = \frac{\pi}{2}$ плоскость совпадает с гранью куба и $a' = 1$. В этом случае $a = 0$ и $b = 2$, а уравнение (2) приобретает вид:

$$\frac{\kappa}{2} \sin 4\varphi = H I_n. \quad (2')$$

Исключая φ из (1) и (2), получим то же соотношение, что и в работе Н. С. Акулова:

$$\Psi = \frac{1}{4} \arcsin \frac{2M}{\kappa} + \arcsin \frac{M}{H I_s}.$$

Точное совместное решение уравнений (1) и (2) приводит к практически неразрешенным соотношениям. Поэтому целесообразно использовать метод последовательных приближений: найти второе приближение $\varphi = \varphi(M)$ из соотношения (2) и подставить его в соотношение (1) и т. д.

Общий характер кривой зависимости I_n от φ представлен на рис. 2. Следует отметить, что приближения на различных участках этой кривой будут выражены различными соотношениями. В частности, для плоскости (110) при $\Theta = \frac{\pi}{4}$ $a' = \frac{1}{2}$, $a = \frac{1}{2}$, $b = \frac{3}{2}$ и для $0 \leq \Psi \leq \pi$ всем пяти участкам кривой соответствуют такие вторые приближения:

$$\Psi_{II,1} = \frac{1}{16} \left(\frac{16M}{\kappa} - 2 \sin \frac{M}{\kappa} - 3 \sin \frac{2M}{\kappa} \right) + \arcsin \frac{M}{H I_s};$$

$$\begin{aligned} \Psi_{II,2} = & \frac{1}{12} \left[3\pi + 2 - \frac{16M}{\kappa} + 2 \cos \left(\frac{1}{3} - \frac{4M}{3\kappa} \right) - 3 \sin \left(\frac{2}{3} - \frac{8M}{3\kappa} \right) \right] + \\ & + \arcsin \frac{M}{H I_s}; \end{aligned}$$

$$\Psi_{II,3} = \frac{1}{16} \left(8\pi + \frac{16M}{\kappa} + 2 \sin \frac{M}{\kappa} - 3 \sin \frac{2M}{\kappa} \right) + \arcsin \frac{M}{H I_s};$$

$$\begin{aligned} \Psi_{II,4} = & \frac{1}{12} \left[9\pi - 2 - \frac{16M}{\kappa} - 2 \cos \left(\frac{1}{3} + \frac{4M}{3\kappa} \right) + \right. \\ & \left. + 3 \sin \left(\frac{2}{3} + \frac{8}{3} \frac{M}{\kappa} \right) \right] + \arcsin \frac{M}{H I_s}; \end{aligned}$$

$$\Psi_{II,5} = \pi + \frac{1}{16} \left(\frac{16M}{\kappa} - 2 \sin \frac{M}{\kappa} - 3 \sin \frac{2M}{\kappa} \right) + \arcsin \frac{M}{H I_s}.$$

Анализ этих соотношений показывает, что зависимость от M существенно меняется с полем, причем происходит не только количественное изменение, но, как и в случае плоскости (100), меняется характер самих кривых.

