

МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ РСФСР

КРАСНОЯРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л. В. КИРЕНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ ФЕР-
РОМАГНЕТИКОВ

Диссертация на соискание
ученой степени доктора фи-
зико-математических наук

1950г.

г. Красноярск

О Г Л А В Л Е Н И Е

	<u>стр.</u>
Предисловие	I
I. Введение	4
II. Закон приближения к насыщению	34
а/ Обобщенный расчет части закона, соответствующей процессу вращения	34
б/ Сравнение с экспериментальными данными	51
в/ К вопросу о неоднородности намагниче- ния зерен поликристаллов	57
III. Экспериментальная часть (обзор прежних работ)	66
а/ Исследование температурной зависимости энергетической константы магнитной анизотропии железа	67
б/ Исследование температурной зависимости магнитной анизотропии никеля	71
в/ Магнитокалорические явления	77
IV. К вопросу о законе $N = N_0 e^{-aT^2}$	86
V. Экспериментальная часть . Описание уста- новки и метода исследований	98
VI. Исследования магнитной анизотропии мете- оритного железа	131
а/ Объекты исследования	131
б/ Исследование зависимости энергетической константы магнитной анизотропии от напряженности магнитного поля	135
в/ Температурная зависимость энергети- ческой константы магнитной анизотро- пии	154
г/ Явление температурного гистерезиса магнитной анизотропии	161

УП.	Исследование температурной зависимости энергетической константы магнитной анизотропии никели	169
а/	Исследования на поликристаллических образцах в зависимости от напряженности поля и температуры	170
б/	Исследования на монокристалле	188
УШ.	Исследование температурной зависимости энергетической анизотропии кремнистого железа	208
IX.	Сравнение данных опыта с теорией	211
X.	З а к л ю ч е н и е	236
XI.	Цитированная литература	240

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая работа является, в основном, экспериментальной работой, выполненной в магнитной лаборатории Красноярского Государственного педагогического института.

Магнитная лаборатория Красноярского педагогического института, организована автором на стоящей работы в 1942 году.

В организации лаборатории активное участие принимая ближайший сотрудник автора П.С. Са рапкии, успешно защитивший в 1948 году, на ученом совете физического факультета Московского Государственного Университета, диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

В 1948 году, при лаборатории была открыта экспериментальная мастерская с тремя токарными, двумя фрезерными, двумя сверлильными и одним строгальными станками. Открытие мастерской, а также наличие в ней весьма опытного руководителя В.В. Ендриеевского, которому во многом обязана лаборатория быстрым, высококачественным и подчас оригинальным выполнением заданий, позволили значительно улучшить технику экспериментирования.

При исследовании магнитных свойств, в случае необходимости, проводились металлографические исследования, в металлографической лаборатории, руководимой Э.Я. Ниреневой.

При проведении всех работ лаборатории, они, как правило, живо обсуждались всеми сотрудниками кафедры физики и особенно много ценных советов давал руководитель кафедры проф. В.Ф. Помакин, влившись в коллектив физиков института в 1943 году.

Со времени организации лаборатории ею выполнен ряд работ. В годы Великой Отечественной войны, лаборатория выпустила два вида специальных приборов, нашедших довольно широкое применение на ряде заводов Сибири.

На научных конференциях Союзного значения, лаборатория выступала дважды: в декабре 1946 года на 1-ой Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений в г. Свердловске, где она была представлена одним докладом автора. В 1948 году, в г. Томске, на Всесибирской конференции физиков, лаборатория была представлена четырьмя докладами, представлявшими собой законченные к этому времени работы сотрудников лаборатории.

В разработке математических проблем, связан-

нык с работой лаборатории, принимали участие сотрудники кафедры математики во главе с доц. Л.И. Слободкиным.

Состав сотрудников лаборатории, в основном, молодежь - воспитанники института, оставленные при институте в качестве ассистентов или аспирантов. Все эти сотрудники уже три года работают в семинаре по физике магнитных явлений, под руководством автора настоящей работы. Есть все основания полагать, что в их лице, в недалеком будущем, мы будем иметь квалифицированных работников в области магнетизма.

В заключительных строках предисловия, хочется особо отметить то теплое внимание, с которым сотрудники магнитной лаборатории Московского государственного университета и в первую очередь ее научный руководитель - действительный член Академии наук БССР, профессор Н.С. Акулов, относились к нашей лаборатории, на протяжении всех лет ее становления.

1. В В Е Д Е Н И Е

Ферромагнитные тела или ферромагнетики обладают способностью, даже в сравнительно слабых магнитных полях достигать значительной интенсивности намагничения.

Это свойство ферромагнитных тел не могло быть истолковано в рамках теории классической физики и, лишь мерзю быть формально описано введением особого "молекулярного" поля Вейсса.

С развитием волновой или квантовой механики, оказалось возможным вскрыть истинную физическую природу молекулярного поля Вейсса и дать количественную теорию спонтанной намагниченности и ее зависимость от температуры. Первый шаг в этом направлении был сделан

(1)
Эренкемом, которым впервые было показано, что в спонтанном намагничении ферромагнетика повинны отнюдь не магнитные, а электростатические, так называемые "обменные", силы. Однако, электростатическое обменное взаимодействие, объясняя наличие спонтанного намагничения ферромагнетиков и ее температурную зависимость, совершенно не описывает целый ряд весьма важных свойств ферромагнетиков, связанных с так называемым техническим намагничением и имеющих необычайно важное теор-

ретическое значение и целый ряд важнейших практических приложений. Указанные явления и свойства ферромагнетиков объясняются уже чисто магнитными взаимодействиями.

В настоящее время мы еще не имеем достаточно удовлетворительной квантово-механической теории учета этих магнитных взаимодействий, приводящих, в частности, к анизотропии ферромагнитных кристаллов.

Энергетическая анизотропия ферромагнетиков неоднократно исследовалась как теоретически так и экспериментально. Еще в 1918 году Вейн⁽²⁾, исходя из полуэмпирических соображений, пришел к выводу, что в случае недеформированных кристаллов кубической системы, его свободная энергия выражается следующим образом:

$$U_e = U_0 + K(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2). \quad (1)$$

где U_e — свободная энергия единицы объема ферромагнетика,

U_0 — некоторая аддитивная постоянная, не зависящая от интенсивности намагничивания J_s ,

s_1, s_2, s_3 — косинусы углов вектора спонтанного намагничивания J_s с тетрагональными осями кристалла,

K - энергетическая константа магнитной анизотропии

В 1928 году Акуловым (3) был установлен закон анизотропии, охватывающий широкий комплекс т.н. четных эффектов (магнитоэлектрика, гальвано и термомагнитные явления). В 1934 г. применение им закона анизотропии к вычислению энергии недеформированного монокристалла привело к соотношению (1).

Известно, что если учитывать более высокие степени разложения U_e по четным степеням S_i то получим несколько более общее соотношение:

$$U_e = U_0 + K_1 (S_1^2 S_2^2 + S_2^2 S_3^2 + S_1^2 S_3^2) + K_2 S_1^2 S_2^2 S_3^2 \quad (2)$$

где U_e, U_0, S_1, S_2, S_3 имеют тот же физический смысл что и в уравнении (1), K_1 и K_2 - соответственно первая и вторая энергетические константы магнитной анизотропии.

Исследованию величины первой константы анизотропии, а также ее зависимости от температур посвящен целый ряд как теоретических так и экспериментальных работ, что является вполне естественным, ибо величина K_1 как показал Акулов (3) определяет в значительной мере как ход

кривой намагничения ферромагнитного кристалла, так и величину потерь на гистерезисе и значение коэрцитивной силы.

Однако, несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию энергетической анизотропии ферромагнетиков, вопрос все еще оказывается в большой степени неясным не только со стороны чисто теоретической, но даже и со стороны эксперимента.

В настоящее время существует несколько способов экспериментального определения энергетической константы магнитной анизотропии, причем исследуемый образец может быть взят как в виде монокристалла, так и в поликристаллическом виде.

В случае монокристаллических образцов, наиболее естественным кажется определение константы анизотропии из кривых намагничения кристалла по различным кристаллографическим направлениям.

Как известно, работа намагничения единицы объема ферромагнетика из размагниченного состояния до состояния магнитного насыщения выражается формулой:

$$U = \int_0^{J_s} H dJ \quad (3)$$

где H - напряженность магнитного поля,
 J_s - интенсивность намагничения при насыщении.

Графически, в координатах H, J , работа намагничения будет очевидно выражена площадью между осью J и кривой намагничения.

Из соотношения (2), пренебрегая шестыми степенями разложения следует, что при намагничении до насыщения в направлениях $[100]$, $[110]$ и $[111]$, величина свободной энергии кристалла, будет соответственно равна:

$$U_{100} = U_0.$$

$$U_{110} = U_0 + \frac{K_1}{4}. \quad (4)$$

$$U_{111} = U_0 + \frac{K_1}{3}.$$

Из кривых намагничения вдоль основных кристаллографических направлений, графически можно определить значения U_{100} , U_{110} и U_{111} , отсюда без труда можно найти значение K_1 .

Таким образом рядом авторов [4, 5, 6] было определено значение K_1 , а также ее температурная зависимость, по обработке кривых намагничения монокристаллов, снятых в основных кристаллографических направлениях (6, 7, 8, 9).

Совершенно очевидно, что снимая кривые намаг-

ничения вдоль основных кристаллографических направлений при различных температурах, мы имеем возможность определять значения K_1 при этих температурах, и таким образом найти температурную зависимость константы анизотропии K_1 . Однако точное определение указанным методом величины константы анизотропии K_1 , чрезвычайно затруднено во-первых тем обстоятельством, что графически трудно точно определять соответствующие площади на координатной плоскости HJ # , во-вторых исследования по различным кристаллографическим направлениям проводятся обычно на различных образцах, которые по своим физическим свойствам могут несколько отличаться друг от друга. Что касается температурной зависимости константы анизотропии никеля, то данные этой зависимости, полученные на основании работы Хонда, Мазумо - то и Ширакава ⁽¹⁰⁾, в ряде пунктов вызывают серьезные сомнения. Например, константа анизотропии K_1 , при $420^\circ K$ переходя через нуль, уже при $480^\circ K$ становится равной $10^4 \frac{Эрг}{см^3}$ и затем это значение сохраняется вплоть до $605^\circ K$, т.е. почти до точки Кюри, не стремясь к нулю при приближении к последней.

В области низких температур, данные этих авторов явно ошибочны, ибо при намагничении образца в направлениях $[100]$ и $[110]$ явно не было достигнуто насыщения, как это видно на рис. 1 и 2.

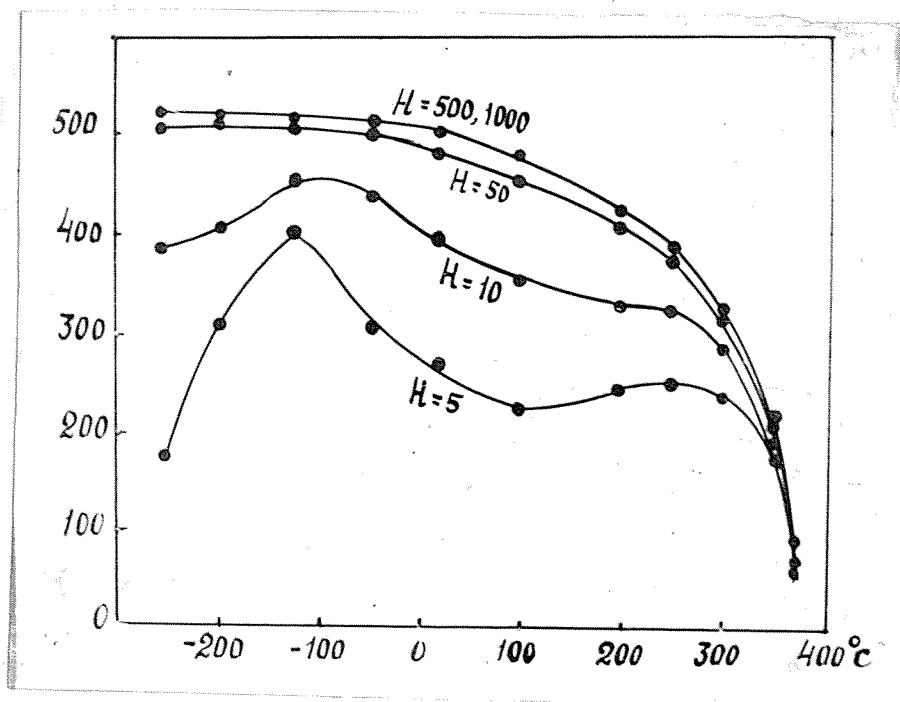


Рис. 1.

Зависимость интенсивности намагничения никеля по данным Хонда, Мозумото и Шераева. Направление поля параллельно. $[111]$.

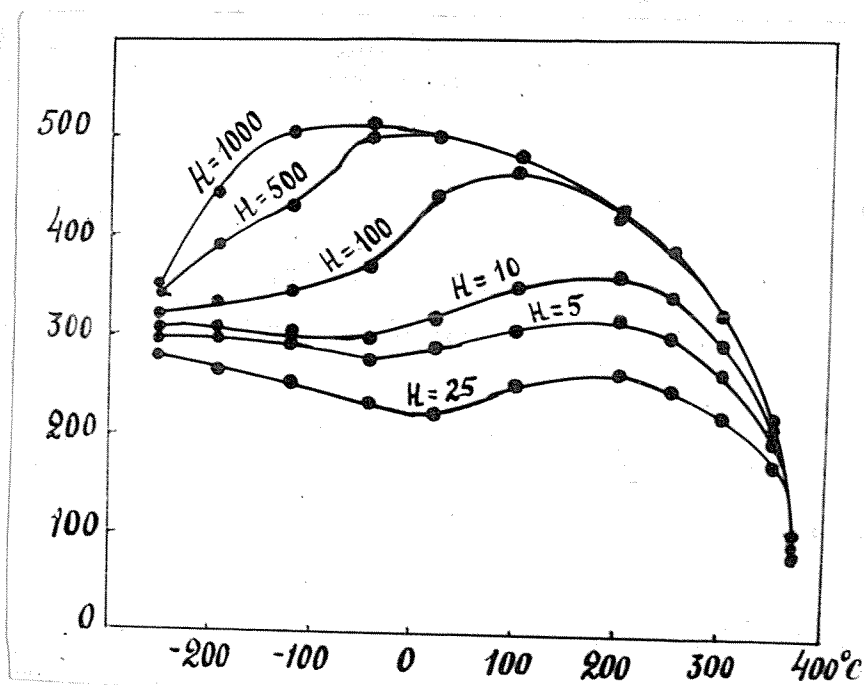


Рис. 2

Зависимость интенсивности намагничивания никеля от температуры, по данным Хонда, Мазумото и Ширакава. Направление поля параллельно $[100]$.

Отсутствие насыщения в области низких температур, привело к необычайно завышенным значениям константы анизотропии.

Следует также отметить, что обработка экспериментальных материалов при применении метода площадей для вычисления значений констант анизотропии чрезвычайно сложна и может привести к значительным ошибкам. Достаточно сказать, что опираясь на данные Хонда, Мазумото и Ширакава ⁽¹⁰⁾, Мак-Нихан ⁽⁵⁾ дает значение константы анизотропии

$K_1 = -3,44 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$ в то время как при той же температуре (20°C), по данным Ван-Эдена ⁽⁶⁾ в результате обработки экспериментальных данных тех же авторов было получено значение $K_1 = -5,3 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$.

Вторым методом определения константы анизотропии является исследование дифференциальной восприимчивости поликристаллических образцов в сильных полях, за второй точкой анизотропии. Указанный метод был предложен Акуловым ⁽¹¹⁾ на основе, полученного им теоретически, закона приближения к насыщению. Указанный закон первоначально был получен для поликристаллического образца, лишенного текстуры, а также внутренних и внешних упругих напряжений.

В этом случае расчет довольно прост и сводится к следующему. Так как поля достаточно велики, то процесс инверсии закончен, а спин каждого кристаллита поликристаллического образца составляет с направлением поля весьма малый угол. Рост интенсивности намагничивания может идти во первых за счет роста величины спонтанного намагничивания J_s (парапроцесс) и во вторых за счет уменьшения угла между направлением поля H и направлением вектора

спонтанного намагничения J_s в каждом кристаллите образца.

Что касается восприимчивости, соответствующее парапроцессу, то она может быть вычислена следующим образом ⁽³⁾.

Величина истинного намагничения (спонтанного намагничения при данной температуре) в функции поля и температуры в общем виде определяется как известно, уравнением:

$$j_s = L_n(x) \quad (5) \text{ , где}$$

$$x = \frac{3n}{n+2} \frac{\theta}{T} j_s + \frac{nM}{kT} H \quad (6)$$

причем: $j_s = \frac{J_s}{J_0}$ (J_0 - интенсивность спонтанного намагничения при температуре равной абсолютному нулю)

θ - точка Кюри

n - в интерпретации Стонера число магнетонов Бора $\left(\frac{h}{4\pi e} \frac{e}{m}\right)$ на атом.

$L_n(x)$ - так называемая, обобщенная функция Ланжевена

причем

$$L_n(x) = \frac{\sum_{m=0}^{m=n} (-1 + \frac{2m}{n}) e^{-x(1 - \frac{2m}{n})}}{\sum_{m=0}^{m=n} e^{-x(1 - \frac{2m}{n})}} \quad (7)$$

При $n = 1$ получается обычная формула

$$j_s = \theta h x \quad (8)$$

$$\text{и } x = \frac{\theta}{T} j_s + \frac{\mu H}{kT}$$

очевидно

$$\left(\frac{\partial j_s}{\partial H} \right)_T = \left(\frac{\partial \mathcal{L}_n(x)}{\partial H} \right)_T \quad "$$

$$\left(\frac{\partial j_s}{\partial H} \right)_T = \left(\frac{\partial \mathcal{L}_n(x)}{\partial x} \right)_T \left(\frac{\partial x}{\partial H} \right)_T \quad (9)$$

Обозначая в дальнейшем $\left(\frac{\partial \mathcal{L}_n(x)}{\partial x} \right)_T = \mathcal{L}'_n(x)$
будем иметь:

$$\left(\frac{\partial j_s}{\partial H} \right)_T = \mathcal{L}'_n(x) \left(\frac{\partial x}{\partial H} \right)_T \quad (10)$$

Согласно (8)

$$\left(\frac{\partial x}{\partial H} \right)_T = \frac{3n}{n+2} \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial j_s}{\partial H} \right)_T + \frac{\mu H}{kT} \quad (11)$$

Считая n — независимым от H , что в теории Вейсса-Гаузенберга-Стона — возможно.

И подставляя (11) в (9) получим:

$$\left(\frac{\partial j_s}{\partial H} \right)_T \left(1 - \frac{3n}{n+2} \frac{\theta}{T} \mathcal{L}'_n(x) \right) = \frac{\mu H}{kT} \mathcal{L}'_n(x) \quad (12)$$

$\left(\frac{\partial J_s}{\partial H}\right)_T = \chi_p$ — восприимчивости парапро-
цесса при данной темпера-
туре, причем

$$\left(\frac{\partial j_s}{\partial H}\right)_T = \frac{\chi_p}{J_0}$$

используя (12) получим :

$$\chi_p = \frac{nM J_0}{kT} \frac{L_n'(x)}{1 - \frac{3n}{n+2} \frac{\theta}{T} L_n'(x)} \quad (13)$$

Если, например, $n=1$, то как уже указывалось
выше

$$L_1(x) = \tanh x$$

откуда $L_1'(x) = 1 - \tanh^2 x$ или вследствие (8)

$$L_1'(x) = 1 - j_s^2 \quad (14)$$

подставляя (14) в (13) и принимая во внимание,
что n было положено равным единице — полу-
чим:

$$\chi_p = \frac{MJ_0}{k} \frac{1 - j_s^2}{T - \theta(1 - j_s^2)} \quad (15)$$

Из соотношения (15) в частности следует, что
при низких температурах величина χ_p мала. В
самом деле, при низких температурах мы можем

пользоваться либо экспериментальным законом Вейсса [12]

$$j_s = 1 - aT^2 \quad (16)$$

либо теоретическим законом Блоха [13]

$$j_s = 1 - a'T^{3/2} \quad (17)$$

нашедшем экспериментальное подтверждение в опытах Чальо [14].

Подставляем (16) или (17) в уравнение (15) и соответственно получаем:

$$\chi_p = \frac{\mu J_0}{K} \frac{aT}{1 - a\theta T} \quad (18)$$

при использовании закона Вейсса, или

$$\chi_p = \frac{\mu J_0}{K} \frac{a'T^{1/2}}{1 - a'\theta T^{1/2}} \quad (19)$$

при использовании закона Блоха.

В обоих случаях, при $T \rightarrow 0$, $\chi_p \rightarrow 0$, а в области низких температур, вследствие малости величин a и a' , является величиной малой. Далее, так как соотношения (16) или (17) остаются справедливыми вплоть до комнатных температур, то это означает независимость от поля коэффициентов a и a' , а следовательно независимость от поля восприимчивости χ_p .

Ф. И. П. А. О. И. П. А. Т. И.
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЦЕНТР

Соотношение (15), справедливо как выше так и ниже точки Кюри. В самом деле, выше точки Кюри $j_s = 0$ и следовательно

$$\chi_p = \frac{MJ_0}{k(T-\theta)} \quad (20)$$

Ниже точки Кюри, вблизи θ можно воспользо-ваться известным соотношением [15]

$$j_s^2 = 3\left(1 - \frac{T}{\theta}\right) \quad (21)$$

Что при подстановке в уравнение (15), дает при $T \rightarrow \theta$

$$\chi_p = \frac{MJ_0}{2k(\theta-T)} \quad (22)$$

и выражает собой независимость χ_p от поля. Таким образом, как в области низких так и в области высоких температур величина восприимчивости парапроцесса оказывается независимой от поля, на что впервые было указано Капицей [16], и экспериментально подтверждено опытами в сверх-сильных полях.

Таким образом, при дальнейшем изложении закона приближения к насыщению, будем считать восприимчивость парапроцесса независимой от напряженности поля.

Что касается влияния упругих натяжений на величину восприимчивости парапроцесса, то до последнего времени считали, что χ_p также не зависит и от величины упругих натяжений [17,18] что, вообще говоря, было не совсем понятно, если учесть что повинные в ферромагнетизме силы обмена очень резко зависят от расстояния между взаимодействующими спинами. В этом смысле чрезвычайно интересными являются исследования Белова [19], экспериментально установившим такую зависимость. Однако, зависимость эта крайне невелика и при экспериментировании в области сильных полей при опытном определении константы анизотропии вполне можно считать восприимчивость парапроцесса χ_p не зависящей от напряженности магнитного поля и упругих натяжений.

Восприимчивость, соответствующая процессу вращения была впервые рассчитана Анучовым [11], причем им было получено ~~следующее~~ общее соотношение:

$$J = J_s \left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \chi_p H \quad (23)$$

где $b = \frac{8}{105} \frac{K^2}{J_s^2}$, χ_p - восприимчивость парапроцесса, K - первая энергетическая константа магнитной анизотропии. Соотношение (23)

было экспериментально проверено Чернявским [20], подтвердившим его справедливость и впервые определившим на поликристаллических образцах величину константы анизотропии K . Величина константы магнитной анизотропии, определенная на поликристаллических образцах, она оказалась совпадающей с величиной константы анизотропии, полученной из данных измерений на монокристаллах. Соотношение (23), а также физический смысл " β " были впервые получены Н.С. Акуловым в предположении, что исследования происходят на образце лишенном упругих напряжений. В случае, если образец подвергнут равновероятно распределенным (диффузным) или направленным напряжениям, то нам было показано Акуловым и автором [21], соотношение (23) остается в силе, но величина коэффициента " β " принимает, несколько иное, более общее значение.

Именно, в случае диффузных напряжений, величина которых F :

$$\beta = \frac{1}{J_5^2} \left[\frac{8}{105} K^2 + \left(\frac{6}{25} \lambda_{100}^2 + \frac{9}{25} \lambda_{111}^2 \right) F^2 \right]. \quad (24)$$

где λ_{100} и λ_{111} - величины магнитострикции при намагничении до насыщения вдоль тетрагональной и тригональной осей. В случае отсутствия бианизотропии, т.е. если $\lambda_{100} = \lambda_{111}$, то

$$\beta = \frac{1}{J_s^2} \left[\frac{8}{105} K^2 + \frac{3}{5} \lambda^2 F^2 \right] \quad (25)$$

В случае напряжений, направление которых совпадает с направлением внешнего магнитного поля:

$$\beta = \frac{1}{J_s^2} \left[\frac{8}{105} K^2 + \frac{8}{35} KF(\lambda_{100} - \lambda_{111}) + \frac{12}{35} F^2 (\lambda_{100} - \lambda_{111})^2 \right]. \quad (26)$$

Интересно отметить, что в случае отсутствия анизотропии, несмотря на наличие напряжений, соотношение (26) переходит в (23), соответствующее отсутствию напряжений. В монографии Вонсовского и Шура [15] учтена вторая константа магнитной анизотропии K_2 в коэффициенте β , в случае диффузных напряжений, именно:

$$\beta = \frac{1}{J_s^2} \left[\left(\frac{8}{105} K_1^2 + \frac{16}{1155} K_1 K_2 + \frac{8}{5005} K_2^2 \right) + \frac{3}{25} (2\lambda_{100}^2 + 3\lambda_{111}^2) F^2 \right]. \quad (27)$$

В 1932 году, Ганс [23], а позднее другие авторы, применили метод Анзулова и учли более высокие члены разложения J по отрицательным степеням H .

Таким образом закон приближения к насыщению, учитывающий процесс вращающегося и парапроцесса может быть представлен в виде:

$$J = J_s \left(1 - \frac{\beta}{H^2} - \frac{c}{H^3} \right) + \chi_p H \quad (28)$$

где $C = 0,0384 \frac{K_1^3}{J_s^3}$. Расчет коэффициента C здесь проведен без учета второй константы анизотропии K_2 и без учета напряжений. Поскольку величина константы анизотропии входит в коэффициент C в нечетной степени, то это дает возможность экспериментально определить не только абсолютное значение константы анизотропии, но и ее знак.

Следует заметить, что экспериментальное определение знака константы анизотропии, практически весьма сложно и, лишь в последнее время было осуществлено Ануловым и Мирясовым [24].

Однако теоретический закон (28) не вполне удовлетворяет опыту особенно в области сильных магнитных полей. В области очень сильных полей, еще задолго до теоретических исследований Анулова, Вейссом [25], а затем Вейссом и Феррером [26] было установлено, что

$$J = J_s \left(1 - \frac{a}{H}\right), \quad (29)$$

где a - некоторая эмпирическая постоянная. Соотношение (29) конечно не противоречит уравнению (28), ибо в области комнатных температур χ_p - мало, а последние два слагаемых в скобках

соотношения (28), стремятся к нулю в области очень сильных полей.

Физический смысл коэффициента α , не установлен достаточно надежно до сих пор. Опыт дает, что длительный отжиг, снимающий напряжения и пластические деформации, уменьшают величину α . Исходя из этого факта и современной теории пластической деформации металлов, Броуном [27, 28] была предпринята попытка теоретического расчета коэффициента α . Теория Броуна исходит из наличия искажения в решетке, в масштабе размеров атомов. Наличие таких микроискажений подтверждается также целым рядом других явлений и, следовательно наличие таких резко неоднородных напряжений не является рабочей гипотезой, выдвинутой лишь для объяснения слагаемого $\frac{\alpha}{H}$.

Рассуждения Броуна сводятся к следующему: пусть мы имеем цепочку спинов, направленных вдоль направления магнитного поля H (рис. 3)



Рис. 3.

Если затем вызвать резко неоднородное напря-
жение, локализованное в небольшом объеме и от-
клоняющее спины в направлении, перпендикулярном
 H , то благодаря особому характеру обмен-
ных сил, спины расположатся так, как показано
на рис. 4.

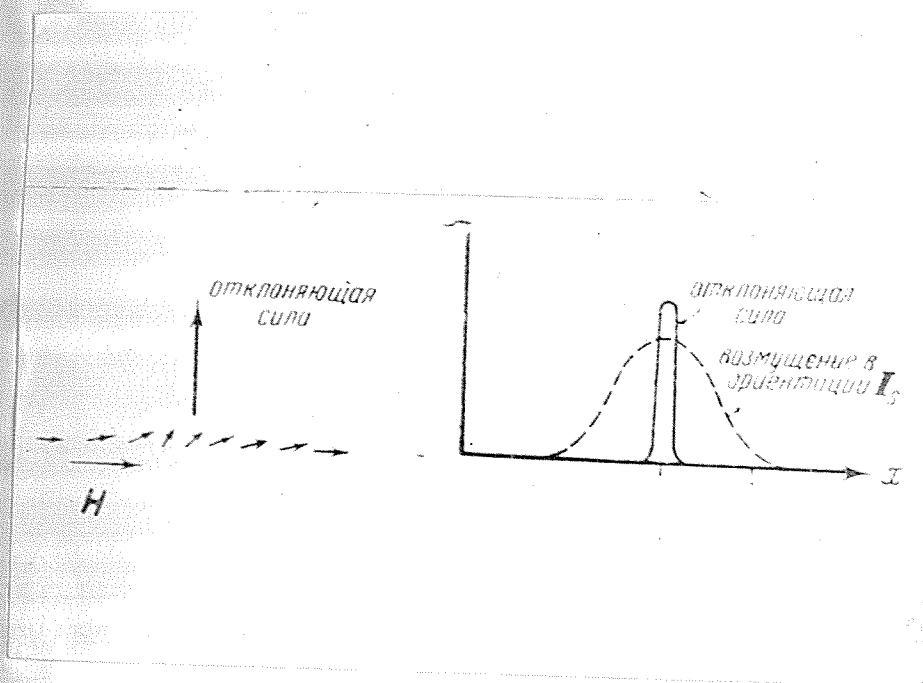


Рис. 4.

Таким образом, хотя сила локализована в очень ма-
лом объеме, нарушение параллельности в расположе-
нии спинов занимает довольно значительный объем и
может быть наблюдаемо макроскопически, благодаря
отклонению значительного комплекса спинов от нап-
равления H .

Следуя Броуну, можно рассмотреть ряд конкрет-
ных случаев отклонения спинов от направления на-

магнитного поля. Пусть, в частности, мы имеем линейную цепочку спинов. Пусть поле H действует вдоль оси z , отклоняющая сила вдоль оси x . Пусть далее, отклоняющая сила есть функция только y .

Свободная энергия кристалла будет определена:

1. Энергией внешнего магнитного поля. Причем для спина отклоненного от направления поля, на угол ϑ : $\varphi'_H = -J_s H \cos \vartheta = -J_s H (1 - \frac{1}{2} \vartheta^2)$ или

$$\varphi'_H = \frac{1}{2} J_s H \vartheta^2 + Const. \quad (30)$$

Ввиду малости угла ϑ .

И для комплекса спинов свободная энергия

$$\varphi_H = \frac{H J_s}{2} \int_{y_1}^{y_2} \vartheta^2 dy + Const. \quad (31)$$

2. Энергией обмена:

$$\varphi_A = \frac{A}{4a} \int_{y_1}^{y_2} \left(\frac{d\vartheta}{dy} \right)^2 dy \quad (32)$$

где A - интеграл обмена, a - константа решетки.

3. Магнитоупругой энергии анизотропии, плотности $g(\vartheta, y)$

$$\varphi_g = \int_{y_1}^{y_2} g(\vartheta, y) dy + Const. \quad (33)$$

Граничные условия:

$$\left(\frac{dv}{dy}\right)_{y=y_1, y=y_2} = 0 \quad (34)$$

Очевидно, устойчивое равновесие спина опреде-
ляется минимумом интеграла:

$$\varphi = \int_{y_1}^{y_2} \left\{ \frac{HJ_s}{2} v^2 + \frac{A}{4a} \left(\frac{dv}{dy}\right)^2 + g(v, y) \right\} dy \quad (35)$$

Согласно теореме Эйлера, если кривая $v = v(y)$
дает экстремум интегралу $\int_{y_1}^{y_2} F(y, v, v') dy$, то
функция $v = v(y)$ удовлетворяет условию:

$$\frac{\partial F}{\partial v} - \frac{d}{dy} \left(\frac{\partial F}{\partial v'} \right) = 0. \quad (36)$$

Применим свойство выражаемое (36) к соотно-
шению (35)

$$\text{т.е. } F(y, v, v') = \frac{HJ_s}{2} v^2 + \frac{A}{4a} \left(\frac{dv}{dy}\right)^2 + g(v, y)$$

то:

$$\frac{\partial F}{\partial v} = HJ_s v + \frac{\partial g(v, y)}{\partial v} \quad (36)$$

$$\text{и } \frac{\partial F}{\partial \vartheta'} = \frac{A}{2a} \frac{d\vartheta}{dy}$$

и далее:

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{\partial F}{\partial \vartheta'} \right) = \frac{A}{2a} \frac{d^2 \vartheta}{dy^2} \quad (37)$$

Таким образом, уравнение Эйлера принимает следующий вид:

$$HJ_s \vartheta + \frac{\partial g(\vartheta, y)}{\partial \vartheta} - \frac{A}{2a} \frac{d^2 \vartheta}{dy^2} = 0 \quad (38)$$

Если в кристалле нет резко-неоднородных напряжений, то очевидно $\vartheta(y)$ меняется медленно и следовательно

$$\frac{d^2 \vartheta}{dy^2} \approx 0 \quad (39)$$

Откуда

$$\vartheta = \frac{(\partial g / \partial \vartheta)_{\vartheta=0}}{HJ_s} \quad (40)$$

Что конечно приводит к знакомому уже уравнению (23).

Теперь рассмотрим случай наличия резко-неоднородных напряжений.

Пусть сила локализована в плоскости xz при условии

$$\int_{y_1}^{y_2} f dy = G$$

где G — конечная величина .

(Рис. 5)

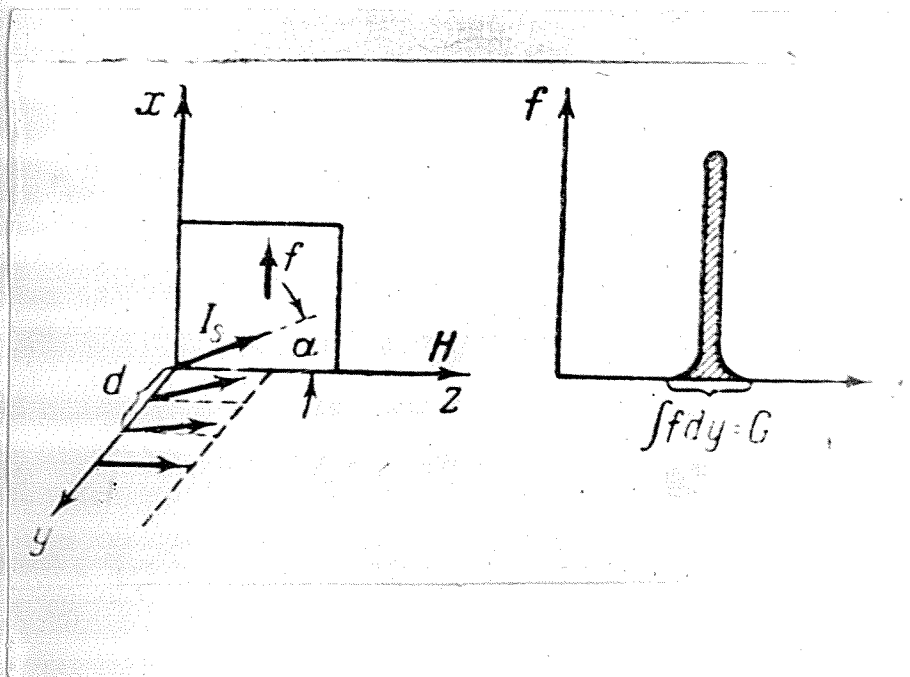


Рис. 5.

Очевидно в этом случае интегрирование приводит к скачку $\frac{d\vartheta}{dy}$ при $y = 0$.

$$\left. \frac{d\vartheta}{dy} \right|_{-}^{+} = G \quad (41)$$

Положим в уравнении (38)

$$\frac{2\alpha H J_s}{A} = \eta \quad \text{и} \quad \frac{2\alpha}{A} \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = f \quad (42)$$

Тогда уравнение (38) примет вид:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dy^2} - \eta \vartheta(y) = f(\vartheta, y) \quad (43)$$

т.е. для $y \neq 0$, $f=0$ то правая часть (43) может быть представлена в виде

$$f(\vartheta, y) = \delta(y) G \quad (44)$$

где $\delta(y)$ - дельта функция Дирака, имеющая вид:

$$\delta(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos py \, dp \quad (45)$$

Решение уравнения (43) имеет вид:

$$\vartheta(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(p) \cos py \, dp \quad \text{где} \quad (46)$$

$$\psi(p) = -\frac{G}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{p^2 + \eta}$$

В чем можно убедиться непосредственно подставляя (46) в (43).

Но с другой стороны,

$$\psi(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vartheta(y) \cos py \, dy \quad (47)$$

В самом деле, подставляя значение $\vartheta(y)$ - получим:

$$\psi(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{G}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos py \, dp}{p^2 + \eta} \right\} \cos py \, dy \quad (48)$$

или:

$$\Psi(p) = -\frac{G}{2\pi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos py dp}{p^2 + \eta} \right\} \cos py dy. \quad (49)$$

но $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos py dp}{p^2 + \eta} = \frac{\pi}{\sqrt{\eta}} e^{-\sqrt{\eta} \cdot y}$ (известный интеграл Лапласа)

Таким образом:

$$\Psi(p) = -\frac{G}{2\pi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\pi}{\sqrt{\eta}} e^{-\sqrt{\eta} \cdot y} \cos py dy \quad (50)$$

Интегрирование по частям дает:

$$\int e^{-\sqrt{\eta} \cdot y} \cos py dy = \frac{p \sin py - \sqrt{\eta} \cos py}{p^2 + \eta} e^{-\sqrt{\eta} \cdot y} + c.$$

и следовательно:

$$\int_0^{\infty} e^{-\sqrt{\eta} \cdot y} \cos py dy = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{p \sin pN - \sqrt{\eta} \cos pN}{p^2 + \eta} e^{-\sqrt{\eta} \cdot N} + \frac{\sqrt{\eta}}{p^2 + \eta} \right]$$

или:

$$\int_0^{\infty} e^{-\sqrt{\eta} \cdot y} \cos py dy = \frac{\sqrt{\eta}}{p^2 + \eta} \quad (51)$$

откуда:

$$\psi(p) = -\frac{G}{2\sqrt{\eta}} \cdot \frac{\pi}{\sqrt{\eta}} \cdot \frac{\sqrt{\eta}}{p^2 + \eta}$$

что и приводит к
(46) или к справедливости (47)

Очевидно:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \partial^2 y = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \partial(y) \psi(p) \cos py \, dp \, dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^2(p) \, dp. \quad (52)$$

но согласно (46):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi^2(p) \, dp = \frac{G^2}{4\eta^{3/2}} \quad (53)$$

Уравнение (53) приводит очевидно к соотношению

$$J = J_s \left(1 - \frac{a}{H^{3/2}} \right) \quad (54)$$

Степень 3/2 получилась вследствие плоскостной локализации силы. В общем случае можно показать, что для полей $H \gg 4\pi J_s$

$$J = J_s \left(1 - \sum_n \frac{a_n}{H^{n/2}} \right) \quad (55)$$

где $n = 1$ соответствует точечной локализации силы, $n = 2$ — линейной, $n = 3$ — плоскостной и $n = 4$ — объемной. Таким образом, по Броуну следует положить, что в ферромагнетике в результате пластических деформаций возникает резко неоднородные напряжения имеющие характер линейных дислокаций. Величина плотности энергии

в оценке Броуна (определяющая член a) порядка $10^9 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}$, что вообще говоря по порядку величины соответствует лишь энергии обмена.

Таким образом, в предположении линейного размещения дислокации, следуя Броуну, можно дать некоторое объяснение наличию в законе приближения к насыщению, слагаемого $\frac{a}{H}$; из всего изложенного следует, что в наиболее общем виде закон приближения к насыщению может быть записан так:

$$J = J_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \right) + \chi_p H \quad (56)$$

В коэффициент a ни константы энергетической анизотропии, ни напряжения в явном виде не входят, а поэтому для расчета последних требуется лишь возможно более точное определение коэффициентов b и c как с экспериментальной, так и с теоретической стороны. Поскольку уточнению значений коэффициентов b и c будет посвящена специальная глава настоящей работы, рассмотрение закона приближения к насыщению мы временно позволим себе на этом прервать.

Наконец, последним методом определения констант анизотропии является так называемый метод моментов. Поскольку экспериментальное определение константы анизотропии проводилось автором с приме-

нием этого метода, подробный его разбор мы отложим до соответствующей главы настоящей работы.

Таким образом в настоящее время мы имеем несколько способов экспериментального определения констант анизотропии, причем, как будет изложено ниже, при комнатных температурах метод площадей и метод, использующий закон приближения к насыщению на опыте дают одно и то же, хотя уточненная теория закона приближения предсказывает расхождение в $\sqrt{2}$ раз.

В области низких температур мы имеем расхождения в данных, полученных методом моментов, с данными, полученными методом закона приближения и резкое расхождение результатов, полученных обоими этими методами от результатов, полученных методом площадей.

В области высоких температур надежных данных вообще нет.

Указанное обстоятельство приводит к необходимости изыскать объективный и надежный метод экспериментального исследования константы анизотропии и провести ее исследование в широком интервале полей и температур.

Кроме того, в связи с целым рядом новых работ по закону приближения к насыщению, необхо-

димо уточнить этот закон, используя следующее приближение и рассмотреть причины, обуславливающие расхождение новых теория с опытом.

Этим вопросам, в основном, и посвящены следующие главы настоящего исследования.

1. ЗАКОН ПРИБЛИЖЕНИЯ К НАСЫЩЕНИЮ

А. ОБОБЩЕННЫЙ РАСЧЕТ ЧАСТИ ЗАКОНА, СООТВЕТСТВУЮЩЕМ ПРОЦЕССУ ВРАЩЕНИЯ

В области сильных магнитных полей, где величина интенсивности намагничения J превышает 0,97 от спонтанного J_s , с ростом напряженности магнитного поля величина J будет возрастать, причем, как уже указывалось ^{воз-можно} ниже рост абсолютного значения J_s (парапроцесс), так и рост величины J за счет уменьшения угла между H и J_s .

Первый из этих процессов схематично был рассмотрен во введении, и поскольку он не имеет непосредственного отношения к данной работе, мы на нем останавливаться больше не будем. Достаточно лишь указать, что изменение интенсивности намагничения за счет парапроцесса, достаточно хорошо учитывается величиной $\chi_p H$ в соотношении (63).

Что касается роста интенсивности намагничения J за счет уменьшения угла между H и J_s , то он определяется коэффициентами a , b и c в том же уравнении. Однако, как уже говорилось выше, поскольку в коэффициент a константы ани-

анізотропии в явном виде не входят, то для определения энергетических констант анизотропии K_1 и K_2 следует рассчитать коэффициенты b и c .

Коэффициенты b и c , в общем случае, зависят не только от констант анизотропии K_1 и K_2 , но также и от величин упругих напряжений в образце. Поэтому, следуя методу Акулова [29], проведем полный расчет коэффициентов b и c , в зависимости от констант анизотропии и напряжений. Такой расчет проведен автором совместно со Л.И. Слободенин [29, 30, 31] и заключается в следующем:

Полная энергия ферромагнитного кристалла кубической системы, помещенного во внешнее магнитное поле напряженности H , будет складываться из трех частей:

- 1) энергии внешнего магнитного поля;

$$U_a = -HJ_s (s_1 h_1 + s_2 h_2 + s_3 h_3) \quad (57)$$

где s_1, s_2, s_3 - направляющие косинусы вектора J_s ,

h_1, h_2, h_3 - направляющие косинусы вектора H .

- 2) энергии кристаллографической анизотропии:

$$U_e = U_0 + K_1 (s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2) + K_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2 \quad (58)$$

- 3) магнитной энергии упругой деформации:

$$U_f = -F \left\{ \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sum_i s_i^2 v_i^2 - \frac{1}{3} \right) - 3 \lambda_{111} \sum_{i,j} s_i s_j v_i v_j \right\}. \quad (59)$$

В дальнейшем значение U_e будем писать в следующем виде:

$$U_e = U_0 + \frac{1}{2} K_1 (1 - \sum_i S_i^4) + K_2 S_1^2 S_2^2 S_3^2 \quad (60)$$

Таким образом полная энергия:

$$U = U_a + U_e + U_f \quad (61)$$

Состояние устойчивого равновесия спина кристалла J_s определяется минимумом полной энергии (61), при добавочном условии:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1 \quad (62)$$

Применив правило неопределенных множителей Лагранжа, получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial U_e}{\partial S_i} + \frac{\partial U_f}{\partial S_i} - H J_s h_i + 2 L S_i = 0 \quad (63)$$

$$\sum_i S_i^2 = 1. \quad (i = 1, 2, 3).$$

пусть:

$$\frac{1}{H J_s} = \eta; \quad \frac{2L}{H J_s} = \nu; \quad (64)$$

тогда система уравнений (63) переписется в следующем виде:

$$\eta \left[\left(\frac{\partial U_e}{\partial S_i} \right) + \left(\frac{\partial U_f}{\partial S_i} \right) \right] + \nu S_i = h_i$$

$$\sum_i S_i^2 = 1 \quad (65)$$

Таким образом, если полная энергия U обращается в минимум при некоторой ориентации вектора спонтанного намагничивания J_s , то направляющие косинусы этого вектора S_1, S_2, S_3 должны удовлетворять уравнению (65).

Очевидно, что при $H \rightarrow \infty$, $S_i \rightarrow h_i$; и $\eta \rightarrow 0$. Тогда из соотношения (65) следует, что при $H \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow 1$.

Представим S_i и ν в виде бесконечных рядов:

$$S_i = h_i + \eta A_i + \eta^2 B_i + \eta^3 C_i + \dots$$

$$\nu = 1 + \eta \nu^{(1)} + \eta^2 \nu^{(2)} + \dots \quad (66)$$

Выясним каким условиям должны удовлетворять коэффициенты $A_i, B_i, C_i, \nu^{(1)}, \nu^{(2)}$. Используем, прежде всего, соотношение $\sum S_i^2 = 1$.

Ограничиваясь третьей степенью разложения относительно η , получим:

$$S_i^2 = h_i^2 + 2h_i A_i \eta + (2h_i B_i + A_i^2) \eta^2 + 2(h_i C_i + A_i B_i) \eta^3 +$$

$$+ (B_i^2 + 2A_i C_i) \eta^4 + 2B_i C_i \eta^5 + C_i^2 \eta^6$$

$$(i=1,2,3). \quad (67)$$

Тогда или $\sum_i s_i^2 = \sum_i h_i^2 = 1$, то из соотношения (67) следует:

$$2 \sum_i h_i A_i \eta + \sum_i (2h_i B_i + A_i^2) \eta^2 + 2 \sum_i (C_i h_i + A_i B_i) \eta^3 + \sum_i (B_i^2 + 2A_i C_i) \eta^4 + 2 \sum_i B_i C_i \eta^5 + \sum_i C_i^2 \eta^6 = 0. \quad (68)$$

Из равенства (68) вытекают, в частности, следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \sum_i h_i A_i &= 0 \\ \sum_i (2h_i B_i + A_i^2) &= 0 \\ \sum_i (A_i B_i + h_i C_i) &= 0 \end{aligned} \quad (69)$$

Пусть угол между вектором спонтанного намагничивания J_s и вектором напряженности поля H , будет θ . Тогда

$$\cos \theta = \sum_i h_i s_i$$

или используя соотношение (66):

$$\cos \theta = \sum_i h_i (h_i + \eta A_i + \eta^2 B_i + \eta^3 C_i)$$

или

$$\cos \theta = 1 - \eta \sum_i h_i A_i + \eta^2 \sum_i h_i B_i + \eta^3 \sum_i h_i C_i$$

или принимая во внимание систему уравнений (69), получим:

$$\cos \theta = 1 - \frac{1}{2} \eta^2 \sum_i A_i^2 - \eta^3 \sum_i A_i B_i \quad (70)$$

функцию $\frac{\partial U}{\partial S_i} = \frac{\partial U_e}{\partial S_i} + \frac{\partial U_f}{\partial S_i}$ разложим в

ряд Тейлора, в точке $S_i = h_i$ причем введем обозначения:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S_i} \right)_{S_i = h_i} = U_i; \quad \left(\frac{\partial^2 U}{\partial S_i \partial S_k} \right)_{S_i = h_i} = U_{ik} \quad (71)$$

Тогда получим:

$$\frac{\partial U}{\partial S_i} = U_i + U_{i1}(S_1 - h_1) + U_{i2}(S_2 - h_2) + U_{i3}(S_3 - h_3) + \dots$$

Если ряд (66) для S_i оборвать на первой степени η , то получим:

$$S_i - h_i = \eta A_i$$

и следовательно:

$$\frac{\partial U}{\partial S_i} = U_i + \eta (U_{i1} A_1 + U_{i2} A_2 + U_{i3} A_3) \quad (72)$$

Обрывая ряды соотношения (65) на второй степе-
 ни η , подставим полученные суммы в уравнения
 (65):

$$\eta [U_i + \eta (U_{i1}A_1 + U_{i2}A_2 + U_{i3}A_3)] + (1 + \eta \gamma^{(1)} + \eta^2 \gamma^{(2)}) (h_i^2 + \eta A_i + \eta^2 B_i) = h_i \quad (73)$$

Это соотношение возможно очевидно только в том
 случае, если коэффициенты при η и η^2 равны нулю,
 то есть:

$$U_i + \gamma^{(1)} h_i + A_i = 0 \quad (74)$$

$$U_{i1}A_1 + U_{i2}A_2 + U_{i3}A_3 + \gamma^{(2)} h_i + \gamma^{(1)} A_i + B_i = 0 \quad (75)$$

Умножив первое из полученных равенств на h_i и
 просуммировав по i , получим:

$$\sum_i U_i h_i + \gamma^{(1)} + \sum_i A_i h_i = 0 \quad (76)$$

и следовательно, принимая во внимание (69), полу-
 чим:

$$\gamma^{(1)} = - \sum_i U_i h_i \quad (77)$$

Подставим найденное значение для $\gamma^{(1)}$ в равенство
 (74):

$$A_i = h_i \sum_k U_k h_k - U_i \quad (78)$$

Отсюда легко получить необходимую нам величину $\sum_i A_i^2$:

$$\sum_i A_i^2 = (\gamma^{(0)})^2 + \sum_i u_i^2 - 2(\gamma^{(0)})^2$$

или принимая во внимание (77)

$$\sum_i A_i^2 = \sum_i u_i^2 - (\gamma^{(0)})^2$$

(79)

Таким образом одно из искомым слагаемых в соотношении (70) - найдено. Теперь нужно найти второе слагаемое определяемое $\sum A_i B_i$.