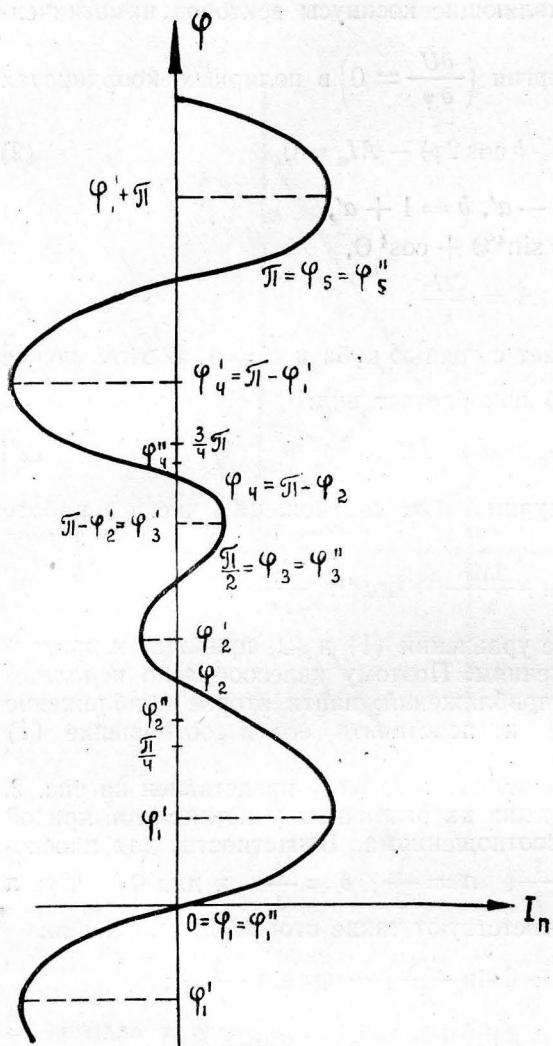


Рис. 2. Расчетная кривая зависимости $\varphi - \varphi(I_n)$.

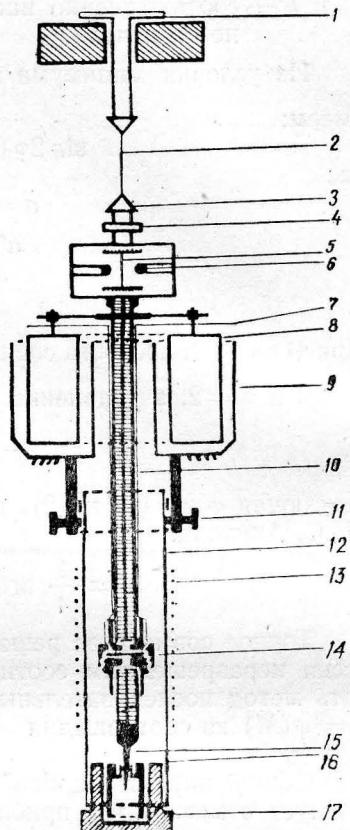


Рис. 3. Схема анизометра.

1 — лимб для определения угла кручения тензометра, 2 — рабочая нить, 3 — соединительная муфта, 4 — зеркало, 5 — ось верхнего подшипника, 6 — рубиновый камень, 7 — вывод термопары, 8 — кольцевой поплавок-демпфер, 10 — фарфоровая трубка — ость тензометра, 11 — соединительные винты, 12 — кварцевая трубка — ость нагревательной печи, 13 — бифилярная обмотка печи, 14 — латунная чашечка для крепления образца, 15 — молибденовая игла, 16 — рубиновый подшипник, 17 — жаростойкая пробка для крепления нижнего подшипника.

Измерение потерь на гистерезис во вращающемся магнитном поле производилось на монокристаллическом диске, вырезанном из кремнистого железа с содержанием кремния, равным 3%. Отношение диаметра диска к его толщине равно 35,1. Отжиг образца производился в вакууме при температуре 1000° С в течение 3 часов с последующим медленным охлаждением. Плоскость диска, как показали рентгенографические исследования, совпадает с плоскостью (110).

Методом измерения механических моментов, действующих на образец, помещенный в однородное магнитное поле, при вращении последнего в прямом и обратном направлениях, исследовались потери на вращательный гистерезис. Наблюдения велись при 20 значениях напряженности поля от 100 до 3600 э. Электромагнит вращался электромотором со скоростью $1/15$ об/мин.

Для определения механических моментов, действующих на образец, использовался аизометр Н. С. Акулова с несколько измененным тензометром (рис. 3). Аизометр представляет собой крутильные весы. Упругая константа нити определяется методом крутильных колебаний. Практически чувствительность тензометра при работе на наиболее тонкой нити и при использовании двух зеркал можно довести до 40 эрг/ см^3 на мм шкалы.