Для нахождения этой суммы равенство (75) умножим на A_i и просуммируем по всем значениям i .

$$\sum_i A_i B_i = \gamma^{(1)} \sum_i A_i^2 - \sum_i (u_{i1} A_1 + u_{i2} A_2 + u_{i3} A_3) A_i$$

(80)

Так как $\gamma^{(2)} \sum_i A_i h_i = 0$, согласно соотношения (39). В соотношение (80) подставим $\sum_i A_i^2$ и A_i получим в соответствии с (74):

$$\sum_i A_i B_i = -\gamma^{(1)} \left[\sum_i u_i^2 - (\gamma^{(0)})^2 \right] - \sum_{i,k} (h_i \gamma^{(0)} + u_i) (h_k \gamma^{(0)} + u_k) u_{ik}$$

или после группировки относительно $\gamma^{(0)}$, получим:

$$\begin{aligned} \sum_i A_i B_i = & - \sum_{i,k} u_i u_k u_{ik} - \gamma^{(0)} \left(\sum_i u_i^2 + 2 \sum_{i,k} h_i u_k u_{ik} \right) - \\ & - (\gamma^{(0)})^2 \sum h_i h_k u_{ik} + (\gamma^{(0)})^3 \end{aligned}$$

(81)

Таким образом второе, необходимое нам старое —
 мое соотношение (70) — найдено. Для вычисле-
 ния значений (79) и (81) необходимо знать
 значения U_i и U_{ik} . Вспомним, что вычисление
 этих величин должно быть проведено при условии

$S_i = h_i$. В этом случае имеем следующие ра-
 венства:

$$U_1 = \alpha_1 h_1^3 + \alpha_2 h_1 h_2^2 h_3^2 + \alpha_3 h_1 v_1^2 + \alpha_4 (h_2 v_1 v_2 + h_3 v_1 v_3);$$

$$U_2 = \alpha_1 h_2^3 + \alpha_2 h_1^2 h_2 h_3^2 + \alpha_3 h_2 v_2^2 + \alpha_4 (h_1 v_1 v_2 + h_3 v_2 v_3);$$

$$U_3 = \alpha_1 h_3^3 + \alpha_2 h_1^2 h_2^2 h_3 + \alpha_3 h_3 v_3^2 + \alpha_4 (h_2 v_2 v_3 + h_1 v_1 v_3);$$

$$U_{12} = 2\alpha_2 h_1 h_2 h_3^2 + \alpha_4 v_1 v_2;$$

$$U_{13} = 2\alpha_2 h_1 h_2^2 h_3 + \alpha_4 v_1 v_3;$$

$$U_{23} = 2\alpha_2 h_1^2 h_2 h_3 + \alpha_4 v_2 v_3;$$

$$U_{11} = 3\alpha_1 h_1^2 + \alpha_2 h_2^2 h_3^2 + \alpha_3 v_1^2;$$

$$U_{22} = 3\alpha_1 h_2^2 + \alpha_2 h_1^2 h_3^2 + \alpha_3 v_2^2;$$

$$U_{33} = 3\alpha_1 h_3^2 + \alpha_2 h_1^2 h_2^2 + \alpha_3 v_3^2;$$

где $\alpha_1 = -2K_1$, $\alpha_2 = 2K_2$, $\alpha_3 = -3\lambda_{100}F$, $\alpha_4 = -3\lambda_{111}F$.

Подстановка найденных значений приводит к чрезвычайно громоздкому выражению, приводящему к большим математическим трудностям чисто технического характера. Поэтому является целесообразным введение некоторого символа

$$S \begin{pmatrix} n_1 & n_2 & n_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$$

который следует понимать как сумму, олагаемые которой имеют вид $h_1^{\alpha} h_2^{\beta} h_3^{\gamma} v_1^{\mu} v_2^{\rho} v_3^{\tau}$, где α, β, γ представляет собой перестановку чисел n_1, n_2, n_3 , а μ, ρ, τ - перестановку чисел m_1, m_2, m_3 , которая получена таким-же путем, каким получена перестановка α, β, γ , причем перестановки чисел n_1, n_2, n_3 различны между собой, например:

$$S \begin{pmatrix} 2 & 1 & 3 \\ 2 & 1 & 1 \end{pmatrix} = h_1^2 h_2 h_3^3 v_1^2 v_2 v_3 + h_1^2 h_2^3 h_3 v_1^2 v_2 v_3 + h_1^3 h_2 h_3^2 v_1 v_2 v_3^2 + h_1^3 h_2^2 h_3 v_1 v_2^2 v_3 + h_1 h_2^3 h_3^2 v_1 v_2 v_3^2 + h_1 h_2^2 h_3^3 v_1 v_2^2 v_3;$$

$$S \begin{pmatrix} 2 & 2 & 6 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix} = h_1^2 h_2^2 h_3^6 v_3^2 + h_1^2 h_2^6 h_3^2 v_2^2 + h_1^6 h_2^2 h_3^2 v_1^2;$$

Здесь всего три слагаемых, так как остальные перестановки чисел h_1, h_2, h_3 не будут различны. Еще примеры:

$$S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 0 & 2 \end{smallmatrix}\right) = h_1^2 h_2^2 h_3^2 v_1^2 v_3^2; \quad S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & 2 & 2 \end{smallmatrix}\right) = h_1^2 h_2^2 h_3^2 v_2^2 v_3^2;$$

$$S\left(\begin{smallmatrix} 4 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) = h_1^4 v_1^4 + h_2^4 v_2^4 + h_3^4 v_3^4; \quad S\left(\begin{smallmatrix} 6 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) = h_1^6 v_1^4 + h_2^6 v_2^4 + h_3^6 v_3^4;$$

$$S\left(\begin{smallmatrix} 4 & 4 & 8 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) = h_1^4 h_2^4 h_3^8 + h_1^4 h_2^8 h_3^4 + h_1^8 h_2^4 h_3^4;$$

$$S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) = h_1^2 h_2^2 h_3^2;$$

$$S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 2 & 2 \end{smallmatrix}\right) = h_1^2 h_2^2 h_3^2 v_1^2 v_2^2 v_3^2;$$

$$S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 0 \\ 2 & 4 \end{smallmatrix}\right) = h_1^2 v_1^2 v_2^4 + h_2^2 v_1^4 v_2^2 + h_3^2 v_2^4 v_3^2;$$

Используя указанные символы получим:

$$\sum A_i^2 = [S\left(\begin{smallmatrix} 6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 0 & 4 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right)] \alpha_1^2 +$$

$$+ [S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 4 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) - 9S\left(\begin{smallmatrix} 4 & 4 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right)] \alpha_2^2 + [S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 4 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) -$$

$$- 2S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 2 & 0 \\ 2 & 2 & 0 \end{smallmatrix}\right)] \alpha_3^2 + [S\left(\begin{smallmatrix} 0 & 2 & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 2 & 2 & 0 \end{smallmatrix}\right) + 2S\left(\begin{smallmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 2 & 1 & 1 \end{smallmatrix}\right) -$$

$$- 4S\left(\begin{smallmatrix} 0 & 2 & 2 \\ 0 & 2 & 2 \end{smallmatrix}\right) - 8S\left(\begin{smallmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 2 \end{smallmatrix}\right)] \alpha_4^2 +$$

$$\begin{aligned}
 &+ 2 \left[S \begin{pmatrix} 224 \\ 000 \end{pmatrix} - 3 S \begin{pmatrix} 226 \\ 000 \end{pmatrix} \right] \alpha_1 \alpha_2 + 2 \left[S \begin{pmatrix} 400 \\ 200 \end{pmatrix} - \right. \\
 &- \left. S \begin{pmatrix} 600 \\ 200 \end{pmatrix} - S \begin{pmatrix} 420 \\ 020 \end{pmatrix} \right] \alpha_1 \alpha_3 + 2 \left[S \begin{pmatrix} 310 \\ 110 \end{pmatrix} - 2 S \begin{pmatrix} 510 \\ 110 \end{pmatrix} - \right. \\
 &- \left. 2 S \begin{pmatrix} 411 \\ 011 \end{pmatrix} \right] \alpha_1 \alpha_4 + 2 \left[S \begin{pmatrix} 222 \\ 000 \end{pmatrix} - 3 S \begin{pmatrix} 422 \\ 200 \end{pmatrix} \right] \alpha_2 \alpha_3 + \\
 &+ 2 \left[S \begin{pmatrix} 123 \\ 101 \end{pmatrix} - 6 S \begin{pmatrix} 233 \\ 011 \end{pmatrix} \right] \alpha_2 \alpha_4 + 2 \left[S \begin{pmatrix} 110 \\ 310 \end{pmatrix} - \right. \\
 &- \left. 2 S \begin{pmatrix} 310 \\ 310 \end{pmatrix} - 2 S \begin{pmatrix} 211 \\ 211 \end{pmatrix} \right] \alpha_3 \alpha_4 ;
 \end{aligned}$$

Если образец лишен тензотурмы и следовательно кристаллографические оси кристаллитов не имеют никакой преимущественной ориентации, то в соотношении (70) должно быть подставлено значение $\frac{\sum A_i^2}{H^2}$, усредненное по всем возможным направлениям H . Усреднение очевидно сведется к отбрасыванию интегралов типа :

$$\int S \begin{pmatrix} n_1, n_2, n_3 \\ m_1, m_2, m_3 \end{pmatrix} dS$$

причем очевидно величина этого интеграла будет равна числу возможных комбинаций чисел n_1, n_2, n_3 , помноженному на усредненное по всем направлениям

значение интеграла с подынтегральной функцией $h_1^{m_1} h_2^{m_2} h_3^{m_3} U_1^{m_1} U_2^{m_2} U_3^{m_3}$, а усреднение последнего обычно проводится в сферических координатах, причем если:

$$h_1 = \cos \vartheta$$

$$h_2 = \sin \vartheta \cos \varphi$$

$$h_3 = \sin \vartheta \sin \varphi$$

$$U_1 = \cos \vartheta'$$

$$U_2 = \sin \vartheta' \cos \varphi'$$

$$U_3 = \sin \vartheta' \sin \varphi'$$

то отыскивается интеграл вида:

$$\frac{1}{16 \pi^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \cos^{m_1} \vartheta \sin^{(m_2+m_3+1)} \vartheta \cos^{m_2} \varphi \sin^{m_3} \varphi \times$$

$$\times \cos^{m_1} \vartheta' \sin^{(m_2+m_3+1)} \vartheta' \cos^{m_2} \varphi' \sin^{m_3} \varphi' d\vartheta d\varphi d\vartheta' d\varphi'$$

Усреднение и подстановка соответствующих значений $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ приводит к соотношению:

$$\sum_i A_i^2 = \frac{16}{105} K_1^2 + \frac{16}{5005} K_2^2 + \frac{32}{1155} K_1 K_2 + \frac{6}{25} (2\lambda_{100}^2 + 3\lambda_{111}^2) F^2 \quad (82)$$

Найденное соотношение вполне совпадает с выражением, приведенном в монографии Вонсовского и Шура [15].

Теперь вычислим, таким же образом, величину $\sum_i A_i B_i$. Подстановка значений U_i и U_{ik} в равенство (81) приводит к следующему выражению:

$$\begin{aligned} \sum_i A_i B_i = & \left[7S \begin{pmatrix} 10 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 3S \begin{pmatrix} 8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + 7S \begin{pmatrix} 0 & 4 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - \right. \\ & \left. - 4S \begin{pmatrix} 12 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 12S \begin{pmatrix} 0 & 4 & 8 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 24S \begin{pmatrix} 4 & 4 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \alpha_1^3 + \\ & + \left[33S \begin{pmatrix} 4 & 6 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - S \begin{pmatrix} 2 & 6 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 4S \begin{pmatrix} 4 & 4 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 162S \begin{pmatrix} 6 & 6 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \alpha_2^3 + \\ & + \left[3S \begin{pmatrix} 4 & 0 & 0 \\ 6 & 0 & 0 \end{pmatrix} - S \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 6 & 0 & 0 \end{pmatrix} + 3S \begin{pmatrix} 0 & 2 & 2 \\ 0 & 2 & 4 \end{pmatrix} - 2S \begin{pmatrix} 0 & 0 & 6 \\ 0 & 0 & 6 \end{pmatrix} - \right. \\ & \left. - 6S \begin{pmatrix} 2 & 4 & 0 \\ 2 & 4 & 0 \end{pmatrix} - 12S \begin{pmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix} \right] \alpha_3^3 + 2 \left[3S \begin{pmatrix} 3 & 1 & 0 \\ 3 & 3 & 0 \end{pmatrix} + 3S \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 3 & 2 \end{pmatrix} + \right. \\ & + 3S \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 3 & 1 & 2 \end{pmatrix} + 3S \begin{pmatrix} 3 & 0 & 1 \\ 3 & 2 & 1 \end{pmatrix} + 6S \begin{pmatrix} 2 & 2 & 0 \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix} + 6S \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 2 & 3 & 1 \end{pmatrix} + 6S \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 2 & 1 & 3 \end{pmatrix} - \\ & - 8S \begin{pmatrix} 3 & 3 & 0 \\ 3 & 3 & 0 \end{pmatrix} - 24S \begin{pmatrix} 3 & 1 & 2 \\ 3 & 1 & 2 \end{pmatrix} - 48S \begin{pmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix} - S \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 3 & 3 & 0 \end{pmatrix} - S \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 3 & 2 & 1 \end{pmatrix} - \\ & - S \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 1 & 2 & 3 \end{pmatrix} - S \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix} \left. \right] \alpha_4^3 + \left[18S \begin{pmatrix} 4 & 2 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + 39S \begin{pmatrix} 8 & 2 & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - \right. \\ & \left. - 4S \begin{pmatrix} 2 & 2 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 4S \begin{pmatrix} 2 & 4 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 42S \begin{pmatrix} 2 & 2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} - 84S \begin{pmatrix} 2 & 6 & 6 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + [65 S \binom{446}{000} + 11 S \binom{248}{000} - 15 S \binom{444}{000} - 4 S \binom{246}{000}] \alpha_1 \alpha_2^2 + \\
& + [17 S \binom{300}{200} - 7 S \binom{600}{200} + 10 S \binom{440}{200} + 10 S \binom{440}{020} + 7 S \binom{360}{200} - \\
& - 10 S \binom{1000}{200} - 20 S \binom{640}{200} - 10 S \binom{820}{020} - 20 S \binom{424}{020}] \alpha_1^2 \alpha_3 + \\
& + [13 S \binom{600}{400} - 5 S \binom{400}{400} + 3 S \binom{420}{040} + 10 S \binom{240}{220} - 8 S \binom{800}{400} - \\
& - 8 S \binom{440}{040} - 8 S \binom{440}{400} - 16 S \binom{620}{220} - 16 S \binom{422}{022}] \alpha_1 \alpha_3^2 + 2 [3 S \binom{510}{110} + \\
& + S \binom{330}{110} + 12 S \binom{710}{110} + 5 S \binom{530}{110} + 5 S \binom{413}{011} + 7 S \binom{116}{110} - \\
& - 10 S \binom{910}{110} - 20 S \binom{415}{011} - 20 S \binom{550}{110} + 10 S \binom{811}{011}] \alpha_1^2 \alpha_4 + \\
& + [3 S \binom{600}{220} - 6 S \binom{220}{220} - 2 S \binom{400}{220} - 2 S \binom{400}{202} + 3 S \binom{600}{202} + \\
& + 23 S \binom{420}{220} + 3 S \binom{402}{022} - 32 S \binom{620}{220} - 32 S \binom{422}{022}] \alpha_1 \alpha_4^2 + \\
& + [53 S \binom{444}{000} - 3 S \binom{244}{200} - 4 S \binom{244}{002} - 4 S \binom{244}{020} + 11 S \binom{624}{200} - \\
& - 126 S \binom{644}{200}] \alpha_2^2 \alpha_3 + [9 S \binom{224}{004} - 3 S \binom{222}{400} - 3 S \binom{222}{040} - 3 S \binom{222}{004} - \\
& - 4 S \binom{222}{220} - 4 S \binom{222}{202} - 4 S \binom{222}{022} + 14 S \binom{224}{002} - 30 S \binom{622}{400} - \\
& - 60 S \binom{442}{220}] \alpha_2 \alpha_3^2 + 2 [32 S \binom{354}{110} + 11 S \binom{552}{110} - S \binom{145}{101} -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -5S\left(\begin{smallmatrix} 334 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 532 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 126S\left(\begin{smallmatrix} 554 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_2^2 \alpha_4 + \Big[37S\left(\begin{smallmatrix} 422 \\ 220 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 37S\left(\begin{smallmatrix} 422 \\ 202 \end{smallmatrix}\right) - 120S\left(\begin{smallmatrix} 442 \\ 220 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 240 \\ 022 \end{smallmatrix}\right) - 8S\left(\begin{smallmatrix} 222 \\ 220 \end{smallmatrix}\right) - 8S\left(\begin{smallmatrix} 222 \\ 202 \end{smallmatrix}\right) - \\
& - 8S\left(\begin{smallmatrix} 222 \\ 022 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_2 \alpha_4^2 + 2 \Big[6S\left(\begin{smallmatrix} 310 \\ 510 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 310 \\ 330 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 211 \\ 213 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 112 \\ 114 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 3S\left(\begin{smallmatrix} 211 \\ 231 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 110 \\ 510 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 110 \\ 150 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 110 \\ 330 \end{smallmatrix}\right) - 6S\left(\begin{smallmatrix} 510 \\ 510 \end{smallmatrix}\right) - 12S\left(\begin{smallmatrix} 330 \\ 330 \end{smallmatrix}\right) - \\
& - 12S\left(\begin{smallmatrix} 213 \\ 213 \end{smallmatrix}\right) - 6S\left(\begin{smallmatrix} 411 \\ 411 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_3^2 \alpha_4 + \Big[3S\left(\begin{smallmatrix} 400 \\ 420 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 400 \\ 402 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 15S\left(\begin{smallmatrix} 220 \\ 420 \end{smallmatrix}\right) + 15S\left(\begin{smallmatrix} 220 \\ 240 \end{smallmatrix}\right) + 6S\left(\begin{smallmatrix} 202 \\ 222 \end{smallmatrix}\right) - 24S\left(\begin{smallmatrix} 420 \\ 420 \end{smallmatrix}\right) - 42S\left(\begin{smallmatrix} 222 \\ 222 \end{smallmatrix}\right) - \\
& - S\left(\begin{smallmatrix} 200 \\ 240 \end{smallmatrix}\right) - S\left(\begin{smallmatrix} 200 \\ 204 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 200 \\ 420 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 200 \\ 402 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_3 \alpha_4^2 + 2 \Big[7S\left(\begin{smallmatrix} 226 \\ 000 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 24S\left(\begin{smallmatrix} 226 \\ 002 \end{smallmatrix}\right) + 9S\left(\begin{smallmatrix} 442 \\ 200 \end{smallmatrix}\right) + 9S\left(\begin{smallmatrix} 442 \\ 020 \end{smallmatrix}\right) - 36S\left(\begin{smallmatrix} 642 \\ 020 \end{smallmatrix}\right) - 36S\left(\begin{smallmatrix} 822 \\ 200 \end{smallmatrix}\right) - 5S\left(\begin{smallmatrix} 422 \\ 200 \end{smallmatrix}\right) - \\
& - 2S\left(\begin{smallmatrix} 422 \\ 020 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 422 \\ 002 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 + 2 \Big[40S\left(\begin{smallmatrix} 532 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) + 7S\left(\begin{smallmatrix} 712 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) + 7S\left(\begin{smallmatrix} 631 \\ 011 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 18S\left(\begin{smallmatrix} 334 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 8S\left(\begin{smallmatrix} 332 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 3S\left(\begin{smallmatrix} 152 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 134 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 42S\left(\begin{smallmatrix} 732 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 42S\left(\begin{smallmatrix} 633 \\ 011 \end{smallmatrix}\right) \Big] \times \\
& \times \alpha_1 \alpha_2 \alpha_4 + 2 \Big[18S\left(\begin{smallmatrix} 510 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 510 \\ 130 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 411 \\ 013 \end{smallmatrix}\right) + 3S\left(\begin{smallmatrix} 411 \\ 031 \end{smallmatrix}\right) + 5S\left(\begin{smallmatrix} 213 \\ 211 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 5S\left(\begin{smallmatrix} 330 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) + 5S\left(\begin{smallmatrix} 330 \\ 130 \end{smallmatrix}\right) + 10S\left(\begin{smallmatrix} 411 \\ 211 \end{smallmatrix}\right) - 4S\left(\begin{smallmatrix} 310 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) - 5S\left(\begin{smallmatrix} 130 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) - 16S\left(\begin{smallmatrix} 710 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) - \\
& - 16S\left(\begin{smallmatrix} 413 \\ 013 \end{smallmatrix}\right) - 16S\left(\begin{smallmatrix} 530 \\ 130 \end{smallmatrix}\right) - 16S\left(\begin{smallmatrix} 611 \\ 611 \end{smallmatrix}\right) - 16S\left(\begin{smallmatrix} 521 \\ 121 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_1 \alpha_3 \alpha_4 + 2 \Big[16S\left(\begin{smallmatrix} 332 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) + \\
& + 16S\left(\begin{smallmatrix} 332 \\ 130 \end{smallmatrix}\right) + 7S\left(\begin{smallmatrix} 521 \\ 301 \end{smallmatrix}\right) + 14S\left(\begin{smallmatrix} 332 \\ 110 \end{smallmatrix}\right) - 2S\left(\begin{smallmatrix} 123 \\ 301 \end{smallmatrix}\right) - 3S\left(\begin{smallmatrix} 132 \\ 130 \end{smallmatrix}\right) - \\
& - 2S\left(\begin{smallmatrix} 132 \\ 112 \end{smallmatrix}\right) - 60S\left(\begin{smallmatrix} 532 \\ 310 \end{smallmatrix}\right) - 60S\left(\begin{smallmatrix} 433 \\ 211 \end{smallmatrix}\right) \Big] \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4.
\end{aligned}$$

Усреднив по всем возможным направлениям H и подставляя в полученную формулу значения $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$, будем иметь:

$$\begin{aligned} \sum_i \alpha_i \beta_i &= \frac{192}{5005} K_1^3 - \frac{64}{15015} K_1^2 K_2 - \frac{64}{19635} K_1 K_2^2 - \frac{64}{285285} K_2^3 + \\ &+ \frac{6}{1225} F^3 (24 \lambda_{100}^3 + 27 \lambda_{111}^3) + \frac{16}{175} K_1 F^2 (\lambda_{100}^2 - \lambda_{111}^2) + \\ &+ \frac{16}{1925} K_2 F^2 (\lambda_{100}^2 - \lambda_{111}^2) + \frac{324}{1225} F^3 \lambda_{100} \lambda_{111}^2. \end{aligned} \quad (83)$$

При $K_2 = 0$ и $F_{[22]} = 0$, получаем соотношение, полученное Гансом [22] и другими авторами [23]

Так как в данной теории не рассматривается изменение абсолютной величины спонтанного намагничивания J_s , то рост намагничивания возможен лишь при уменьшении угла между вектором спонтанного намагничивания J_s и вектором поля H . Если этот угол θ , то

$$J = J_s \cos \theta \quad (84)$$

или согласно (70) и (64)

$$J = J_s \left(1 - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \right) \quad (85)$$

Причем

$$b = \frac{1}{J_s^2} \left[\frac{8}{105} K_1^2 + \frac{16}{1155} K_1 K_2 + \frac{8}{5005} K_2^2 + \frac{3}{25} (2 \lambda_{100}^2 + 3 \lambda_{111}^2) F^2 \right] \quad (86)$$

$$\begin{aligned}
 C = & \frac{1}{J_3^3} \left[\frac{192}{5005} K_1^3 - \frac{64}{15015} K_1^2 K_2 - \frac{64}{19635} K_1 K_2^2 - \frac{64}{285285} K_2^3 + \right. \\
 & + \frac{6}{1225} F^3 (24 \lambda_{100}^3 + 27 \lambda_{111}^3) + \frac{16}{145} K_1 F^2 (\lambda_{100}^2 - \lambda_{111}^2) + \frac{16}{1925} K_2 F^2 (\lambda_{100}^2 - \\
 & \left. - \lambda_{111}^2) + \frac{324}{1225} F^3 \lambda_{100} \lambda_{111}^2 \right].
 \end{aligned}
 \tag{87}$$

В случае отсутствия магнитоэлектрической бинанизации ($\lambda_{100} \approx \lambda_{111}$), получим:

$$B = \frac{1}{J_2^2} \left(\frac{8}{105} K_1^2 + \frac{16}{1155} K_1 K_2 + \frac{8}{5005} K_2^2 + \frac{3}{5} \lambda^2 F^2 \right).
 \tag{88}$$

$$\begin{aligned}
 C = & \frac{1}{J_3^3} \left(\frac{192}{5005} K_1^3 - \frac{64}{15015} K_1^2 K_2 - \frac{64}{19635} K_1 K_2^2 - \right. \\
 & \left. - \frac{64}{285285} K_2^3 + \frac{126}{245} \lambda^3 F^3 \right).
 \end{aligned}
 \tag{89}$$

В. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Закон приближения к насыщению был использован неоднократно различными авторами с целью экспериментального определения величины константы анизотропии. Это вполне понятно, ибо получение монокристаллов, в особенности различных сплавов, до сих пор представляет собой большие, а порою и практически непреодолимые трудности.

Таким образом, при данном состоянии учения о ферромагнетизме и данной экспериментальной технике изготовления монокристаллов, определение величин константы анизотропии по приближению к насыщению является единственным способом, могущим быть широко примененным к самым разнообразным ферромагнетикам.

Естественно, что для проверки применимости самого закона, для этой цели, следует сравнить экспериментальные значения, полученные из закона приближения к насыщению, со значениями, полученными на монокристаллах.

Первая работа, проведенная в указанном направлении, была выполнена в лаборатории Ганса Черлинским [20], на образцах железа и никеля, имеющих формы эллипсоидов вращения. Исследования проводились с помощью дифференциального баллистического метода. Интервал применяемых полей от 300 до 2500 эрстед.

В согласии с соотношением:

$$J = J_s \left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \chi_p H$$

или

$$\chi = \frac{dJ}{dH} = J_s \frac{2b}{H^3} + \chi_p.$$

Величина восприимчивости χ , в интервале при-

меняемых полей действительно оказалась в линейной зависимости от величины $\frac{1}{H^3}$, как для железа так и для никеля.

Полагая $\beta = \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{J_s^2}$ Чернянский находит следующие данные для первой константы магнитной анизотропии:

железо. Образец № 1. $K_1 = 4,14 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$

железо. Образец № 2. $K_1 = 3,98 \cdot 10^5$ —

никель. Образец № 1. $K_1 = -5,00 \cdot 10^4$ —

никель. Образец № 2. $K_1 = -4,66 \cdot 10^4$ —

Найденные значения в общем не плохо согласуются с данными, полученными на монокристаллах, однако обращает на себя внимание все же некоторая и общая закономерность, а именно, несколько заниженные значения величины константы анизотропии.

Что касается железа, то этот факт в значительной мере может быть объяснен не учтенной ролью второй константы анизотропии K_2 , которая по видимому того же порядка что и K_1 . Если грубо положить, что $K_1 \approx K_2$, то поправка должна составить около 10%, что вообще говоря может объяснить причину заниженных значения, ибо расхождение с данными, полученными на монокристаллах, значительно меньше 10%.

Кроме того, следует учесть чрезвычайно сильную зависимость величины константы анизотропии от химического состава, в частности от примеси кремния. Так по данным Тарасова [32] 1% кремния снижает величину константы анизотропии железа приблизительно на $0,6 \times 10^5 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$, т.е. на 10%.

Поэтому практическая применимость закона приближения и насыщения для вычисления константы анизотропии легче всего может быть проверена на никеле, вторая константа анизотропии у которого, по крайней мере в области температур от 90°K до точки Кюри, имеет весьма малое значение. Кроме того, если учесть что в законе приближения и насыщения коэффициент при K_2^2 и $K_1 K_2$ значительно меньше коэффициента при K_1^2 , то при отсутствии напряжений, т.е. для хорошо отожженных образцов, коэффициент β в уравнении (88) может быть положен равным:

$$\beta = \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{J_s^2}$$

Тем не менее как раз в случае никеля расхождение между данными различных экспериментаторов оказывается очень большими, причем в области комнатных температур они колеблются от $-3,4 \cdot 10^4$ до $-5,8 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$; однако это рас-

ходление также легко может быть объяснено, если обратить внимание на резкую зависимость константы анизотропии никеля от температуры. По данным Брехатова и автора [33], значения константы анизотропии в интервале температур от $+ 14^{\circ}\text{C}$ до $+ 25^{\circ}\text{C}$, колеблются от значений $- 5,06 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$ до $- 4,2 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$; кроме этого, следует учесть, что в законе приближения и насыщению, взятому в виде:

$$J = J_s \left(1 - \frac{t}{K^2} \right). \quad (90)$$

данные величины константы анизотропии могут получаться заниженными еще и потому, что отбрасывается член $\frac{c}{H^3}$; как показали Анулов и Ми-
[24] рясев, в случае никеля, в области комнатных температур, при отбрасывании члена $\frac{c}{H^3}$ получаются значения константы анизотропии, заниженные приблизительно на 6%. (Вместо $- 5,09 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$ получается $- 4,8 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$).

Следует отметить, что роль члена $\frac{c}{H^3}$ с понижением температуры должна резко возрасти, а следовательно экспериментатор, использующий закон приближения и насыщения в форме (90) должен получить еще более заниженные значения величины константы анизотропии, чем это получалось

в области комнатных температур. В самом деле, по данным Брехатова и автора [33], при понижении температуры от комнатной до температуры жидкого азота, константа магнитной анизотропии возрастает почти в 12,5 раз, тогда как интенсивность спонтанного намагничивания возрастает едва на 6-7%. Так как в коэффициент C константа анизотропии входит в третьей степени, а в коэффициент B лишь во второй, то ясно что ошибка, связанная с пренебрежением коэффициентом C , у никеля, с понижением температуры, должна резко возрасти. К этому вопросу мы еще вернемся при рассмотрении вопроса о температурной зависимости константы анизотропии.

Таким образом мы видим, что на основе развитой Акуловым теории приближения и насыщения, в особенности при учете члена $\frac{C}{H^3}$, оказывается возможным получать вполне надежные данные о величине констант анизотропии различных ферромагнетиков, взятых в виде поликристаллических образцов. Найденные значения для констант анизотропии, при правильном применении закона приближения и насыщения, позволяют сделать далеко идущие заключения о константах анизотропии сплавов. Такие работы в частности были проведе-

ны Ануловым и Пузеем [34], Ануловым, Блохиной,
Большовой и Черновой [35], Пузеем [36] и др.

В. И ВОПРОСУ О НЕОДНОРОДНОСТИ НАМАГНИЧЕНИЯ
ЗЕРЕН ПОЛИКРИСТАЛЛА

В последние годы появились работы Хольштей-
на и Примакова [37] и Нела [38], в которых пред-
принята попытка уточнения закона приближения к
насыщению, учетом факта неоднородности в на-
магниченней отдельных зерен поликристаллическо-
го ферромагнетика вблизи насыщения. Теорети-
ческие предположки следующие:

При расчете формул закона приближения к на-
сыщению под величиной H , фигурирующей во
всех уравнениях, принималась величина

$$H = H_0 - MJ \quad (91)$$

где H_0 - напряженность внешнего магнитного по-
ля,

J - интенсивность намагниченния,

M - размагничивающий фактор, зависящий от
формы образца.

Причем в уравнении (91) никак не фигурирует по-
ле, которое неизбежно возникает в случае неодно-

родности намагничивания различных зерен поли-
кристалла.

В самом деле, при переходе от зерна к зерну,
если намагничение на границах зерен меняется
по направлению скачком, то неизбежно должны
возникать магнитные заряды, расположенные на
границах зерен и дающие внутри каждого зерна
некоторое малое дополнительное поле h , ко-
торое в дальнейшем будем называть "внутрен-
ним" полем.

Суть расчета проводимого Хольштейном и
Примановым заключалась в том, что приравнивал-
ся механический момент вращения спина кристал-
ла, создаваемый магнитным полем, и механическо-
му моменту, приложенному к спину со стороны
анизотропных сил кристалла.

Величина механического момента, приложенно-
го к спину кристалла со стороны магнитного
поля теперь очевидно будет :

$$T = [\bar{J}_s \times (\bar{H} + \bar{h})] \quad (92)$$

Величина T в каждом зерне будет зависеть
от направления вектора \bar{J}_s по отношению к кри-
сталлографическим осям кристалла, причем даже
внутри одного и того же зерна h и \bar{J}_s не
могут быть приняты постоянными, а являются

функцией положения внутри кристаллического образца. J_s , для данной температуры, переменна очевидно только по направлению.

Как уже было видно из предыдущего, при расчете закона приближения и насыщения не учитывалось "внутреннее" поле h , а следовательно в уравнении (92) не был учтен момент

$$T' = [J_s \times h]. \quad (93)$$

Пренебрегать этим членом очевидно нельзя, так как он имеет тот же порядок величины, что и произведение $J_s \times H$ для тех полей, которые обычно используются для этих целей. Не существенно, что $|h| \ll |H|$, так как J_s и H почти параллельны, в то время как h может быть направлено совершенно произвольным образом в отношении H и J_s .

Исходя из вышесказанного, Хольштейн и Примаков находят J как функцию H с учетом h :

$$J = J_s \left\{ 1 - \frac{(|T \sin(\tau, h)|^2)_{cp}}{4 J_s^2 H^2} \left[1 + \frac{1}{2} (1 + \alpha)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{4} (1 + \alpha)^{\frac{3}{2}} \alpha^{-\frac{1}{2}} \ln \frac{(1 + \alpha)^{\frac{1}{2}} + \alpha^{\frac{1}{2}}}{(1 + \alpha)^{\frac{1}{2}} - \alpha^{-\frac{1}{2}}} \right] \right\}. \quad (94)$$

где $\alpha = \frac{4\pi J_s}{H}$ и $(|T \sin(\tau, h)|^2)_{cp}$ - рассчитывается также как рассчитывали прежде. Формула

(94), имея весьма сложный вид значительно упрощается в двух предельных случаях:

а) $\alpha \gg 1$, т.е. $4\pi J_s \gg H$ Тогда:

$$J = J_s \left\{ 1 - \frac{(|T \sin(\tau, H)|^2)}{4J_s^2 H^2} \right\} \quad (95)$$

б) $\alpha \ll 1$, т.е. $4\pi J_s \ll H$, тогда

$$J = J_s \left\{ 1 - \frac{(|T \sin(\tau, H)|^2)}{2J_s^2 H^2} \right\} \quad (96)$$

Причем случай (б) соответствует по своему результату $h=0$ т.е. в этом случае получаются результаты всех преданных расчетов, пренебрегающих "внутренним" полем h .

Итак, для экспериментальной проверки теории развиваемой Хольштейном и Примаковым и Нелом, следует прежде всего обратить внимание на область применения в опыте полей, так как согласно теории, учитывающей неоднородность в намагничении отдельных зерен поликристалла, соотношения (85), (88) и (89) будут справедливыми лишь при условии $H \gg 4\pi J_s$. Для железа в области комнатных температур $4\pi J_s = 21600$, для никеля $4\pi J_s = 6400$. Таким образом, если считать теорию Хольштейна и Примакова правильной, то для определения константы анизотропии из соотношения (85), (88) и (89) следует при исследовании

железа применять поля, как указывает сам Нел, по крайней мере в 100.000 эрстед, для никеля по крайней мере 30000 эрстед, причем эти значения не будут существенно меняться при переходе к более низким температурам, так как с понижением температуры железа или никеля (от комнатной и ниже), величина χ обитанного на магничения меняется незначительно.

Однако, область применяемых в опыте полей, наоборот, соответствовала случаю $H \ll 4\pi J_s$. Поэтому вместо коэффициента $\beta = \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{J_s^2}$ экспериментатор получая величину в 2 раза меньшую, что должно привести к заниженным значениям константы анизотропии, по сравнению с данными, полученными на монокристаллах в $\sqrt{2}$ раз.

В самом деле, разберем конкретный случай применения теории. В опытах Черлинского с железом, средняя область применяемых полей равна 1000 эрстед. Следовательно, $\frac{4\pi J_s}{H} = \alpha$ в уравнении (94) соответствует 21,5. Подстановка в формулу (94) дает:

$$J = J_s \left\{ 1 - \frac{(|T \sin(\tau, H)|^2)_{\text{ср.}}}{4 J_s^2 H^2} \cdot 1,025 \right\}$$

т.е. это с точностью до 2,5% соответствует случаю $4\pi J_s \gg H$, и для получения истинных

значений данные константы анизотропии полу-
ченные Черлинским следует множить на $\sqrt{2}$.

Но экспериментальные данные, полученные Чер-
линским и другими авторами из закона прибли-
жения к насыщению, даже без учета члена $\frac{c}{H^3}$
вполне удовлетворительно совпадают с данными,
полученными на монокристаллах. Наоборот, если
мы используем данные Черлинского, Полли, Алу-
лова и Мирясова, причем в согласии с развивае-
мой Хольштейном и Примаковым теорией, умножим
полученные из закона приближения к насыщению
данные константы анизотропии на $\sqrt{2}$, то полу-
чим:

Черлинский.	Железо, образец № 1	$K_1 = 5,86 \cdot 10^5 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$
	железо, образец № 2	$K_1 = 5,63 - " - "$
	никель, образец № 1	$K_1 = -7,07 \cdot 10^4 - " - "$
	никель, образец № 2	$K_1 = -6,58 - " - "$
Полли:	никель, $t = 14^\circ\text{C}$.	$K_1 = -7,22 - " - "$
Алулов и Мирясов:	никель, $t = 17^\circ\text{C}$.	$K_1 = -6,78 - " - "$

Таким образом мы видим, что теория приводит
к слишком завышенным значениям константы ани-
зотропии. Особенно ясно это выражено у железа,
несмотря на то, что подтверждение теории именно
здесь должно было быть наиболее полным.

[39]
Согласно исследованиям автора величина

константы анизотропии железа при абсолютном нуле температуры, полученная путем экстраполяции, оказывается равной всего $5,38 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$. Экстраполяция на абсолютный нуль, полученная с помощью формулы Врехитова и автора [33] дает значение $5,26 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$; таким образом, применение теории Хольштейна и Приманова и Нелла, и обработке экспериментальных результатов приводит для комнатных температур в случае железа, к значениям константы анизотропии, превышающим ее истинные значения при абсолютном нуле.

Получение правильных данных величины константы анизотропии при применении формул (85), (88) и (89), Нелл объясняет несовершенством применяемых образцов как с точки зрения их чистоты так и в смысле отсутствия напряжений. Однако, нам кажется весьма сомнительным, чтобы несовершенство образцов у всех экспериментаторов было точно таким, чтобы привести к правильным значениям констант анизотропии с применением неправильной формулы. Единственные существенные расхождения в данных величины константы анизотропии никеля, полученных из закона приближения и насыщения в форме, даваемой

соотношением $J = J_s \left(1 - \frac{v}{H^2}\right) + \chi_p H$ и
данными, полученными Брехатовым и автором на
монокристаллическом образце, относятся к об-
ласти низких температур. Однако они не могут
быть объяснены неоднородностью в намагниче-
нии отдельных кристаллитов, так как при пере-
ходе от комнатных температур к температуре
жидкого воздуха, величина $4\pi J_s$, значительно
не меняется. Этот факт расхождения легко объяс-
нить возрастающей ролью члена $\frac{c}{H^2}$ в зако-
не приближения и насыщения, о чем речь будет
идти ниже. Что касается опытов, проводимых
самим Нелом, то сомнительна их точность при
столь малом образце (диаметр проволоки 0,4мм),
кроме того, в тянутых проволоках возможно появ-
ление сильной текстуры, тогда как все рассужде-
ния велись для поликристаллических объектов с
равновероятно распределенными в пространстве
кристаллографическими осями. Таким образом, след-
ствия, вытекающие из расчетов Хольштейна и Дри-
манова, а также Нела не подтверждаются опытом и
следовательно сама теория не может считаться
оправданной. Основные предпосылки обеих рас-
четов одни и те-же, и хотя математический ап-
парат несколько различен, итоговые результаты
одинаковы. Следовательно, неудовлетворитель -

ность теории не следует искать в возможных математических ошибках или несовершенстве математического аппарата, но в основных физических предположениях. Основная физическая предпосылка рассматриваемой теории заключается в том, что на границе кристаллов поликристаллического образца вектор намагниченности J_s испытывает разрыв непрерывности (направление J_s меняется скачком), что приводит к образованию на границе кристаллитов фиктивных магнитных зарядов. Однако, этого может и не быть. Подобно тому, как при переходе от одного домена к другому вектор намагниченности не испытывает разрыва непрерывности, а плавно меняет свое направление на участке равной ширины переходного слоя от одного домена к другому. Поведению такой же плавный переход вектора J_s возможен и на границе кристаллитов, что ликвидирует возможность появления фиктивных магнитных зарядов на границе раздела кристаллитов и следовательно, появление дополнительного поля. h .

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ. (ОБЗОР ПРЕЖНИХ РАБОТ)

Экспериментальную часть в представляемой работе мы позволили себе разбить на два раздела. Первый раздел охватывает в виде обзора прежние работы автора, выполненные индивидуаль-
но им ^[39], а также выполненные им совместно с Н.Л. Брехатовым ^[38] и совместно с Н.С. Ануло-
вым ^[40]. Подробного изложения этих работ не дается во-первых вследствие того, что они опубликованы значительное время тому назад, во-вторых потому, что две ^{из} них выполнены сов-местно с другими авторами и наконец, в третьих, подробное описание экспериментальной части этих работ оказывается в настоящее время невозможным вследствие того, что детали отдель-ных этапов их выполнения невозможно восста-новить, так как соответствующие материалы ока-зались утраченными в годы Великой Отечествен-ной войны. Помещение же этих работ в настоя-щей диссертации совершенно необходимо, вследствие их органической связи с последующими работа-ми автора.

А. РАБОТА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИ-
СИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ КОНСТАНТЫ МАГНИТНОЙ
АНИЗОТРОПИИ ЖЕЛЕЗА

Это исследование было проведено автором в 1936 году на монокристаллическом Диске железа, вырезанном в плоскости (100).

Исследование проводилось в интервале температур от $90^{\circ}K$ до $290^{\circ}K$, с помощью струн-турного динамометра, разработанного Акуловым и Врхатовым [41]. Для количественного определения текстуры. Определение первой константы энергетической анизотропии K_1 , сводится в этом случае, как известно, к определению механического момента, приложенного к образцу, помещенному в однородное и сильное магнитное поле. Если поле недостаточно сильно, то угол ψ между какой-либо из тетрагональных осей кристалла и вектором поля H , близок к углу ψ между вектором спонтанного намагничивания J_s и той же осью кристалла.

Выражение кристаллографической энергии магнитной Анизотропии даваемое формулой (2), в случае если вектор спонтанного намагничивания может находится только в плоскости (100), примет

вид:

$$U_e = U_0 + \frac{K_1}{4} \sin^2 2\varphi. \quad (97)$$

Следует особо отметить, что в этом случае член в соотношении (2), определяемый второй константой анизотропии K_2 , обращается в нуль.

Величина механического момента, приложенного к образцу, будет:

$$M = \frac{dU_e}{d\varphi} \quad (98)$$

или, имея в виду соотношение (97).

$$M = \frac{K_1}{2} \sin 4\varphi. \quad (99)$$

При $\varphi = \frac{\pi}{8}$, $M = \frac{K_1}{2}$. Таким образом мы получаем весьма простой способ определения константы анизотропии:

$$K_1 = (2M)_{\varphi = \frac{\pi}{8}} \quad (100)$$

Измерение величины механического момента M производилось, как это указывалось выше, с помощью структурного динамометра Анудова и Брехатова. Температура измерялась с помощью термометра медь-константан.

Измерения дали результаты, помещенные в

таблице 1. В той же таблице помещены значения интенсивности спонтанного намагничивания по данным Хонда, Мазумото и Кава [42].

$T^{\circ}K$	J_s	$K_i \cdot 10^{-5} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$
90	1740	5,12
188	1727	4,73
208	1724	4,64
290	1706	4,28

Таблица № 1.

Из данной таблицы (1) видно, что спад величины константы анизотропии с повышением температуры значительно быстрее, нежели спад величины интенсивности намагничивания. Интересно сравнить экспериментальные данные с теорией Анулова [43], согласно которой

$$\frac{K}{K_0} = \left(\frac{J_s}{J_0} \right)^{10} \quad (101)$$

Здесь K — константа анизотропии при данной температуре,
 K_0 — константа анизотропии при абсолютном нуле,

J_s - интенсивность спонтанного намагничивания при данной температуре T ,

J_0 - интенсивность спонтанного намагничивания при абсолютном нуле.

Из соотношения (101) следует, что при некоторой другой температуре T' можно написать:

$$\frac{K'}{K_0} = \left(\frac{J_s'}{J_0} \right)^{10} \quad (102)$$

Поделив (102) на (101) - получим:

$$\frac{K'}{K} = \left(\frac{J_s'}{J_s} \right)^{10} \quad (103)$$

Насколько данные эксперимента соответствуют соотношению (103), видно из таблицы № 2.

T	T'	$\frac{K'}{K}$	$\left(\frac{J_s'}{J_s} \right)^{10}$
90	188	0,926	0,928
-	208	0,907	0,913
-	290	0,839	0,821

Таблица № 2.

Как видно из таблицы № 2, совпадение вполне удовлетворительное.

Б. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НИКЕЛЯ

Исследование было предпринято Брэхетовым и автором в 1937 году на монокристаллах никеля, которым была придана форма шара. Специальные приспособления позволяли ориентировать монокристаллический шар любым образом относительно вектора поля. Измерение константы анизотропии производилось, также как и в предыдущей работе, измерением механического момента, приложенного к образцу в сильном и однородном магнитном поле. Исследование величины константы анизотропии производилось при температуре жидкого азота, жидкого кислорода и затем начиная от 137°K до 354°K приблизительно через каждые $5-10^{\circ}$. Результаты измерений даны в таблице 3.

Если теперь по оси абсцисс отложить T^2 , а по оси ординат $\log(K \cdot 10^{-4})$, то как видно из рисунка 6, в области низких температур, мы получим строго линейную зависимость.

Эта закономерность дает возможность найти значение константы анизотропии при абсолютном нуле путем экстраполяции. Экстраполяция дает:

$$K_0 = 80 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$$

$T^{\circ}K$	$ K \cdot 10^{-4}$	$T^{\circ}K$	$K \cdot 10^{-4}$	$T^{\circ}K$	$K \cdot 10^{-4}$
77,4	64,60	244,0	10,66	300,0	4,16
90,0	59,60	247,0	10,14	303,0	3,88
187,0	24,50	250,0	9,62	308,0	3,64
193,0	23,60	255,0	8,52	312,0	3,25
196,0	22,00	258,0	8,20	317,0	3,01
199,0	21,40	261,0	7,80	326,0	2,52
202,0	20,40	267,0	7,04	330,0	2,30
205,0	19,50	269,5	6,68	335,0	2,06
208,0	18,64	272,5	6,44	340,0	1,80
210,5	17,50	275,0	6,20	344,0	1,63
213,0	17,20	277,0	6,04	354,0	1,34
216,0	16,42	279,0	5,78		
219,0	15,74	282,0	5,54		
221,5	15,70	284,0	5,42		
224,0	14,50	287,0	5,06		
227,0	13,70	288,0	5,12		
230,0	13,10	291,0	4,92		
233,0	12,46	293,0	4,74		
236,0	11,80	295,5	4,56		
238,0	11,46	297,5	4,32		
241,0	11,12				

Таблица № 3.

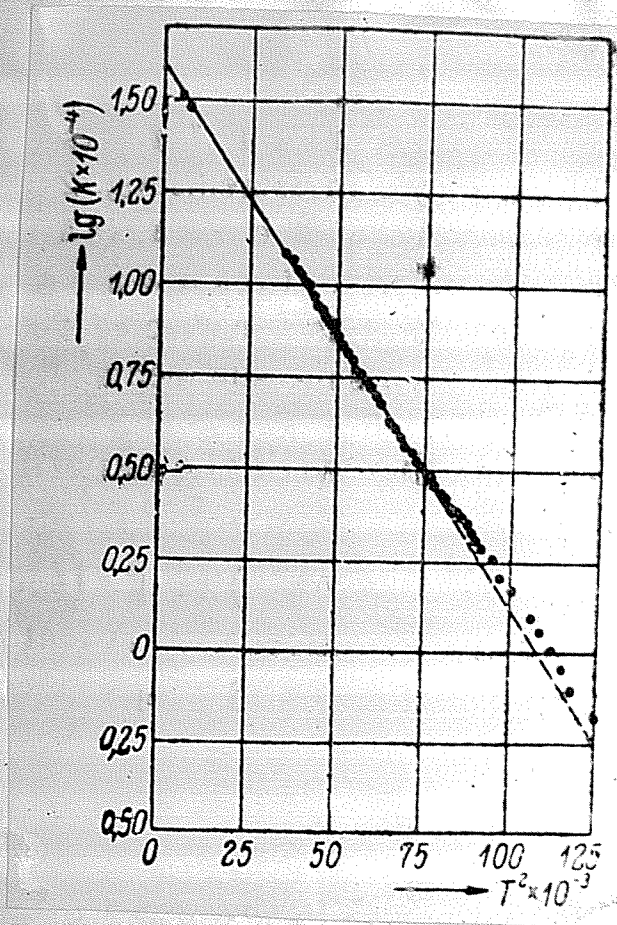


Рис. 6.

Кроме того, можно определить коэффициент пропорциональности между $\lg K - \lg K_0$ и T^2 ,

$$a = 0,000034 \frac{1}{\text{град}^2}$$

Зная величины K_0 и a , легко установить закон изменения константы анизотропии от температуры:

$$K = K_0 e^{-aT^2} \quad (104)$$

Указанное соотношение хорошо выполняется в интервале температур от 0°K до половины точки Кюри $\left(\frac{\theta}{2}\right)$.

Действительно, на рисунке 7 сплошной линией ей представлена кривая, описываемая формулой (104). Экспериментальные точки прекрасно ложатся на эту кривую.