Магнитограммы моментов, заснятые при комнатной температуре при прямом и обратном вращении поля в 100 и 300, 250 и 350, 800, 3600 и 8500 э, представлены соответственно на рис. 4, 5, 6, 7 и 8.

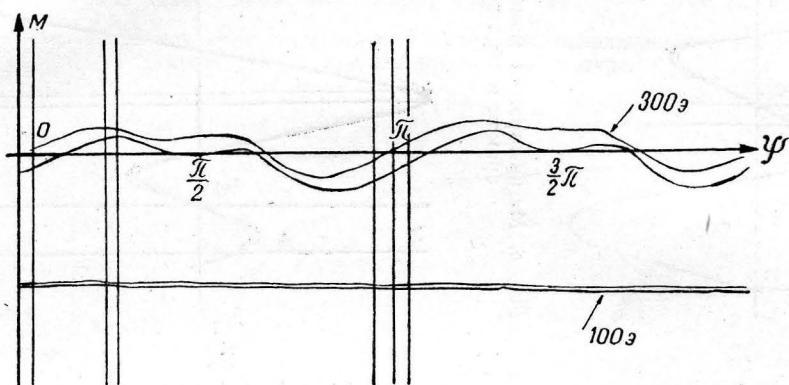


Рис. 4. Магнитограмма моментов при комнатной температуре при прямом и обратном вращении поля в 100 и 300 э.

Значения гистерезисных потерь в зависимости от напряженности магнитного поля даны на рис. 9. На рис. 10 изображены графики изменения величины момента нормальной слагающей намагниченности для угла 28° к направлению [100] и гистерезисных потерь в зависимости от напряженности вращающегося магнитного поля.

Анализ магнитограмм позволяет сделать следующие выводы:

1. В полях от 100 до 250 э наблюдается более или менее плавный ход кривой изменения магнитных моментов в зависимости от угла между направлением [001] и полем H . Кривые моментов представляют собой «синусоиды» с периодом π (рис. 4 и 5).

2. В полях от 250 до 450 э имеет место сложный переход от указанных выше «синусоид» простого вида к «синусоидам» вида, характеризуемого уравнением:

$$M = \frac{\kappa}{8} (2 \sin 2\Psi + 3 \sin 4\Psi), \quad (3)$$

где M — величина момента,

Ψ — угол между направлением [001] и направлением поля.

3. Как у переходных кривых, так и у кривых, снятых в полях от 500 до 10000 э, период равен π ; эти кривые строго симметричны и вполне описываются уравнением (3). Это хорошо видно, например, на магнитограммах, снятых в полях 800, 3600 э (рис. 6 и 7). Кривые имеют в

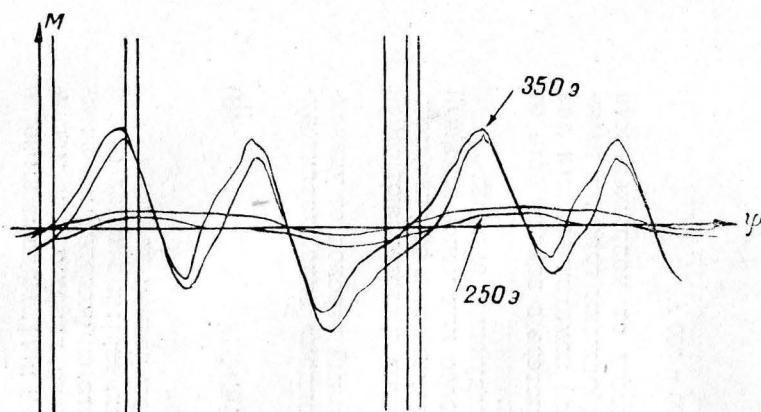


Рис. 5. Магнитограмма моментов при комнатной температуре при прямом и обратном вращении поля в 250 и 350 э.

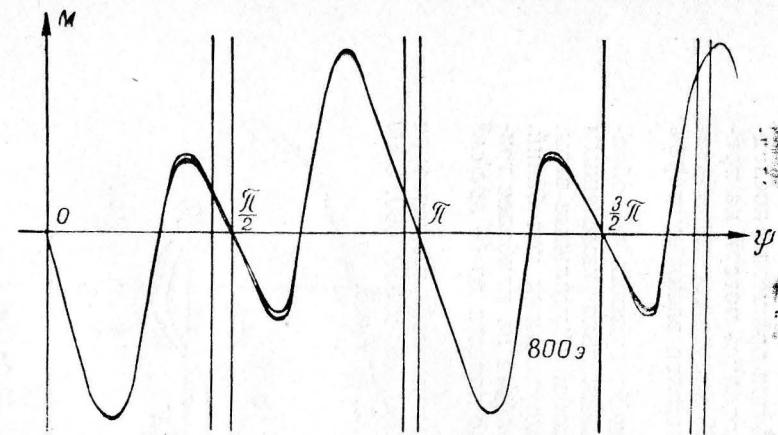


Рис. 6. Магнитограмма моментов при комнатной температуре при прямом и обратном вращении поля в 800 э.

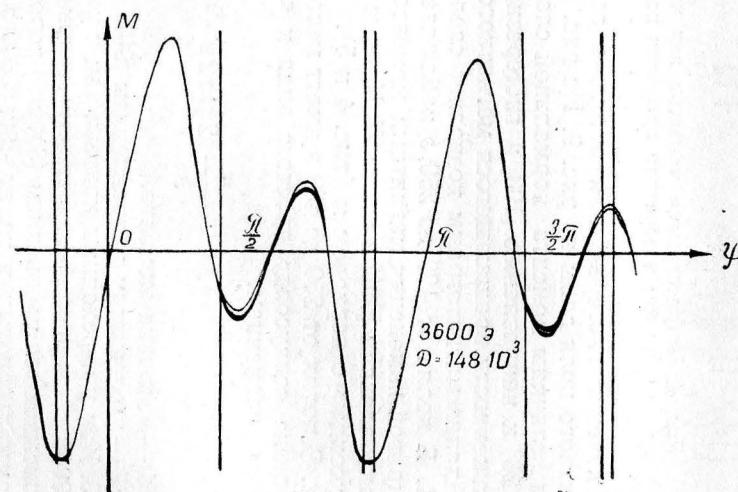


Рис. 7. Магнитограмма моментов при комнатной температуре при прямом и обратном вращении поля в 3600 э.

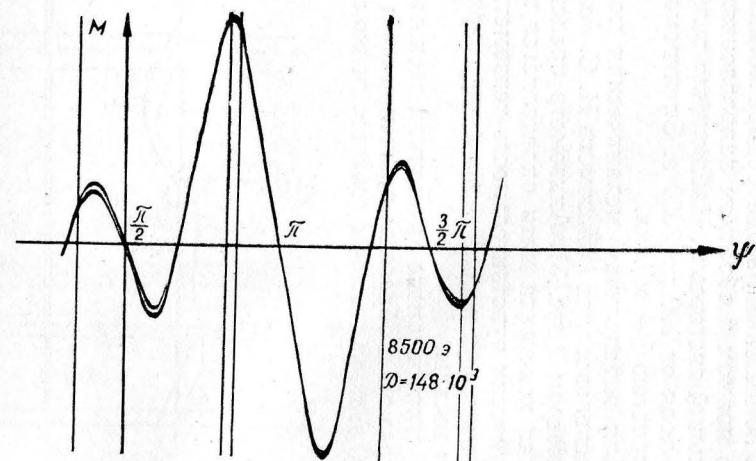


Рис. 8. Магнитограмма моментов при комнатной температуре при прямом и обратном вращении поля в 8500 э.