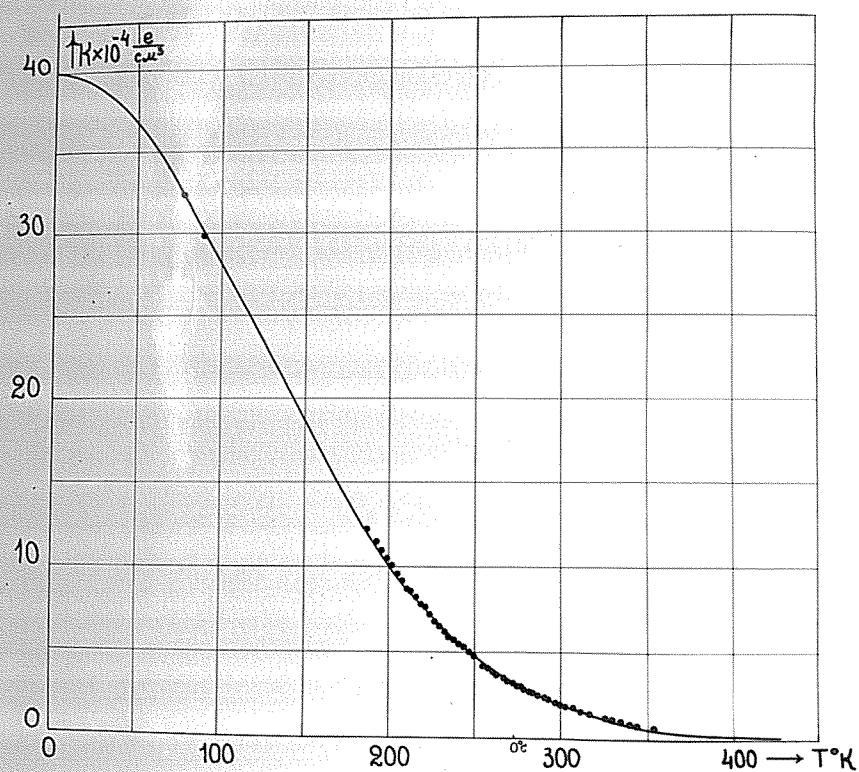


Рис. 7.

Поскольку закон (104) очень хорошо описывает изменение величины константы анизотропии железа с изменением температуры, естественно попытаться применить этот закон к описанию температурной зависимости константы анизотропии железа. Экспериментальные данные автора из описан-

ной выше работы, а также данные Хонда, Мазумото и Каия [8] дают также линейную зависимость между T^2 и $\log K$, что приводит вновь к соотношению (104), причем:

$$\frac{1}{2} K_0 = 26,3 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$$

$$a = 0,000003 \frac{1}{\text{град}^2}$$

На рисунке 8 представлены экспериментальные кривые изменения константы анизотропии с температурой для никеля и железа.

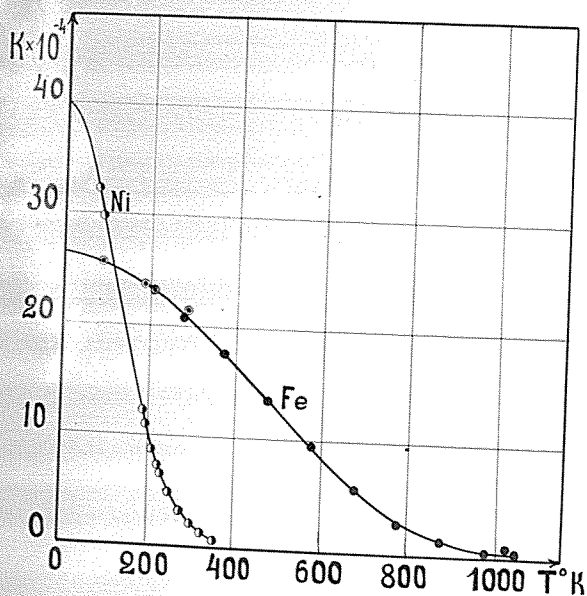


Рис. 8.

Экспериментальные кривые зависимости константы анизотропии от температуры. Данные для никеля взяты из работы Брехатова и автора (3), данные для железа по Киренскому (1) и по Хонда, Мазумото и Каия (2).

Экспериментальные результаты показывают, что в отличие от зависимости $\frac{J_s}{J_0}$ от $\frac{T}{\theta}$, являющейся как известно универсальной для всех ферромагнитных тел, зависимость $\frac{K}{K_0}$ от $\frac{T}{\theta}$ не является универсальной как это видно из рис. 9. На этом рисунке по оси абсцисс отложены значения $\frac{T}{\theta}$, по оси ординат $\frac{K}{K_0}$. Экспериментальные значения взяты из тех же работ, из которых взяты данные рис. 8.

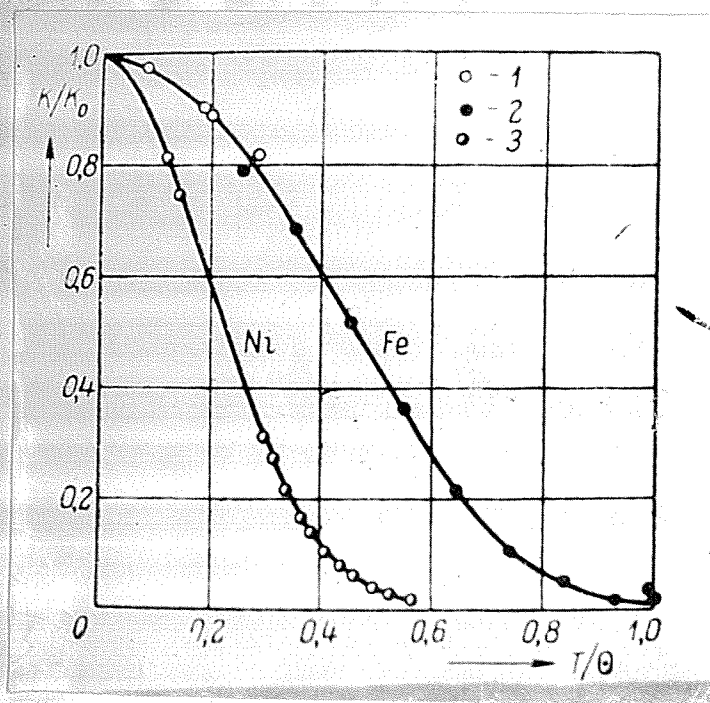


Рис. 9.

Кроме того, были сняты кривые моментов ^{для K_i} в плоскости (100) и (110), что дало возможность оп -

решить надежным образом величину второй кон-
станты анизотропии K_2 при температуре
 14°C . При этой температуре величина константы

$$K_2 = -0,5 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3};$$

В. МАГНИТОТЕРМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ [40]

Проведение опыта показывает, что в интер-
вале температур от 77°K до 170°K величина
константы анизотропии никеля весьма резко воз-
растает с понижением температуры. Этот факт
может быть использован для обнаружения весьма
интересного магнито-термического эффекта, свя-
занного с поворотом ферромагнитного кристал-
ла в сильном и однородном магнитном поле.

Указанное исследование было предпринято Аку-
ловым и автором в 1939 году. Теоретические его
предпосылки следующие: термодинамическое со-
стояние ферромагнетика в постоянном и сильном
магнитном поле определяется независимыми пе-
ременными T и φ , где φ есть множитель
при K в уравнении кристаллографической энер-
гии. Тогда величина полного дифференциала энтро-
пии dS принимает вид:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{\varphi} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)_T d\varphi. \quad (105)$$

первый член этого равенства можем представить так:

$$\frac{1}{T} \left(T \frac{ds}{dT} \right)_{\varphi} dT$$

так как других независимых переменных, кроме T и φ , нет.

$$T ds = dQ = C_{\varphi} dT$$

где C_{φ} — теплоемкость при постоянной ориентации кристалла, с заданным значением φ . Первый член в уравнении (105) оказывается равным:

$$\frac{C_{\varphi} dT}{T} \quad (106)$$

Дифференциал свободной энергии кристалла в постоянном и сильном магнитном поле:

$$dF = -S dT - K d\varphi$$

откуда $\left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{\varphi} = -S$ и $\left(\frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)_{T} = -K$

и следовательно:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)_{T} = \left(\frac{\partial K}{\partial T} \right)_{\varphi} \quad (107)$$

Если процесс адиабатический, то $ds = 0$ и на основании (105), (106) и (107) - получаем:

$$dT = - \frac{T}{c_{\varphi}} \left(\frac{\partial K}{\partial T} \right)_{\varphi} d\varphi \quad (108)$$

т.е. если адиабатно вращать кристалл ферро-магнетика в сильном и однородном магнитном поле, то мы должны будем наблюдать периодические изменения температуры. Величина этого магнитокалорического эффекта, как это видно из соотношения (108), существенно зависит от скорости изменения энергетической константы магнитной анизотропии с изменением температуры.

Соотношение (108) весьма напоминает формулу магнито-калорического эффекта, обнаруженного в свое время Вейссом [44]:

$$dT = - \frac{T}{c_H} \left(\frac{\partial J_s}{\partial T} \right)_H dH \quad (109)$$

Величина $\varphi = \sum_{i,j} s_i^2 s_j^2$, следовательно:

$$\Delta T = - \frac{T}{c} \left(\frac{\partial K}{\partial T} \right) \Delta \sum_{i,j} s_i^2 s_j^2 \quad (110)$$

или на основании формулы (104):

$$\Delta T = \frac{2aT^2}{c} K \Delta \sum_{i,j} s_i^2 s_j^2 \quad (111)$$

Если кристалл ориентирован в плоскости (110), то обозначая угол между вектором поля и тетрагональной осью кристалла через ψ , будем иметь:

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \psi \\ S_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \psi \\ S_3 &= \cos \psi \end{aligned} \quad (112)$$

Подставляя (112) в (111) - получим:

$$\Delta T = \frac{2\alpha K}{c} T^2 \left(1 - \frac{3}{4} \sin^2 \psi\right) \sin^2 \psi \quad (113)$$

Это соотношение было подвергнуто экспериментальной проверке на монокристаллических никелевых парах, помещенных в сильное и однородное магнитное поле, могущее вращаться в плоскостях (110) кристаллов. Температурные изменения образцов, измерялись термомпарой - сплава висмут-сурьма против меди (Bi 90% Sb 10%).

Эта термомпара как раз при температуре жидкого воздуха обладает весьма высокой термоэлектродвижущей силой, как это видно из рисунка 10.

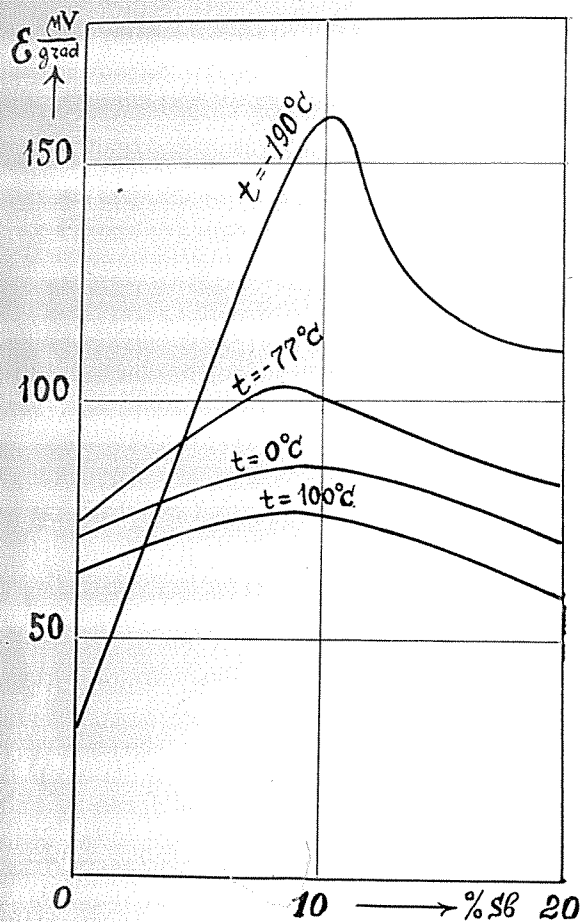


рис. 10.

зависимость термоэлектродвижущей силы термопары висмут-сурьма против меди, от состава сурьмы в сплаве и температуры.

результаты температурных изменений в функции изменения угла φ представлены на рис.

11. здесь сплошной линией обозначена кривая,

аналитическое выражение которой представлено формулой (113) . Экспериментальные точки, вообще говоря, лежат значительно ниже теоретической кривой (вследствие того, что общая теплоемкость ^{образца} весьма мала , ввиду их незначительных размеров и оказывается соизмеримой с теплоемкостью термоэлемента и кроме того безусловно не может быть полностью соблюдено условие адиабатичности), и поэтому для лучшего качественного сравнения с теоретической кривой, ординаты экспериментальных точек увеличены в 2,4 раза.

Опыт обнаруживает температурные изменения монокристаллического образца при его повороте в сильном однородном магнитном поле. Кроме того, устанавливается явная зависимость величины температурного скачка от угла поворота, как это видно на рис. 11.

Магнито-термический эффект можно наблюдать и на поликристаллических образцах, обладающих достаточно хорошо выраженной текстурой.

Следует отметить, что должен существовать также магнитотермический эффект, обусловленный кристаллической энергией магнитной анизотро-

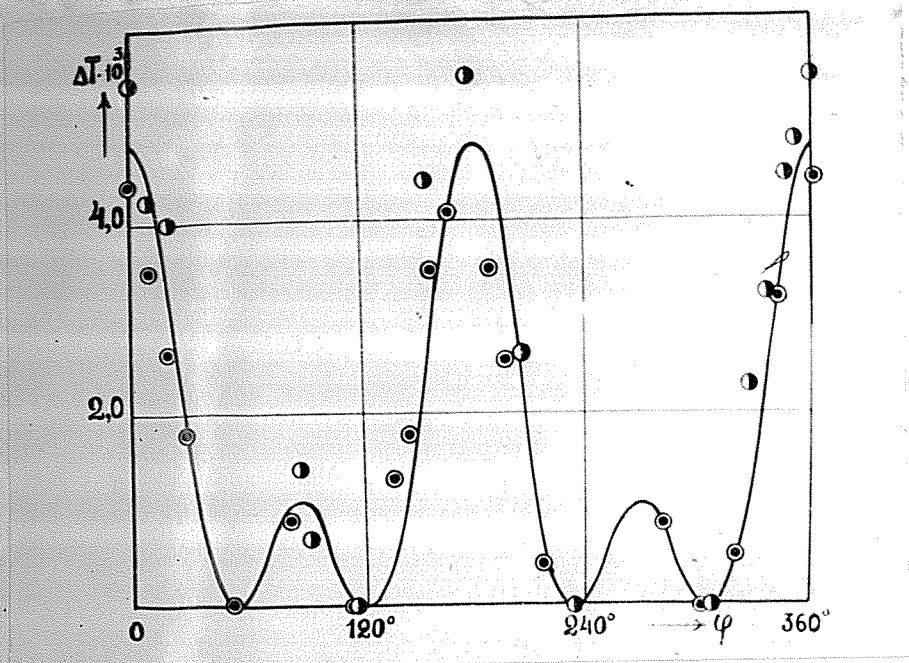


Рис. 11.

Зависимость величины магнито-термического эффекта от величины угла поворота.



- образец № 1.



- образец № 2



- теоретическая кривая.

нии, в магнитной энергии упругой деформации, описываемой соотношением (59).

Совершенно, аналогичными рассуждениями можно прийти к соотношению:

$$\Delta T = -\frac{T}{C_F} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)_F \Delta F \quad (114)$$

где λ — величина магнитоупругости образца, причем:

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sum_i s_i^2 v_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \sum_{i,j} s_i s_j v_i v_j \quad (115)$$

где λ_{100} и λ_{111} — величины магнитоупругости при намагничении вдоль тетрагональной и тригональной осей, s_i и s_j — направляющие косинусы вектора спонтанного намагничивания, v_i и v_j — направляющие косинусы вектора измерения. Подставляя (115) в (114) — получим:

$$\Delta T = -\frac{T}{C} \left\{ \frac{3}{2} \left(\sum_i s_i^2 v_i^2 - \frac{1}{3} \right) \left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T} \right)_F + 3 \sum_{i,j} s_i s_j v_i v_j \left(\frac{\partial \lambda_{111}}{\partial T} \right)_F \right\} \Delta F \quad (116)$$

Очевидно обнаружить этот температурный скачок простым изменением растягивающей силы F — нельзя, так как этот эффект будет перекрыт температурным эффектом, связанным с обратной деформацией тел.

Однако, можно найти надежный путь для экспериментального обнаружения этого эффекта.

В самом деле, для никеля, в случае скрещенных упругих напряжений справедлива формула:

$$\lambda = \lambda_{\infty} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \alpha - \frac{1}{2} \right) \quad (117)$$

Где λ_{∞} - магнитострикция при насыщении для поликристаллического образца, α - угол между вектором поля и вектором измерения.

Подставляя (117) в (114) - получим:

$$\Delta T = -\frac{T}{c_F} \left(\frac{\partial \lambda_{\infty}}{\partial T} \right)_F \Delta F \left(\frac{3}{2} \cos^2 \alpha - \frac{1}{2} \right) \quad (118)$$

Величину ΔT , таким образом можно обнаружить изменением угла α . Если ΔF обозначить просто F , то очевидно максимальный температурный скачок будет:

$$\Delta T_{\max} = -\frac{3T}{2c_F} \left(\frac{\partial \lambda_{\infty}}{\partial T} \right)_F F \quad (119)$$

Согласно теории Анзулова [3] и опытов Дьякова [45]

$$\lambda_{\infty} = \lambda_{\infty}^{(0)} \left(1 - \frac{T}{\theta} \right) \quad (120)$$

Где λ_{∞} - магнитострикция поликристаллического образца при данной температуре T ,

$J_{\infty}^{(0)}$ - магнитострикция при насыщении при абсолютном нуле.

Из (120) и (119) - имеем:

$$\Delta T_{max} = \frac{3T}{2c_F} \frac{J_{\infty}^{(0)}}{\theta} F \quad (121)$$

Откуда величина эффе́нта порядка 10^{-3} градуса.

IV. К ВОПРОСУ О ЗАКОНЕ $K = K_0 e^{-aT^2}$

Что касается теории температурной зависимости констант анизотропии, то в данный момент мы имеем более или менее удовлетворительное состояние лишь в случае кристаллов гексагональной системы.

Теоретический расчет, учитывающий спинорбитальное взаимодействие, проведенный Вонсовским [46] для первой константы анизотропии кобальта K_1 , приводит к следующему соотношению:

$$K_1 = 0,75 \cdot 10^7 \left[1 + 2e^{-\frac{3600}{T}} - 3e^{-\frac{600}{T}} \right] \quad (122)$$

Это соотношение находится в достаточно удовлетворительном согласии с экспериментальными данными Хонда и Мазумото [47]. В частности формула

(122) приводит к изменению знака константы анизотропии в районе 300°C на что указывает и опыт.

Поскольку, до настоящего времени, мы не имеем удовлетворительной теории, описывающей изменение величин констант анизотропии ферромагнитных кристаллов кубической системы от температуры, естественно что крайне важно знать хотя бы экспериментально закономерность, позволяющую вычислять значения констант анизотропии в достаточно широком интервале температур.

Выше уже указывалось, что в согласии с опытами Брехатова и автора, для никеля, а также автора и Хонда Мазумото и Каэй для железа, изменение первой константы анизотропии от температуры может быть описано формулой:

$$K = K_0 e^{-aT^2} \quad (123)$$

где K_0 — константа анизотропии при абсолютном нуле,
 a — некоторая постоянная, различная для различных ферромагнетиков.

Что касается экспериментальных данных константы анизотропии железа, то помимо данных указанных выше автором, опытные данные Титова [48], Цити [49].

Шубиной [50] не дает резких отклонений от экспериментального закона (123).

Что же касается константы анизотропии никеля, то экспериментальные данные Брехатова и автора, а также установленное ими соотношение (123) находятся в резком противоречии с данными японских авторов [10]. Согласно кривым намагничивания, снятым последними по основным кристаллографическим направлениям на монокристаллах никеля, при приближении к абсолютному нулю константа анизотропии резко возрастает значительно превосходя то, что должно давать соотношение (123).

Выше уже упоминалось, что такое расхождение в опытных данных мы склонны объяснить ошибками в опытах японских авторов, так как в области низких температур в направлениях (100) и (110) не было получено магнитного насыщения.

В связи с этим, в 1939 году, Вильямс и Бозорт [51] в криогенной лаборатории Колумбийского университета предприняли исследование константы анизотропии никеля в области очень низких температур. Исследование проводилось также методом измерения механических моментов на монокристаллическом диске, вырезанном в плоскости (100).

Измерения, проведенные при температуре жидкого азота точно совпали с данными Брехатова и автора,

в измерения при температуре 20° дали значения, вполне согласующиеся с формулой (123).

Рис. 12 заимствован из цитируемой работы Вильямса и Бозорта. Из рисунка видно, что данные Хонда, Маэумото и Ширакава имеют слишком завышенное значение, тогда как данные Брюхатова и автора а также Вильямса и Бозорта вполне удовлетворительно описываются соотношением (123).

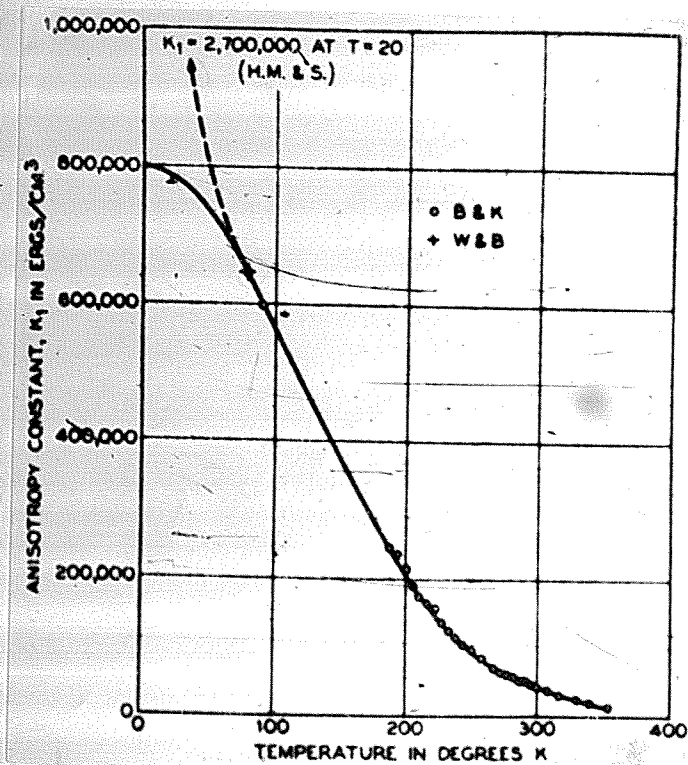


Рис. 12.

- ○ ○ — Данные Брюхатова и Киренского,
- + + + — данные Вильямса и Бозорта,
- ■ ■ — данные Хонда, Маэумото и Ширакава.
- кривая $K_0 e^{-\alpha T^2}$

Однако, как указывалось выше, серьезное расхождение с соотношением (123) получается при исследовании температурной зависимости константы анизотропии никеля, в области низких температур, в случае исследования поликристаллических образцов. Это прежде всего относится к работе Полли [52], а также к данным Анулова и Пузая [34].

Полли исследовал закон приближения к насыщению для никеля в форме

$$J = J_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} \right) + \chi_p H \quad (124)$$

в интервале температур от -253°C . до 135°C . На основании полученных результатов, им были сделаны соответствующие выводы о температурной зависимости константы анизотропии никеля.

Величина константы анизотропии определялась из соотношения $b = \frac{3}{105} \frac{K^2}{J_s^2}$; Полли считает, что соотношение (123) имеет место для никеля в интервале температур от абсолютного нуля до -50°C , причем $K_0 = -75,4 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$, $a = 4,78 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{рад}^2}$; в интервале температур от -120°C . до 135°C , Полли предлагает другой экспериментальный закон:

$$K = C e^{-aT} \quad (125)$$

где $C = 87,7 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$, $a = 0,0128 \frac{1}{\text{град}}$;

Однако, как указывает сам Полли, эта функция не передает загиба к насыщению, причем $(\frac{dk}{dT})_{T=0}$ не равняется нулю, как это следует из соотношения (123) в согласии с тепловой теоремой Нернста. Также несколько более заниженные значения величин константы анизотропии никеля в области низких температур, полученные и в работе Анулова и Пузея.

На рис. 13 представлены экспериментальные данные Полли, Брехатова и автора и Хонда, Мазумета и Ширакива.

Как уже указывалось, некоторые авторы расхождение экспериментальных данных, полученных на монокристаллах и поликристаллических образцах силон приписать недоучету в неоднородности намагничивания кристаллитов в законе приближения к насыщению.

Однако, как это уже указывалось в работе Анулова и Мирясова [24], для более точного вычисления величин константы анизотропии из закона приближения к насыщению, его следует брать в виде:

$$J = J_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \right) + \chi_p H \quad (126)$$

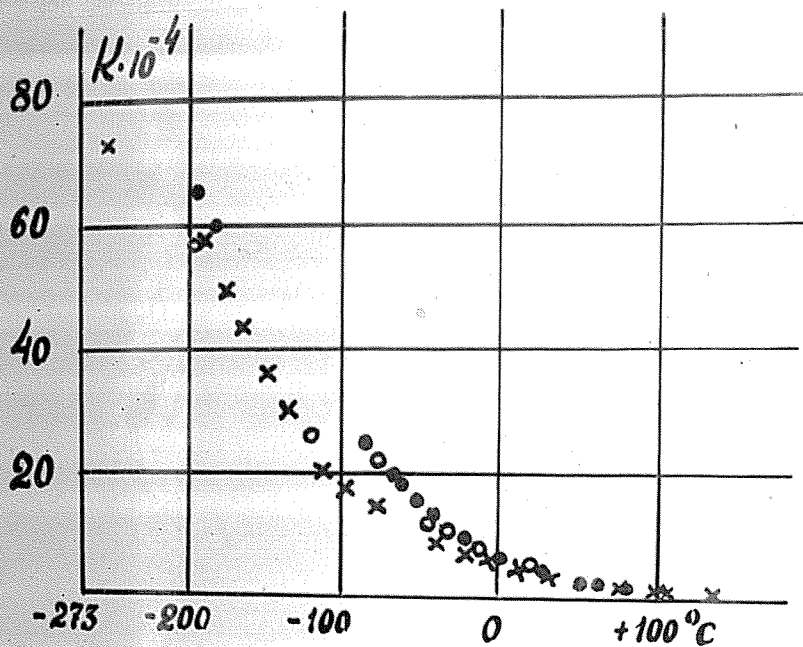


Рис. 13.

Температурная зависимость константы анизотропии никеля.

- ● ● — Данные Брэггата и автора,
- ○ ○ — Данные Хонда, Масумото и Хирabayashi,
- × × × — данные Поляни.

Все пренебрежение членом $\frac{c}{M^3}$ даже при комнатной температуре дает ошибку в 6%, причем с понижением температуры эта ошибка ввиду резкого

возрастания константы анизотропии должна резко возрасти.

Величина константы анизотропии вычислялась по формуле следующим образом:

Из соотношения (124) следует, что:

$$\chi - \chi_p = \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} \quad (125)$$

или

$$(\chi - \chi_p)H^3 = AH + B \quad (126)$$

Если построить $(\chi - \chi_p)H^3$ как функцию H , то очевидно мы получим прямую, отсекающую на оси ординат отрезок равный B .

Так как:

$$B = 0,1524 \frac{K^2}{J_s} \quad (127)$$

то отсюда очевидно легко определить величину K . Учет члена $\frac{C}{H^3}$ очевидно даст следующее:

$$(\chi - \chi_p) = \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} + \frac{C}{H^4} \quad (128)$$

или:

$$(\chi - \chi_p)H^3 = AH + B + \frac{C}{H} \quad (129)$$

Таким образом, то что было принято Полли за величину B в уравнении (126), на самом деле представляет собой величину $B + \frac{c}{K}$; таким образом:

$$B_{\text{полли}} = B + \frac{c}{K} \quad (130)$$

Отсюда можно определить значение поля H , соответствующего линейной части функциональной зависимости (126):

$$H = \frac{c}{B_{\text{полли}} - B} \quad (131)$$

Для никеля $K < 0$, и следовательно $c < 0$ и поэтому:

$$H = \frac{|c|}{B - B_{\text{полли}}}$$

Подставляя значение $c = 0,115 \frac{K^3}{J_s^2}$, получим окончательную формулу, которой будем пользоваться для вычисления H :

$$H = 0,757 \frac{K^3}{J_s(K^2 - K_{\text{полли}}^2)} \quad (132)$$

В таблице № 4, приведенные данные величин константы анизотропии никеля по измерениям Брэхтова и автора, данные константы анизотропии по

Полили, а также значения J_5 приведены в работе Полли. В последнем столбце приводятся величины H , вычисленные по формуле (132).

$t^{\circ}\text{C}$	$T^{\circ}\text{K}$	$K \cdot 10^{-4}$	$K_{\text{полли}} \cdot 10^{-4}$	J_5	H
-188	85	61,5	57,4	504	7150
-176	97	56,5	49,8	503	3800
-165	108	52,0	44,0	503	2750
-148	125	45,0	36,6	502	2000
-135	138	40,5	30,0	501	1350
-112	161	32,2	21,0	499	850
- 98	175	26,4	15,9	498	630
- 78	195	22,5	15,0	496	600
- 40	233	12,5	9,0	491	400
- 20	253	9,0	7,38	489	430
- 7	266	7,2	6,38	486	528

Таблица № 4.

На рисунках 14, 15, 16 представленных из работы Полли, видно, что соотношение (132) действительно оправдывается. Совершенно несуразные значения, которые получаются при $t = 252^{\circ}\text{C}$. можно объяснить тем, что прямая, соответствующая этой температуре проведена через одну точку.

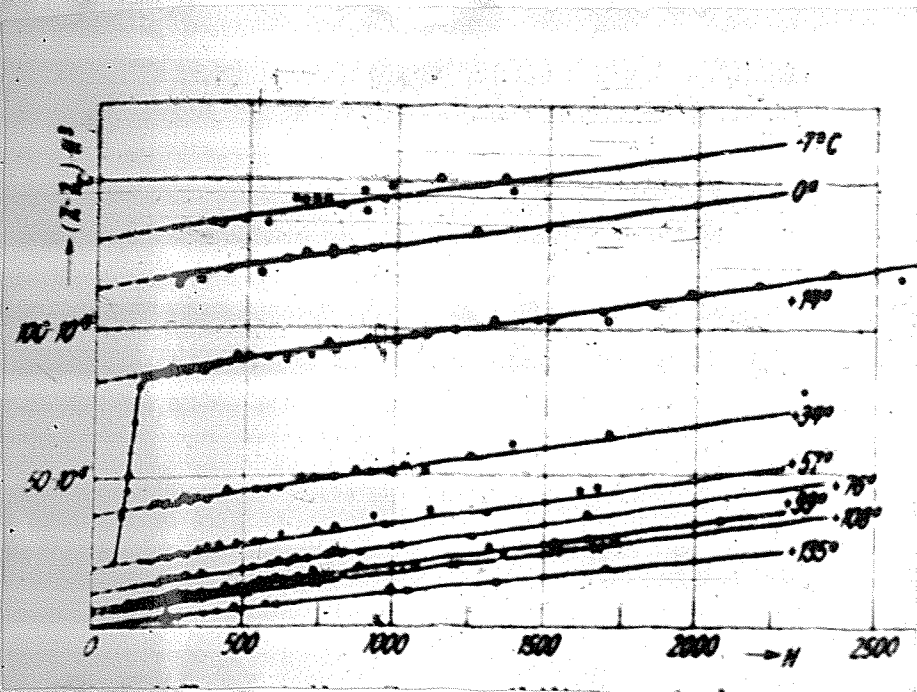


Рис. 14.

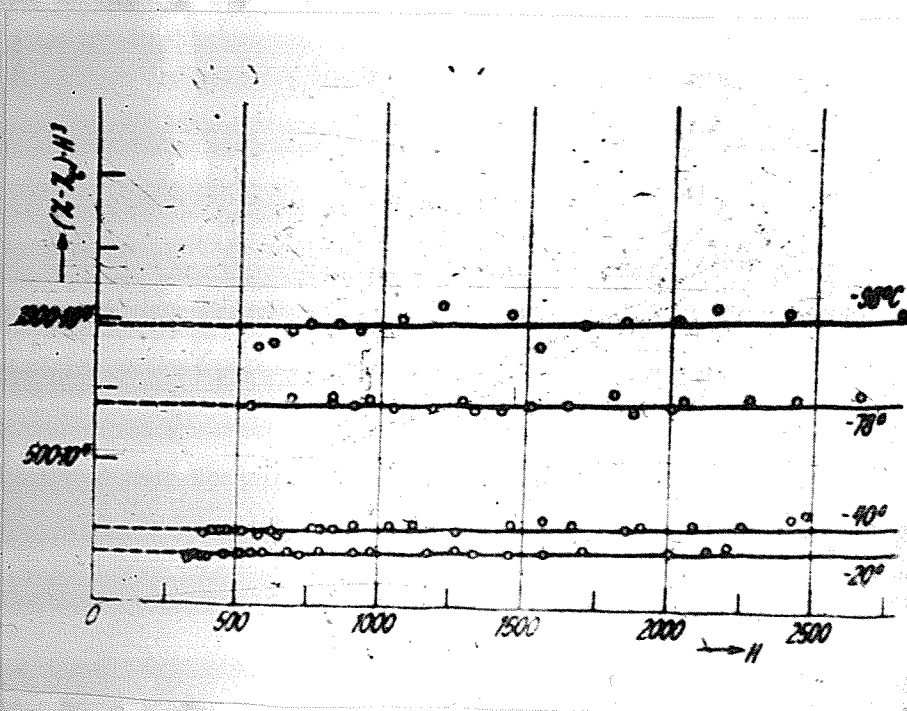


Рис. 15.

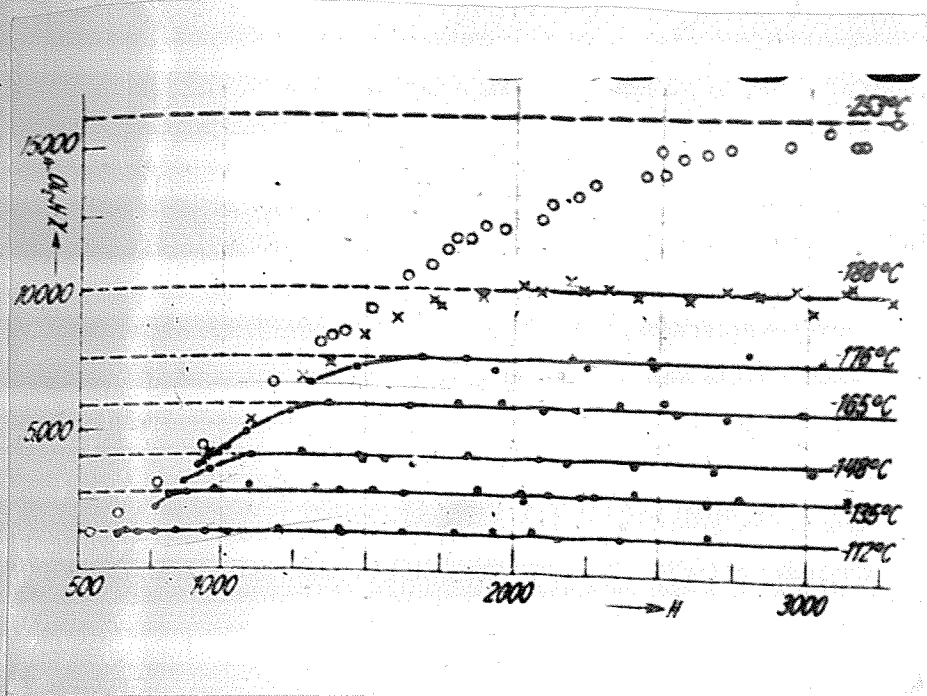


Рис. 16.

Таим образом расхождение между данными, полученными для значений константы анизотропии на монокристаллах, и данными, полученными из закона приближения в насыщении, объясняется не образованием магнитных зарядов на границе раздела кристаллитов, а недоучетом члена $\frac{c}{H^3}$, роль которого с понижением температуры для никеля сильно возрастает. Исследования Полли и других авторов, при правильной обработке результатов эксперимента, не противоречат общей закономерности (123).

У. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ
И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Основной комплекс новых исследований, проводился на универсальной установке магнитной лаборатории Красноярского государственного педагогического института. Установка позволяла производить исследования различных ферромагнитных параметров исследуемых образцов, методом автоматической фотозаписи. Фотозапись, исследуемых параметров, могла производиться как в функции ориентации образцов по отношению ко внешнему магнитному полю, так и в функции направленности магнитного поля или температуры.

Необходимые для исследования магнитные поля создавались между полюсами мощного электромагнита, электротехническая часть которого была изготовлена, по заданию института, в электромеханических мастерских паровозо-вагоно-ремонтного завода Красноярской железной дороги в 1941 году.

Система, обеспечивающая вращение электромагнита около вертикальной оси, а также вся токоподводящая система, были изготовлены непосредственно в мастерских института.

На рисунках 17, 18, 19, 20 представлены фасад, план и разрезы электромагнита в двух взаимно-пер-

пендикулярных плоскостях.

На чертежах показаны следующие, основные части электромагнита:

1. Станина электромагнита;
2. Магнитопровод;
3. неподвижный полюс магнитопровода;
4. Подвижный полюс магнитопровода;
5. Болты для закрепления подвижного полюса;
6. катушки с обмоткой;
7. Подставка под передвижную катушку;
8. Сменные конические полюсы 3 типов:
 - а) конусные, с углом сноса в 60° и диаметром узкой части 2 см;
 - б) конусные, с углом сноса в 30° и диаметром узкой части 4 см;
 - в) квадратные, с сечением $11,5 \times 11$ см²;
9. Упорный швеллер, закрепленный со станиной;
10. Винт со штурвалом;
11. Винтовая тяга с рукояткой.
12. Переключатель тока в катушках: вправо — соединение катушек последовательное — влево параллельное.
13. Контактные кольца:
 - а) для питания электромагнита;
 - б) для двух электропечей, могущих быть помещенными между полюсами электромагнита;

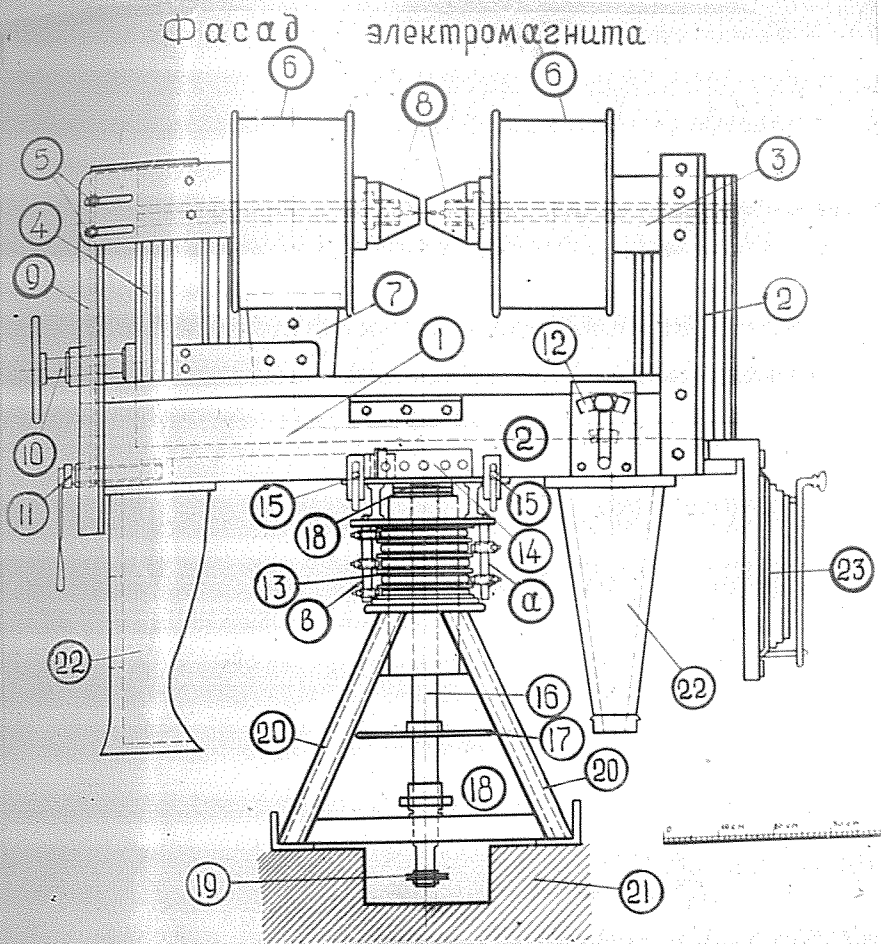


Рис. 17.

Фасад электромагнита.

- 14. Гнезда для присоединения токонесущих и печам проводов;
- 15. Болты, для крепления электромагнита с вращающейся площадкой;
- 16. Ось вращения электромагнита.
- 17. Лимб, для отсчета углов поворота электромагнита.
- 18. Шарикоподшипники на оси электромагнита.

19. Шпиль на оси электромагнита;
20. Ноги опорной тумбы электромагнита;
21. Бетонное основание;
22. Стойки станины электромагнита;
23. Противовес с реостатом.

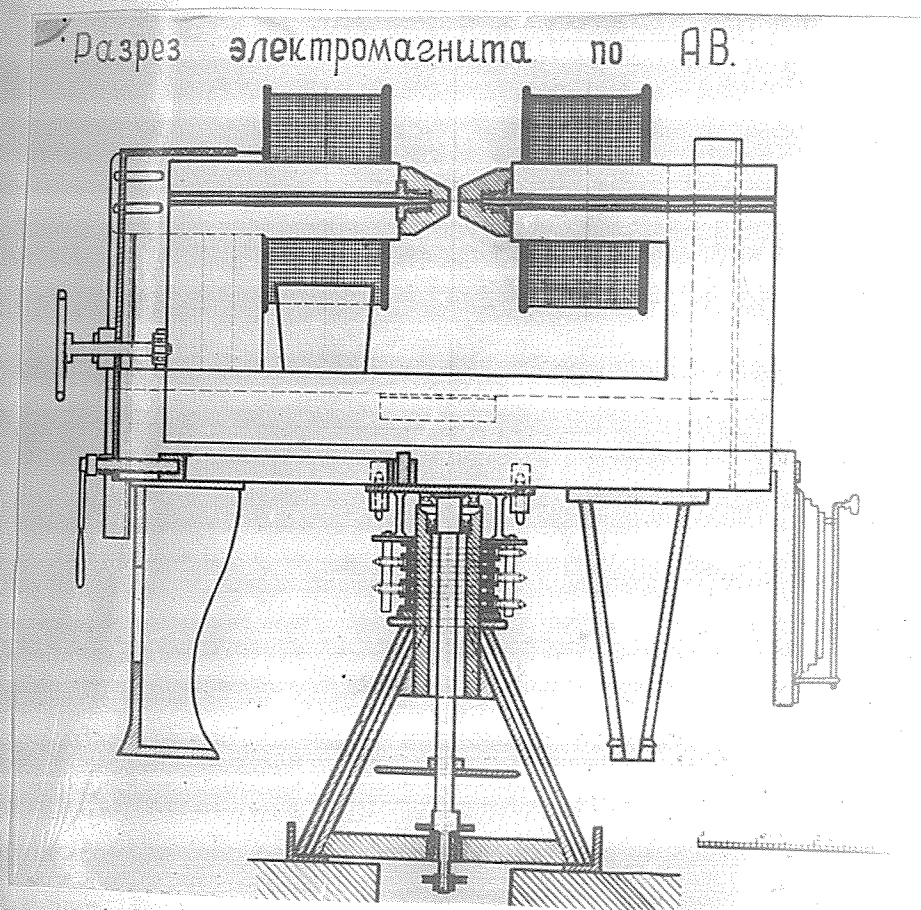


Рис. 18.

Разрез электромагнита .

Магнитопровод электромагнита собран из листов трансформаторной стали. Электромагнит питается током, поступающим в две катушки, которые могут

План электромагнита

С

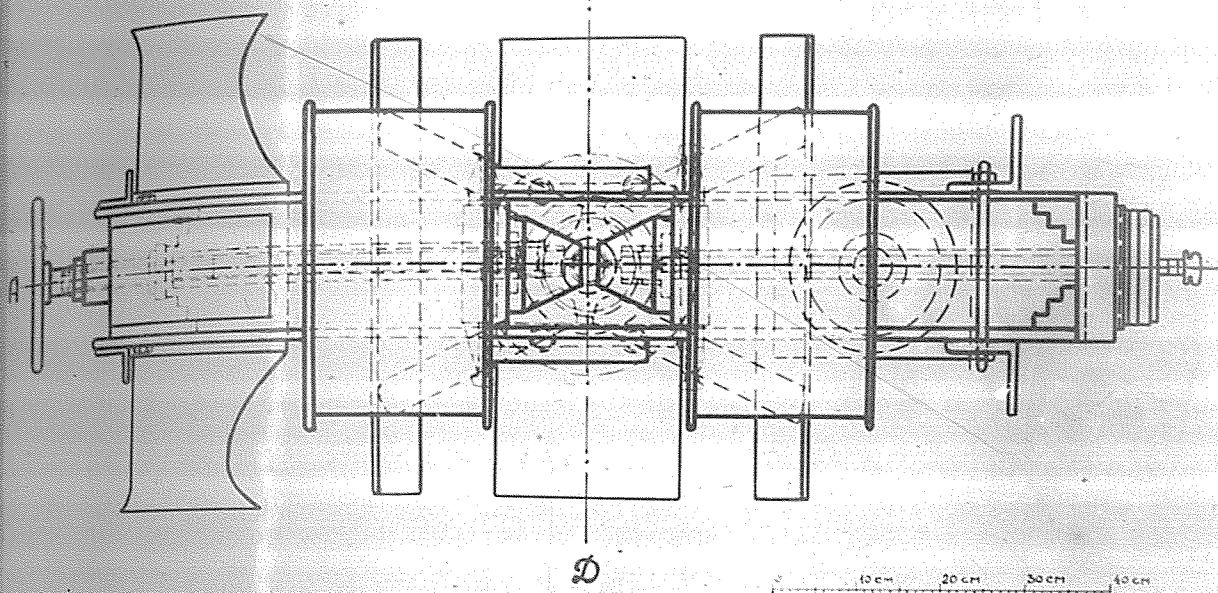


Рис. 19.

П л а н электромагнита .

онть соединены либо последовательно, либо парал-
лельно, в зависимости от положения переключателя
12. При повороте переключателя вправо - катушки
соединяются последовательно, при переключении
влево - параллельно. При вертикальном положении
рукоятки, так как это изображено на рис. 17 ток
через электромагнит не течет - система кату-
шек выключена.

Полосные наконечники сменные, выточены и
выстроганы из сплошного куска мягкого железа

типа арматуры. Две пары наконечников смонтированы на конус, с углом сноса 30° и 60° , одна пара наконечников — плоская с сечением полюсов $11,5 \times 11,0$ см.

Разрез электромагнита по СД.

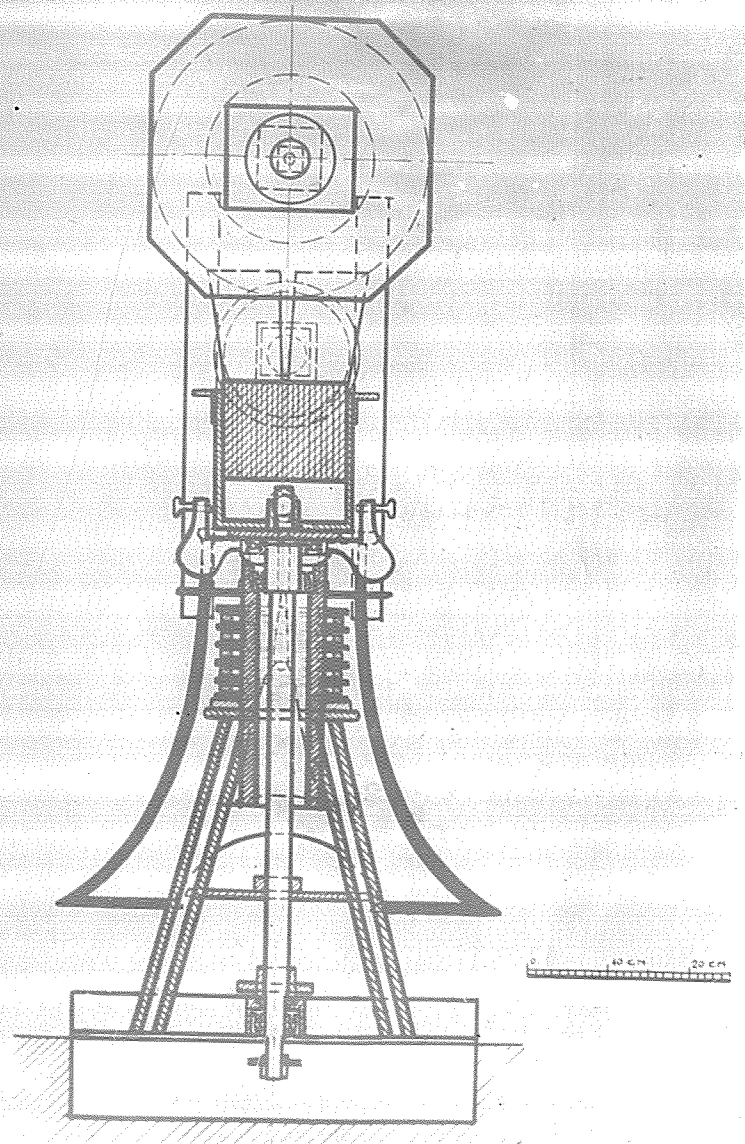


Рис. 20.

Разрез электромагнита.

Изменение расстояния между полюсами электромагнита и центровка его межполюсного расстояния относительно вертикальной оси вращения, осуществляются перемещением подвижного полюса по станине электромагнита с помощью винта со штурвалом (10), а также винтовой тяги с рукояткой, перемещающей всю станину электромагнита по вращающейся площадке в горизонтальном направлении.

Межполюсное расстояние может варьироваться от 0 до 12 см, перемещение по вращающейся станине до 8 см.

Нормально сила тока, питающего электромагнит 10-11 ампер, при параллельном соединении катушек на короткое время в каждую из них может быть пущен ток до 30 ампер, причем в этом случае количество ампер-витков достигает 80000.