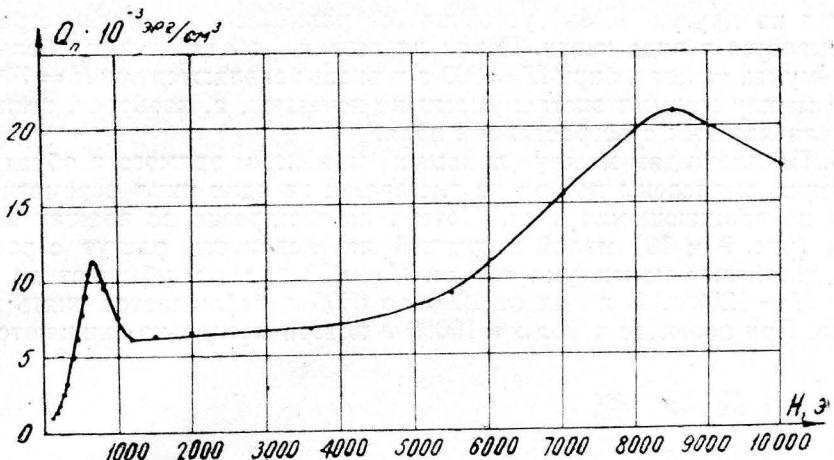


Рис. 9. Зависимость гистерезисных потерь от напряженности магнитного поля при комнатной температуре.

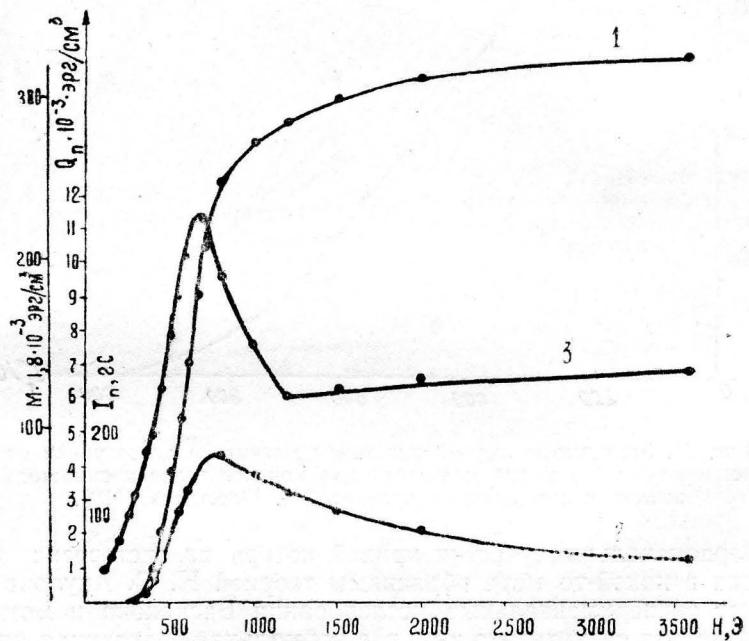


Рис. 10. Графики изменения величины момента (1), нормальной слагающей намагничивания (2) и гистерезисных потерь (3) в зависимости от поля при комнатной температуре.

каждом периоде по одному большому и малому максимуму, а также по одному малому и большому минимуму. В полях до 250 э (рис. 5) нет никаких признаков малых максимумов (минимумов). Они появляются заметно при $H = 300$ э (рис. 4) и быстро растут, достигая при $H = 700$ э почти предельных значений.

4. Поля, в которых кривые моментов приобретают уже совершенный правильный вид, близки к полю насыщения или превышают его. И в этих полях наблюдается как устойчивое, так и неустойчивое положение вектора I_n . Перекидывание вектора с одной ветви устойчивого раз-

новесия на другую ветвь устойчивого равновесия на магнитограмме записывается в виде петли. Петли на ветвях, соединяющих большие экстремумы, исчезают при $H = 800$ э и вновь появляются при $H = 7000$ э; петли между малыми экстремумами не исчезают, а, наоборот, несколько увеличиваются с возрастанием поля.

5. По площадям между кривыми моментов прямого и обратного вращения вычислены потери на гистерезис за один цикл перемагничивания во вращающемся поле. Потери на гистерезис во вращающихся полях (рис. 9 и 10) малой и средней интенсивности растут с ростом поля, достигают максимума вблизи $H = 650$ э, затем убывают до значения $H = 1200$ э. В полях от 1200 до 8500 э наблюдается опять рост потерь. При переходе к полю в 10000 э потери несколько снижаются.

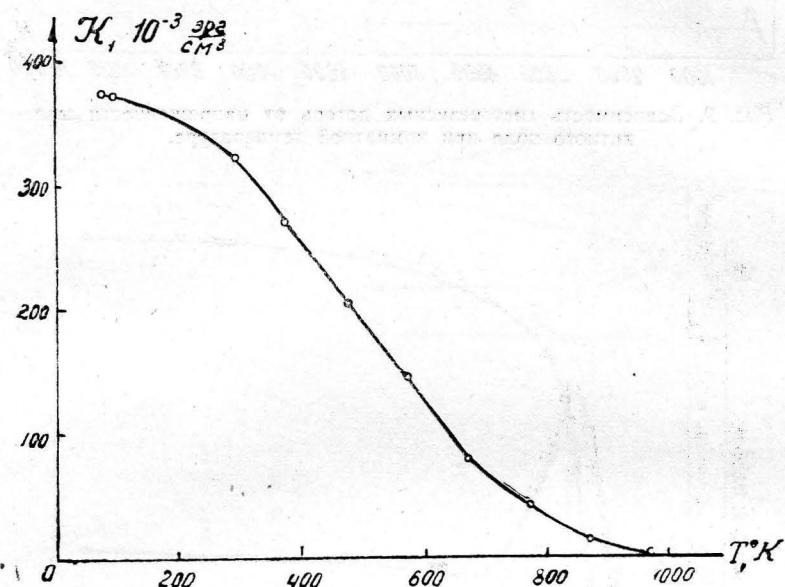


Рис. 11. Зависимость первой константы магнитной анизотропии от температуры (по шкале Кельвина) для монокристалла кремнистого железа с содержанием кремния 3%. Плоскость (110).

6. Первоначальные участки кривой потерь на гистерезис до поля насыщения в какой-то мере объяснимы теорией Н. С. Акулова и подтверждают экспериментальные исследования Баскакова и Брюхатова. Но никак нельзя считать, что там, где нормальная слагающая достигает максимума, потери на гистерезис обращаются в нуль. Они не только не обращаются в нуль в этих полях, но даже не достигают минимума (рис. 10). Пока не находит теоретического объяснения факт существования и роста потерь в высоких полях при наличии однодоменной структуры.

Рассмотрение магнитограмм моментов, записанных при различных температурах, приводит к следующим заключениям:

При изменении температуры от -195°C до 400°C изменение вида кривых моментов с ростом поля происходит таким же образом, как и при комнатной температуре. Величина моментов при соответствующих полях с ростом температуры уменьшается, уменьшается поэтому и первая константа анизотропии (рис. 11). Общий характер изменения потерь с ростом напряженности поля от 100 до 3600 э в указанном ин-

тервале температур примерно такой же, как и при комнатной температуре (рис. 12).

С ростом температуры гистерезисные потери, как правило, уменьшаются.

Максимумы потерь с увеличением температуры сдвигаются в сторону сильных полей: от 550 э при -195°C до 1200 э при 500°C .