При исследовании поля электромагнита с полюсными наконечниками № 2 (конусообразные наконечники с углом наклона в 30°) при последовательно соединенных катушках при силе тока в 15 ампер, при межполюсном расстоянии в 1 см было получено поле напряженности свыше 34000 эрстед, что не является предельным для электромагнита вследствие данных его, приведенных выше. На рисунках 21 и 22 представлены градуировочные кривые поля электромагнита для различных полюсных

на конечников и межполюсных расстоянии. Во всех случаях соединение катушек электромагнита — последовательное.

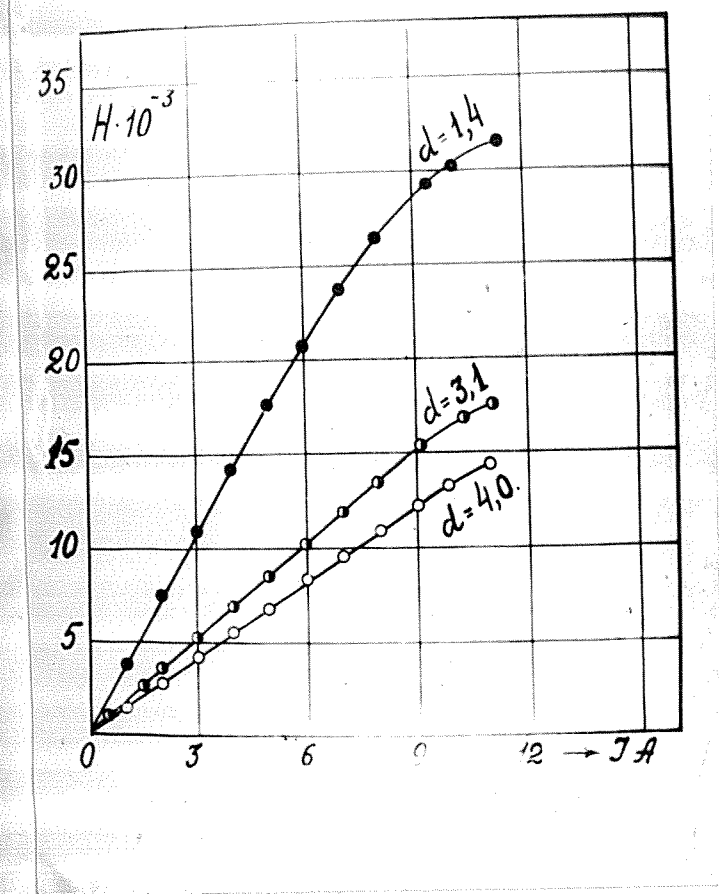


Рис. 21.

Градуировочные кривые поля электромагнита.

Полюсные наконечники сходящиеся (под углом 30°).

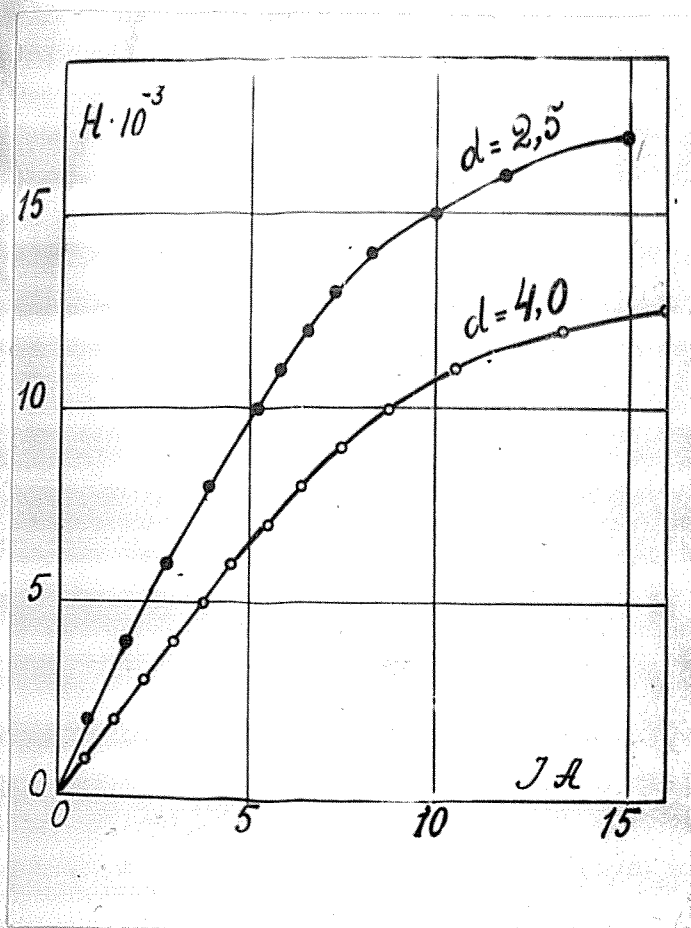


Рис. 22.

Градуировочные кривые поля электромагнита.

Польские наконечники прямоугольные.

Градуировка поля производилась обмытым баллистическим методом, с помощью выбрасывания тока — тельной катушки из межполюсного пространства электромагнита. Искаательные катушки применялись различные — в 10, 50 и 100 витков, с одинаковым сечением 0,197 см².

Измерения производились с помощью баллистического гальванометра, изготовленного в экспериментальных мастерских физического института, Ленинградского государственного университета.

Данные гальванометра следующие: чувствительность к току $2,78 \cdot 10^{-9} \frac{\text{дл}}{\text{л}}$, $R_{\text{вн}} = 114 \text{ } \Omega$, $R_{\text{кр}} = 90 \text{ } \Omega$, $T = 13 \text{ сек.}$

При градуировке поля использовалась катушка нормальной индуктивности, длиной $97,9 \text{ см}$, сечением $7,96 \text{ см}^2$. Число витков первичной катушки $N = 435$, число витков вторичной катушки $n = 182$.

При градуировке поля электромагнита, последний предварительно размагничивался до нуля обратным током, различным для различных полюсных наконечников и различных межполюсных расстояний. Состояние полного размагничивания фиксировалось выбрасыванием из межполюсного промежутка той же искательной катушки. В отсутствии поля, при выбрасывании катушки, гальванометр отброса не давал.

Для получения сильных полей, в сравнительно ограниченном объеме, употреблялись конусные наконечники, для получения однородного поля в большом объеме, использовались полюсные наконечники сечения которых имели форму прямоугольника.

Впрочем, как это следует из градуировочных кривых, и при этих наконечниках, напряженность поля оказывается достаточно большой, значительно превосходящей напряженности полей, достигаемых в обычных лабораторных электромагнитах.

Общий вес электромагнита около одной тонны.

Для сообщения электромагниту вращательного движения, под его станину подведена железная площадка, с приваренной к ней, перпендикулярно к ее плоскости, стальной осью, длиной около 80 см. Ось проходит через кольцевые шариковые подшипники, помещенные в верхней и нижней частях опорной тумбы, на которую поставлен электромагнит. Опорная тумба упирается в бетонное основание четырьмя трубчатыми ногами, которые жестко связаны между собой сверху и внизу. Тумба несет на себе, в верхней своей части, пять контактных, изолированных друг от друга колец, через которые с помощью прикрепленных к электромагниту щеток, может передаваться электрический ток как в катушки самого электромагнита, так и с помощью трех гнезд, различными вспомогательным на нем установкам (электропечам, регуляторам, осветительным приборам и т.д.).

На оси вращения электромагнита, в средней его части, поставлен диск с лимбом и коннусом для отсчета углов поворота электромагнита с точностью до $5'$.

Лимб может освещаться в случае необходимости небольшой лампочкой. При помощи линзы большого отверстия, прикрепленной над лимбом, показания лимба могут быть свободно прочтаны с расстояния до 1,5 метров.

На нижней части оси могут надеваться сменные шкивы, гибко связанные со шкивом фотоаппарата. Общий вид опорной тумбы представлен на рис. 23.

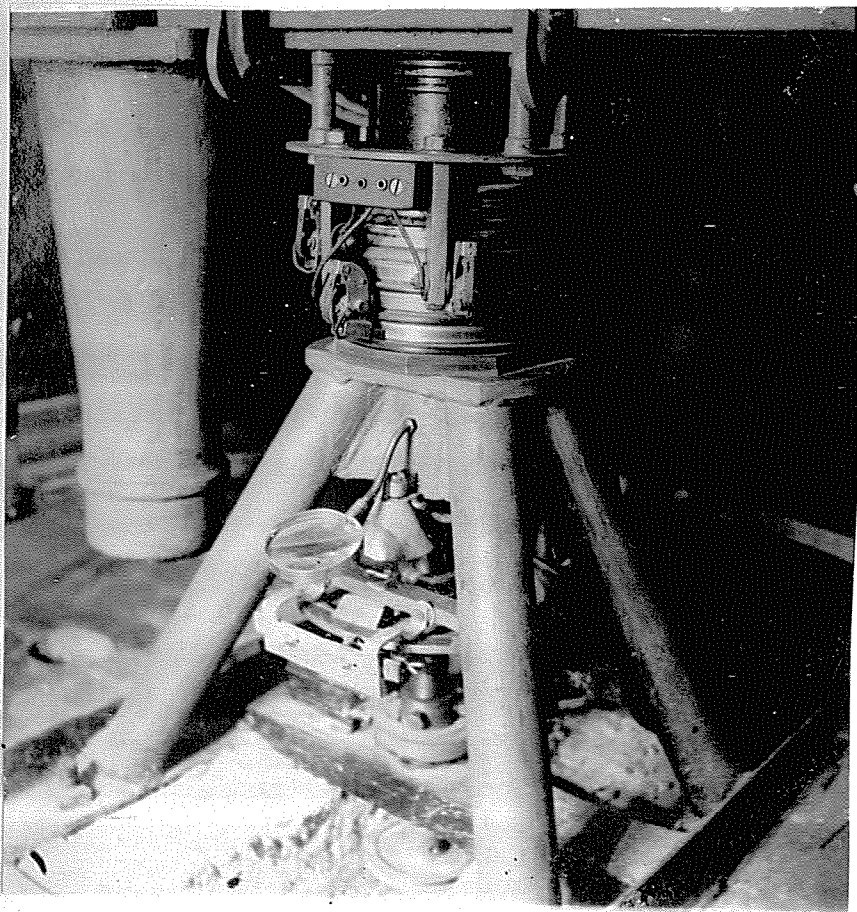


Рис. 23.
Общий вид опорной тумбы электромагнита .

3. При исследовании величин механических моментов, приложенных к образцам, помещенным в магнитное поле, был использован анисометр системы Н.С. Анулова, с несколько видоизмененным тензомером. Употребляемый нами тензомер обладал сравнительно высокой чувствительностью благодаря сильно удлиненным пластинам трифляра, расставленным между собой более широко чем обычно под углом 120° друг по отношению к другу. Длина пластин трифляра достигала 16 см. Для сообщения упругим пластинам большей жесткости на изгиб, им была придана в результате соответствующей прокатки желобообразная форма.

Так как при вращении электромагнита при некотором положении катушек электромагнита, последние могли перекрыть световой луч, идущий от осветителя на подвижное зеркало анисометра, закрепляемое обычно под упругой решеткой тензомера, то это зеркало было поднято от нижнего основания тензомера на вертикальном, медном, полюе внутри стержня длиной 12 см. Стержень несущий на себе зеркало, закреплялся в нижнем основании тензомера несколькими боковыми винтами. Верхняя часть стержня прикреплялась к ^кстальной нити с известным модулем кручения. С помощью нити производилась градуировка анисометра при

при любом положении зеркал и таким образом определялись абсолютные значения величины механических моментов, приложенных к образцам в магнитном поле. Градуировка нити позволяла фиксировать значения механических моментов с точностью до $10^2 \frac{\text{эрг}}{\text{см}}$.

Чувствительность установки может изменяться изменением кратности отражений от зеркал анисометра. Практически это достигалось изменением угла между плоскостями зеркал анисометра. При очень высокой чувствительности, когда зеркала анисометра почти параллельны друг другу, вибрация стоек (даже в полуподвальном помещении) делает работу весьма затруднительной. Для уменьшения вибраций зеркал применялся масляный демпфер.

В нижнюю часть целого стержня вставлялась двухканальная фарфоровая трубка, на конце которой, в медной обойме, помещались исследуемые образцы. Фарфоровая трубка, своим верхним концом фиксировалась в нижней части тензометра, несколькими боковыми винтами.

Общий вид анисометра с несколько видоизмененным тензометром представлен на рис. 24.

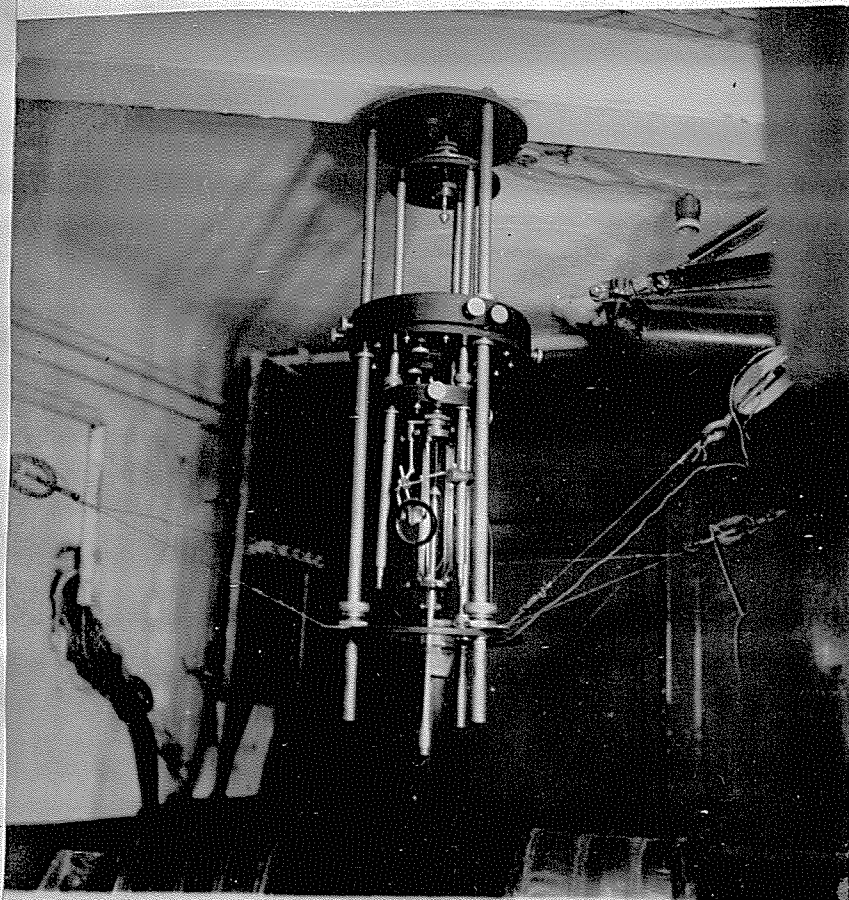


Рис. 24.

Общий вид аннзметра с несколько видо-
измененным тензометром.

В некоторых случаях, когда чувствительность
установки должна быть особенно велика, употре-
бляя другой тензометр, где используется упру-
гая сила двух натянутых нитей, такой тензометр
изображен на рис. 25.

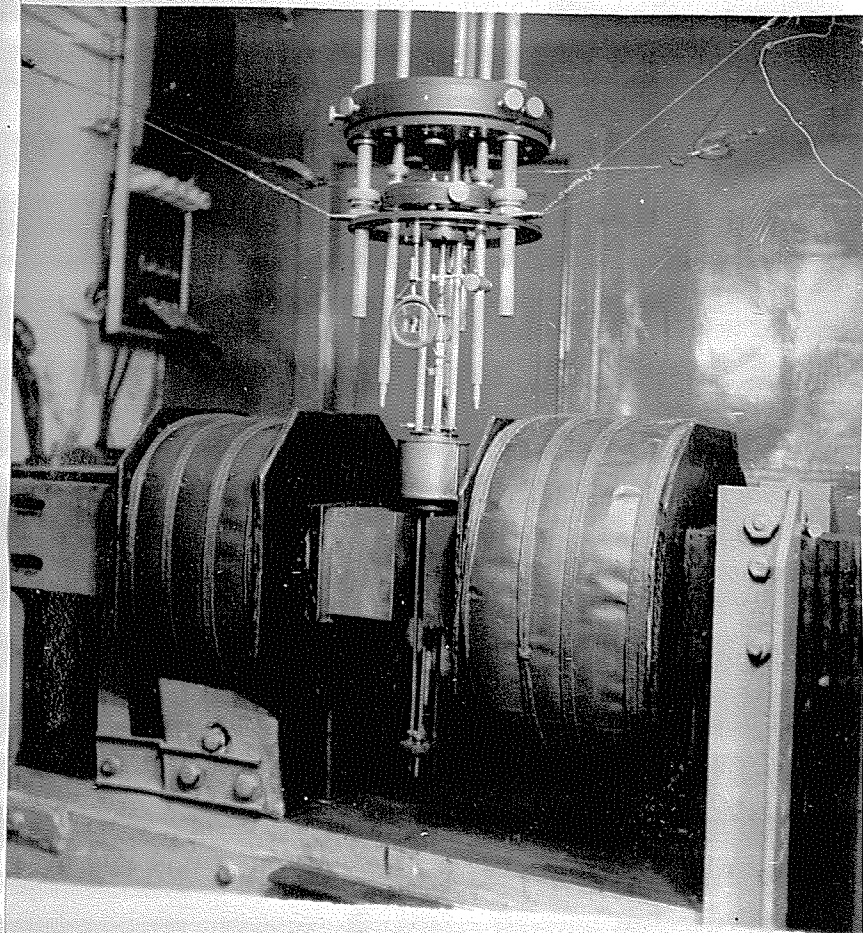


Рис. 25.

Анизометр в держателе укреплялся на основании обычного железнодорожного рельса, вделанного в две противоположные стены комнаты. В случае необходимости к рельсам прикреплялся тали и с ее помощью электромагнит может быть поднят с железной вращающейся площадки и поставлен на стойки станины, которые в свою очередь могут быть поставлены на колеса, но изобретение на рисунке. На колесах, снятый с площадки электромагнит, может легко перемещаться.

Держатель с помощью передвижных винтов допускает перемещение анизометра по всем трем направлениям, и сам прочно закреплен с помощью винтов на основании рельса и к стенам комнаты с помощью оттяжек из стального троса, прикрепленных к деревянным пробкам, вделанным в стены.

Общий вид основной части установки, представлен на рис. 26 и 27.

Измерение температуры исследуемых образцов производилось с помощью термопары никром-константан. Эта термопара наиболее удобна для измерения температур в интервале от -183°C . до 1000°C . Один спай термодатчика приводился в контакт с исследуемым образцом.

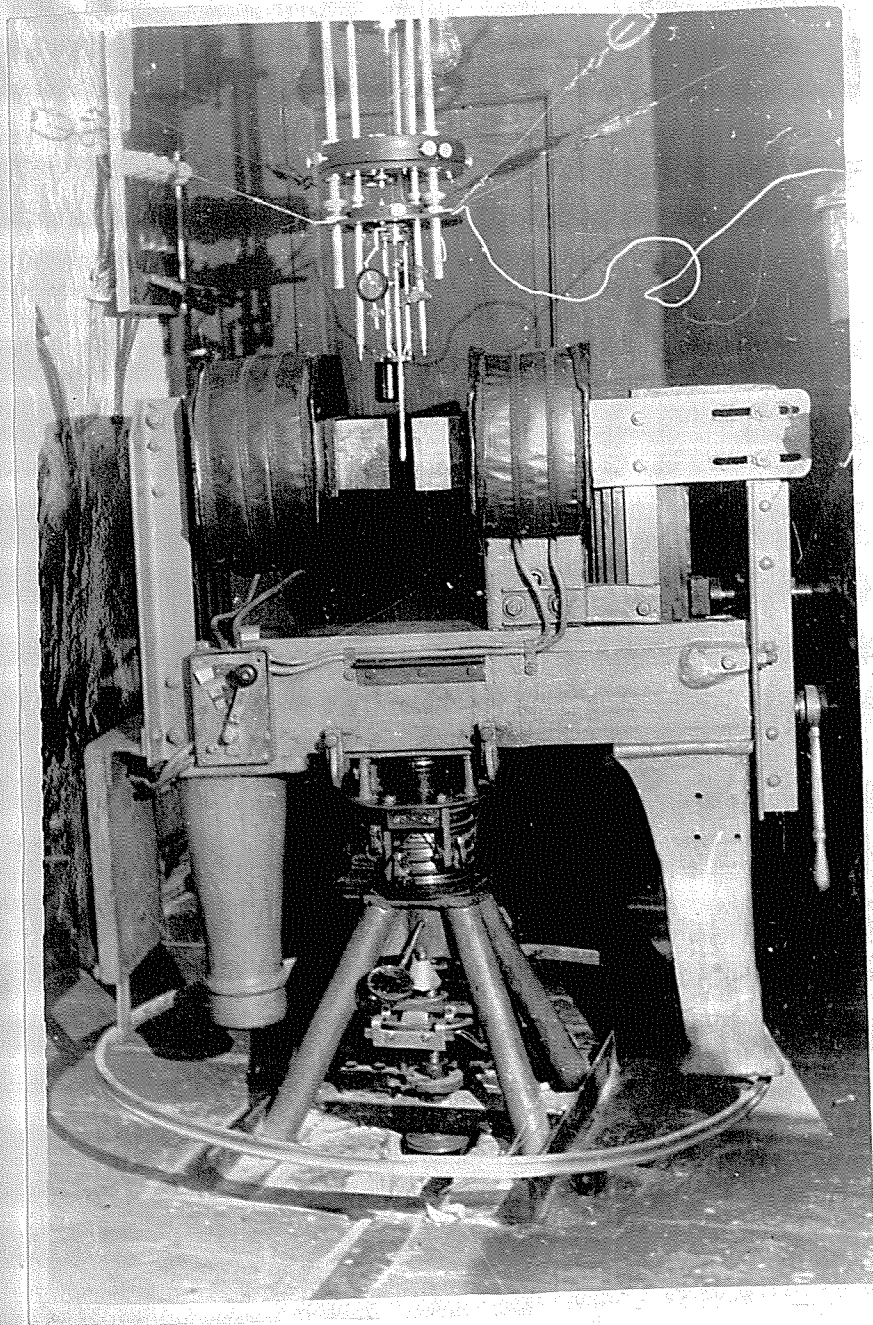


Рис. 20.

Общий вид основной части экспериментальной установки.

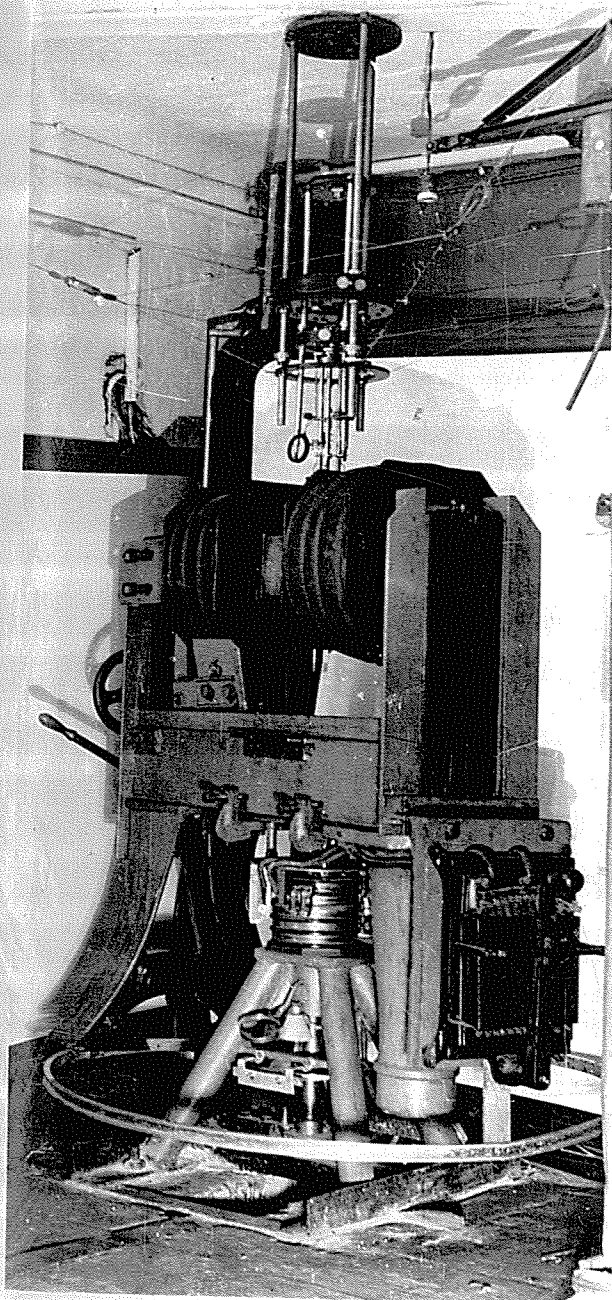


Рис. 27.

Общий вид основной части экспери-
ментальной установки.

Электроды термомпары проходили через каналы фарфоровой трубки, полив медный стержень и выходили наружу.

Второй спай термомпары находился всегда при температуре тающего льда. Термомпара была замкнута на милливольтметр фирмы Симене Гальске, со шкалой рассчитанной на 10 mV и внутренним сопротивлением 281 Ω . При измерении высоких температур, в цепь термомпары включалось добавочное сопротивление в 1000 Ω .

Следует отметить, что помимо визуального наблюдения температура образца, была разработана методика ее автоматической фотозаписи, причем изменения температуры могли быть записаны на фотопленку параллельно с записью магнитных параметров. Для этой цели, параллельно милливольтметру, через большое сопротивление, включался зеркальный гальванометр, на зеркало которого падал узкий световой луч от специального осветителя. От зеркала гальванометра луч света попадал в фотокамеру и мог фиксироваться одновременно со световым лучом, записываясь на фотопленку последующим магнитным параметром.

В данной работе автоматическая запись температуры не использовалась. Точность определения температуры $3^{\circ} - 5^{\circ}$ в зависимости от чувствительности термомпары в данном интервале температур.

Запись ряда магнитных параметров производилась как в обычно употребляемой при анализе фотонамере системы Н.С. Анулова цилиндрической фотокамере, дающей запись протекающих явлений в декартовых координатах, так и в камере радиальной, дающей запись в полярных координатах и впервые примененной в нашей лаборатории Н.С. Сараниным [53] при исследовании потерь на гистерезис в сильных вращающихся магнитных полях.

Цилиндрическая фотокамера изготовлена в мастерских Научно-исследовательского института физики Московского Государственного университета. Она состоит из валики диаметром 6 см и длиной 30 см. На валику накручивается фотобумага (или рентгеновская пленка), закрепляемая прозрачным колпачком цилиндром из отшлифованной незажженной пленки. Цилиндр плотно прижимает пленку к валику и не допускает сдвига пленки во время работы. Валик помещается внутри камеры с отверстием для светового луча вдоль образующей цилиндра. Ширина щели может варьироваться с помощью специальных винтов. Перед щелью имеется прикрепленный к камере полый кожух, в котором также имеется продольная щель, параллельная щели камеры, причем щель в кожухе не может перекрываться специальным приспособ-

лением.

Осветитель имеет вертикальную цель и дает узкий пучок света длиной до 1-2 см. Осветитель помещается на специальной подставке и может перемещаться как по вертикали так и в горизонтальном направлении к аннзметру, а также поворачиваться около вертикальной оси.

Для удобства в встировке установки, а также для проведения в случае надобности визуальных наблюдений, над целью козирьна камера была наклеена шкала с миллиметровыми делениями, расходящимися вправо и влево от нуля, расположенного посередине. С помощью этой шкалы можно было также проверять предварительно величину амплитуд колебаний светового зайчика в ту и другую сторону, а также устанавливать возможность размещения нескольких кривых на одной фотоплёнке.

Валик барабана может вращаться около горизонтальной оси, перпендикулярной направлению луча, причем зависимости от задачи экспериментального исследования это вращение может быть вызвано различным образом, а именно:

- 1) При фотозаписи процессов зависящих от ориентации кристалла по отношению к магнитному полю, вращение валика фотокамеры вызывалось вра-

денцем электромагнита. Передача вращения осуществлялась гибким стальным тросом, при помощи сменных шкивов на конце стальной оси вращающейся площадки электромагнита и на оси валина фотокамеры.

Сменные шкивы на оси фотокамеры и на оси электромагнита давали возможность осуществлять:

а) при одном повороте электромагнита — один поворот фотокамеры. Отношение диаметров шкивов (1:1);

б) при одном повороте электромагнита — два поворота фотокамеры. Отношение диаметров шкивов (2:1);

в) при одном повороте электромагнита — четыре поворота фотокамеры. Отношение диаметров шкивов (4 : 1);

г) при двух поворотах электромагнита — один поворот фотокамеры. Отношение диаметров шкивов (1 : 2).

Общий вид цилиндрической фотокамеры с осветителем представлен на рисунке 28.

На ближайшем конце оси камеры виден шкив с перекинутым через него гибким стальным тросом и натягивающим его грузом. Справа от фотокамеры осветитель.

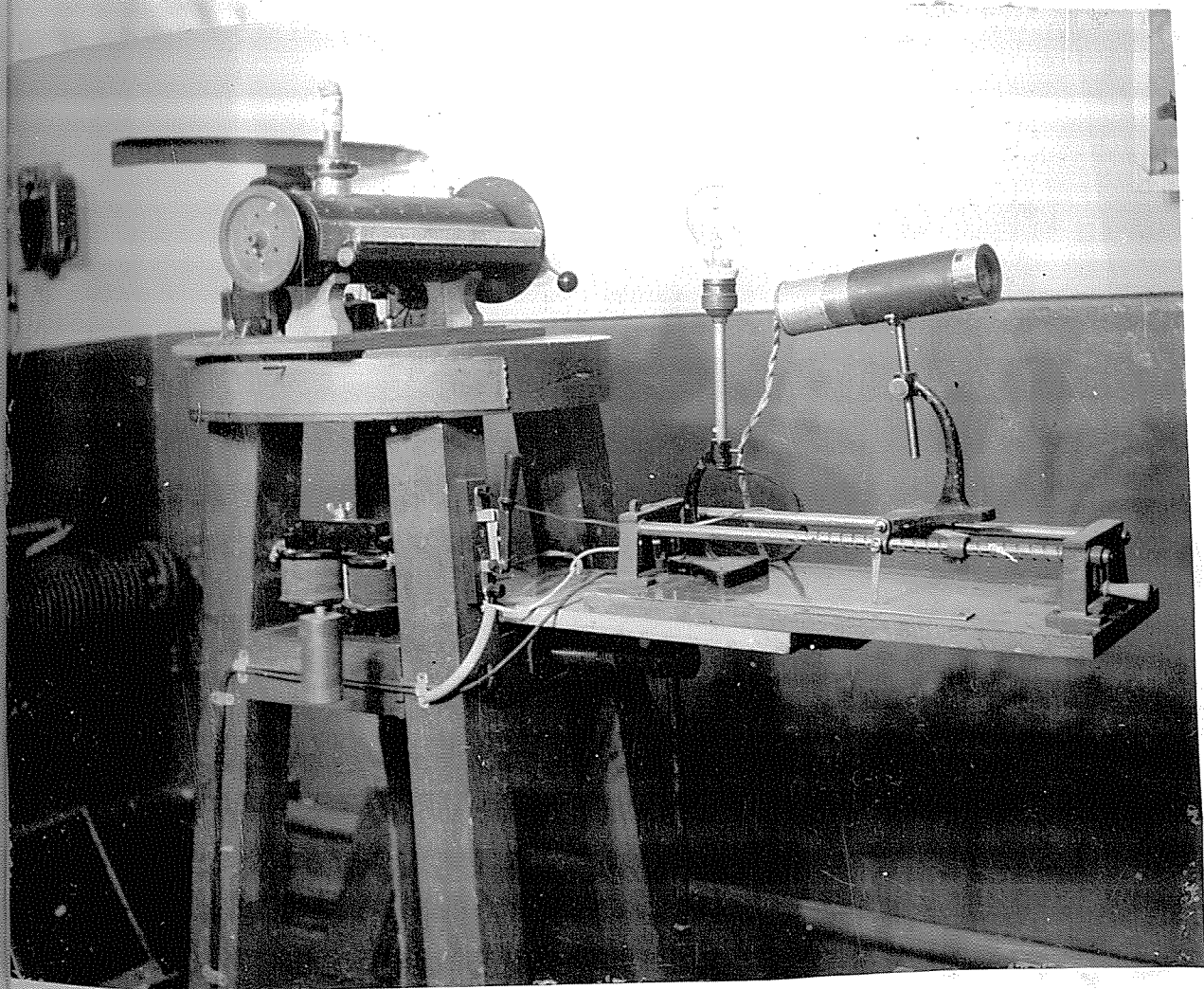


Рис. 28.

Общий вид цилиндрической фотокамеры
с осветителем.

2) При фотозаписи магнитных параметров в функции времени, ось валика фотокамеры приводилась во вращение синхронным мотором Уоррена, с периодом вращения $\frac{1}{2}$ минуты. На ось мотора насаживались сменные шкивы, которые с помощью ременной передачи соединялись со шкивами, насаженными на ось камеры. В зависимости от соотношения диаметров шкивов период вращения валика фотокамеры может быть различным. В наших условиях период вращения валика фотокамеры мог варьироваться в интервале от 2 до 30 минут. На рисунке 28 виден шкив, укрепленный на дальнем конце оси валика. С помощью этого шкива полный оборот валика камеры совершался за 30 минут.

У фотокамеры имеется также второй моторчик Уоррена, вращающий ось валика в направлении, противоположном направлению вращения ее первым моторчиком. Ось вращения моторчиков обдоя, поэтому изменение направления вращения валика фотокамеры можно производить в процессе экспериментирования, не прерывая его, простым поворотом переключателя.

3) Можно проводить запись изучаемых процессов в функции любой иной величины. Однако такого рода запись будет полуавтоматической и заклю-

чается в следующем:

На ось валина намерь надевается лимб, с помощью которого можно давать валику поворот на любой угол, с точностью до $5'$. Тогда изменяя некоторым образом величину, в зависимости от изменения которой фиксируется световым зайчиком на пленке исследуемая величина, можно поворачивая валик намерь при одинаковых изменениях аргумента на одинаковое количество градусов, откладывать независимую переменную вдоль оси абсцисс. Ордината точки очевидно получается автоматически.

Так можно записать величину механического момента в зависимости от напряженности поля или температуры, если при изменении поля или температуры на некоторую величину поворачивать валик фотокамеры на угол, пропорциональный этой величине, причем затвор камеры открыт лишь тогда, когда поворот валика уже закончен. В момент поворота валика затвор камеры закрыт. Запись в этом случае получается в виде отдельных экспериментальных точек в декартовой системе координат.

Если производить фиксацию точек через небольшие интервалы изменения аргумента, поворачивая при этом валик намерь на небольшие углы, мож-

но получить магнитограмму практически являющаяся непрерывной кривой.

Однако этот метод требует сравнительно длительного экспериментирования. Поэтому наряду с этим методом был использован другой, который можно назвать автоматическим.

4) Автоматическая запись процессов в зависимости от изменения каких либо параметров (напряженности поля, температуры и т.д.) производилась следующим образом. Валик фотонамера приводился во вращение моторчиком Уоррена и следовательно процесс записывался в зависимости от времени. Параллельно запись исследуемого процесса во времени шла наблюдению за изменением параметра, в зависимости от изменения которого шла запись магнитограммы и при определенных значениях параметра давались световые вспышки перед отверстием фотокамеры. Таким образом магнитограмма, записанная в функции времени при изменении какого либо параметра давала общий характер зависимости от этого параметра, световые вспышки давали ординаты, а пересечение последних с магнитограммой - значения исследуемой величины при определенных значениях параметра.

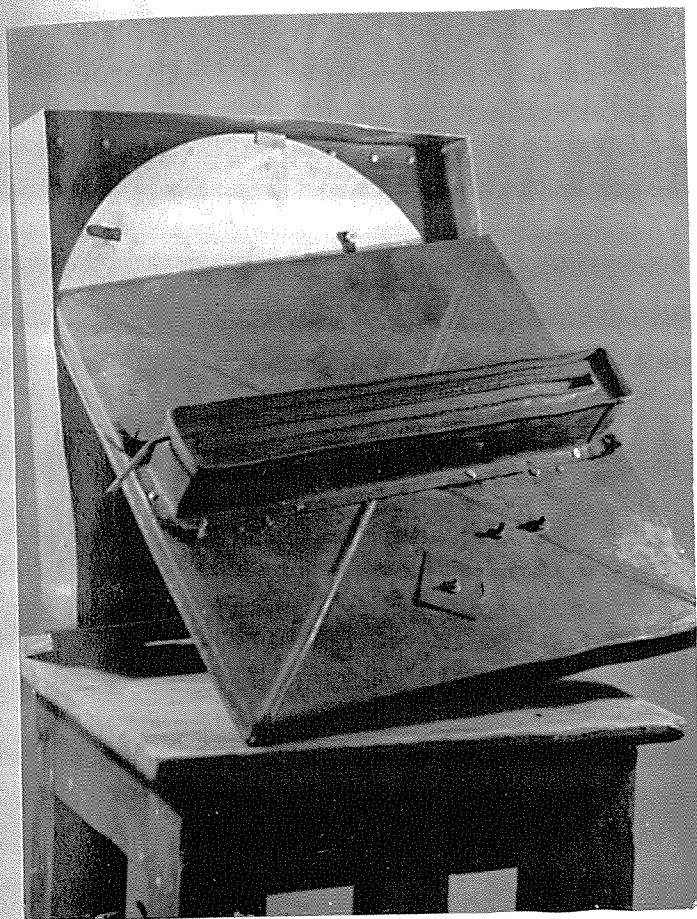


Рис. 29.,
Радильноу
Общий вид фотокамеры .

б) Получение магнитограмм осуществлялось также с помощью радиальной фотокамеры, дающей запись в полярных координатах также в функции двух параметров. ~~с помощью радиальной фотокамеры~~ Радиальная фотокамера впервые применена в нашей лаборатории И.С. Сараниным при исследовании потерь на гистерезисе в сильных вращающихся магнитных полях.

Радиальная фотокамера сконструирована в магнитной лаборатории Красноярского педагогического института и выполнена в его мастерских. Она представляет собой плоский ящик с крышкой. Основание ящика равно 40 x 40 см², высота 6 см. В центре дна ящика имеется ось, к которой прикреплен диск, диаметром в 32 см с застёжками для закрепления фотоплёнки.

С наружной стороны ящика на ось могут быть насаживаемы сменные шкивы различного диаметра, связанные либо со шкивом электромагнита гибкой проволокой либо со шкивом мотора Уоррена. В крышке ящика сделана горизонтальная щель с козырьком, проходящая по диаметру диска. Ящик крепится на узкую боковую грань так, чтобы плоскость его основания была перпендикулярна к лучу, когда он падает в центр диска.

При движении светового зайчика по горизонтали и одновременном вращении диска фотокамеры, получается запись исследуемого явления либо в функции угла поворота образца по направлению и полю, либо в функции времени. Описанным выше способом можно производить с помощью радиальной фотокамеры запись процессов в функции температуры, напряжённости магнитного поля и т.д. Для этого при записи протекуще-

го процесса в зависимости от времени, при определенном значении параметра, с изменением которого связан изучаемый процесс, даются световые вспышки перед целью фотокамеры и на магнитограммах возникает прямая, идущая в направлении радиуса и пересекающая магнитограмму. По отрезку радиуса от нулевой линии до магнитограммы судят о величине эффекта при заданном значении параметра. Нулевая линия, очевидно, представляет собой окружность и соответствует случаю, когда отклонение светового луча равно нулю (обычно в отсутствие поля). Общий вид радиальной фотокамеры представлен на рисунке 29.

Принципиальная схема всей установки представлена на рис. 30. Согласно приведенной при схеме спецификации, на рис. 30 изображены:

1. Электромагнит, способный вращаться около вертикальной оси, с переменным расстоянием между полюсами и сменными полюсными наконечниками.

2. Контактные кольца, укрепленные неподвижно на опорной тумбе электромагнита. К контактным кольцам подводится ток как для питания электромагнита, так и для печей или других каких либо энергопотребляющих объектов, скрепленных неподвижно с вращающимся электромагнитом.

3. Переключатель, с помощью которого можно переводить параллельные соединения катушек на

последовательное и обратное.

4. Шкив электромагнита, к которому прикрепляется гибкая связь, с помощью которой можно осуществлять синхронное вращение барабана фотокамеры.

5. Лимб отсчета углов поворота электромагнита. Лимб снабжен конусом и специальной осветительной лампой, освещающей место отсчета углов.

6. Аннзиметр с тензосметром и укрепленным в трубке образцом.

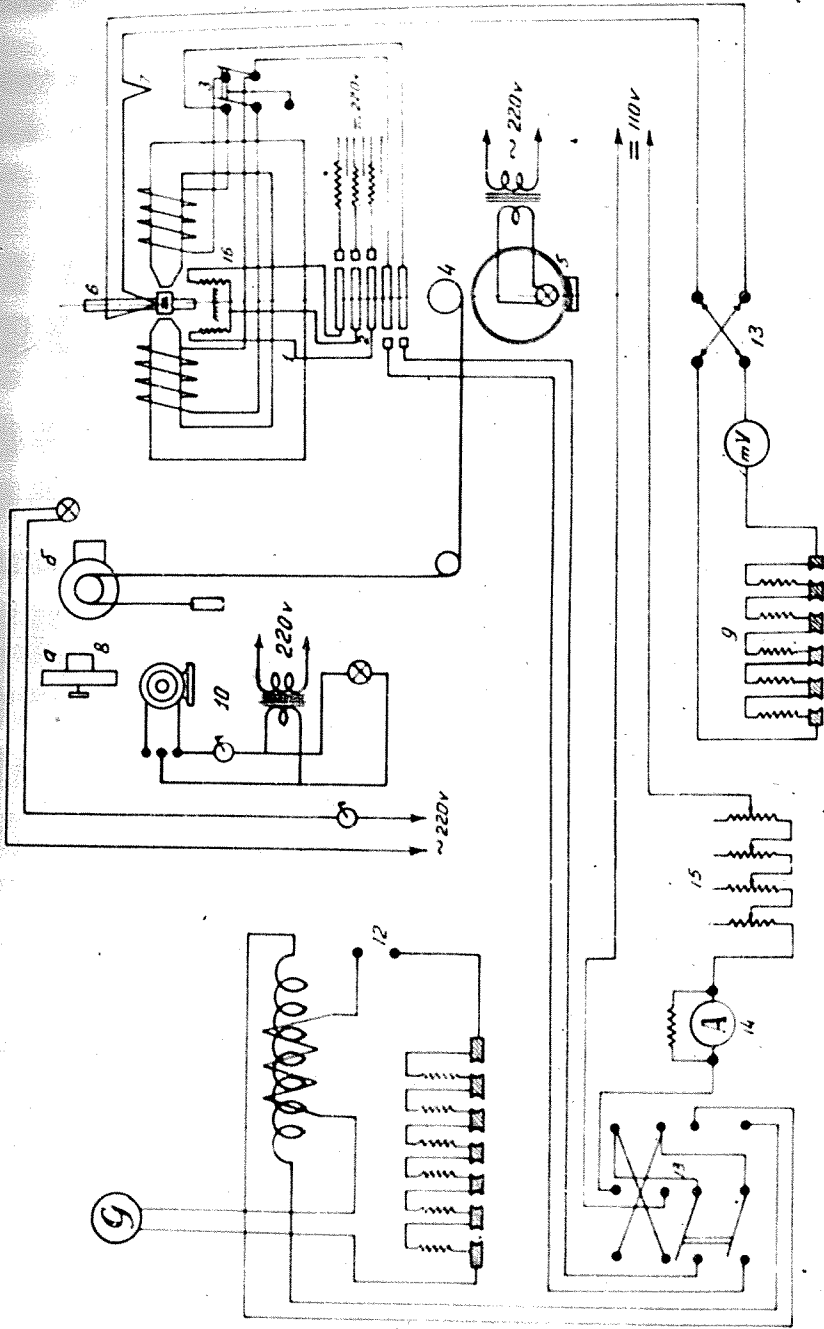
7. Термометр. Один спай ее имеет непосредственный тепловой контакт с исследуемым образцом, второй — при температуре 0°C :

8. Фотокамеры: а) радиальная, дающая магнитогрaммы в полярных координатах, б) цилиндрическая, дающая магнитогрaммы в декартовых координатах.

9. Магазины сопротивления в цепи термометра. Включаются при переходе к высоким температурам.

10. Столны с моторами для вращення барабана фотокамеры и осветителем для получения светового зайчика, записывающего исследуемые процессы. Перед фотокамерой лампочка для получения на магнитогрaммах ординат. Моторы вращают камеру в противоположные стороны.

Принципиальная схема установки



Спецификация

- | | | |
|--|------------------------------------|---------------------------------------|
| 1 - Электромагнит | 6 - Миллиметр | 12 - Железные катушки изм. пола магн. |
| 2 - Контактные пальцы | 7 - Термодара | 13 - Переключатель |
| 3 - Переключатель | 8 - Фотоаппарат Д.И.Б. | 14 - Амперметр силовой |
| 4 - Шкив электромагнита | 9 - Магнит сопротивл. к т.у | 15 - Резисторы силовые |
| 5 - Лимб отсчета узлов подврата машины | 10 - Ставил с магнетом и соединит. | 16 - Электродвиг. |
| | 11 - Валейстическ. установка | |

11. Баллистическая часть для промерки поля.

12. Место подключения испытательной катушки для промерки поля.

13. Переключатели.

14. Амперметр.

15. Силовые резисторы.

16. Электронечи.

Все электрическое управление установки сосредоточено на столе, общий вид которого представлен на рис. 31.

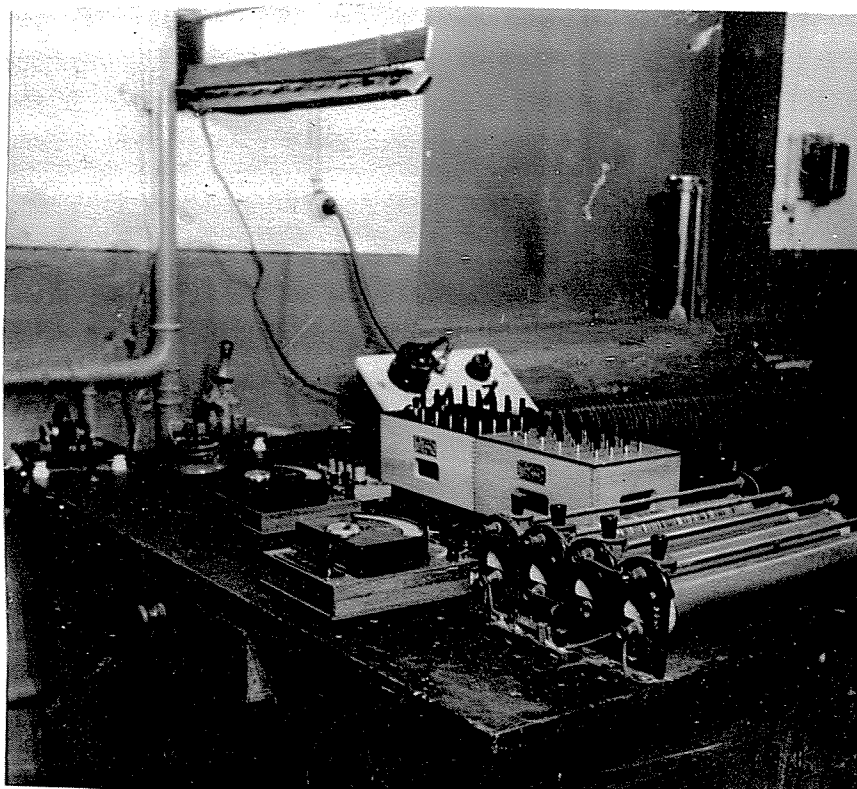


Рис. 31

Общий вид стола управления.

У1. ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕТЕО-
РИТНОГО ЖЕЛЕЗА [54, 55]

а) ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В современной метеоритике известны два чрезвычайно любопытных случая, когда упавшие на землю метеориты оказались крупными монокристаллическими образованиями. Один из этих метеоритов упал в местечке Браунау (Чехословакия), другой в 1916 году около селения Богуславка близ Ниоульсен-Уссурьянска. Последний, подвергавшийся целому ряду исследований и в научной литературе фигурирует под названием метеорит "Богуславка".

Анализ с помощью лучей рентгена, а также тщательное исследование его некоторых магнитных свойств, предпринятое в 1941 году Ануловым и Брехатовым [56], не оставляют сомнения в монокристаллическости метеорита. Химический состав метеорита Богуславка, по данным анал. Кюнига - следующий: 94% Fe ; 5,5% Ni ; 0,5% Co .
Лауэграммы, снятые с образцов, изготовленных из метеоритов Браунау и Богуславка, представлены на рис. 32, 33.

У1. ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕТЕО-
РИТНОГО ЖЕЛЕЗА [54, 55]

а) ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В современной метеоритике известны два чрезвычайно любопытных случая, когда упавшие на землю метеориты оказались крупными монокристаллическими образованиями. Один из этих метеоритов упал в местечке Браунау (Чехословакия), другой в 1916 году около селения Богуславна близ Ниоульсен-Уссурийска. Последний, подвергался целому ряду исследований и в научной литературе фигурирует под названием метеорит "Богуславка".

Анализ с помощью лучей рентгена, а также тщательное исследование его некоторых магнитных свойств, предпринятое в 1941 году Акуловым и Брехатовым [56], не оставляют сомнения в монокристаллическости метеорита. Химический состав метеорита Богуславна, по данным анал. Хюнина — следующий: 94% Fe ; 5,5% Ni ; 0,5% Co . Лауэграммы, снятые с образцов, изготовленных из метеоритов Браунау и Богуславна, представлены на рис. 32, 33 .

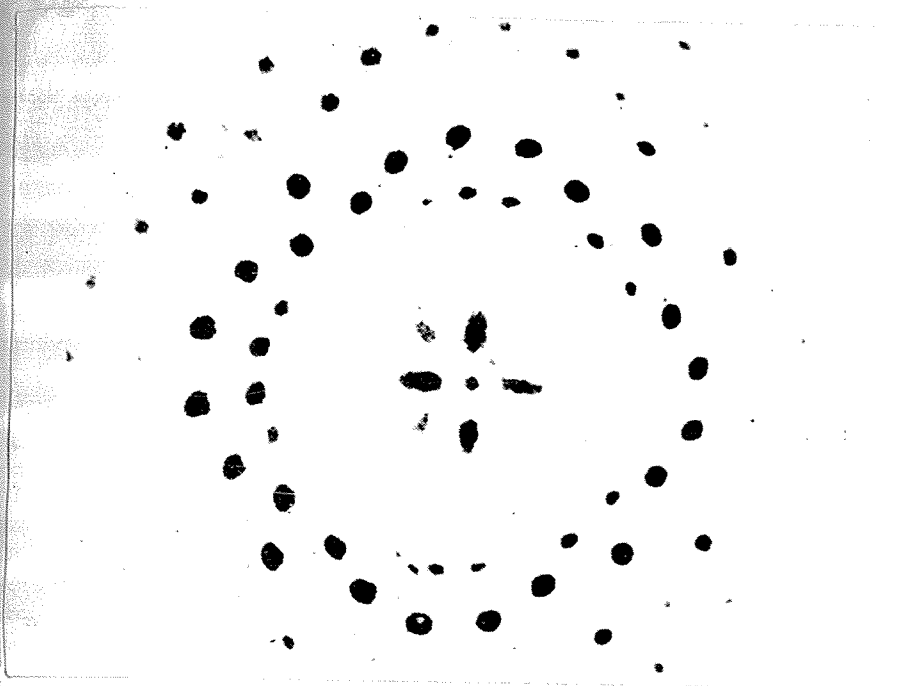


Рис. 32.

Диаграмма с метеорита Браунау (заимствувана из статьи Анулова и Брехатова Метеоритна 1)

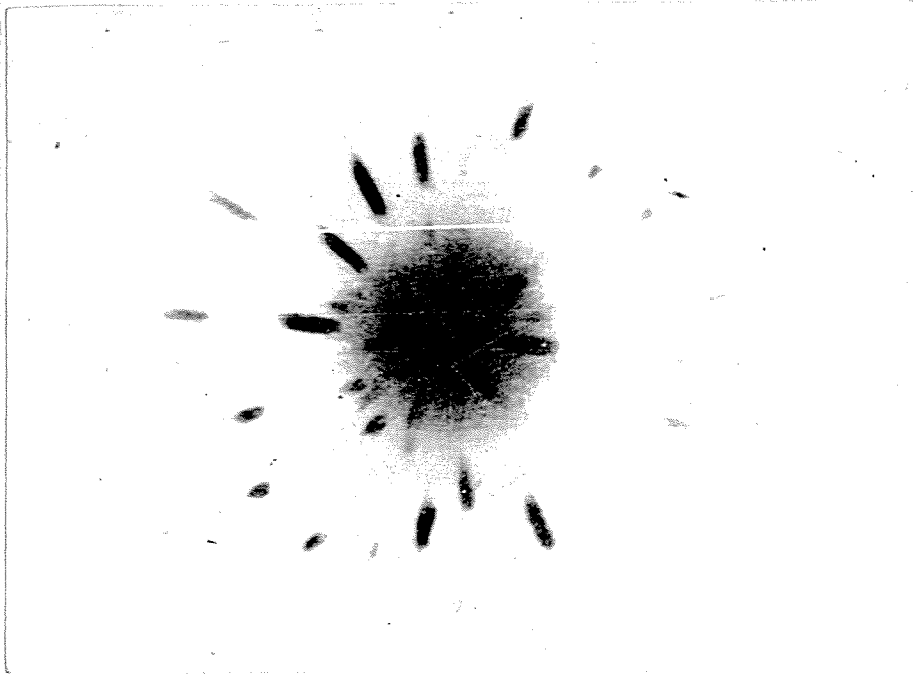


Рис. 33.

Диаграмма с метеорита Богуславина (заимствувана из статьи Анулова и Брехатова Метеоритна 1).

Лауэграмма с метеорита "Богуславия" подтверждает монокристаллическую структуру образца. Расчет лауэграммы показывает, что решетка этого монокристаллического образования есть пространственно-центрированный куб. Размытость пятен на лауэграмме указывает на имеющиеся нарушения правильности кристаллической решетки. Интересно отметить, что метеорит Брауну обладает совершенно неискаженной кристаллической решеткой.

Исследования различных магнитных свойств метеорита Богуславия подвергался неоднократно. Помимо указанного выше капитального исследования Акулова и Брехатова каждая серия магнитных исследований, главным образом в области слабых полей, была проведена Дехтярем ⁵⁷⁻⁵⁹.

Акулову и Брехатову удалось установить, что кристалл обладает шестью направлениями легкого намагничивания, аналогично кристаллу железа. Методом, использованным в свое время Брехатовым и автором, ими были найдены на монокристалльном шаре выходы осей легкого намагничивания. Ориентировав монокристалльный шар в магнитном поле в плоскости (100), они сняли кривую механических моментов с помощью структурного динамометра.

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

$$M = \frac{K}{2} \sin 4\varphi \quad (133)$$

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

Однако, численного значения величины константы анизотропии Акулову и Врехатову ей - определить не удалось, вследствие недостаточной напряженности магнитных полей, имевшихся в их распоряжении. Напряженность поля ^{на} обеспечивала магнитного насыщения образца.

В нашем распоряжении имелись монокристаллические диски, данные которых следующие:

Образец № 1. Диаметр образца $d = 6,66$ мм, толщина $h = 3,70$ мм. Образец был вырезан так, что плоскость диска совпадала с плоскостью (100).

образец № 2. Диаметр образца $d = 6,27\text{мм}$,
толщина $h = 3,93\text{мм}$.

Ориентация диска не совпадала ни с какой из основных кристаллических плоскостей, но все-таки была близкой к плоскости (100). Определение ориентации плоскости диска производилось магнитным методом, разработанным в свое время Муссманом и Шлехтвегом⁶⁰. Метод этот, как известно, заключается в гармоническом анализе кривых механических моментов. Анализ кривых моментов указывает, что плоскость диска отклонена от плоскости (100) на угол, не превышающий $13,5^\circ$.

Во всех проведенных в данной работе исследованиях, было бы целесообразнее использовать образец № 1, однако к сожалению, на нем была проведена лишь часть работы, так как этот образец был утерян в результате пожара в Сибирском Лесотехническом институте.

6) ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
КОНСТАНТЫ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ОТ НАП-
РАВЛЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Несмотря на то, что ю следя за влиянием энергетических констант магнитной анизотропии посвящено

большое количество работ, исследованию ее зависимости от напряженности магнитного поля уделено сравнительно немного внимания.

Первое исследование в этом направлении было предпринято Тарасовым⁶¹, который производил исследования на монокристаллах кремнистого железа, содержащих от 24 до 7,4 % Si. Правда, еще до Тарасова аналогичное исследование было предпринято Шлектергом⁶², но максимальное поле, которым он располагал достигало лишь 2400 эрстед и было слишком недостаточным для каких бы то ни было выводов о поведении величин констант анизотропии в сильных магнитных полях.

Несколько позже работы Тарасова появились работа Вильямса и Бозорта⁶³, подробно исследовавших изменение величин крутящих моментов, приложенных к образцам при нарастающей магнитного поля, в случае различной ориентации последнего относительно кристаллографических осей. Им было показано, что вследствие различного пути подхода вектора спонтанного намагничивания J_s к направлению H с ростом последнего, кривые механических моментов могут давать "горбы" перед стремлением к некоторому предельному своему значению при $H \rightarrow \infty$. Такого рода "горбы" наблюдались Тарасовым, Бозортом и Вильямсом, а также Шубиной. Такого рода "горб" на магнитограм -

мах механических моментов с ростом поля зафиксирован и нами на образце № 2, когда угол между максимальным значением момента и данной ориентацией кристалла составлял 17° и 12° , что приблизительно соответствует 39° и 34° от направления легкого намагничивания, в плоскости близкой к (100), Рис. 34, 35.



Рис. 34.

Магнетограмма величины механического момента в зависимости от напряженности магнитного поля. Угол между H и $[100] \sim 39^\circ$.

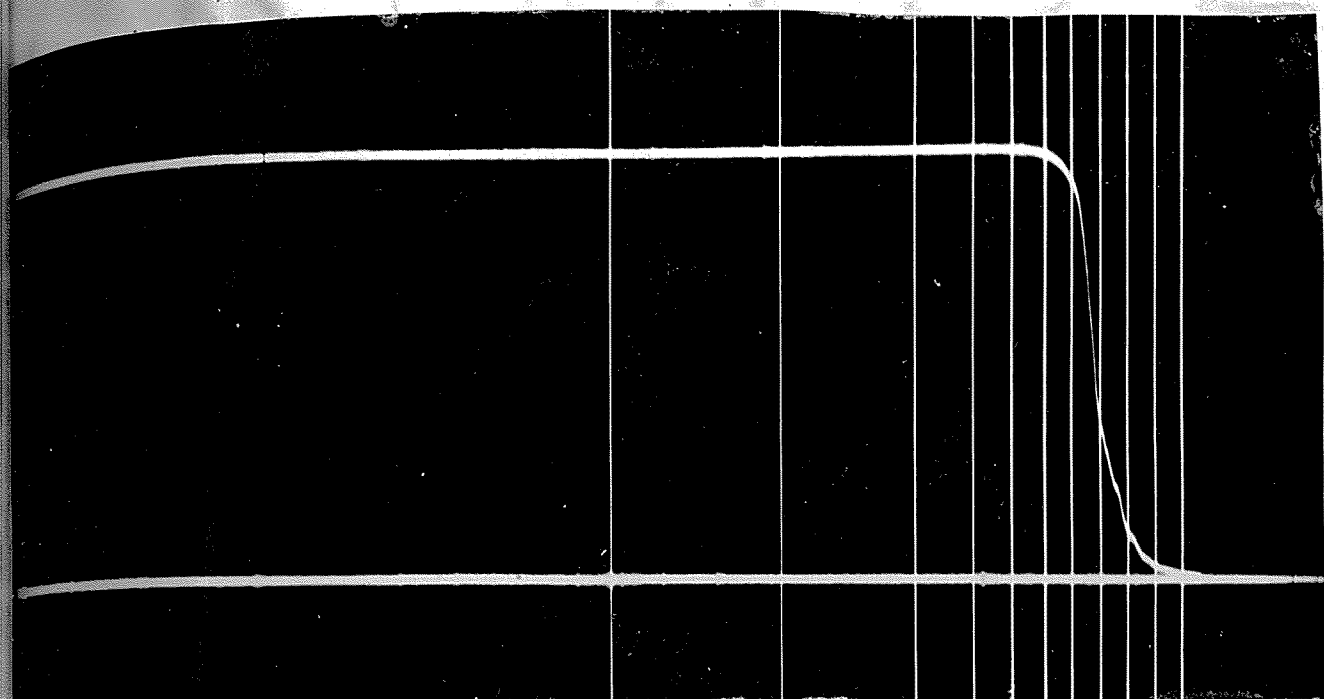


Рис. 35.

Магнитограмма величины механического момента в зависимости от напряженности магнитного поля. Угол между H и $[100] \sim 34^\circ$.

Магнитограммы эти были получены следующим образом. При соответствующей ориентации образца по отношению к магнитному полю производилось плавное нарастание поля путем непрерывного увеличения силы тока в катушках электромагнита. Последнее достигалось медленным наполнением обычной водопроводной водой сильно-точного водяного реостата. Сверху и дно с увеличе-

нием величины напряженности магнитного поля будет изменяться величина механического момента приложенного к образцу, что и фиксируется на фотопленке в зависимости от времени.

При силах тока, соответствующих напряженности магнитного поля в 2000, 4000, 6000, 8000, 10000, 11000, 12000, 13000, 14000, 15000, 16000 и 17000 эрстед, перед целью фотокамеры давались световые вспышки, рассеивающие ординатами магнитогрaмм и так называемые "нулевые" линии, соответствующие записи моментов в отсутствие поля.

Как это видно на магнитогрaммах и графиках рис. 36 и 37 с увеличением поля величина механического момента сначала довольно быстро растет, достигая при $H = 12000$ эрстед своего максимального значения ("горба"), а затем начинает медленно спадать и очевидно будет приближаться к некоторому предельному значению в области очень сильных полей. (На магнитогрaмме 34 ордината, соответствующая $H = 17000$ эрстед выражена очень слабо).

Обработка магнитогрaмм, представленных на рис. 34 и 35 приводит к зависимости величины механического момента от напряженности магнитного поля. Эта зависимость представлена на рис. 35 и 36.

(значения моментов - в произвольных единицах).

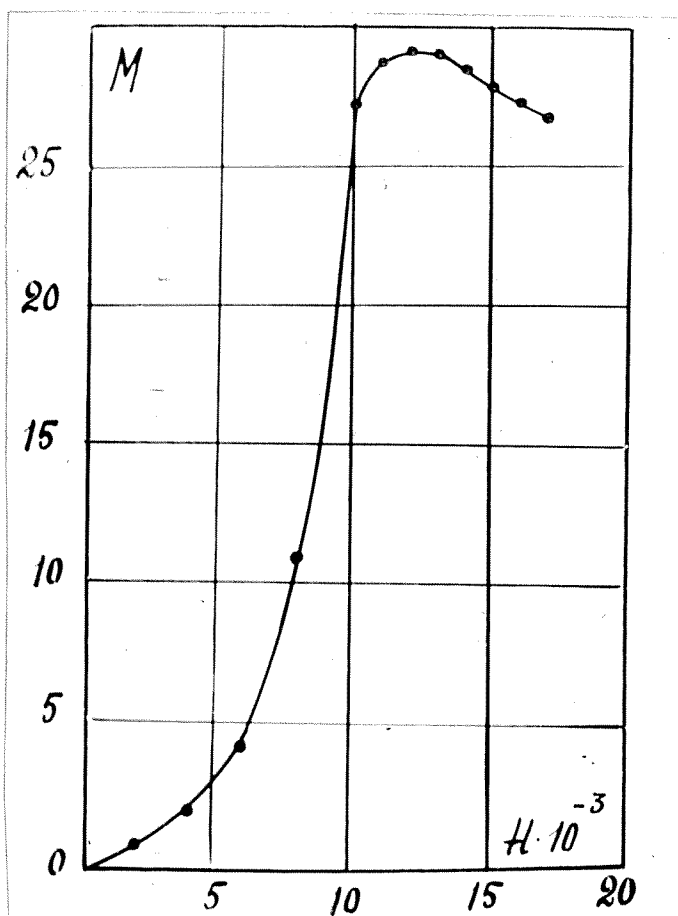


Рис. 36.

Зависимость величины момента от напряженности магнитного поля. Угол между H и $[100]$ $\sim 39^\circ$.

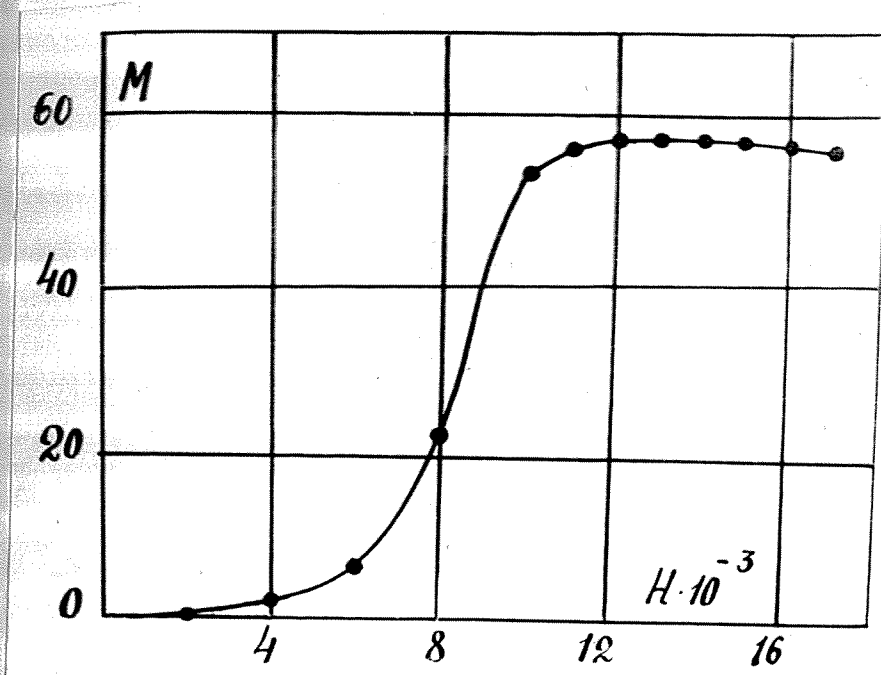


Рис. 37.

Зависимость величины момента от напряженности магнитного поля. Угол между H и $[100] \sim 34^\circ$.

Из приведенных магнитогрaмм, а также из данных Тарасова, Возорта и Вильямса и Шубиной следует, что при исследовании константы анизотропии зависимости от поля следует быть очень осторожным при использовании метода моментов. Именно, исследование должно вестись в плоскости (100) , причем угол между направлением поля и тетрагональной осью кристалла должен состав-

лять $22,5^\circ$. В этом конкретном случае вектор J_s подтягивается к вектору H по прямой (что не дает "горбов" на кривой моментов), а величина механического момента оказывается численно равной $\frac{K}{2}$.

Исследования константы анизотропии независимости от напряженности магнитного поля производилась на образце № 1, вырезанном, как указывалось выше, в форме диска, причем плоскость последнего совпадала с кристаллографической плоскостью (100).

На рис. 38 представлены магнитограммы величины механических моментов, приложенных к рассматриваемому диску, при изменении ориентации кристаллографических осей диска по отношению к внешнему магнитному полю. Магнитограммы соответствуют напряженностям полей в 7800 (магнитограмма с меньшими ординатами) и 10200 эрстед.

Как видно из этих магнитограмм, при поле напряженностью 7800 эрстед, кривая моментов еще не достигла "насыщения", поэтому не имеет места совпадение нулевых значений на этой кривой с нулевыми значениями магнитограммы, записанной в поле 10200 эрстед.

Кроме того, обращает на себя внимание раз-

нида в величине ординат выше и ниже "нуле-
вой" линии. Этот факт объясняется наличием
враждебного гистерезиса, имеющего при этой
напряженности поля значительную величину.

В сильных полях, в частности в поле нап-
ряженности в 10200 эрстед, кривые моментов
идут плавно, подчиняясь закону:

$$M = M_0 \sin 4\varphi \quad (134)$$

На рисунке 39, представлены магнитограммы в
9000 и 24000 эрстед. Легко видеть, что необра-
тимая часть намагничения в этом случае уже
пройдена и обе магнитограммы следует закону
(134).

Как видно из приведенных магнитограмм, даже
в том случае, если выполняется соотношение

$$M = M_0 \sin 4\varphi \quad , \text{ амплитуда пиков моментов бу-}$$

дет меняться с изменением поля. Поскольку при

$$\varphi = 22,5^\circ \quad M = \frac{K}{2} \quad , \text{ причем величина}$$

момента не проходит через горб, а плавно приоб-
лизается к своему предельному значению при

$H \rightarrow \infty$, то в этом случае изменение M с
изменением H , мы можем рассматривать как
изменение K с изменением H .

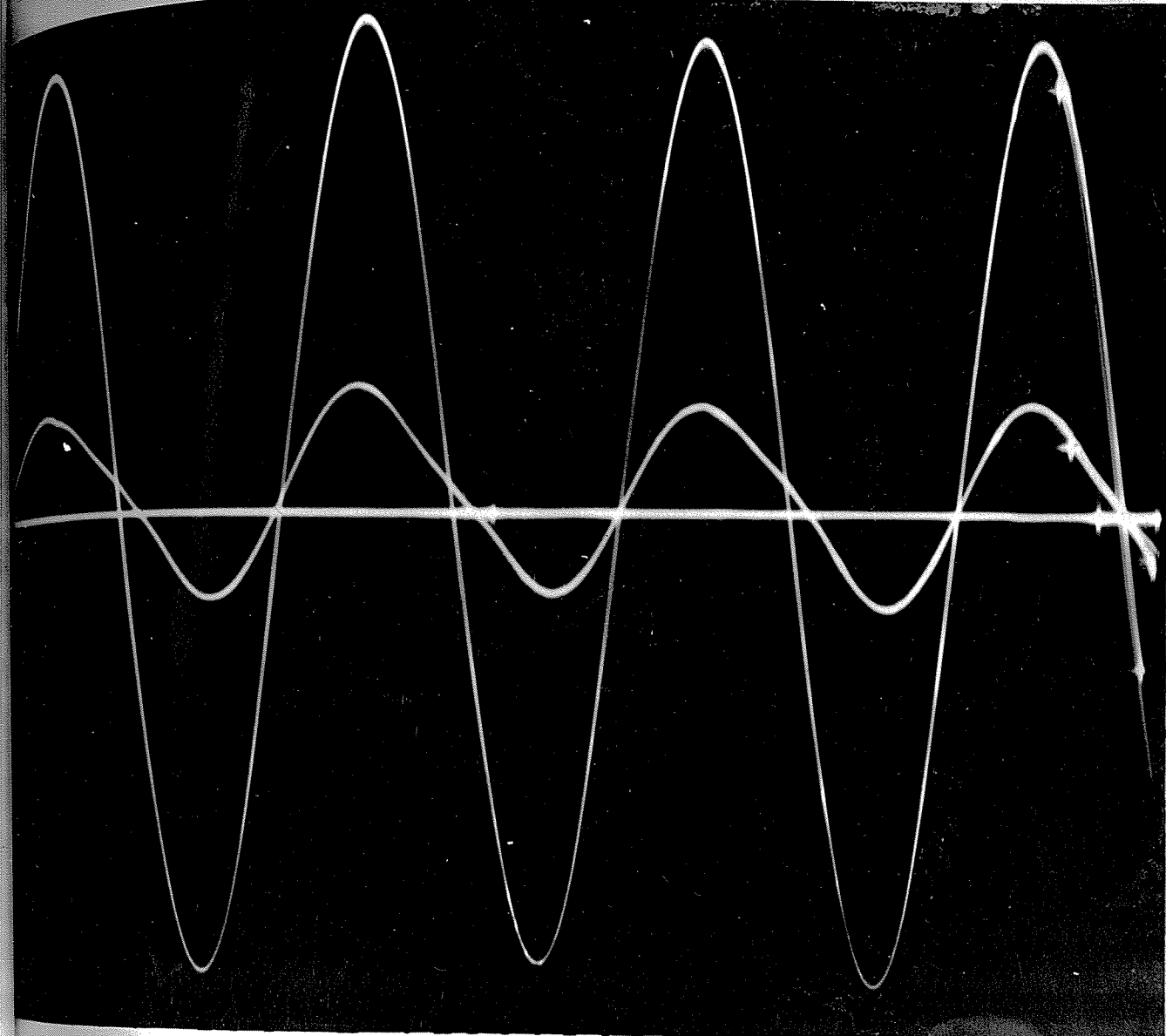


Рис. 38.

Магнитограммы механических моментов в зависимости от угла между направлением поля и тетрагональной осью кристалла. Напряженности полей 7800 и 10200 эрстед.

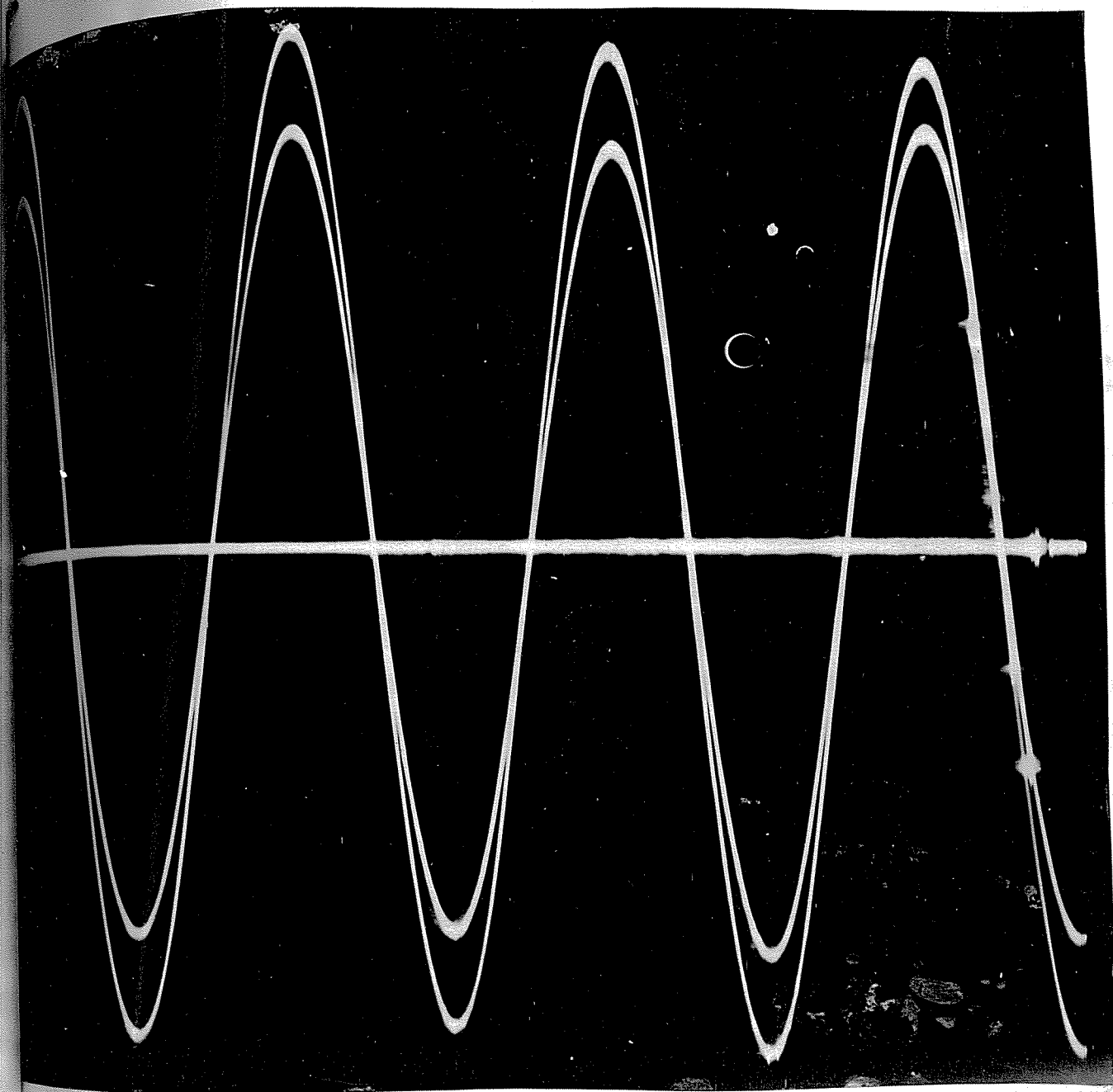


Рис. 39.

Магнитограммы механических моментов взаимности от угла между направлением поля и тетрагональной осью кристалла. Напряженности полей 9000 и 24000 эрстед.

На рис. 40 представлена магнитограмма механических моментов, приложенных к образцу в магнитных полях различной интенсивности. Магнитограмма была снята следующим образом: кристалл был ориентирован так, чтобы угол между направлением поля и одной из тетрагональных осей составлял $22,5^\circ$. Затем в отсутствие магнитного поля отрывалась цель фотокамеры и барабан последней с надетой на него фото-пленкой совершал один оборот. Таким образом фиксировалась так называемая "нулевая" кривая, являющаяся одновременно на всех магнитограммах осью абсцисс. Затем в поле равном нулю дается световая отметка, изображенная на магнитограмме в виде точки (крайней слева), очевидно эта световая отметка должна лежать на нулевой линии. Далее барабан фотокамеры поворачивался на 15° и давалось поле, напряженности 3000 эрстед. Вследствие большого размагничивающего фактора, и при этом поле механический момент, зафиксированный на пленке, практически равен нулю. Далее барабан фотокамеры поворачивался еще на угол в 5° и при увеличении поля на 1000 эрстед давалась на пленке световая отметка. Таким образом, через каждые 1000 эрстед, на

чина с 3000, давались световые отметки, а барабан фотокамеры при этом поворачивался каждый раз на 5° . Таким образом, точки на магнитограмме соответствуют полям 0, 3000, 4000, 5000 и так далее до 30000 эрстед. Как видно из магнитограммы, чувствительность установки подобрана так, чтобы на фотопленку уместился максимальный момент, соответствующий полю в 30000 эрстед. Резкий излом кривой моментов, то что обычно принято называть "насыщением", наблюдается в полях близких к 9000 эрстед. Однако со значительным ростом поля величина моментов растет и этот рост, как видно из магнитограммы не прекращается вплоть до поля, напряженности в 30000 эрстед.

После фиксации момента, соответствующего 30000 эрстед, поле постепенно снижалось до нуля, причем на магнитограмме также фиксировались величины механических моментов через каждые 1000 эрстед. После доведения поля до нуля, в поле равном нулю, электромагнит поворачивался на 45° и следовательно угол между направлением поля и той же тетрагональной осью снова равнялся $67,5^\circ$ и кривая моментов меняла знак. Далее таким же образом поле увеличивалось до 30000 эрстед и вновь сводилось до нуля, причем вращение барабана фотокамеры в это время

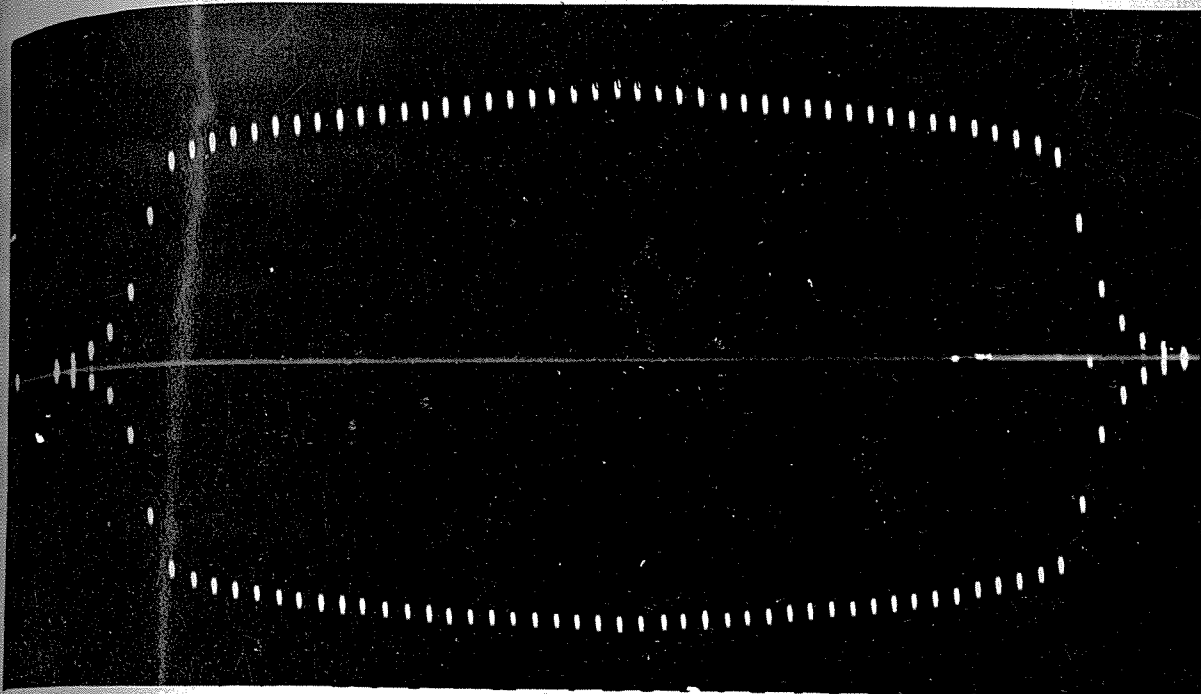


Рис. 40.

Магнитограмма механических моментов в зависимости от напряженности магнитного поля;

$\psi = 22,5^\circ$ - верхняя часть магнитограммы,

$\psi = 67,5^\circ$ - нижняя часть магнитограммы.

Начиная с 3000 точки сняты через каждую 1000 эрстед.

производилось в обратную сторону. Таким способом исследования применялся для того, чтобы проверить обратимость процессов и четность в работе аппаратуры.

На рис. 41 представлена магнитограмма в интервале полей от 0 до 30000 эрстед, но снятая через каждые 200 эрстед, при повороте барабана фотоаппарата каждые раз на 1° . Так как, при такой съемке, точки лежат весьма близко одна к другой, то мы по существу имеем сплошную кривую.

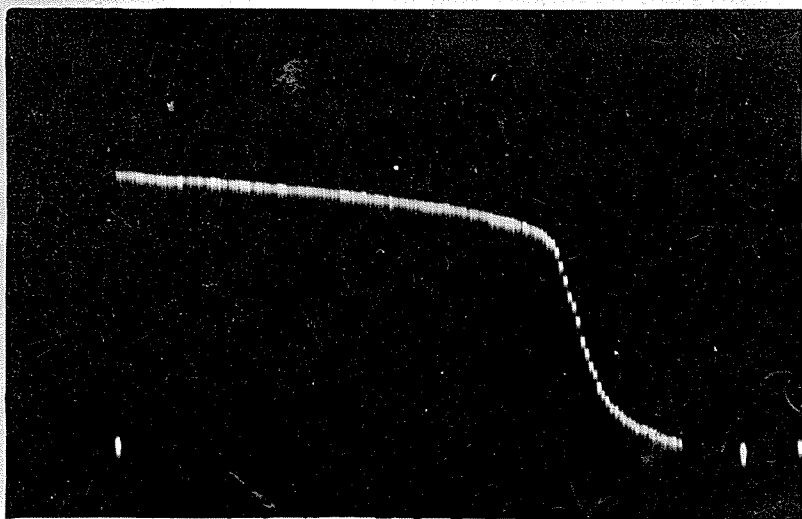


Рис. 41.

Магнитограмма механических моментов в зависимости от напряженности магнитного поля. Точки сняты через каждые 200 эрстед.

Магнитограмму, представленную на рис. 41 можно наглядывать различным образом на магнитограмму,

изображенную на рис. 34. Получающееся везде идеальное совпадение говорит во-первых о полной обратимости процессов, во-вторых о достаточно хорошей работе аппаратуры.

Поскольку величина константы анизотропии численно равна удвоенной величине механического момента, то откалиброванный анизометр мы получим абсолютные значения константы анизотропии в функции поля. В частности при напряженности поля в 30000 эрстед, величина константы анизотропии $K = 3,2 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$; при 10000 эрстед $K = 2,60 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$; на рис. 42 представлена зависимость энергетической константы магнитной анизотропии от $\frac{a}{H}$ при $t = 20^\circ \text{C}$. Величина a положена равной 10000 эрстед, как видно из рисунка 42 закономерность

$$K = K_0 \left(1 - \frac{a}{H}\right) \quad (135)$$

выполняется вполне удовлетворительно, вплоть до 30000 эрстед.

Соотношение (135) остается оправданным и в случае перехода в низкие температуры. На рис. 43 представлена магнитограмма снятая с того же образца и таким же точно образом как и магнитограмма изображенная на рис. 41. Магнитограм-

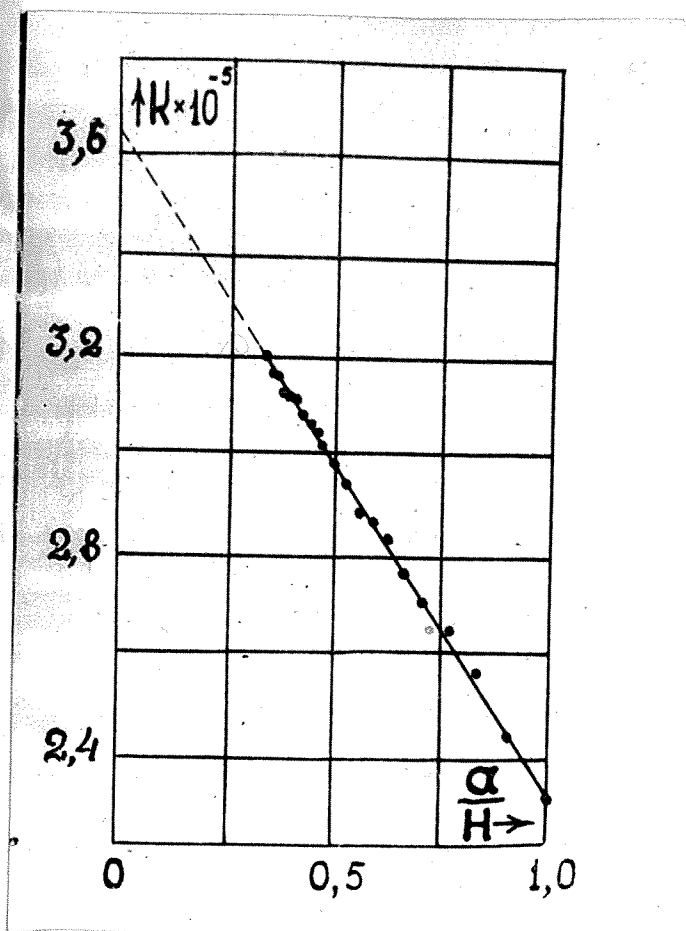


Рис. 42.

Зависимость энергетической кон-
станты магнитной анизотропии от $\frac{a}{H}$

ма (рис. 42) дает величины механических момен-
тов в зависимости от напряженности магнитного по-
ля при температурах 20°C и -183°C . Вследствие
того, что межполюсное расстояние нужно было уве-
личить для получения сосуда Дьюара, максималь-
ная напряженность поля составляла лишь 10000
эрстед .

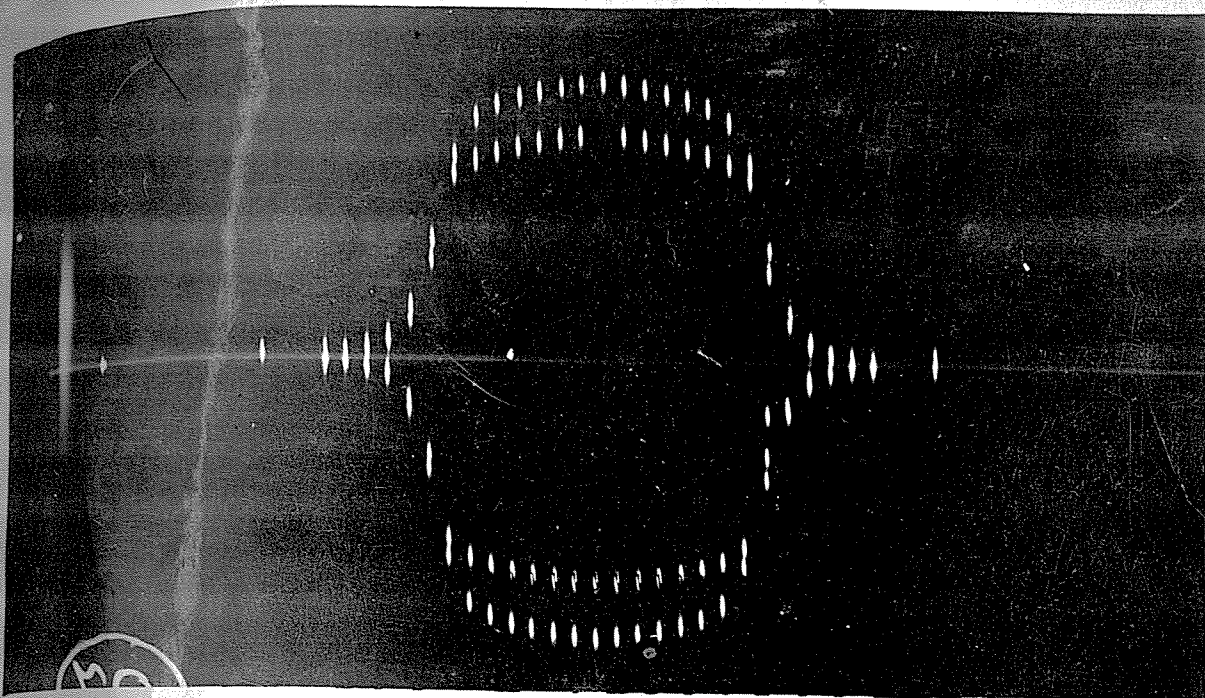


Рис. 43.

Магнитограммы механических моментов в зави-
сности от напряженности магнитного поля
при $t = 20^{\circ}\text{C}$. и $t = -183^{\circ}\text{C}$.

Исследование приведенной выше магнитограм-
мы дает ту же самую закономерность (135). Дей-
ствительно, на рис. 44 и 45 представлены в про-
вольных единицах значения величин механи-
ческих моментов. Как видно из этих рисунков,
зависимость (135) выполняется вполне удовлет-
ворительно.

Таким образом следует считать, что констан-

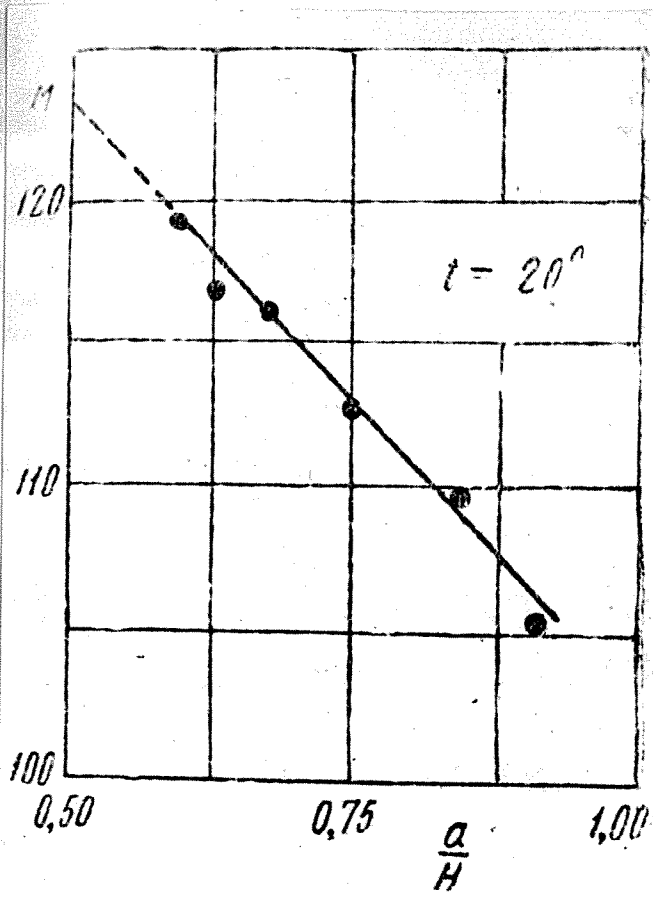


FIG. 44.

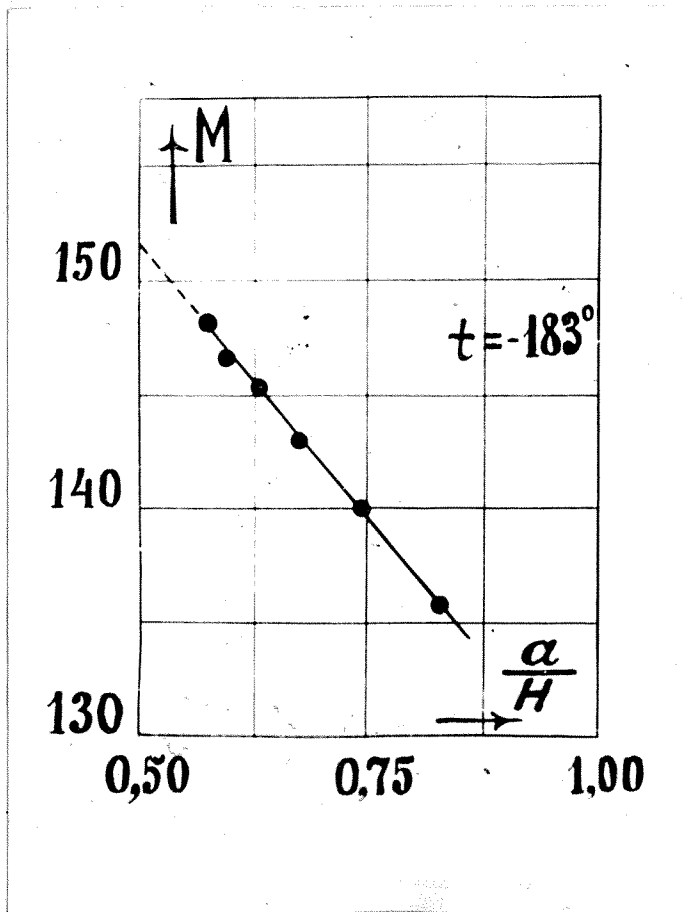


FIG. 45.

та анизотропии зависит от величины поля по закону, определяемому уравнением (135). Следует заметить, что крутизна наклона прямой зависимости механического момента от a/H зависит от отношения диаметра исследуемого диска к его толщине. Это объясняется неоднородностью намагничивания на конках. Однако, как по-казал Тарасов, на эллипсоидах соотношение остается тем же, хотя, как известно, в случае эллипсоидов мы имеем однородное намагничение по всему объему.

в) ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
ВОИСТАНТЫ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕТЕОРИТ-
НОГО ЖЕЛЕЗА ВОГУСЛАВКА.

Весь комплекс экспериментального исследования температурной зависимости магнитной анизотропии, проведенный на образце № 2. Магнитограмма механических моментов в зависимости от угла поворота диска в магнитном поле, представлена на рис. 46. Как видно из магнитограммы плоскость диска не является плоскостью (100), но все таки достаточно близка к ней. Определение ориентации плоскости производилось методом, разработанным

Мусиманом и Шлейхтвегом. Гармонический анализ магнитограммы дает, что нормаль к плоскости диска составляет с одной из тетрагональных осей кристалла угол, не превышающий 13° .

Исследование температурной зависимости величины константы анизотропии, производилось методом автоматической записи на фотопленку. Для этого в постоянном магнитном поле, обеспечивающим "намагничивание" момента в области температур, где проводится исследование, фиксируется значение величины механического момента в функции времени. Образец помещается в печь, представляющую собой полый цилиндр, верхний конец которого открыт и через который внутрь цилиндра вводится исследуемый образец. Нижний конец цилиндра закрыт.

В печь наливается жидкий кислород и естественно, что образец помещенный в жидкий кислород принимает температуру последнего. До тех пор, пока температура образца равна температуре жидкого кислорода, величина механического момента остается неизменной и на магнитограмме мы получим не большой участок, параллельный оси абсцисс ("нулевой" линии). Однако жидкий кислород довольно быстро испаряется и температура образца начинает повышаться, а при температуре около -100°C вылив-

чалась печь. С повышением температуры величина механического момента начинает уменьшаться и магнитограмма движется по направлению к оси абсцисс. При температурах -180°C , -150°C , -100°C , 0°C и так далее через каждые 50°C , давались световые вспышки, которые пересекли магнитограмму и ось абсцисс-ординатами. Очевидно величина ординат пропорциональна значениям константы анизотропии.

На рис. 47 представлена магнитограмма зависимости величины механических моментов от температуры. Исследование проводилось в поле, напряженности 11750 эрстед, обеспечивающим магнитное насыщение образца в исследуемой области температур.

Обработка магнитограмм в интервале температур от 0° до 550°K , т.е. примерно до температуры равной $\frac{\theta}{2}$, приводит к линейной зависимости между T^2 и $\log k$, как это видно на рис. 48.