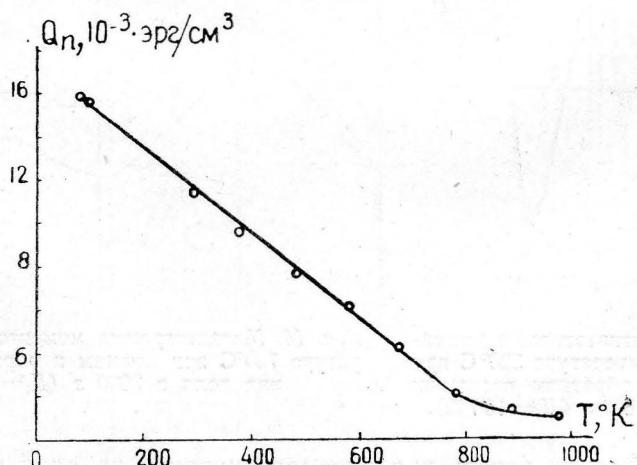
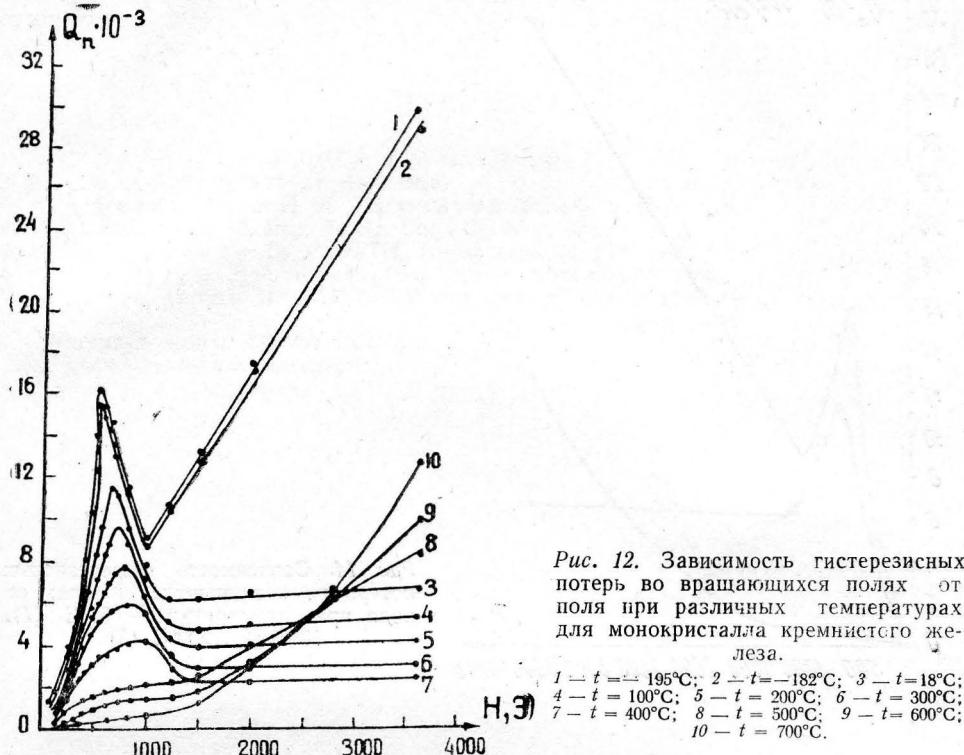


Рис. 13. Зависимость максимумов потерь на вращательный гистерезис от температуры (по шкале Кельвина).