Очевидно линейная связь между $\log k$ и T^2 вновь приводит к экспериментальному закону:

$$K = K_0 e^{-aT^2} \quad (104)$$

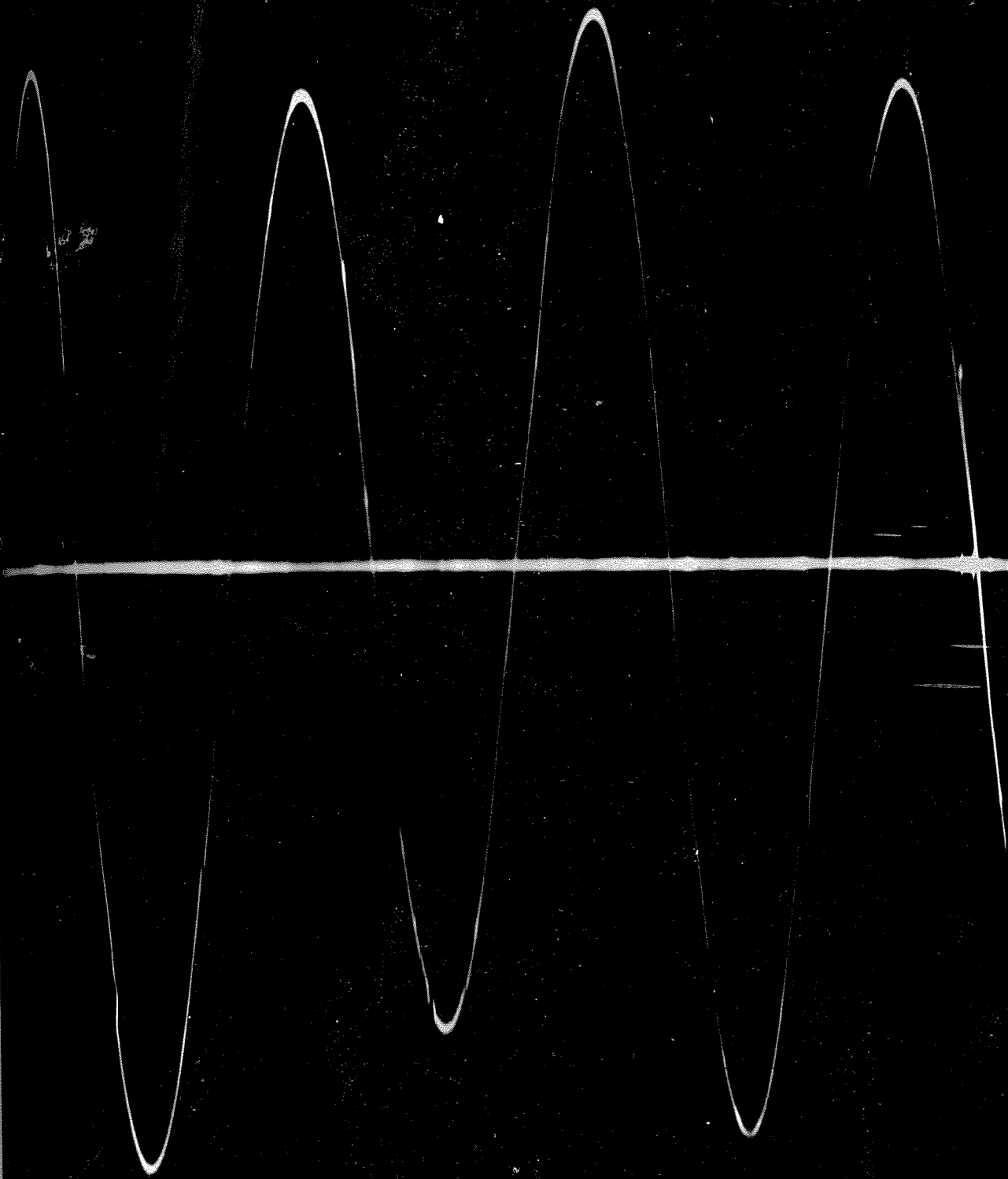
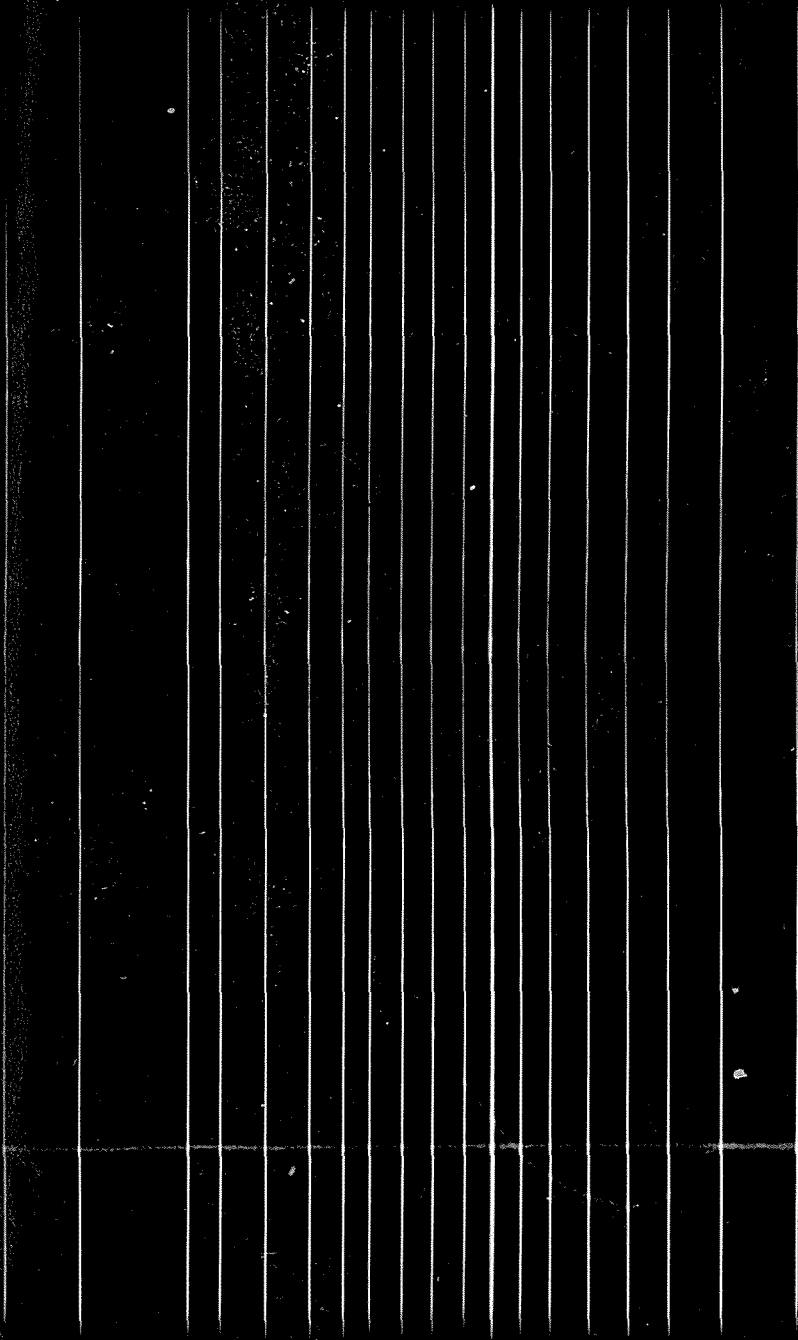


FIG. 40.



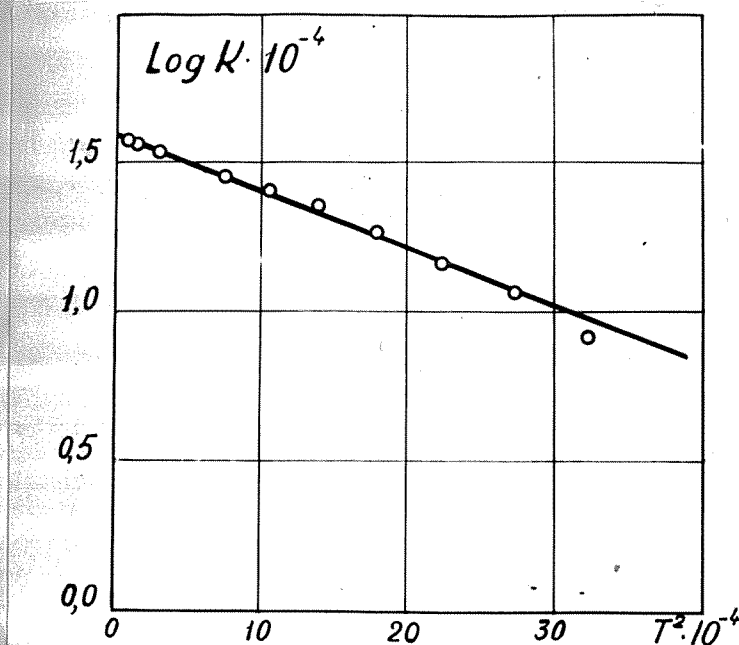


Рис. 48.

Причем справедливость этого закона и в этом конкретном случае, охватывает интервал температур от 0°K до $\theta/2$.

Экстраполяция на абсолютный нуль температуры дает для величины константы анизотропии при абсолютном нуле значение

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

При температурах выше 5500° наблюдается отклонения от экспериментального закона (104), а при температуре около 770°K , константа анизотропии меняет свой знак, становясь отрицательной и в точке Кюри обращается в нуль. В таблице 5 представлены данные магнетограмм в соответствующей обработке.

Таблица 5.

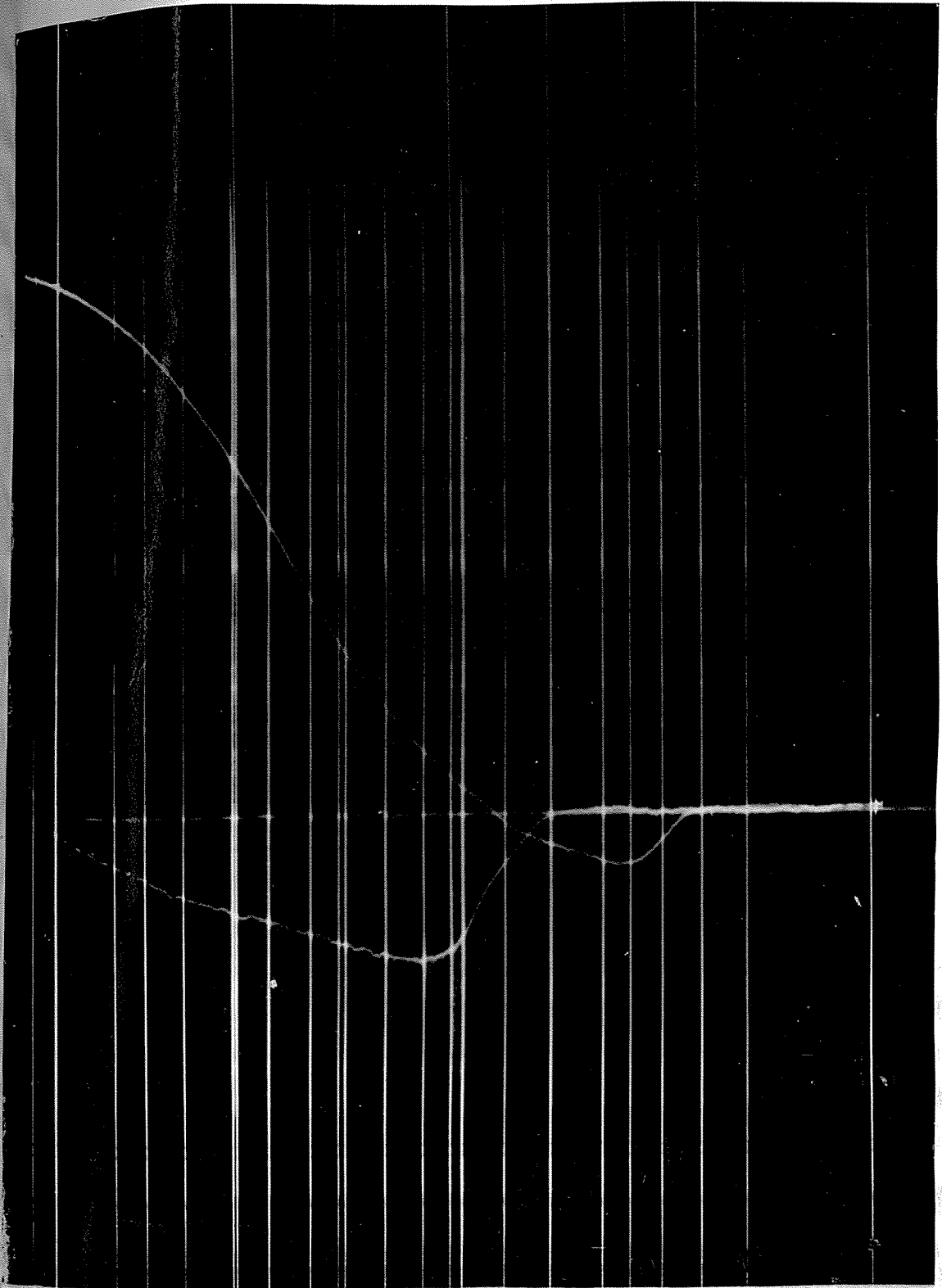
$t^{\circ}\text{C}$	$T^{\circ}\text{K}$	Величина ординаты		*)		$\frac{k}{k_0}$	$T^2 \cdot 10^{-4}$
		α мм	$K \cdot 10^{-4} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$	$\frac{T}{\theta}$	$\log \frac{K \cdot 10^{-4}}{2}$		
-183	99	102,6	87,62	0,088	1,273	0,965	0,51
-150	123	100,0	86,70	0,120	1,264	0,941	1,51
-100	173	94,0	84,60	0,169	1,237	0,884	2,99
0	273	77,5	28,44	0,266	1,153	0,729	7,45
50	323	70,0	25,68	0,316	1,109	0,658	10,43
100	373	61,6	22,64	0,364	1,054	0,580	13,91
150	423	50,0	18,36	0,414	0,966	0,471	17,89
200	473	40,0	14,08	0,462	0,866	0,376	22,37
250	523	31,7	11,04	0,511	0,765	0,298	27,35
300	573	22,5	8,26	0,560	0,616	0,212	32,83
350	623	15,8	6,54	0,609	0,442	0,142	38,81
400	673	8,0	2,94	0,658	0,168	0,075	48,29
450	723	3,5	1,26	0,707	0,081	0,033	52,27
500	773	-1,0	-0,36	0,754		-0,009	59,75
550	823	-4,0	-1,46	0,805		-0,037	67,73
600	873	-7,0	-2,56	0,858		-0,066	76,21
650	923	-8,0	-2,94	0,902		-0,075	85,19
700	973	-6,5	-2,38	0,950		-0,051	94,67
750	1023	0,0	0,00				
800	1073	0,0	0,00				

х) Вследствие того, что состав кристалла близок к железу, на что указывает и магнетогрмма, изображенная на рис. 4, точка Кюри была принята равной точке Кюри железа 1023° .

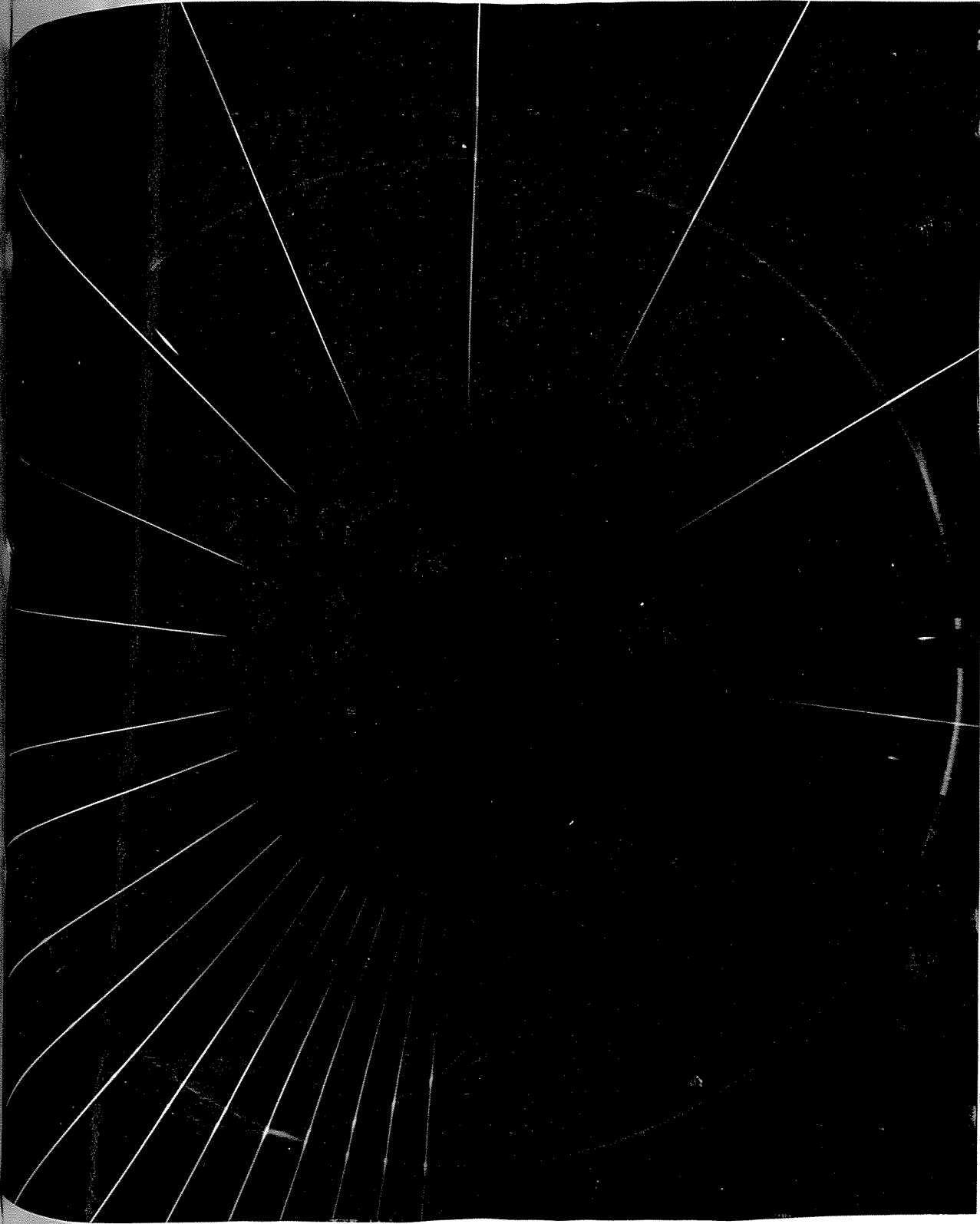
Г) ЯВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГИСТЕРЕЗИСА МАГ-
НИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕТЕОРИТНОГО ЖЕЛЕЗА
"БОРУСЛАВНА"

При исследовании температурной зависимости константы магнитной анизотропии в области высоких температур было обнаружено явление температурного гистерезиса магнитной анизотропии. Это совершенно новое явление заключается в том, что температурные изменения константы анизотропии при охлаждении от точки Кюри, не воспроизводят температурных изменений константы анизотропии при нагревании. В частности переход значений константы анизотропии через нуль, при охлаждении, происходит при более высоких температурах. Это явление очень хорошо видно на магнитограммах, представленных на рис. 49, 50, 51.

На магнитограмме, представленной на рис. 49 исследование величины момента идет в поле напряженности 10500 эрстед от комнатной температуры, причем в процессе нагревания давались следующие ординаты при температурах 50° , 100° , 150° , 200° и т.д. через каждые 50° до 500° С. Далее барабан фотокамеры вращался в обратном направлении и при температурах 750° , 700° , 650° , 600° и т.д. давались более длинные ординаты.







Анализ магнитограммы дает следующее: кон-
станта анизотропии с повышением температуры
уменьшается и около 500°C меняет свой знак.
В интервале от 500°C и вплоть до точки Кюри
константа анизотропии отрицательна, причем аб-
солютное ее значение достигает значительной
величины. При охлаждении от точки Кюри вплоть
до температуры 650°C , величина константы
анизотропии практически равна нулю. При темпе-
ратуре ниже 650°C константа анизотропии бу-
дучи отрицательной начинает резко возрастать
по своей абсолютной величине и несколько ни-
же 600°C достигает своих максимальных
отрицательных значений, превосходящих макси-
мальное отрицательное значение при нагревании
почти в 3 раза. Далее с понижением температу-
ры оставаясь отрицательной по знаку, константа
анизотропии уменьшается по своей абсолютной
величине и переходит через нуль в положитель-
ным значениям около 400°C .

Аналогичная магнитограмма представлена на
рис. 50. Прилагаемое здесь поле 10000 эрстед.
Ординаты при нагревании укороченные, причем
первая ордината давалась при температуре 200°C
и далее через каждые 50°C до 300°C . Ординаты
при охлаждении более длинные. Закономерность

та же, что и на магнитограмме, изображенной на рис. 49. На рис. 51 представлена магнитограмма, снятая в полярных координатах. "Нулевая" линия представляет собой окружность и соответствует повороту диска радиальной фотокамеры в поле $H = 0$. При положительных значениях механического момента, приложенного к исследуемому образцу, магнитограмма смещается по направлению к центру круга. При определенной температуре, вспышки, даваемые перед целью камеры, рассеивают магнитограмму и "нулевую" линию радиально расходящимися лучами. Радиально расходящиеся лучи даны при температурах 300° , 350° , 400° и т.д. через каждые 50° С. до 300° С., затем 750° , 700° , 650° , 600° и т.д. через каждые 50° С. до 350° С. Как это легко видеть из магнитограммы закономерности те же что и на магнитограммах, изображенных на рис. 49 и 50.

Обработка магнитограммы (рис. 50) представлена в таблице № 6.

На рис. 52 представлена температурная зависимость константы магнитной анизотропии. Белые кружочки представляют собой экспериментальные значения, соответствующие процессу нагревания, черные процессу охлаждения. Точка,

соответствующая $T = 0$, получена путем экстраполяции.

На рис. явно видна температурная гистерезисная петля магнитной анизотропии, что по-видимому объясняется тем, что исследуемый образец по своему химическому составу относится к разряду так называемых необратимых сплавов.

Таблица 6.

$t^{\circ}C$	$T^{\circ}K$	$k \cdot 10^{-4}$ (нагрева- ние)	$k \cdot 10^{-4}$ (охлажде- ние)
200	473	7,34	
250	523	6,16	
300	573	4,62	
350	623	3,42	3,43
400	673	2,31	0,51
450	723	1,28	-1,28
500	773	0,51	-2,06
550	823	-0,26	-2,76
600	873	-0,71	-3,21
650	923	-1,03	-0,39
700	973	-0,51	0,00
750	1023	0,00	0,00
800	1073	0,00	0,00

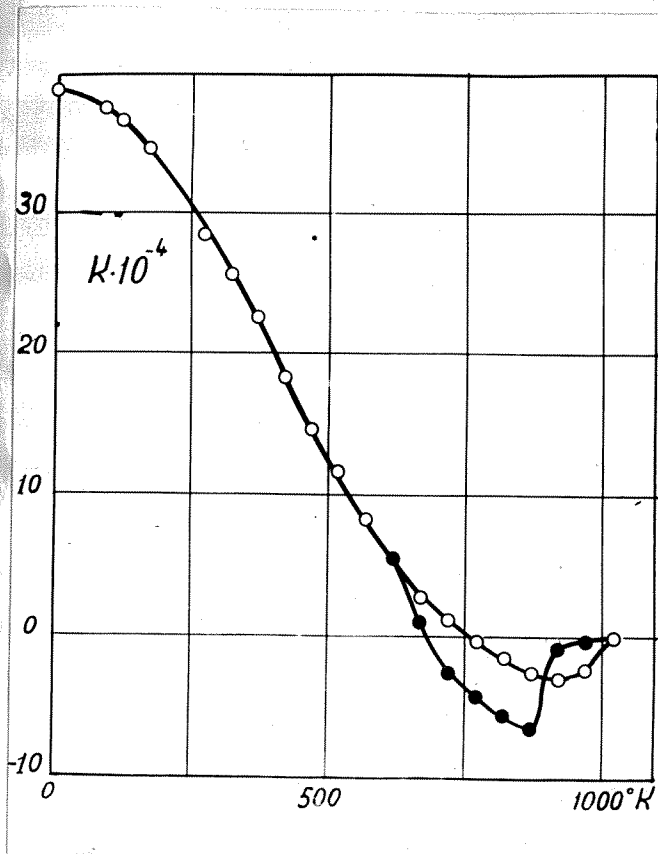


Рис. 52.

Температурная зависимость магнитной анизотропии метеоритного железа.

- ○ ○ - нагревание
- ● ● - охлаждение.

У1 . ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ КОНСТАНТЫ МАГНИТНОЙ АНИ-
ЗОТРОПИИ НИКЕЛЯ

Актуальность проблемы исследования темпера-
турной зависимости магнитной анизотропии нике-
ля, вытекает из изложенного выше обзора. Имен-
но, в данный момент времени в литературе, в
области низких температур фигурируют противо-
речивые данные Врхатова и автора, а также
Вильямса и Бозорта с одной стороны и данные
Хонда, Мазумото и Широгава, а также данные Пол-
ли с другой. Критика последних работ была дана
в приведенных выше главах работы. Что касается
температур выше 100°C , то здесь мы имеем лишь
весьма ненадежные данные, базирующиеся на кри-
вых намагничения снятых японскими авторами на
монокристаллах никеля в направлении основных
кристаллографических осей. Поэтому является
чрезвычайно важным вновь провести эксперимен-
тальное исследование температурной зависимо-
сти энергетической константы магнитной анизотро-
пии никеля в возможно более широком интервале
температур, проверить еще раз соотношение (104)
для интервала температур от 0°K до $\theta/2$ и

особенно тщательно провести исследование магнитной анизотропии в области высоких температур.

Исследования вначале, за исключением монокристаллов, производились на крупнокристаллических поликристаллах, затем с получением монокристалла, исследования были проведены на монокристаллическом шаре. Результаты исследований приводятся ниже.

1. ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ ⁶⁴

а) ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование константы магнитной анизотропии никеля, производилось на крупнокристаллических поликристаллических образцах с резко выраженной текстурой, полученной в результате весьма медленного охлаждения из расплава. Из такого образом полученного поликристаллического слитка были вырезаны 2 диска, данные которых следующие:

Образец № 1 диаметр $d = 13,35$ мм, толщина $h = 4,22$ мм.

Образец № 2 диаметр $d = 13,20$ мм, толщина $h = 2,50$ мм.

После того как диски были вырезаны, они для снятия остаточных напряжений отжигались в течение 4 часов в вакууме при температуре 800°C . с последующим медленным охлаждением. Очевидно, что величина свободной энергии такого образца в магнитном поле, вследствие сильной текстуры, будет зависеть от ориентации образца по отношению к полю. Если в плоскости диска в произвольном направлении провести ось S и наложить сильное поле удерживать вектор спонтанного намагничивания образца в плоскости диска, то величина свободной энергии образца будет очевидно функцией угла φ , между направлением спина образца и указанной осью S .

Таким образом величина свободной энергии образца:

$$U = U_0 + K f(\varphi) \quad (136)$$

где K - константа магнитной анизотропии,

U_0 - аддитивная постоянная

f - некоторая функция φ .

Из соотношения (136) следует, что величина механического момента, приложенного к образцу, будет:

$$M = K \frac{df(\varphi)}{d\varphi} \quad (137)$$

Если ψ — фиксировано, то изменение с температурой величины механического момента M , будет полностью характеризовать собой изменение с температурой константы анизотропии K . Правда, абсолютных значений константы анизотропии определить непосредственно из измерений нельзя, но они могут быть установлены путем совмещения данных опыта для какого либо одного значения температуры с наиболее достоверными данными для той же температуры, полученными ранее на монокристаллах. Для никеля этот прием возможен ввиду крайней малости второй константы K_2 .

Также как и в опытах с монокристаллом метеоритного железа, исследование проводилось методом автоматической фотозаписи, величин механических моментов приложенных к образцу.

На рис. 53, 54 представлены магнитограммы механических моментов в зависимости от угла ψ между направлением вектора поля и некоторой произвольной полярной осью, проведенной в плоскости образца. Исследования проведены при $t = 21^\circ\text{C}$. (образец № 1, рис. 53) и при $t = 22^\circ\text{C}$. (образец № 2, рис. 54).

Магнитограммы выявляют явную магнитную анизотропию образцов.

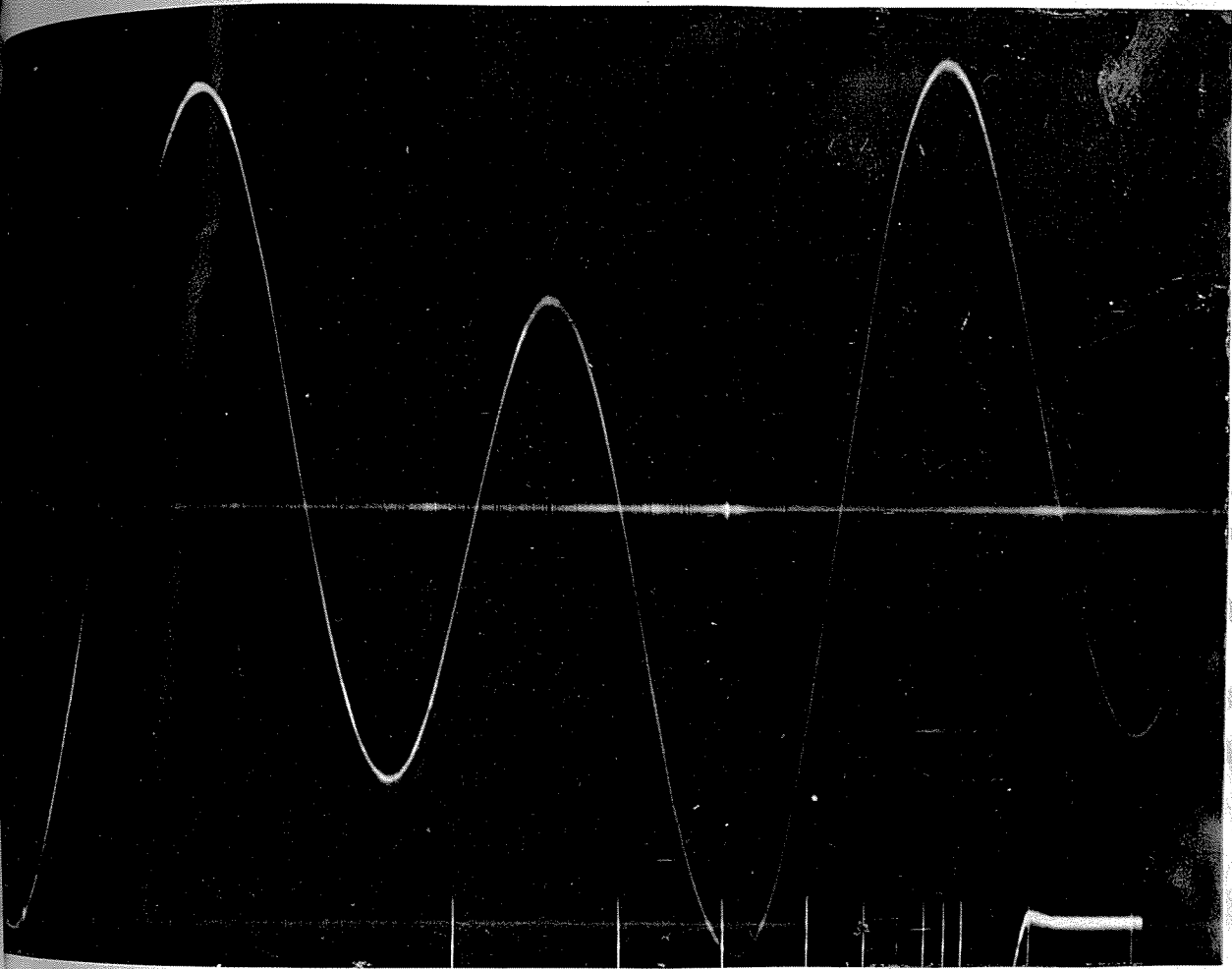


Рис. 58.

Магнитограмма механических моментов в
функции угла поворота (образец № 1) .

$n = 6000$ эрстед.

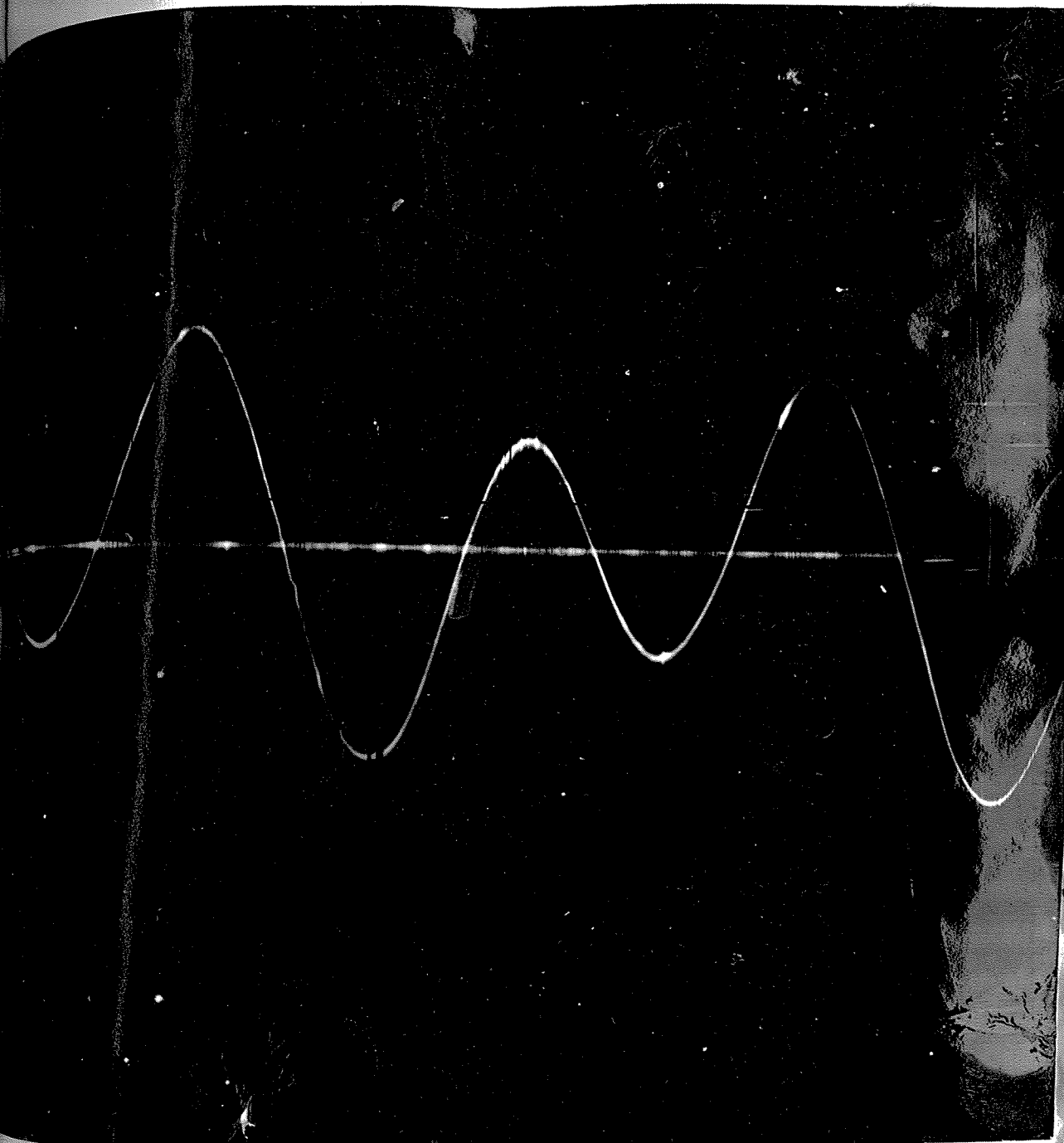


Рис. 54.

Магнитограмма механических моментов
в функции угла поворота. (Образец
в 2).

$$H = 4200 \text{ эрстед}$$

Исследование величин механического момента в зависимости от поля, нигде не обнаруживает наличие "горба" моментов при переходе от слабых полей к сильным. На магнитограмме, представленной на рисунке 55 зафиксированы значения механического момента при изменении поля, на образце № 1. Исследовался максимальный пик. Ординаты давались при $H = 0, 1000, 2000$, и т.д. до 12000 эрстед.

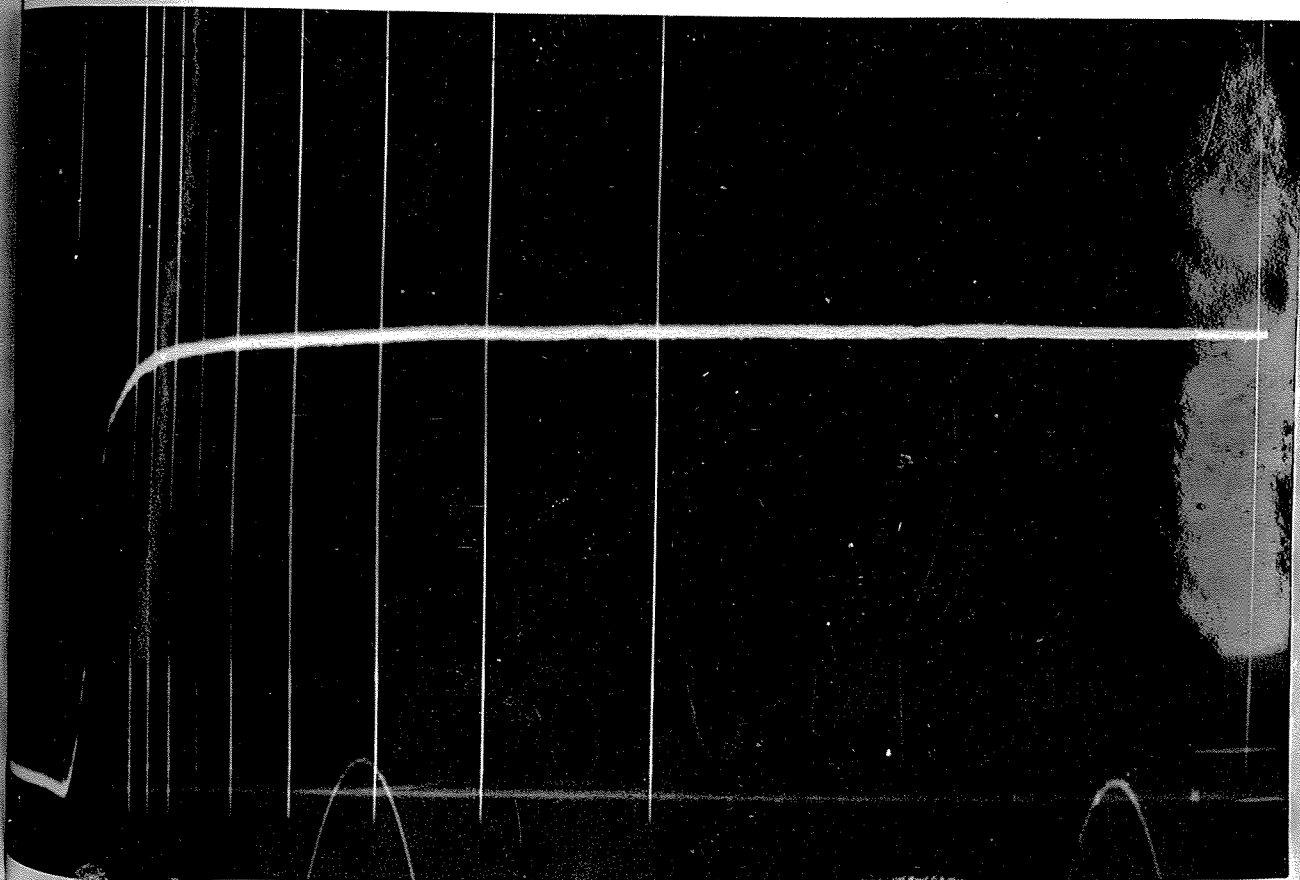


Рис. 55.

Магнитограмма зависимости механического момента от напряженности магнитного поля. (Образец № 1)

Обработка магнитограмм представлена в таблице 7, и на рис. 56.

Как видно из рис. 56, и для данного поликристаллического текстурованного образца сохраняется закономерность

$$M = M_0 \left(1 - \frac{a}{H}\right) \quad (138)$$

Таблица 7.

H	$\frac{r}{H} \cdot 10^4$	M в произвольных единицах
12000	0,83	61,7
11000	0,91	61,4
10000	1,00	61,0
9000	1,11	60,6
8000	1,25	60,8
7000	1,43	60,1

На магнитограммах рис. 57, 58, 59 представлены величины механических моментов в зависимости от поля, для различных ориентаций образца № 2. Магнитограмма (рис. 57) соответствует ориентации с максимальным значением момента, рис. 58 соответствует ориентации, состав-

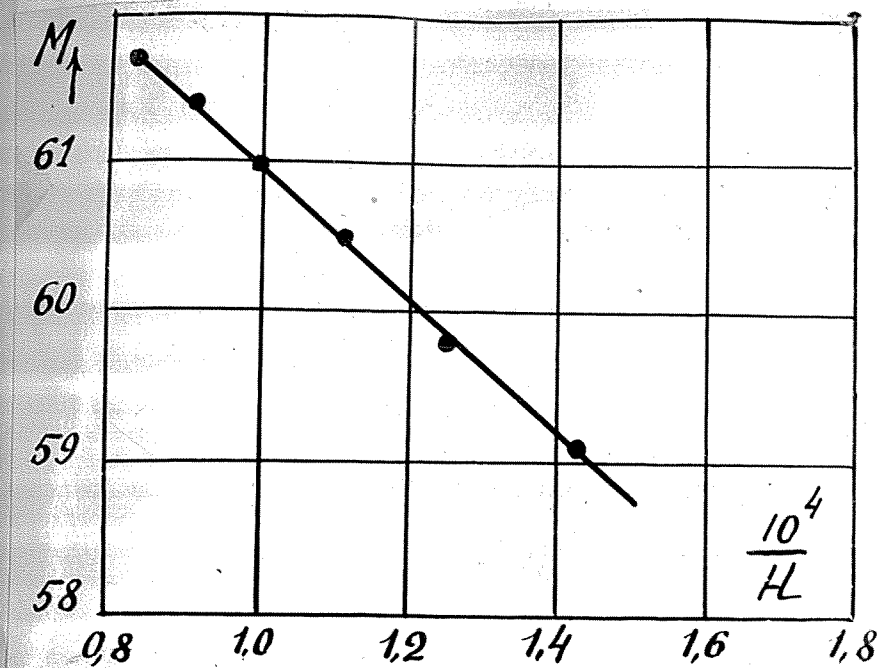


Рис. 56.

Зависимость величины механического момента от $\frac{1}{H}$

для угла 5° с положением, соответствующим максимальному моменту, рис. 59 угол в 10° .

Также как и в случае магнитогрaмм с образ-
ца № 1, нигде не обнаружены "горбы" моментов с
нарастанием поля. Такого рода магнитогрaмм
снимались и в других направлениях, однако
поскольку они не дадут ничего нового, в рабо-
те они не помещены.

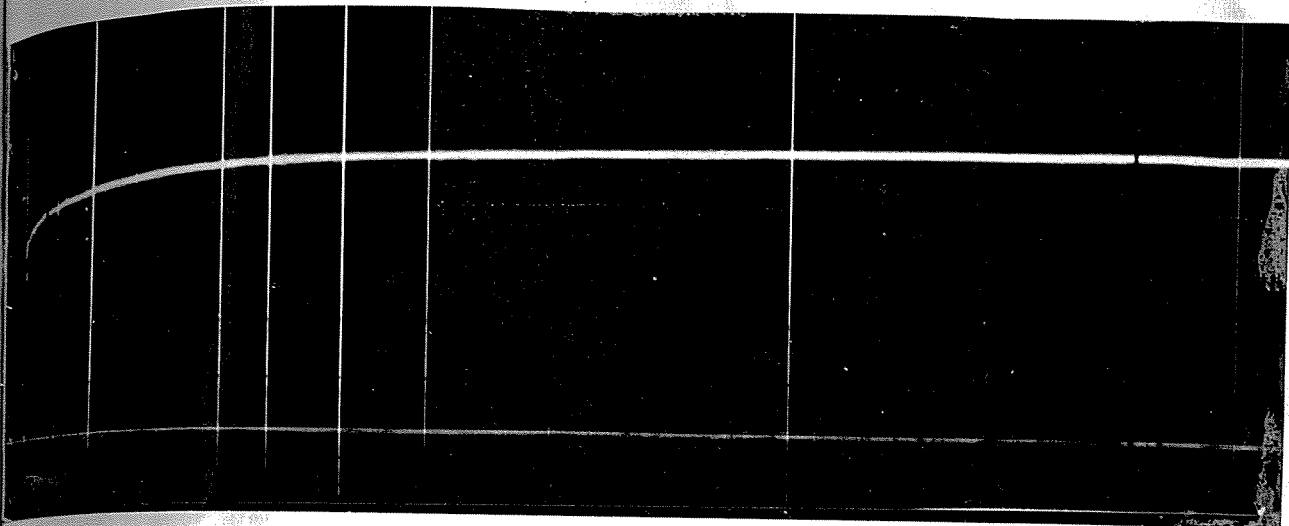


Рис. 57.
Магнитограмма механических моментов зависи-
мости от поля. $H = 2000, 4000, 6000, 8000,$
 $10000, 11000$ и т.д. через каждые 1000 эрстед.

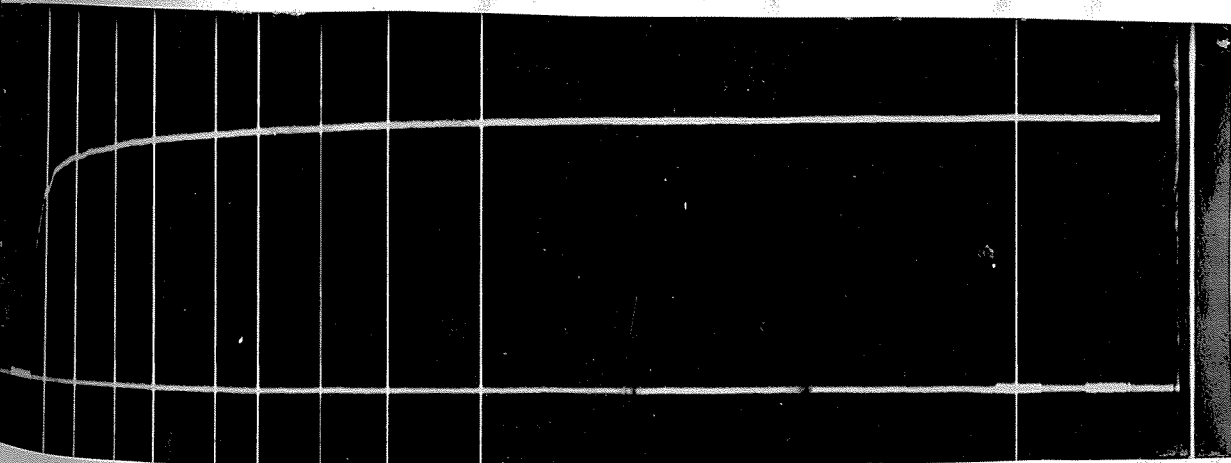


Рис. 58.
Магнитограмма механических моментов зависи-
мости от поля. Угол между направлением по-
ля и положением максимального момента 5° .

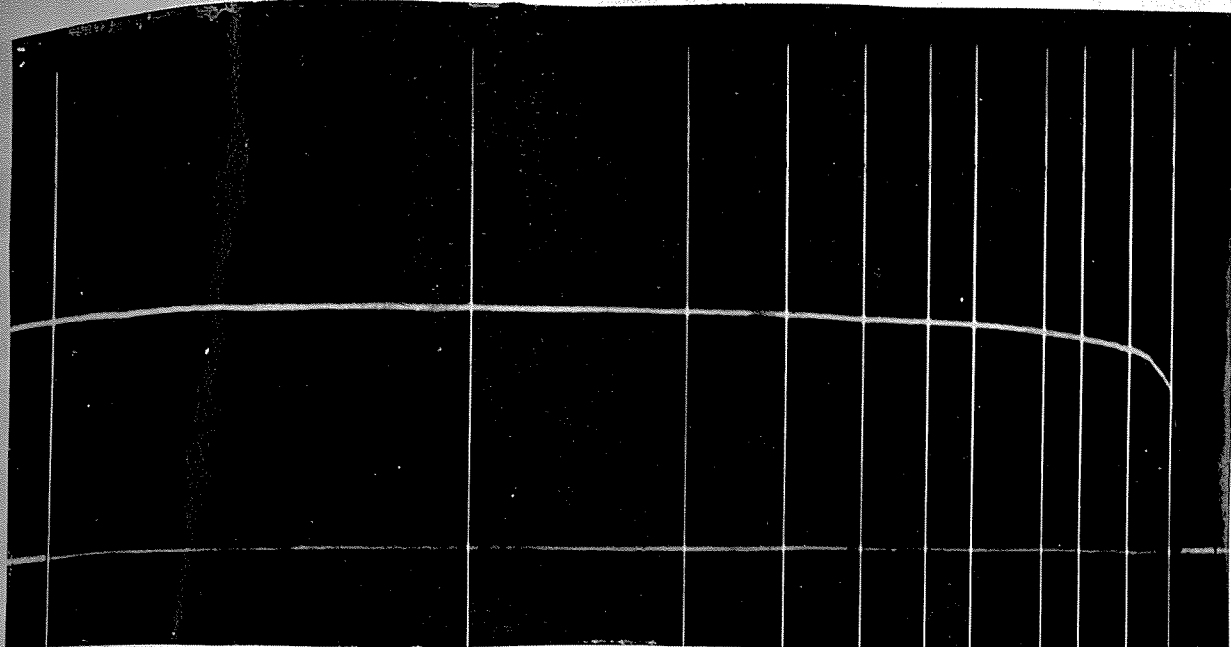


Рис. 59.

Магнитограммы механических моментов вза-
висимости от поля. Угол между направле-
нием поля и положением максимального мо-
мента 10° .

Обработка магнитограмм, представленных
на рис. 57, 58 и 59 показывает, что соотно-
шение (138), и в случае поликристаллических
образцов, не имеет общности. Однако для
максимального значения "ширины" момента это
условие вновь выполняется. В таблице № 8
даны значения механических моментов в
произвольных единицах при различных зна-
чениях поля, а на рис. 60, 61, 62 графики
зависимости $M \text{ от } 1/k$;

Таблица № 8.

H	$\frac{1}{H} \cdot 10^4$	$M_{\alpha)}$ $\alpha = 0$	M $\alpha = 5^\circ$	M $\alpha = 10^\circ$
16000	0,625	-	-	32,8
15000	0,666	37,4	36,0	31,8
14000	0,714	37,1	35,2	31,1
13000	0,769	36,4	35,0	30,6
12000	0,833	35,9	34,6	30,2
11000	0,909	35,2	34,4	30,0
10000	1,000	34,7	33,8	29,8

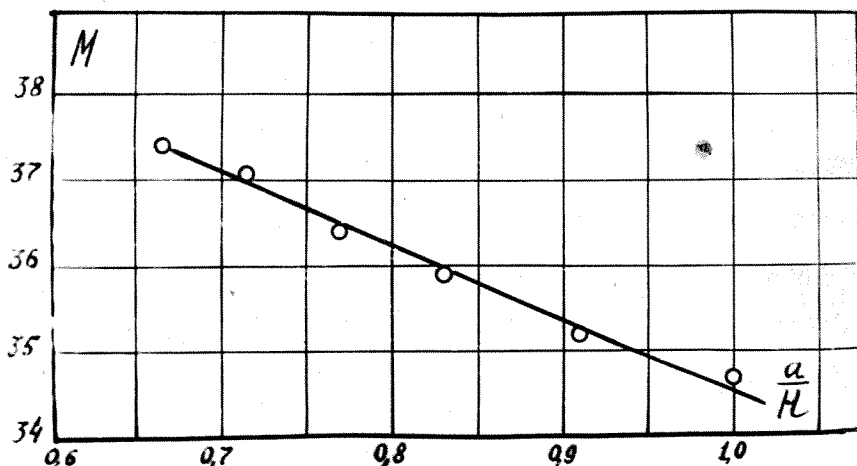


Рис. 60.
Зависимость механического момента M от $\frac{1}{H}$. ($\alpha = 0$)

к) - угол между ориентацией образца, соответствующей максимальному значению момента и направлением поля.

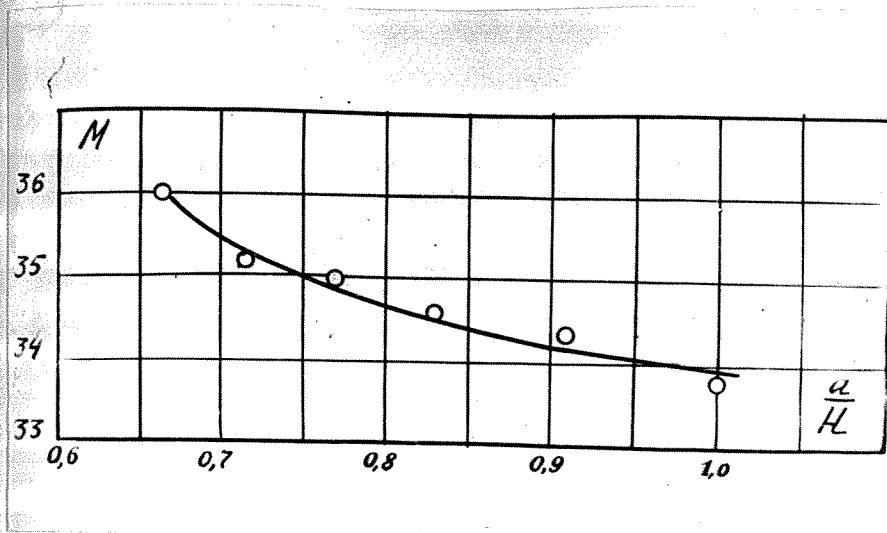


Рис. 61.
Зависимость механического момента M
от $\frac{1}{R}$. ($\alpha = 5^\circ$)

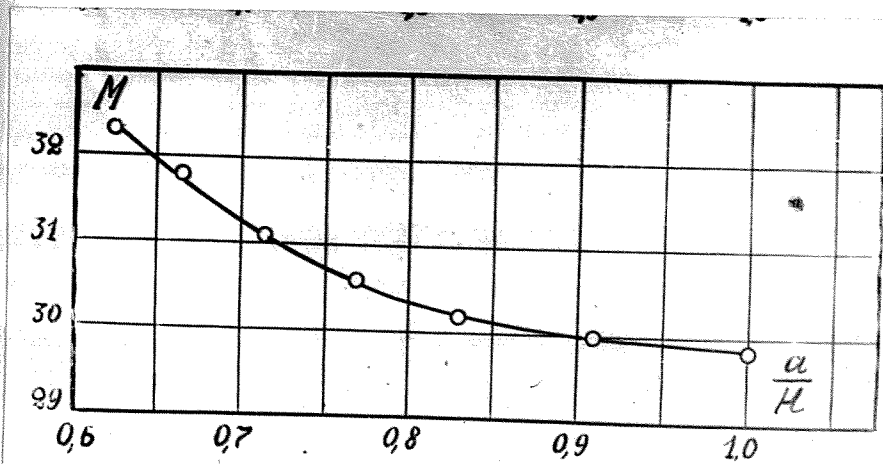


Рис. 62.
Зависимость механического момента M
от $\frac{1}{R}$. ($\alpha = 10^\circ$)

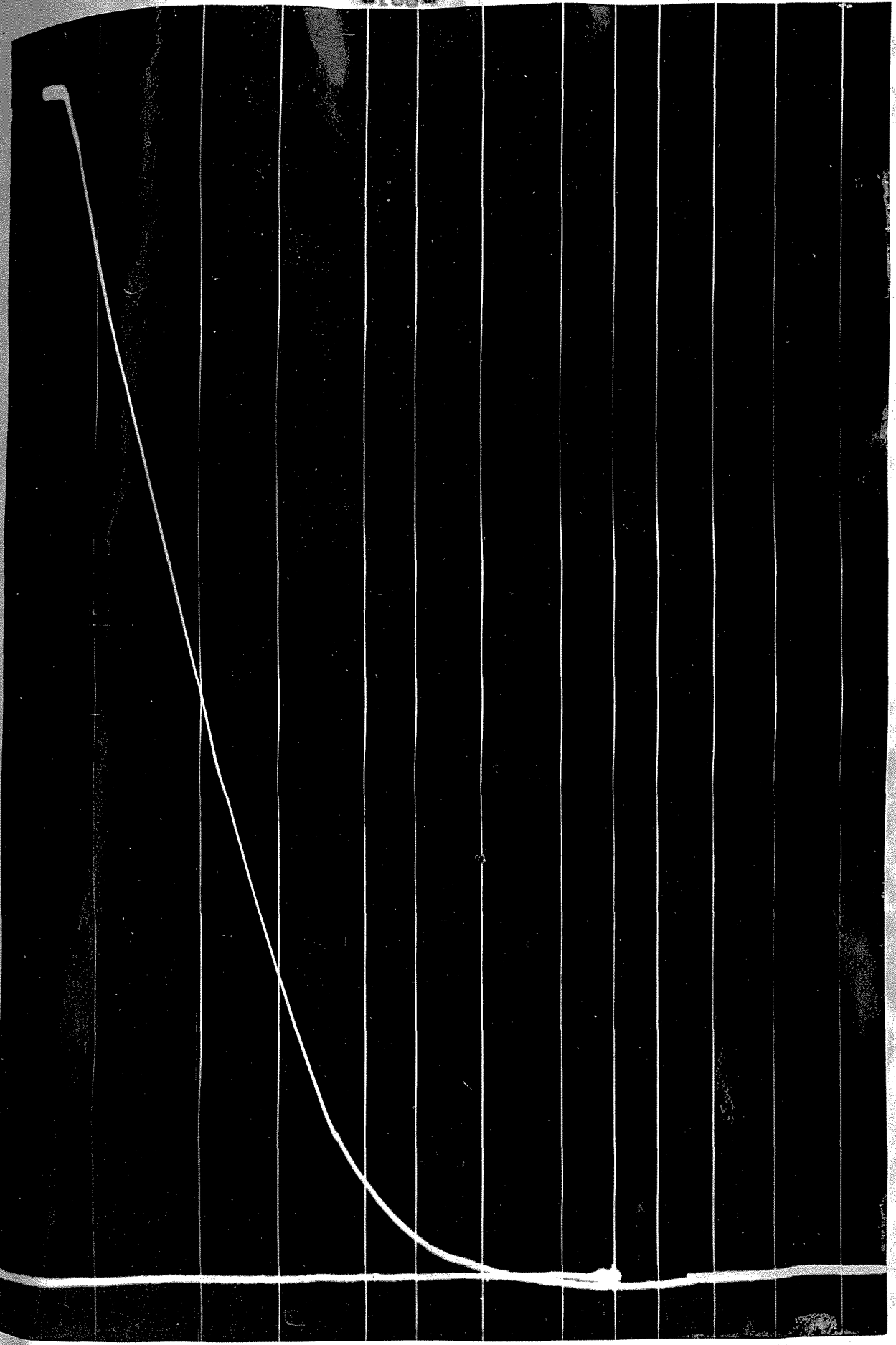
Исследования величины константы анизотропии от температуры проводились в интервале температур от -183°C . до 400°C , методом, описанным в предыдущей главе. Магнитограмма температурной зависимости величины механического момента представлена на рис. 63.

Здесь, попрежнему, ось абсцисс соответствует той называемой "нулевой" линии, т.е. магнитограмме, записанной в отсутствие поля. По оси абсцисс в магнитограмме отложено время, в течение которого происходит нагревание образца. Плоскость, параллельная оси абсцисс, соответствующая максимальной ординате, представляет собой запись механического момента при температуре -183°C .

Ординаты даны при температурах: -150 , -100 , -50 , 0 , 50 , 100 , 150 , 200 , 250 , 300 , 350 и 400 градусов Цельсия. Напряженность поля $H = 5400$ эрстед.

Если по данным этой магнитограммы построить график зависимости $\log K$ от T^2 , то как это видно из рис. 64 зависимость эта является линейной, во всяком случае до $\theta/2$; следовательно и в этом случае мы приходим к зависимости

$$K = K_0 e^{-aT^2}$$



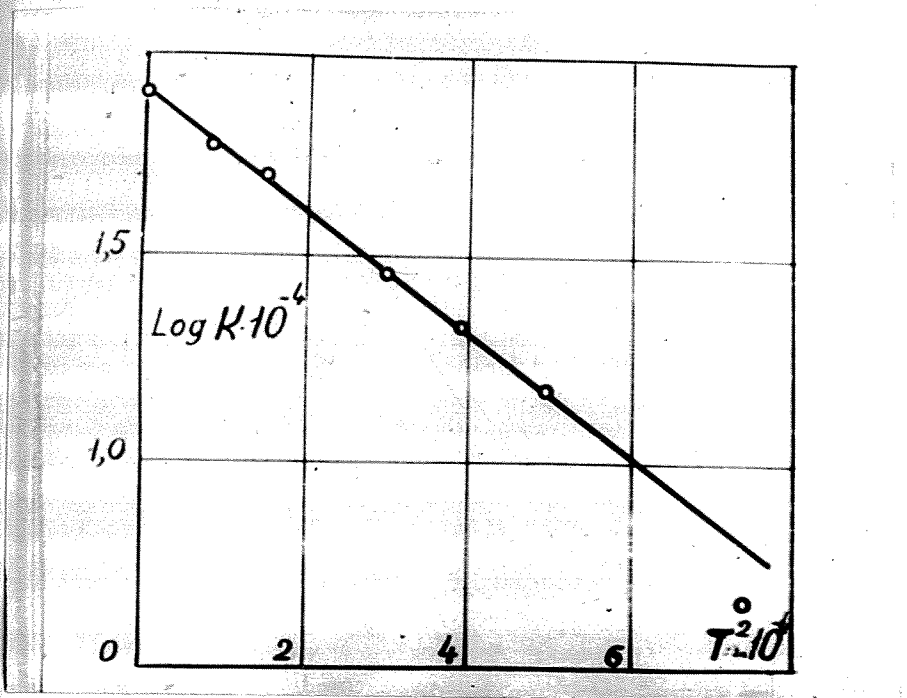


Рис. 64.

При температурах более высоких чем $\frac{\theta}{2}$, соотношение (104) перестает быть справедливым, а при температуре около 130°C , как это следует из магнитограммы, представленной на рис. 63, константа анизотропии меняет знак. Обработка магнитограммы приводит к данным, изображенным на рис. 65. На этом рисунке, совмещены данные, полученные в настоящей работе, с данными Брехатова и автора, полученными на монокристалле при $t = -183^\circ \text{C}$.

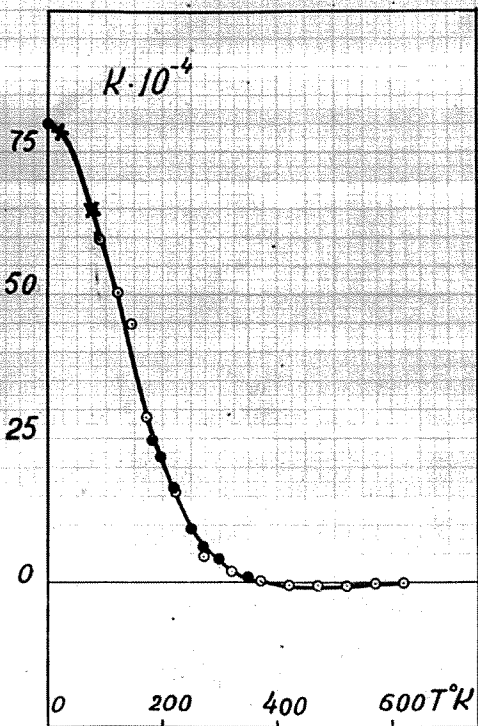


Рис. 65.

Температурная зависимость энергетической константы магнитной анизотропии никеля.

- ● ● — Данные Брехатова и автора
- × × × — Данные Вильямса и Бозорта
- ○ ○ — Данные автора .

Нам это следует из рис. 65, данные настоящей работы, данные Брехатова и автора и данные Вильямса и Безорта, в интервале температур от абсолютного нуля до 120° С. вполне соответствуют друг другу и следовательно хорошо описываются соотношением (104).

В области высоких температур было предпринято специальное исследование, с повышенной чувствительностью установки. Магнитограмма величины механических моментов в зависимости от температуры представлена на рис. 66. Ординаты даны при 20° , 50° , 100° , 150° , 200° , 250° , 300° , 350° , 400° С.



Рис. 66.
Магнитограмма температурной зависимости механического момента, в интервале температур от 20° С до 400° С.

Обработка магнитограммы приводит к данным изображенным на рис. 67. Магнитограмма указывает на изменение знака константы анизотропии и обращение ее в нуль в точке Кюри.

При совмещении данных при 20° С. с соответствующими значениями, полученными Врхатовым и автором, получаем кривую зависимости константы анизотропии в области высоких температур. В интервале температур, ниже точки перехода константы анизотропии через нуль, согласие с прежними данными Врхатова и автора - полное.

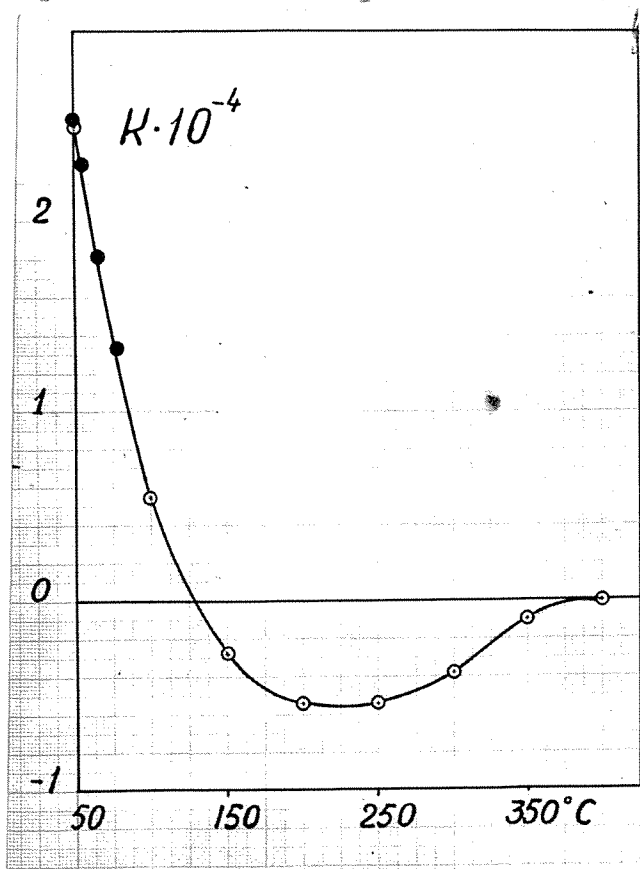


Рис. 67.

Температурная зависимость константы анизотропии.

- ● ● - Данные Врхатова и автора
- ○ ○ - Данные автора, полученные на поликристаллах.

ИССЛЕДОВАНИЯ НА МОНОКРИСТАЛЛЕ

В качестве объекта исследования был использован монокристалл чистого (Mond) никеля, полученный в высокочастотной печи, путем медленного охлаждения из расплава в вакууме. Методом электродисковой обработки (электродирования), образцу была придана форма шара. Метод электродисковой обработки имеет то преимущество, что не создает в образце деформаций и напряжений. Действительно, несмотря на довольно точную сферическую поверхность образца, отсутствие деформаций и напряжений делает образец похожим на многогранник, вследствие неодинакового отражения света от различных кристаллографических плоскостей (рис. 68).

Диаметр шара $d = 9,75 \pm 0,01$ мм. Ориентировка кристалла производилась методом, разработанным в свое время Врхатовым и автором [33].

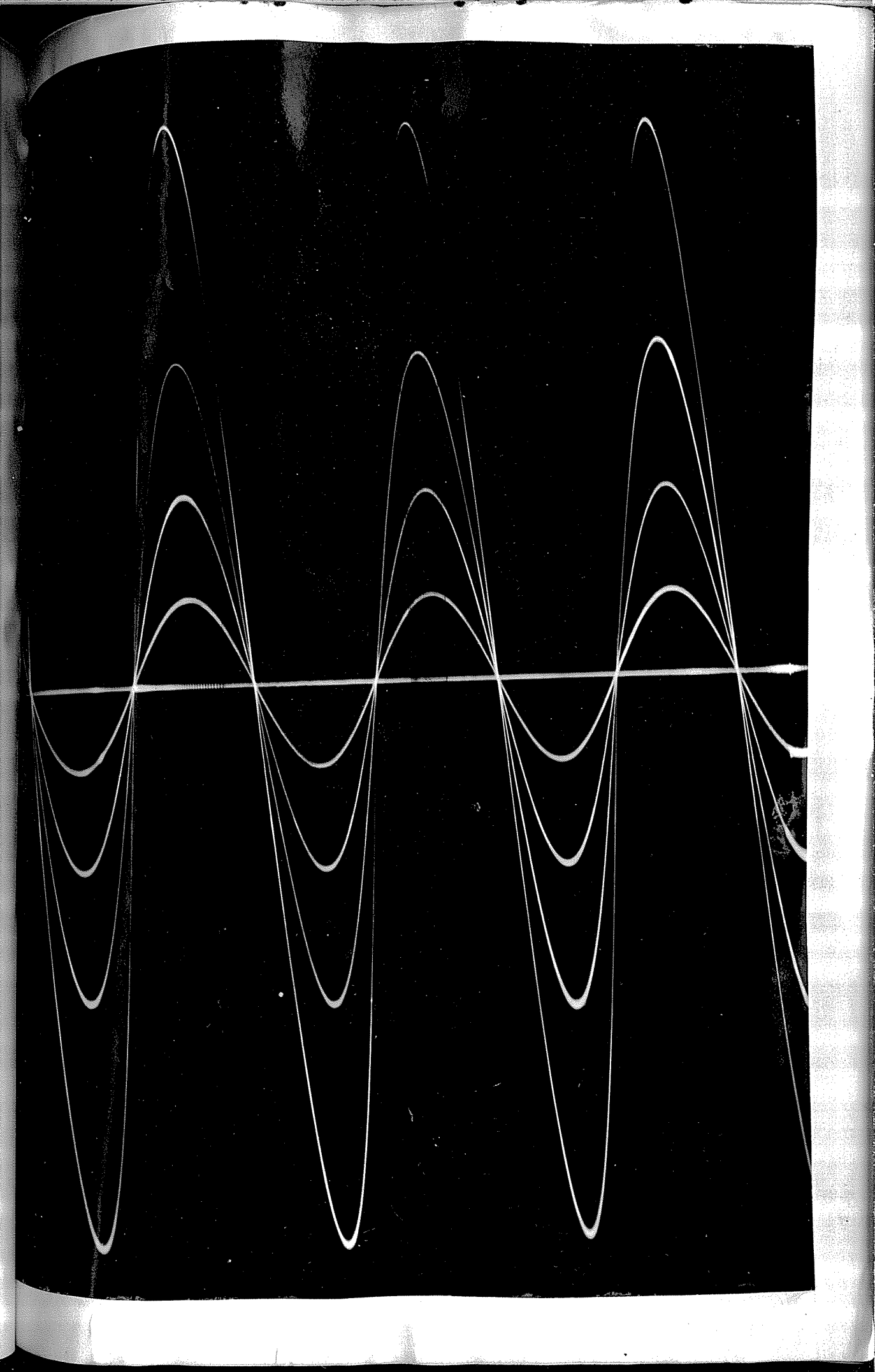
Магнетограммы механических моментов, приложенных к кристаллу при вращении вектора поля в плоскостях (100) и (110) представлены на рис. 69, 70 и 71. Количественное определение величин констант анизотропии, произведенное с помощью отградуированной пилы, дает для



Рис. 68.

температур -183°C и $+19^{\circ} \text{C}$ соответственно -
но $59,6 \cdot 10^4$ и $4,73 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$.

Эти значения совпадают с данными, полученными ранее Брехатовым и автором.



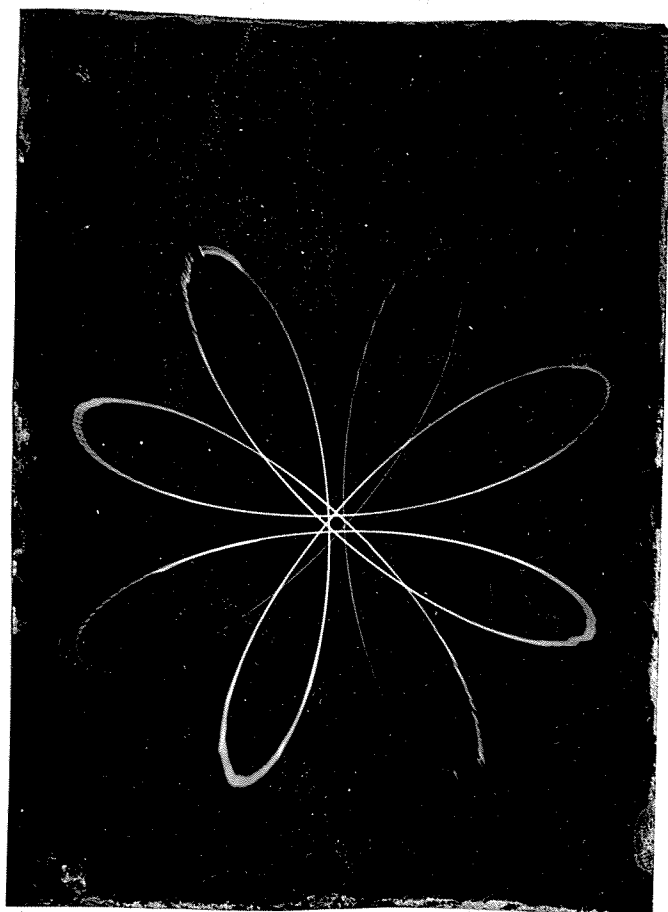


Рис. 70.

На рис. 69 представлены магнитограммы механических моментов в плоскости (100), при температурах 90° , 160° , 200° , 250° и, зависимость от угла поворота вектора поля по отношению к оси 100 кристалла. Чувствительность установлена $1,27 \cdot 10^3 \frac{\text{Эрс}}{\text{мм}}$

На рис. 70 представлена магнитограмма механических моментов, снятая в полярных координатах в плоскости (100).

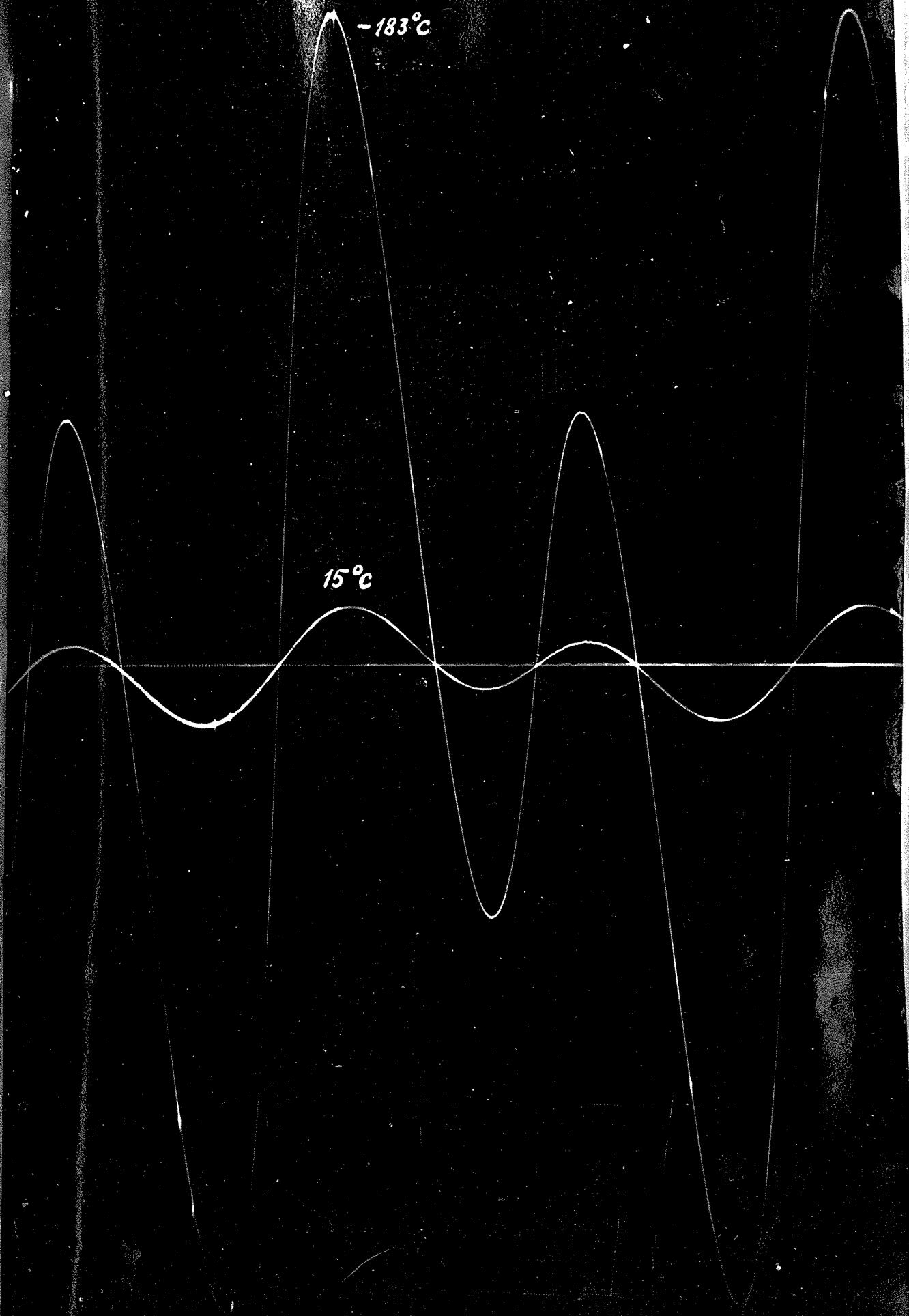
На рис. 71 представлены магнитограммы механических моментов в плоскости (110) при температурах -183°C и 15°C .

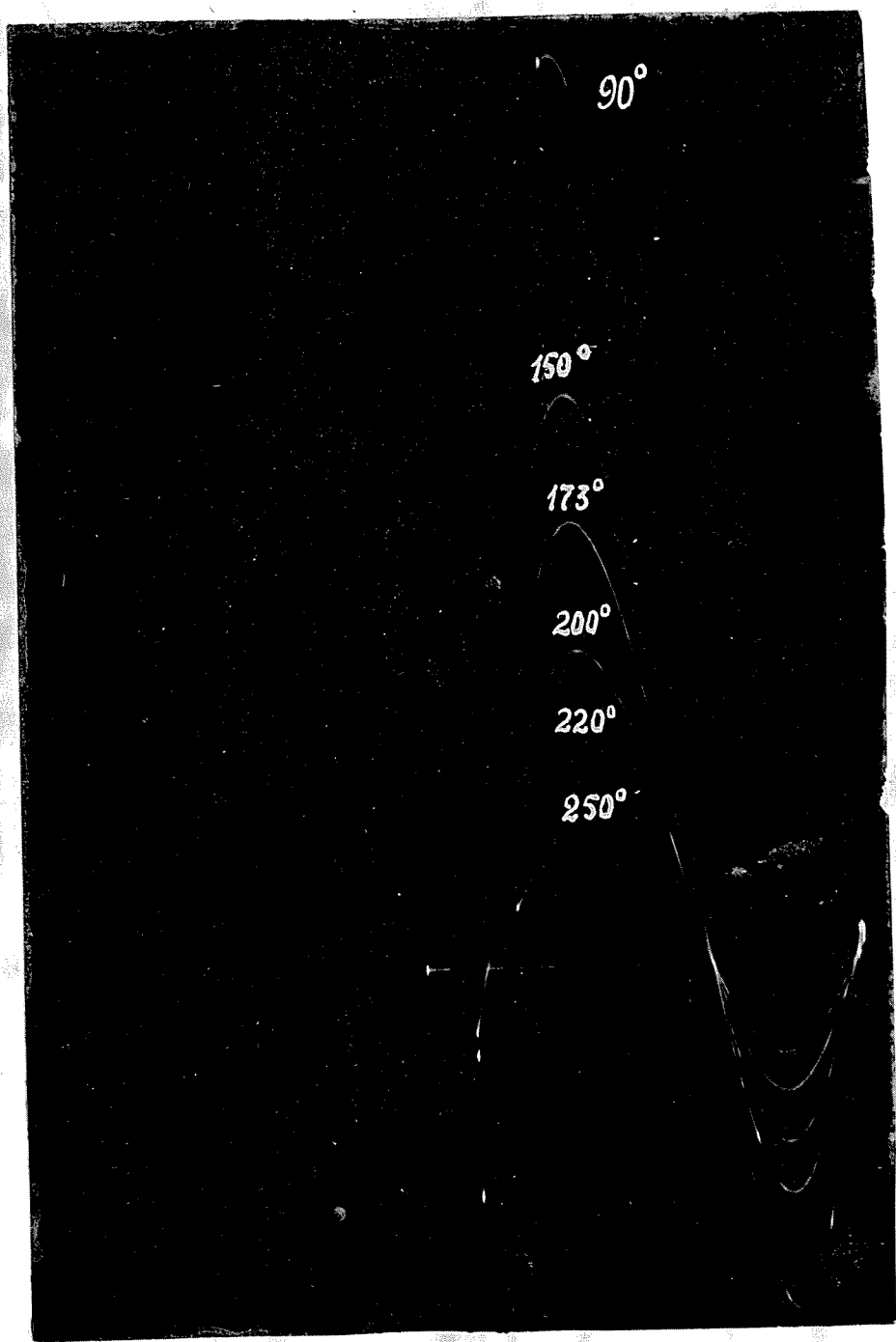
На рис. 72 представлены магнитограммы механических моментов, в плоскости (110) при изменении угла поворота φ от 0° до 90° , при температурах 90° , 150° , 173° , 200° , 220° , 250°K . Чувствительность установки $1,31 \cdot 10^3 \frac{\text{Эрл}}{\text{мм}}$.

В области высоких температур исследования проводились с помощью записи магнитограмм механических моментов, соответствующих малым и большим максимумам, в плоскости (110) в зависимости от температуры. Методика исследования описана выше. Ординаты, при снятии магнитограмм, давались при температурах 300° , 350° , 400° , 450° , 500° , 550° , 600° , 650°K . Этот метод конечно неприменим в области низких температур, так как вследствие сильной анизотропии кристалла, между направлением поля и направлением оси кристалла, будет значительный угол. Этот вопрос теоретически был подробно исследован Ануловым [3] в связи с теорией потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях и подтвержден экспериментально Врохатовым и автором в связи с исследованием энергетической константы магнитной анизотропии никеля в области низких температур.

-183°C

15°C





Несовпадение абсцисс максимумов моментов в области низких и высоких температур, хорошо заметно на магнитограммах 69, 71, 72.

На рис. 73 и 74 представлены магнитограммы температурной зависимости большого и малого максимумов механических моментов в плоскости (110).

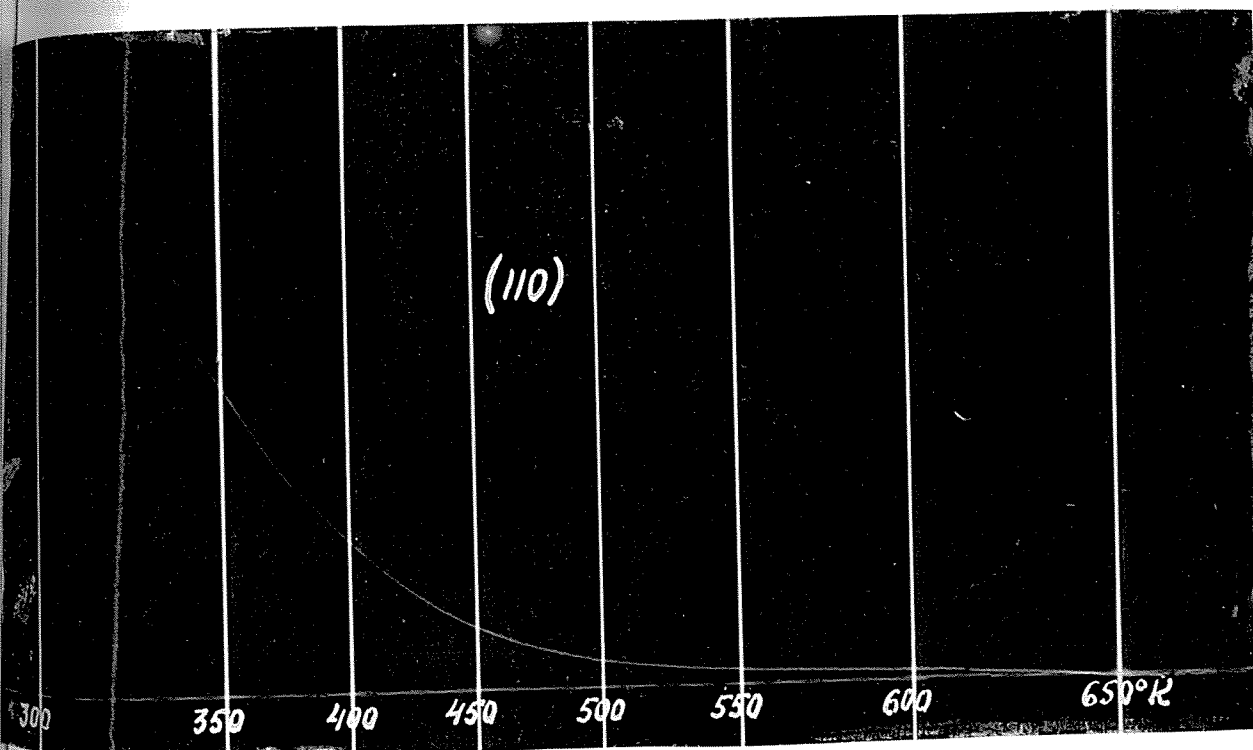


Рис. 73.

Обработка магнитограмм приводит к данным, которые получены в таблице 9. Данные, приведенные в таблице 9, представляют собой средние значения

300

350

400

450

500

550

600

650°K

Рис. 74.

от всех 8 максимумов, поэтому между данными помещенными в таблице и непосредственными измерениями на магнитограммах 73 и 74 может быть в некоторых случаях незначительное расхождение. Аналогичные магнитограммы снимались в плоскости (100), но поскольку они приводят к тем же данным относительно величины R_1 , они в работе не помещены.

Таблица 9.

$T^{\circ}K$	$-R_1 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta p_2}{\text{см}^3}$	$-R_2 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta p_2}{\text{см}^3}$
90	59,6	6,3
150	36,8	9,2
173	28,6	6,9
200	20,3	5,2
220	14,4	2,9
250	8,48	1,8
288	6,24	0,4
300	4,20	0,4
350	2,23	- 0,3
400	1,12	- 0,7
450	0,48	- 0,8
500	0,19	- 0,4
550	0,10	- 0,2
600	0,09	- 0,2
650	0,00	0,0

Данные, приведенные в таблице 9, получены из результатов обработки различных магнитограмм, снятых в плоскости (100) так и в плоскости (110).

Вычисление значений K_1 из магнитограмм моментов в плоскости (100) не представляет особого труда, так как в этом случае мы имеем равенство $M_{max} = \frac{K_1}{2}$;

Для плоскости (110) величина механического момента определяется уравнением

$$M = \frac{K_1}{4} (\sin 2\varphi + \frac{3}{2} \sin^4 \varphi) + \frac{K_2}{16} (\sin^3 2\varphi + 2 \sin^2 \varphi \sin 4\varphi). \quad (139)$$

Где φ - угол между направлением поля и тетрагональной осью кристалла. Максимальные значения момента соответствуют углам $\varphi = 24^\circ$ и $\varphi = 71^\circ$, что вследствие соотношения (139) приводит к двум уравнениям.

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= 0,558 K_1 + 0,0462 K_2 \\ M_2 &= 0,21 K_1 + 0,094 K_2 \end{aligned} \right\} \quad (140)$$

Измеряя температурную зависимость M_1 и M_2 можно из уравнений найти температурную зависимость K_1 и K_2 .

Если построить графики зависимости $\log K_i$ от T^2 , то в интервале температур от $0^\circ K$ и $\frac{b}{2}$ до мы получим линейную зависимость, что вновь приводит к соотношению (141).

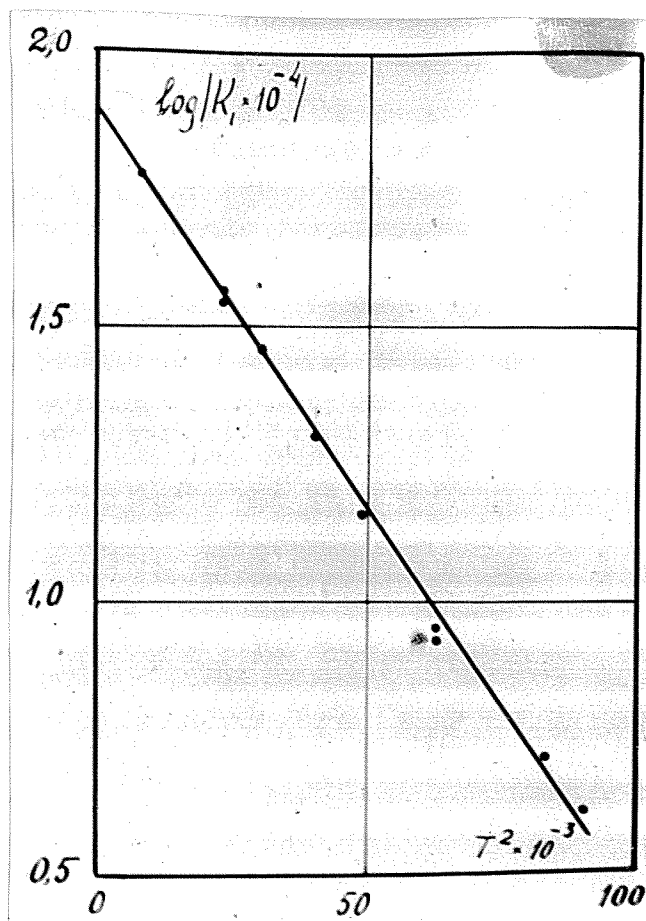


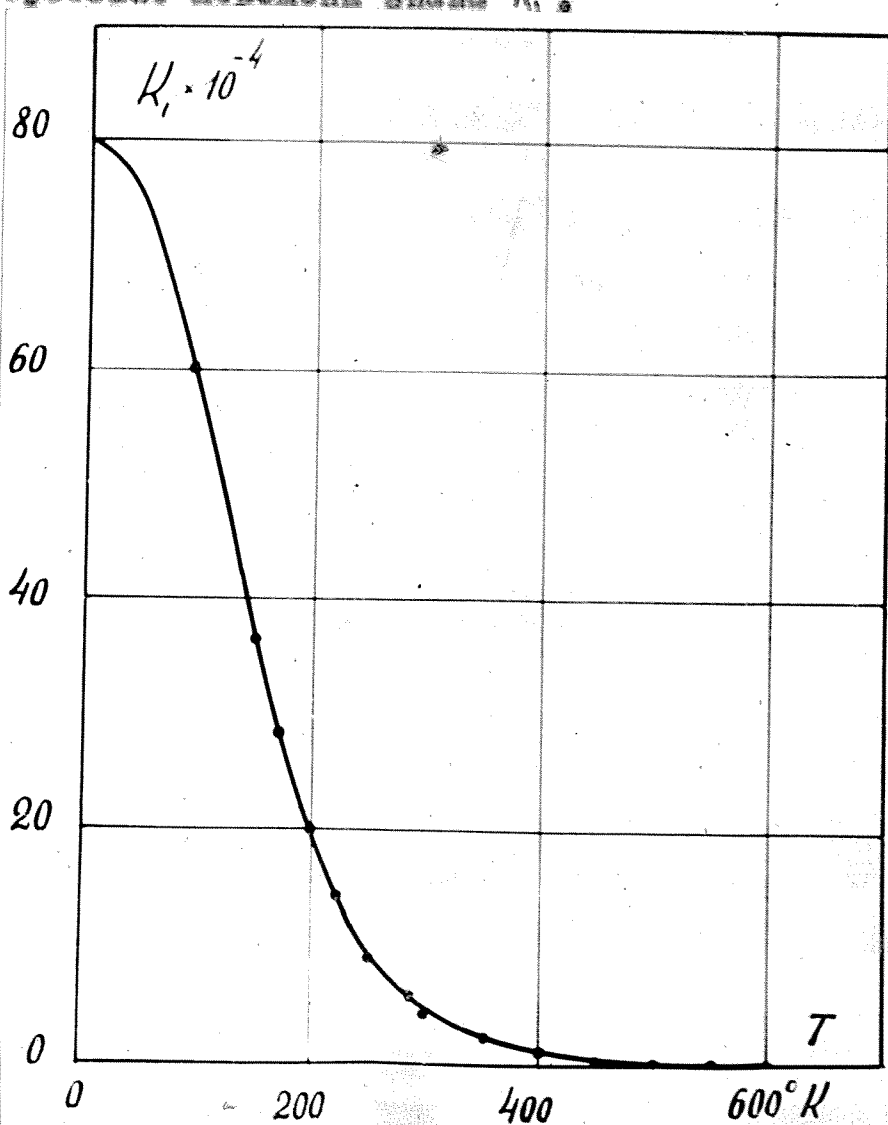
Рис. 74.

График зависимости $\log K_1$ от T^2 .

Экстраполяция графика на абсолютный нуль, дает для первой константы энергетической анизотропии никеля значение, равное $-60,0 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$.

На рис. 75 и 76 представлены графики зависимости K_1 и K_2 от температуры. Как видно из этих данных, энергетическая константа K_1 с повышением температуры не меняет знака вплоть до точки Кюри.

Поскольку отсутствие перемены знака у первой константы магнитной анизотропии K_1 , противоречит данным Хонда, Маэумото и Широкава, а также данным, полученным автором на поликристаллическом образце, то естественно, желательно дополнительное исследование, подтверждающее отсутствие перемены знака K_1 .



Температурная зависимость первой энергетической константы магнитной анизотропии никеля.

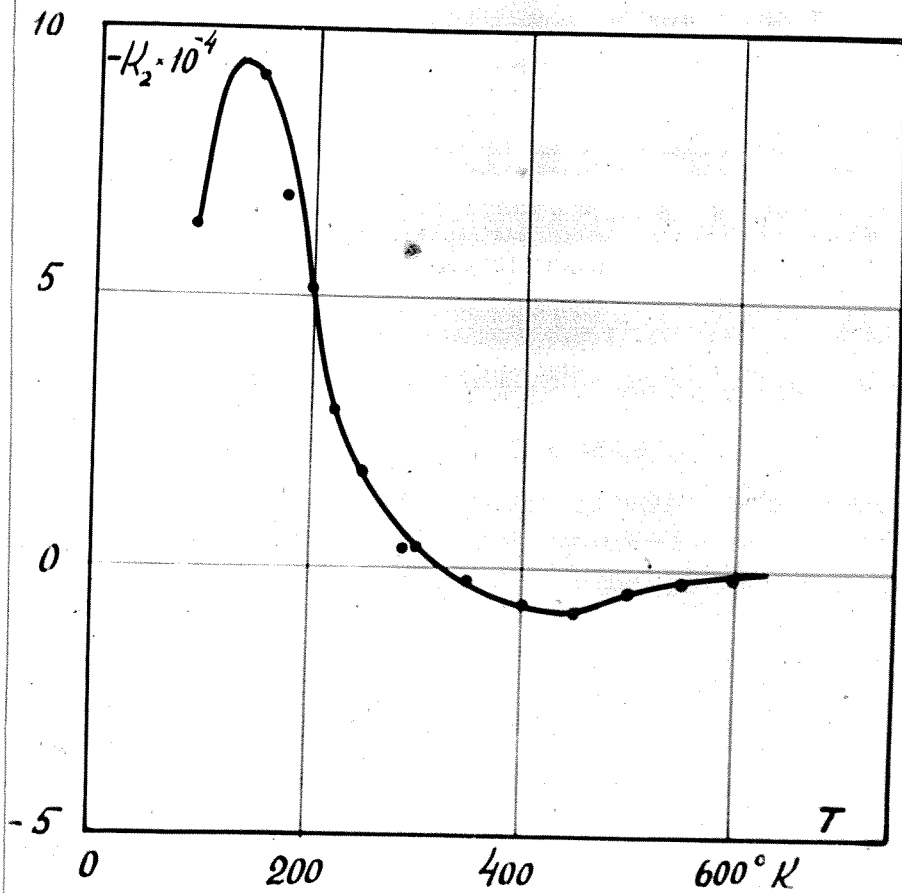


Рис. 76.

Температурная зависимость второй энергетической константы магнитной анизотропии никеля.

С приближением к точке Кюри. Как известно, перемена знака была обнаружена в указанных выше работах при температуре около 130°C . Детальные дополнительные исследования, проведенные при различных температурах опровергают этот факт. На рис. 77 представлены магнитограммы механических моментов, снятых в функции угла поворота в плоскости (100) при температурах 17° , 36° , 55° , 67° , 105° , 135°C . Как это видно из приведенных магнитограмм, характер анизотропии вплоть до $= 135^{\circ}\text{C}$ — сохраняется.

На рис. 78 представлена магнитограмма при температурах 17° , 123° , 147°C , на рис. 79 при температурах 20° , 113° и 157°C , на рис. 80 при температурах 20° , 100° , 175°C .

Как видно из магнитограмм, представленных на рис. 78, 79 и 80, нигде не обнаружено изменения знака K_1 , вплоть до температуры 175°C .

Численным значениям константы анизотропии K_1 выше 175°C особого значения придавать не следует ввиду малости ее абсолютных значений.

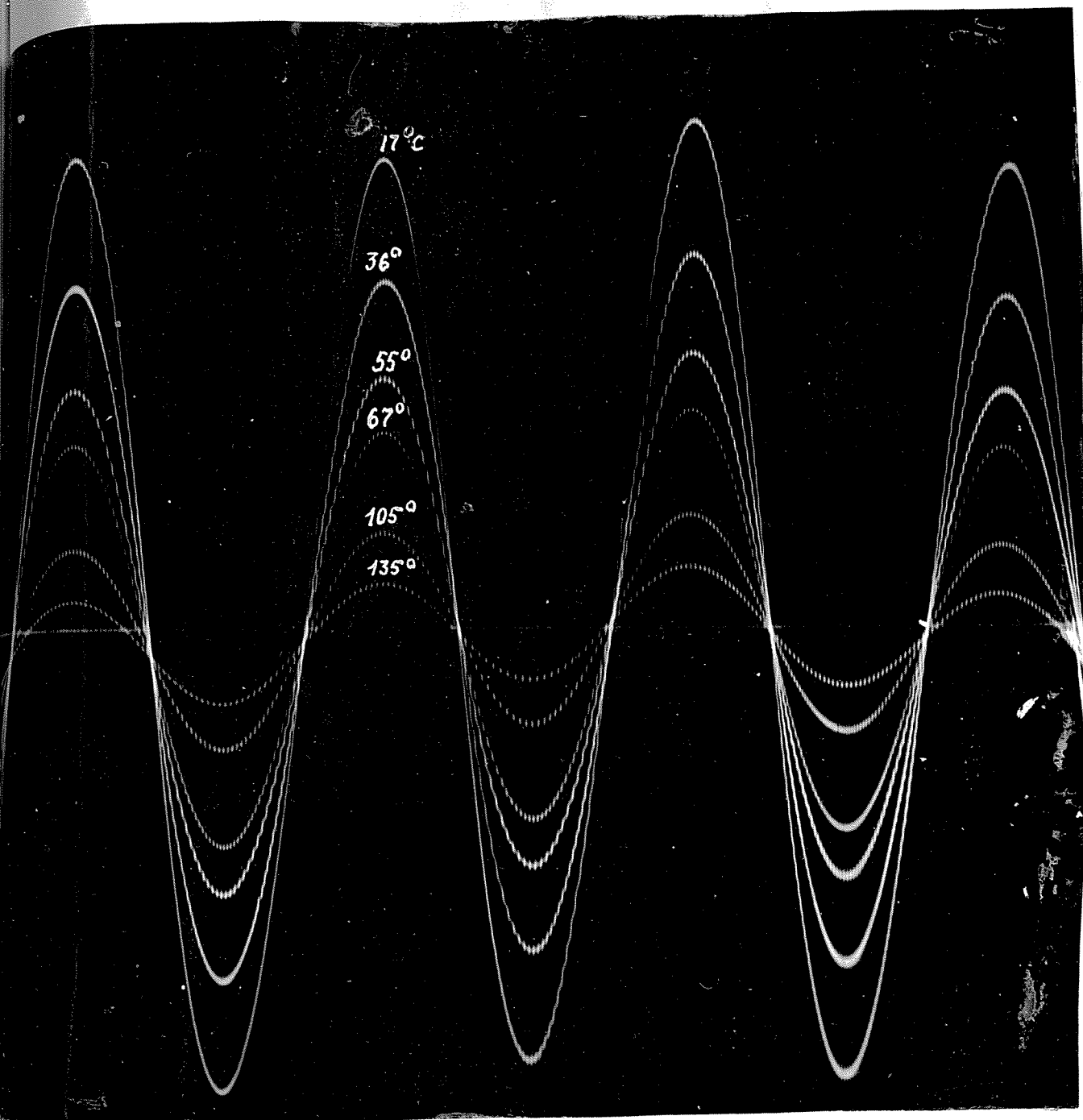


Рис. 77.

Магнитограммы механических моментов в зависимости от угла поворота в плоскости (100), при температурах 17° , 36° , 55° , 67° , 105° и 135° С.

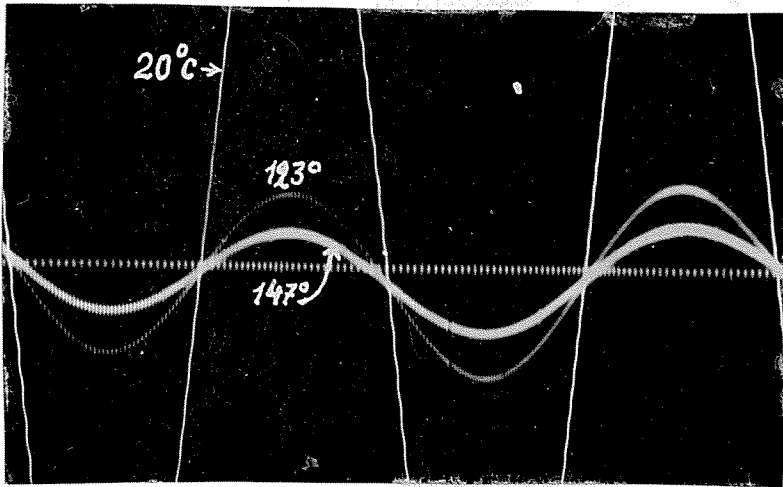


FIG. 78.

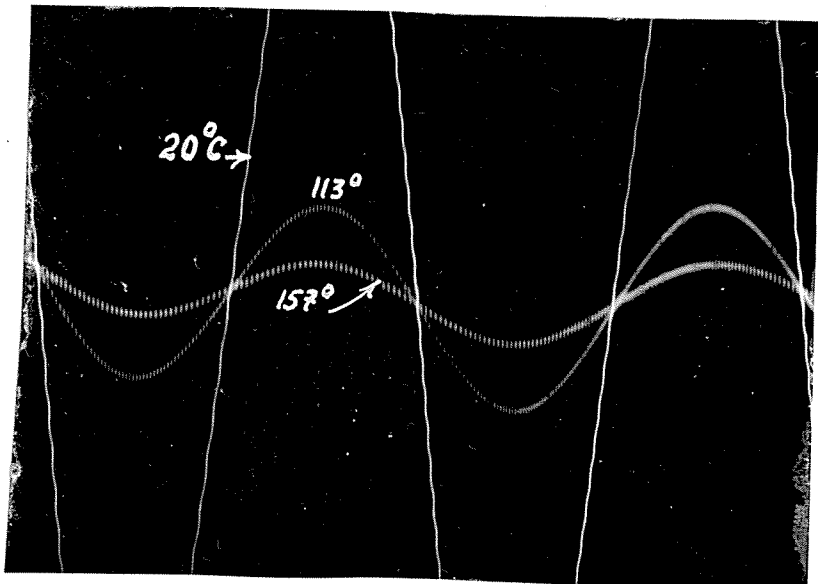


FIG. 79.