Зависимость максимумов потерь на вращательный гистерезис от температуры до 500°C линейна (рис. 13) и может быть представлена в виде следующей эмпирической формулы:

$$Q_n = -18,9 T + 16,7 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3,$$

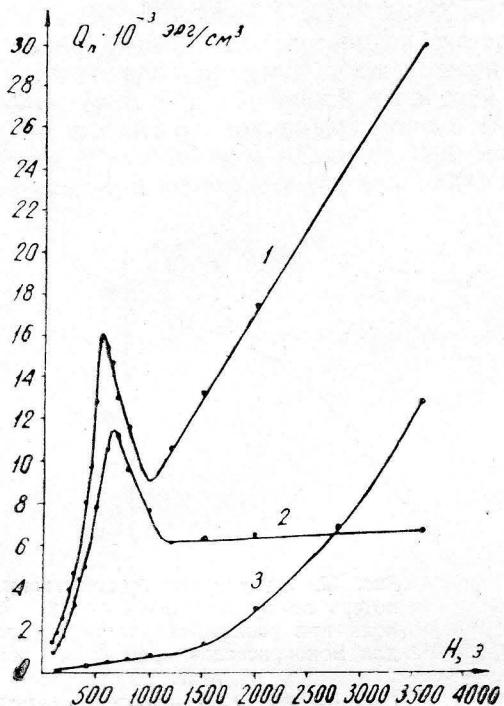


Рис. 14. Зависимость гистерезисных потерь во вращающихся полях от поля при температуре — 195°C (1), 18°C (2), 700°C (3).

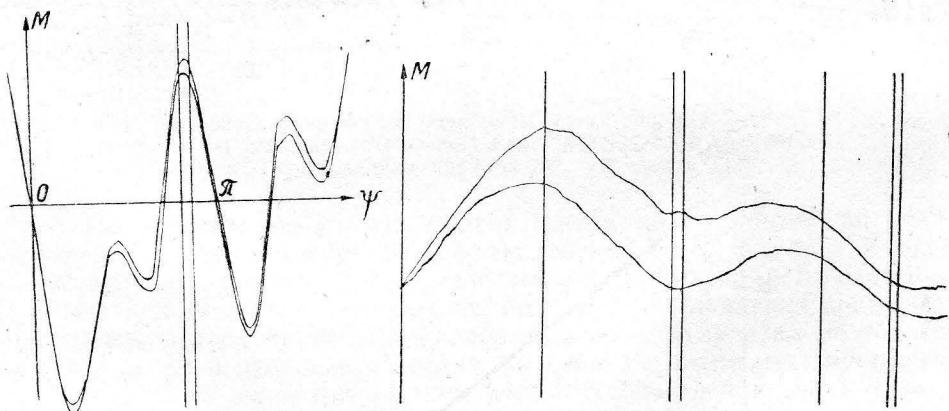


Рис. 15. Магнитограмма моментов при температуре 500°C при прямом и обратном вращении поля в 3600 э ($D = 16\,740$).

Рис. 16. Магнитограмма моментов при температуре 700°C при прямом и обратном вращении поля в 3600 э ($D = 8370$).

где Q_n — величина потерь при перемагничивании за один оборот поля, T — температура по шкале Кельвина.

В высоких полях при температурах —195, —183, 500, 600 и 700°C потери с ростом поля сильно увеличиваются (рис. 14).

В связи с этим интересно отметить, что в этих полях, начиная с 500°C , кривые видоизменяются и при 700°C приобретают такой же вид (рис. 15 и 16), какой имеют кривые моментов в слабых полях при более низких температурах.

Изменение вида кривых моментов — это температурный эффект, так как он наблюдается только при высоких температурах. При низких температурах во всем исследуемом интервале полей такого эффекта не существует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Акулов. Уч. зап. МГУ, вып. II, 137, 1934.
2. Bailly. Phil. Trans., 715, p. 187, 1896.
3. А. А. Баскаков и Н. Л. Брюхатов. ЖЭТФ, 9, 984, 1939.
4. F. Brailsford. J. Inst. Electr. Eng., 83, 566, 1938.
5. П. С. Сарапкин. Тр. СибФТИ, Томск, вып. 28, 216, 1949.
6. Н. И. Вторин. Диссертация. Пед. ин-т, г. Красноярск, 1952.
7. Н. Л. Брюхатов. Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXI, 9, 1268, 1957.

*Институт физики СО АН СССР,
педагогический институт
г. Красноярск*