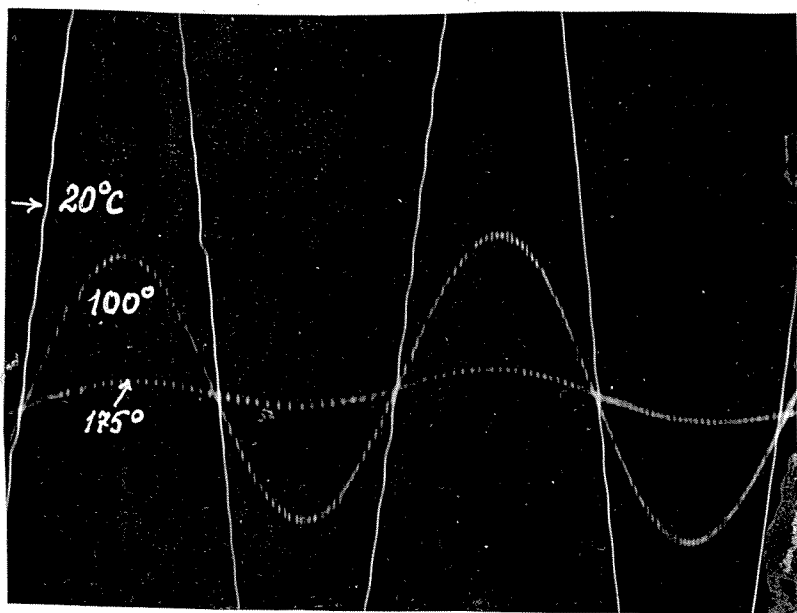


Рис. 80.

Изменение знака анизотропии никеля, обнаруженное на поликристаллическом образце, следует объяснить наличием остаточных напряжений, несмотря на произведенный отжиг. Коосвенным доказательством такого объяснения является исследование приводимой ниже магнитограммы, снятой на холоднокатанном никеле (Рис. 81). Магнитограмма снята до отжига в зависимости от угла поворота при $t = 17^{\circ} \text{C}$ и $t = -133^{\circ} \text{C}$. Как видно из магнитограммы, места переходов значений момента через нуль для различных температур — различные.

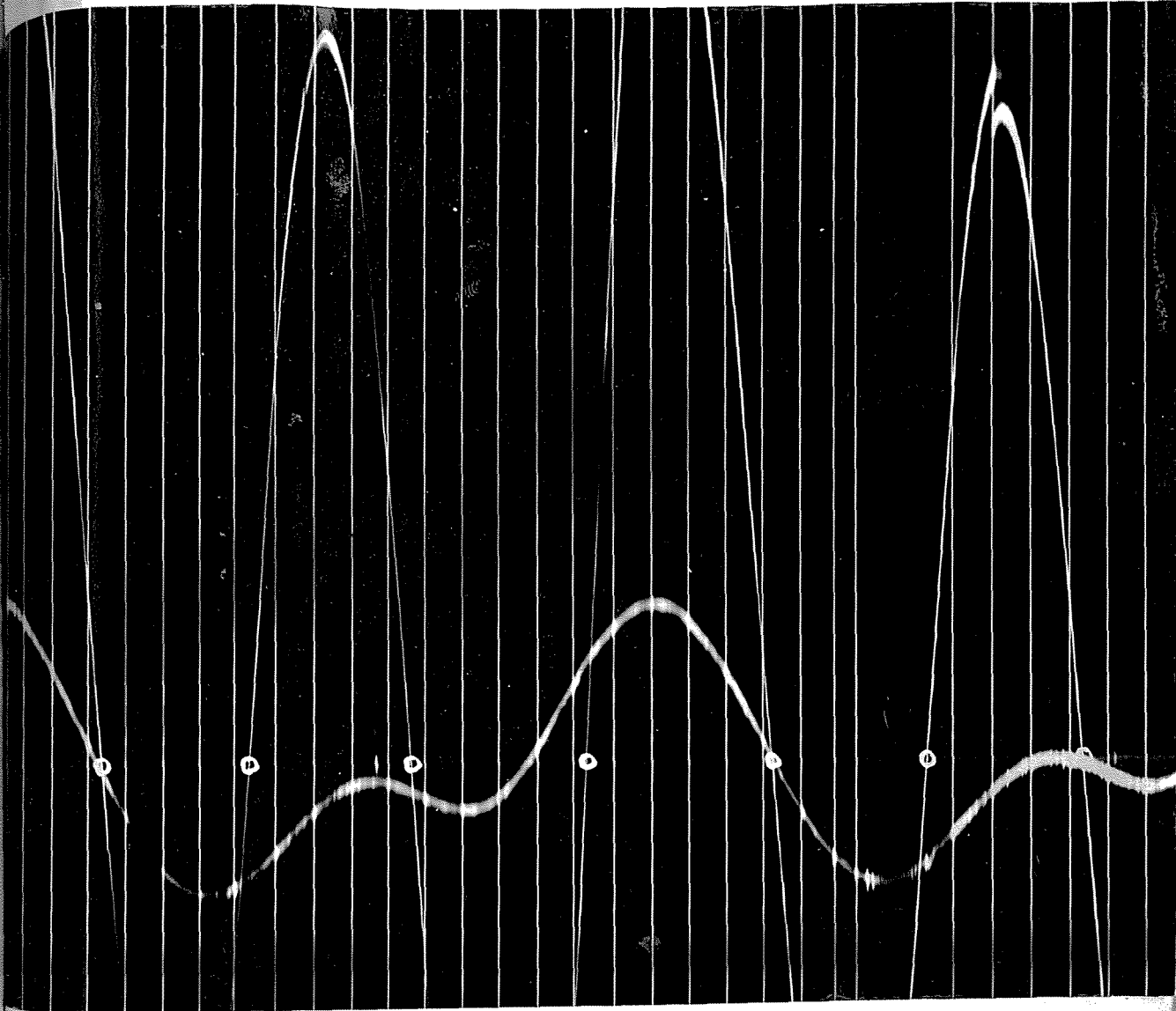


Рис. 81.

Магнитограмма механических моментов холодильного насоса при $t = -183^{\circ}\text{C}$ и $t = +17^{\circ}\text{C}$. Места переходов значений моментов при $t = -183^{\circ}\text{C}$ через нуль, помечены кружочками.

После отжига в вакууме при 700°C в течение 4 часов с последующим медленным охлаждением, картина существенно меняется, как это видно из магнитограммы, представленной на рисунке 82.

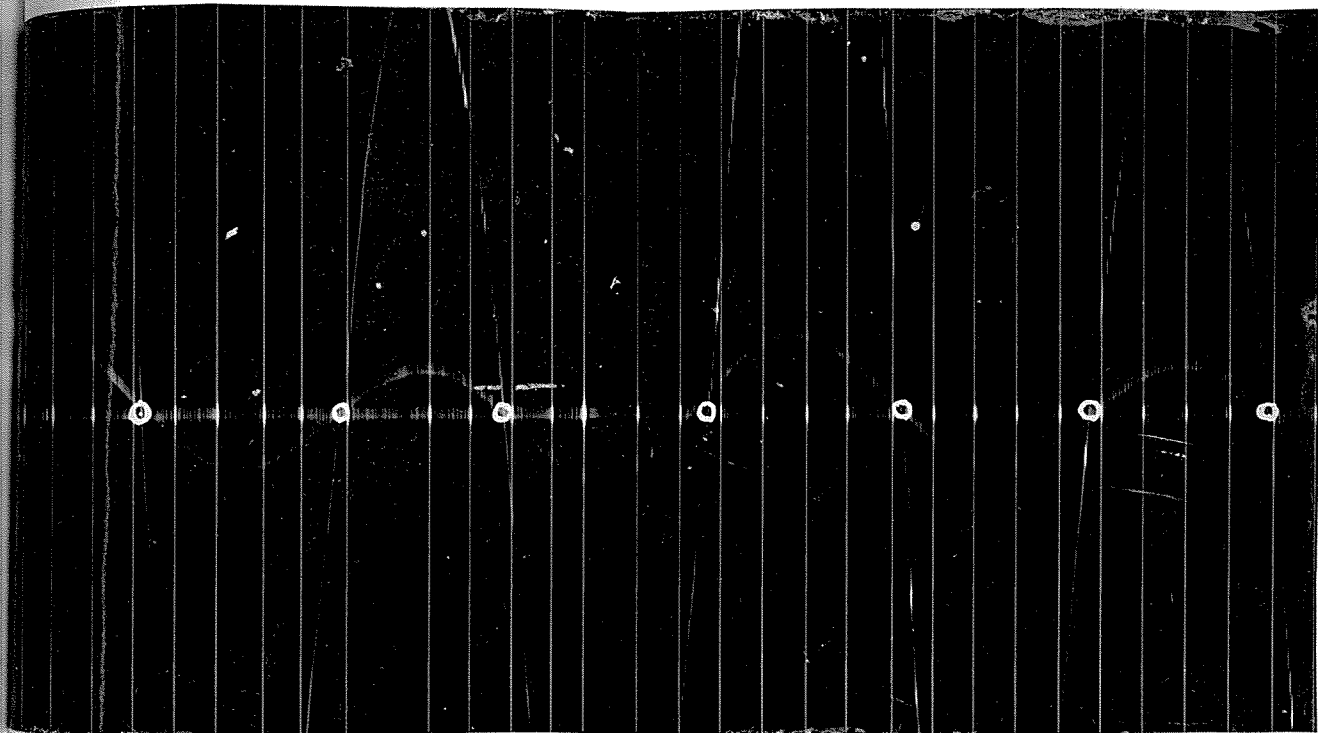


Рис. 82.

Магнитограмма механических моментов холоднокатанного отожженного никеля, при $t = -183^{\circ}\text{C}$ и $t = 19^{\circ}\text{C}$. Места переходов значений моментов при $t = -183^{\circ}\text{C}$ через нуль, помечены кружочками.

Как видно из рис. 82, в холоднокатанном отожженном никеле, переходе через нуль при

$t = -183^{\circ}\text{C}$ и $t = 19^{\circ}\text{C}$ - практически совпадают.

Что касается температурной зависимости константы K_2 , то она существенно отличается от температурной зависимости константы K_1 .

Обращает на себя внимание наличие максимума значений K_2 при температуре около 130°K и безусловное изменение знака в интервале температур от 300° до 350°K .

УП. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ КРЕМНИСТО-
ГО ЖЕЛЕЗА

Исследования энергетической анизотропии кремнистого железа производились неоднократно, как зависимости от процентного содержания кремния, так и зависимости от температур. Особо следует отметить работы Тарасова, произведшего детальное исследование зависимости величины константы анизотропии от процентного содержания кремния, а также исследование температурной зависимости энергетической анизотропии, проведенное Шубиной.

В настоящей работе экспериментальному решению подлежат следующие задачи.

1. Проверка закона $K = K_0 e^{-\alpha T^2}$ в области низких температур,

2. Наиболее тщательное исследование энергетической анизотропии в области высоких температур, близких к точке Кюри. Последняя задача вызвана тем, что согласно Шубиной в интервале температур от 400° до 600° С, возможно изменение характера анизотропии, которое, как известно, возможно при условии $K_2 \sim -\frac{\partial K_1}{T}$.

Объектом настоящего исследования являлся монокристалл кремнистого железа, вырезанный в фор-

ме диска, диаметром $d = 11,30$ мм и толщи-
ной $h = 0,85$ мм с содержанием кремния 4% .
К сожалению ориентация диска такова, что не
представляется возможным достаточно надежное
исследование температурной зависимости обеих
констант .

Поэтому в уравнении энергии кристалло-
графической анизотропии мы ограничимся лишь
слагаемым, определяемым первой константой
энергетической анизотропии K_1 . Очевидно для
любой ориентации исследуемого кристалла, урав-
нение энергии кристаллографической анизотропии
может быть дано в форме :

$$U_e = U_0 + K F(\varphi) \quad (141)$$

где $F(\varphi)$ — есть некоторая функция угла φ меж-
ду направлением магнитного поля и
произвольной осью, лежащей в плос-
кости кристалла .

Величина механического момента, приложенно-
го к диску , будет

$$M = \frac{\partial U_e}{\partial \varphi} = K \frac{\partial F(\varphi)}{\partial \varphi} \quad (142)$$

или

$$M = K f(\varphi) \quad (143)$$

где $f(\varphi)$ - очевидно функция направляющих косинусов h_1, h_2, h_3 - вектора поля, по отношению к тетрагональным осям кристалла. Поскольку $f(\varphi)$ не зависит от температуры, то температурная зависимость M , будет соответствовать температурной зависимости K .

Исследование температурной зависимости величины механического момента производилось с помощью автоматической фотозаписи в функции угла поворота при различных температурах. Результаты этой записи представлены на рис. 83-91. Напряженность поля во всех случаях 7500 эрстед.

Обработка магнитограмм в интервале температур от 0°K до 350°K приводит к линейной зависимости $\log M$ от T^2 , что очевидно и в случае кремнистого железа вновь приведет к закону:

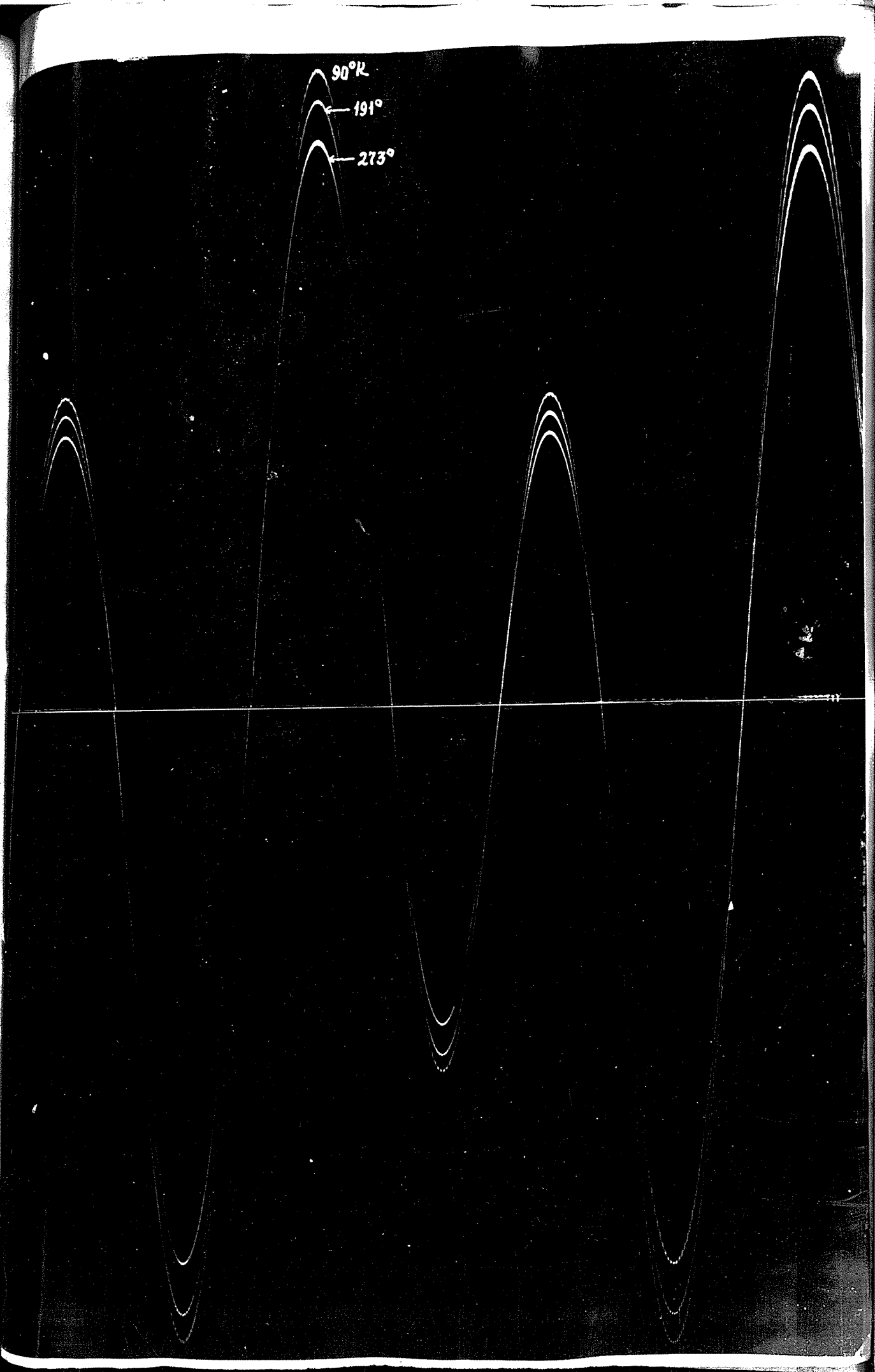
$$K = K_0 e^{-aT^2} \quad (144)$$

В области высоких температур нигде не наблюдается изменения характера анизотропии. Величина механического момента, пропорциональная величине константы анизотропии с повышением температуры плавно подходит к нулю при приближении к точке Кюри.

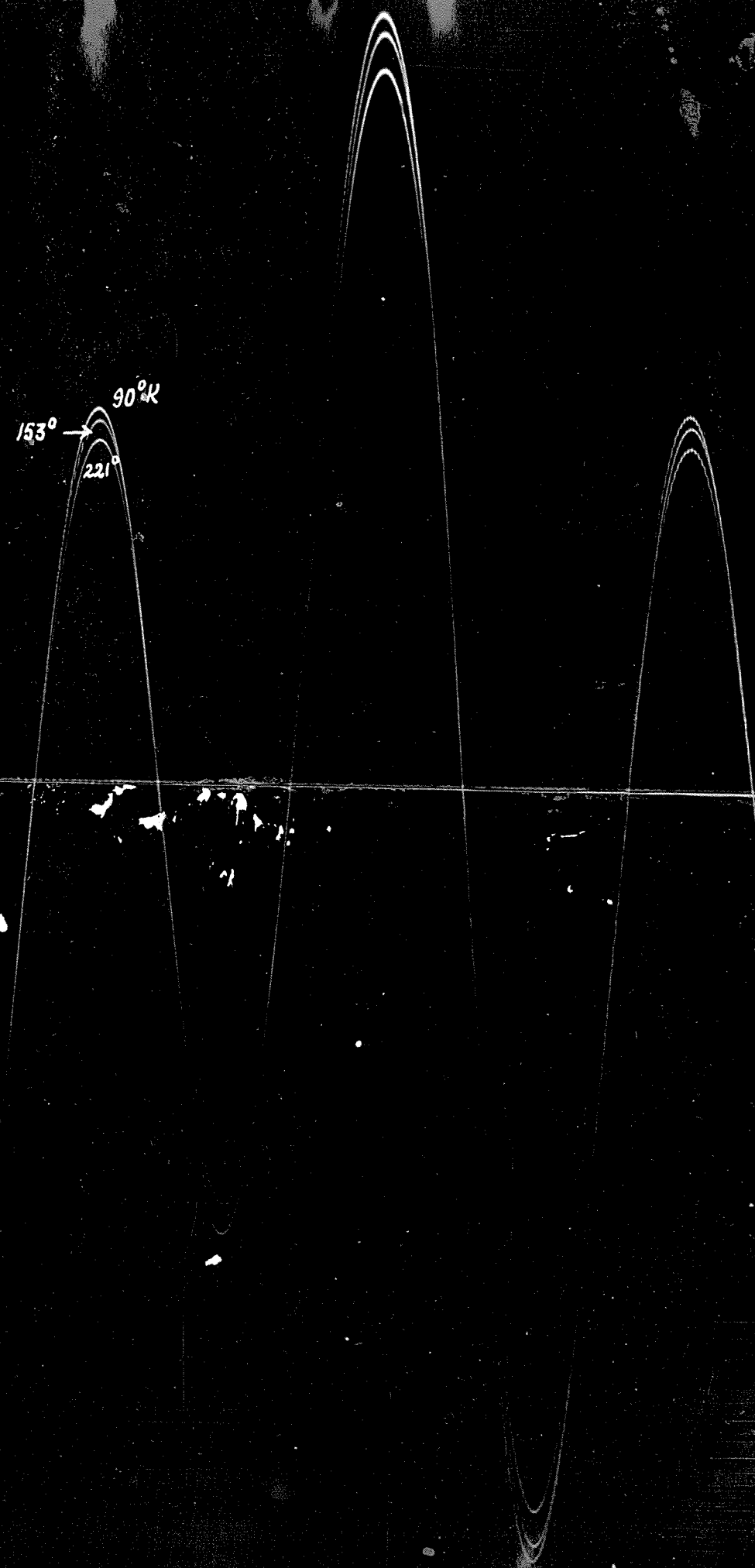
90°R

191°

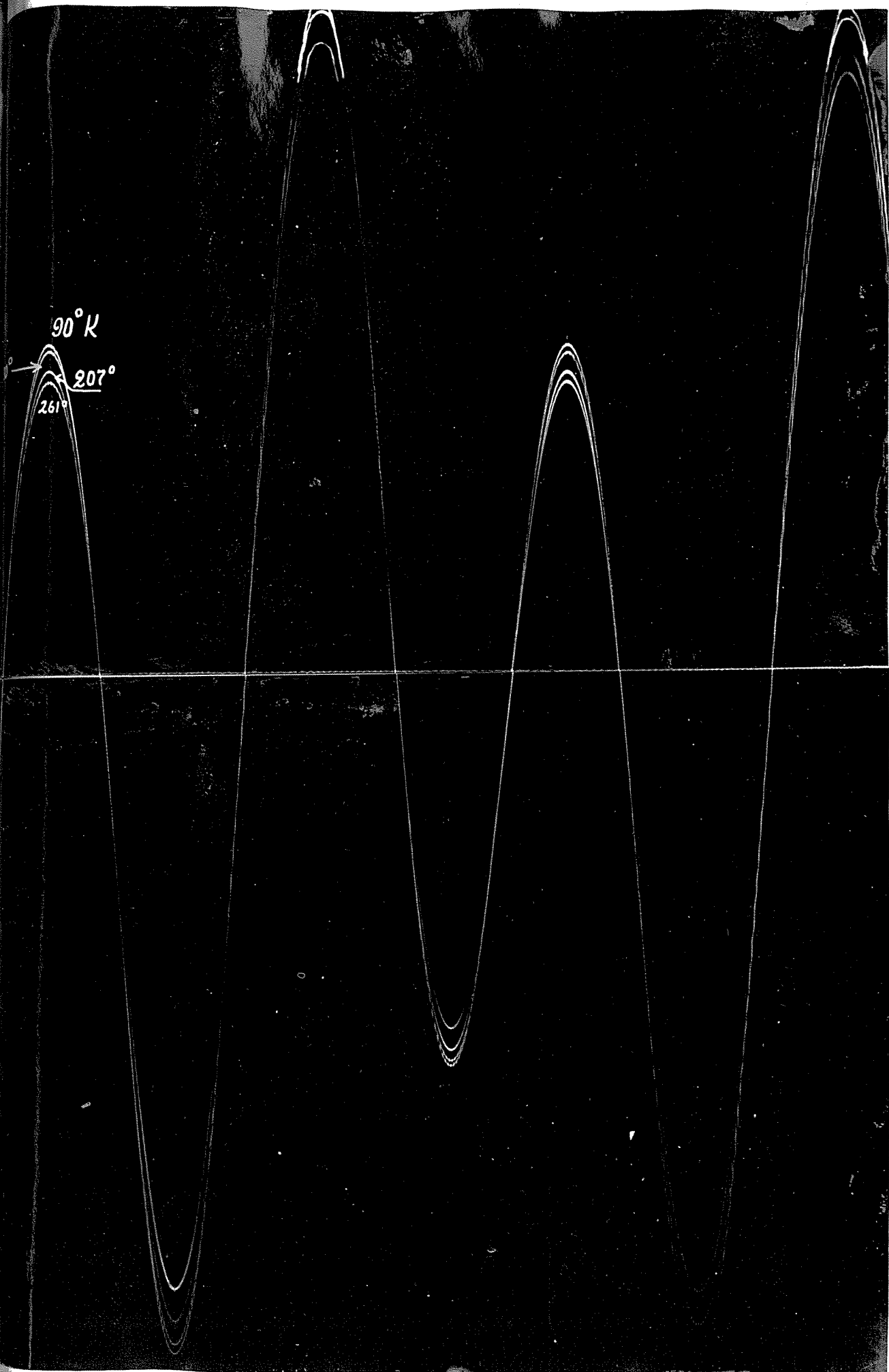
273°



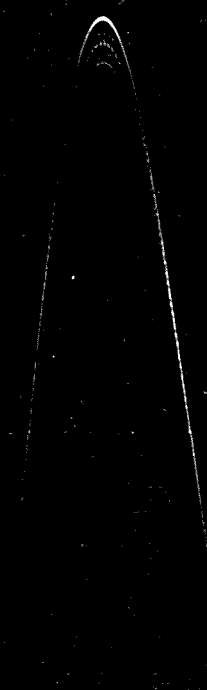
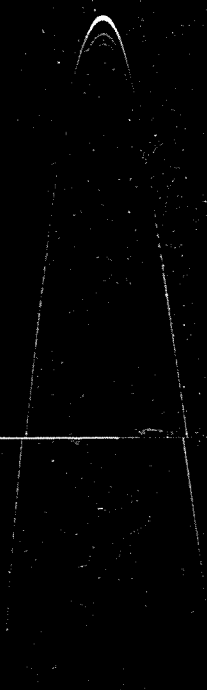
153° → 90°K
221°

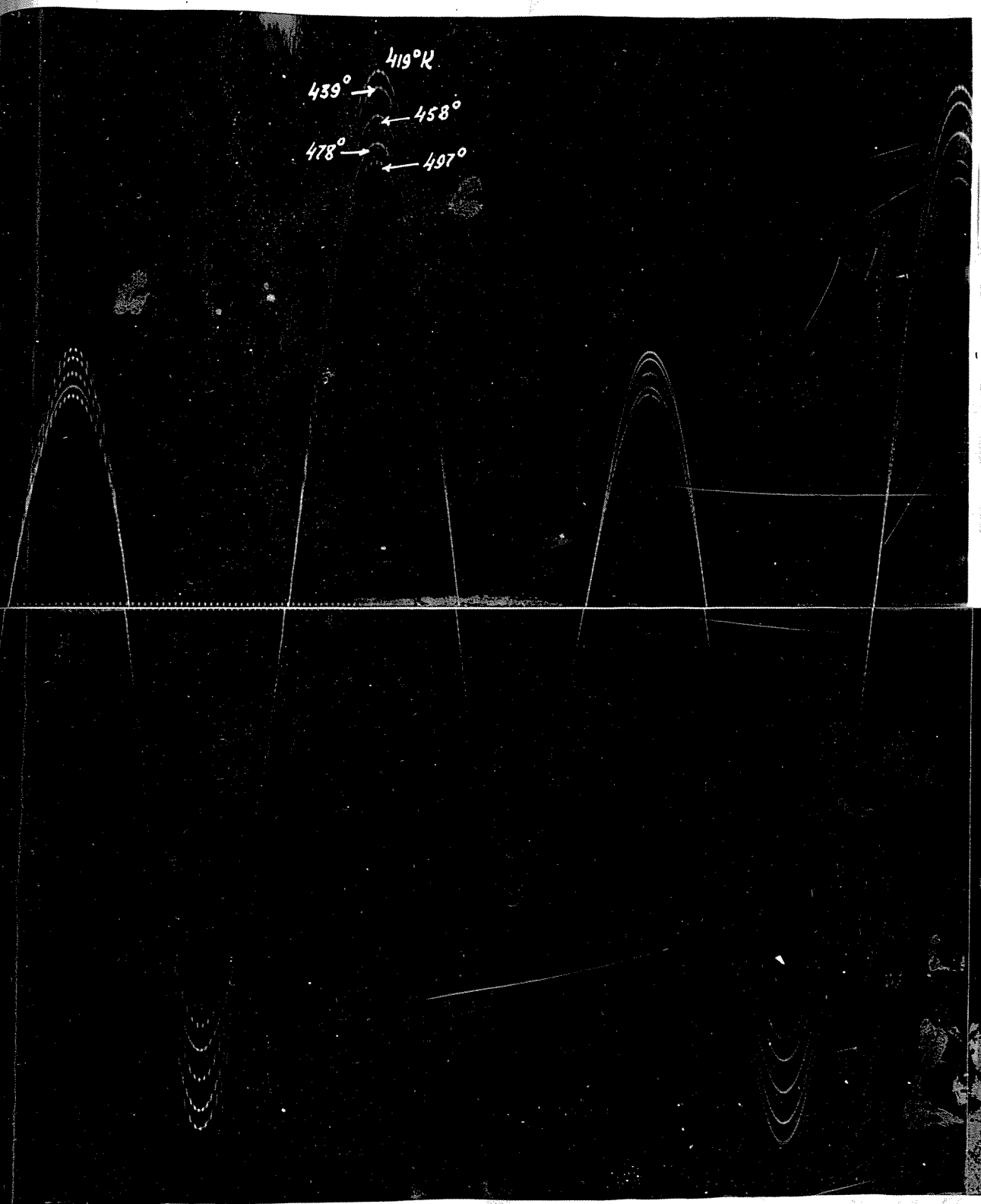


90° K
207°
261°



289° K
298° → ← 323°
348° → ← 373°
398° →





419°K
439° → ← 458°
478° → ← 497°

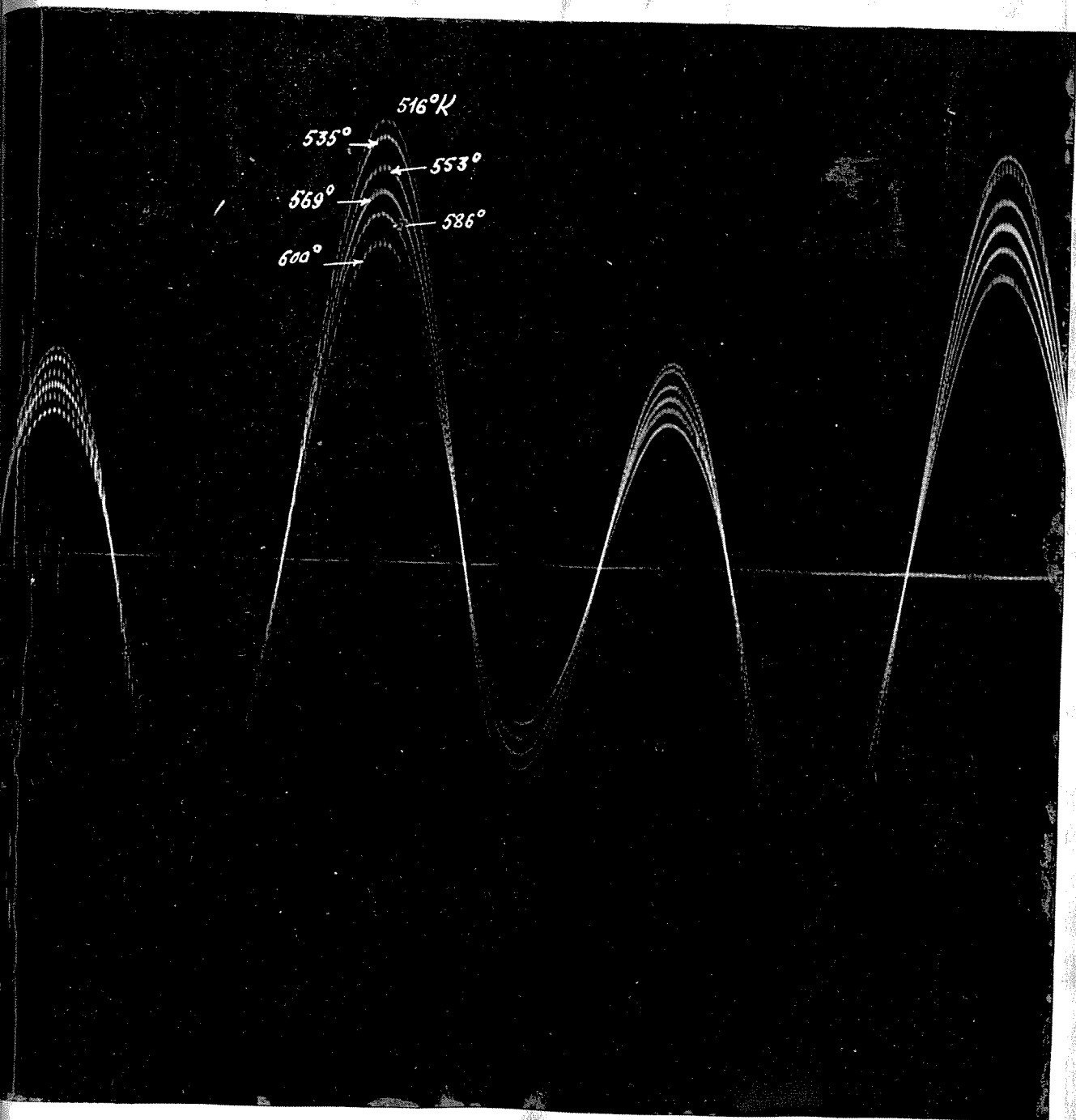


FIG. 88.

633°K

710°

785°

860°

Fig. 90.

633°K

1020°

Fig. 91.

На рис. 92 представлена зависимость $\log M$
от T^2 . На рис. 93 дана зависимость $\frac{R}{R_0}$
от $\frac{T}{\theta}$.

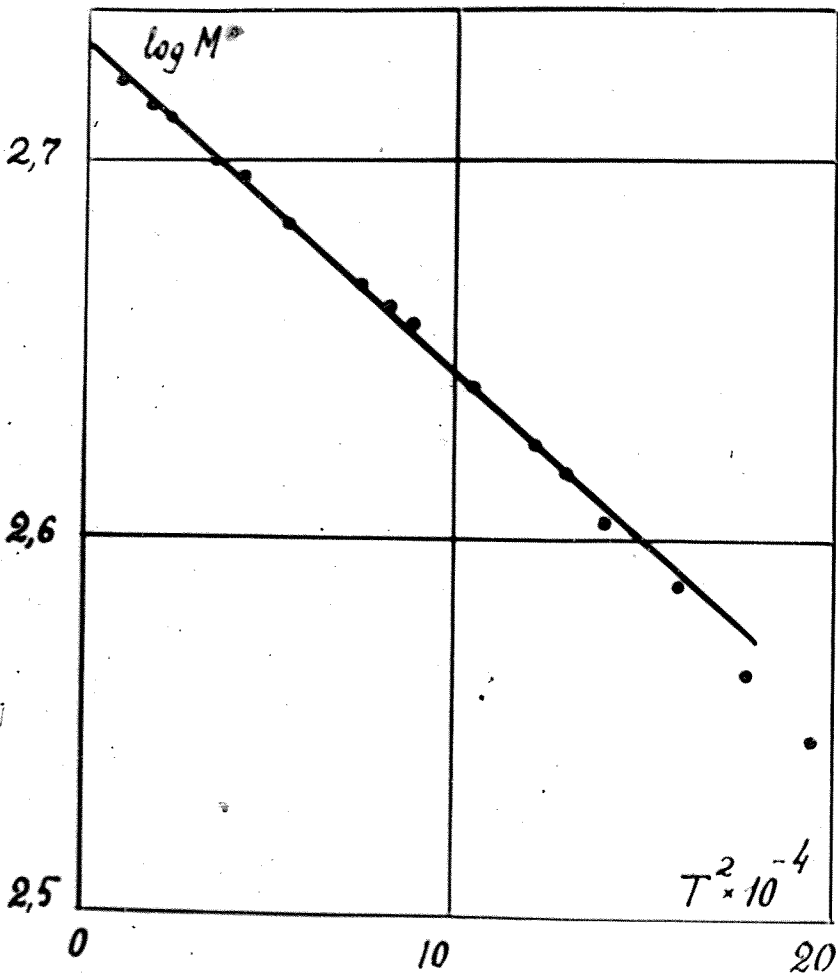


Рис. 92. Температурная зависимость $\log M$
от T^2 .

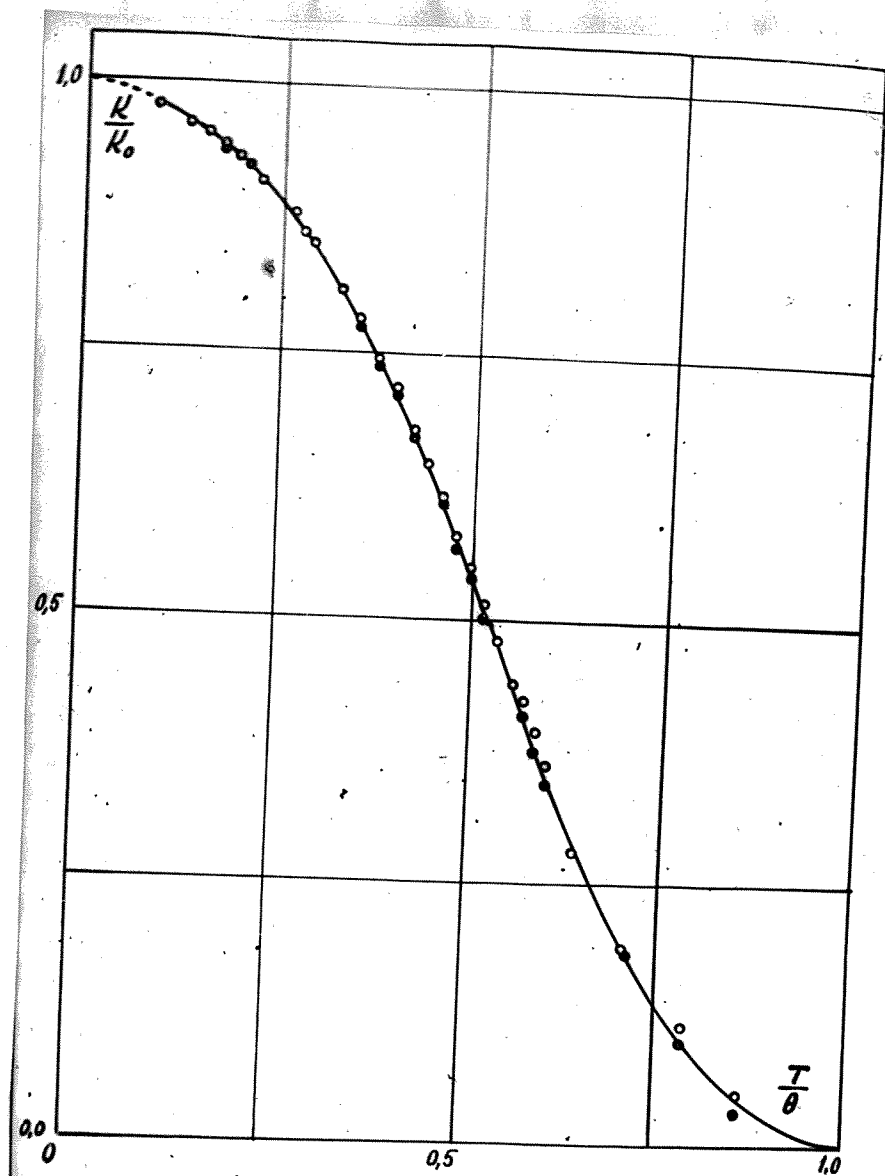


Рис. 93

Зависимость $\frac{K}{K_0}$ от $\frac{T}{\theta}$

- ○ ○ - по большим "горбам" моментов
- ● ● - по малым "горбам" моментов.

УШ. СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ ОПЫТА С ТЕОРИЕЙ

Что касается теории температурной зависи-
мости энергетической константы магнитной ани-
зотропии кристаллов кубической системы, то в
1937 году появились две обстоятельные работы -
Анулова ⁽⁵⁵⁾ и Ван-Флека ⁽⁵⁶⁾, подошедших к реше-
нию поставленной проблемы с совершенно раз-
личных точек зрения. Ван-Флеком была сделана
попытка построения последовательной микроско-
пической теории. Основное положение теории
Анулова сводится к тому, что убыль с температу-
рой величины энергетической анизотропии опре-
деляется убылью интенсивности спонтанного на-
магничивания. Причем, для расчета, Ануловым был
введен так называемый принцип эквивалентности,
согласно которому убыль величины вектора спон-
танного намагничивания эквивалентна отклонению
его на угол ϑ , причем должно соблюдаться ра-
венство:

$$J_s = J_0 \cos \vartheta \quad (145)$$

где J_s - интенсивность спонтанного намагни-
чения при данной температуре,

J_0 - при абсолютном нуле.

Легко показать, что такой подход действительно дает возможность весьма просто подсчитать убывание с температурой величины константы анизотропии. В самом деле, величина константы анизотропии определяется собой учетверенную разность работ при намагничении вдоль осей $[100]$ и $[110]$ кристалла. При намагничении при температуре абсолютного нуля вдоль осей $[100]$ и $[110]$ учетверенная разность работ намагничения даст очевидно величину K_0 константу анизотропии при абсолютном нуле.

Это обстоятельство легко интерпретируется также и графически. Разрез энергетической диаграммы плоскостью (100) представлен на рис. 94.

Очевидно, что при некоторой температуре, отличной от абсолютного нуля, величина константы анизотропии также определится учетверенной разностью работ намагничения вдоль направлений $[100]$ и $[110]$, причем очевидно величина энергетического "горба" будет уже меньше, как это видно из рис. 94. Это уменьшение, согласно Акулову, можно подсчитать следующим образом. Направим поле H вдоль тетрагональ-

ной оси. При абсолютном нуле температура энергии будет просто равна U_0 . При повышении температуры, результирующий спин кристалла несильно отклонится и будет прецессировать под углом ϑ к направлению $[100]$, находясь на энергетическом гребне, как показано на рис. 95.

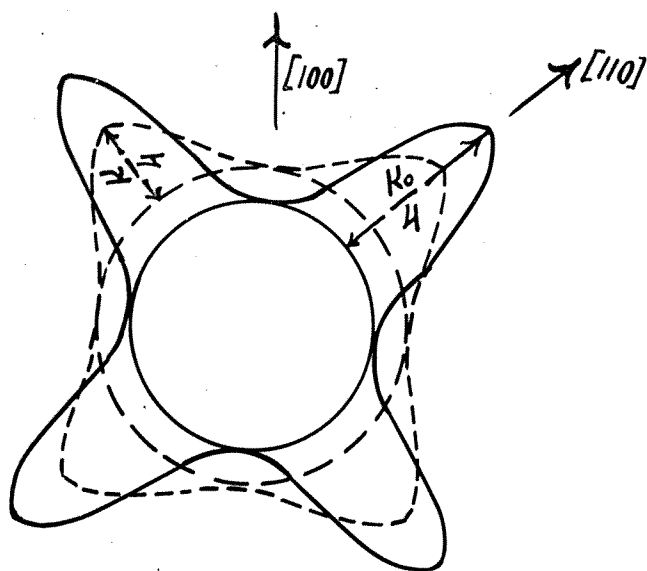


Рис. 94.

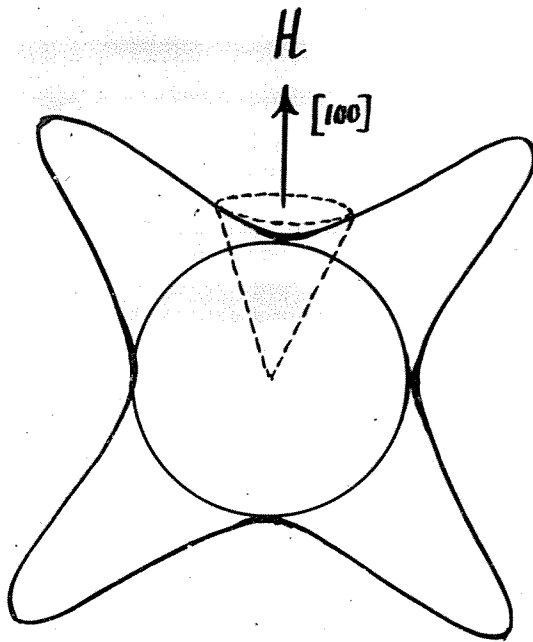


Рис. 95.

Для значения энергии в этом случае получим:

$$U_{100} = U_0 + 4K_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2) d\varphi \quad (146)$$

где

$$\begin{aligned} s_1 &= \cos \vartheta \\ s_2 &= \sin \vartheta \cos \varphi \\ s_3 &= \sin \vartheta \sin \varphi \end{aligned} \quad (147)$$

При намагничении вдоль оси $[110]$ результирующая ось кристалла будет прецессировать под углом

уже около оси 110 , поскольку "срезая" с энергетического горба, как показано на рис. 96.

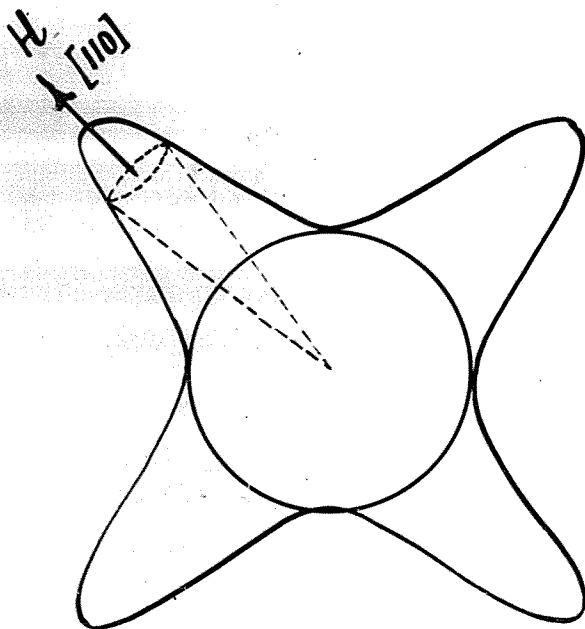


Рис. 96.

Для вычисления величины энергии в этом случае перейдем в новую систему координат, с координатными осями $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$. Результирующий спин кристалла составит с новыми осями координат углы, косинус которых будут

$$s'_1, s'_2, s'_3, \text{ причем:}$$

$$\begin{aligned} S_1' &= \cos \vartheta \\ S_2' &= \sin \vartheta \cos \varphi \\ S_3' &= \sin \vartheta \sin \varphi \end{aligned} \quad (148)$$

причем косинусы углов с тетрагональными осями, будут:

$$\begin{aligned} S_1' &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S_1'' + S_2'') \\ S_2' &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S_2'' - S_1'') \\ S_3' &= S_3'' \end{aligned} \quad (149)$$

тогда для значения энергии получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} U_{110} = U_0 + 4K_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} & \left(\frac{1}{4} S_1'^4 + \frac{1}{4} S_2'^4 - \frac{1}{2} S_1'^2 S_2'^2 + \right. \\ & \left. + S_2'^2 S_3'^2 + S_1'^2 S_3'^2 \right) d\varphi \end{aligned} \quad (150)$$

Выполняя интегрирование и принимая во внимание что $K_0 = 4 (U_{110} - U_{100})$ получим:

$$\frac{K}{K_0} = P_4 \left(\frac{J_s}{J_0} \right) \quad (151)$$

где P_4 - четвертый полином Ле - кандра.

Очевидно такой расчет будет оправдан лишь в том случае, если области спонтанного намагничивания с повышением температуры будут вести себя как единое целое. Вообще же, согласно Акулову,

это может и не иметь места. Именно, согласно Алулову, область спонтанного намагничивания не представляет собой части ферромагнетика, спинны электронов в которой ориентированы строго по одному направлению. Область в своей очередь разбивается на участки ориентированные под углом α тории, близким углом друг и другу. Таким образом, область спонтанного намагничивания имеет молекулярную структуру, разбиваясь в свою очередь на небольшие микрообласти, чтобы понять это положение, рассмотрим одну область спонтанного намагничивания при температуре абсолютного нуля ($T = 0$).

В этом случае при идеальной правильной решетке и внешнем магнитном поле, равном нулю, спин электронов устанавливается строго по одному направлению, совпадающему с осью на направлении легкого намагничивания, как это показано на рис. 97.

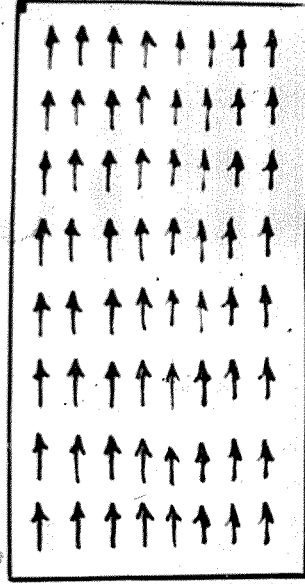

 $T = 0$

Рис. 97.

Если же решетка не идеальна, правильна, а именно от в различных местах искажения, то направления легкого намагничивания в различных местах области будут несколько отличаться друг от друга, а следовательно ония электронов не будут ориентироваться строго параллельно друг другу во всей области. Таким образом, в отсутствии внешнего магнитного поля при температуре абсолютного нуля, в случае не идеальной правильной решетки, область спонтанного намагничивания будет иметь вид, представленный на рис. 98.

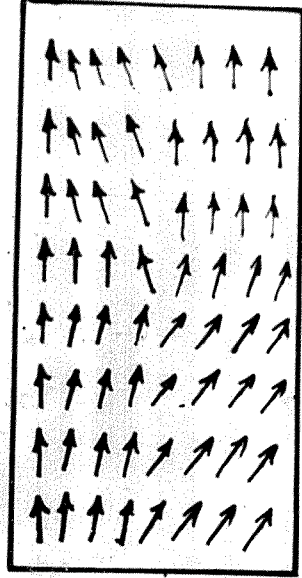


рис. 98.

Допустим далее, что область, изображен идеальна при видную решетку, находится при температуре, отличной от абсолютного нуля. В этом случае согласно установленной представлении, часть одной пере-

видеется в противоположную сторону, как показано на рис. 99.

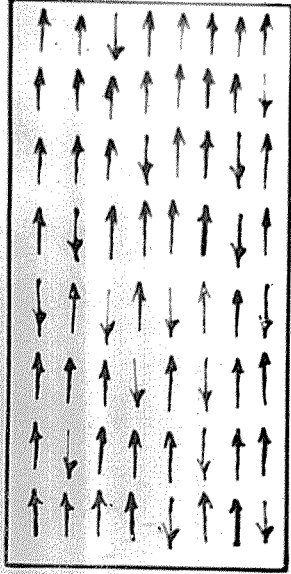


Рис. 99.

причем
$$\vec{J}_s = M_0(N_{\uparrow} - N_{\downarrow})$$
 где \vec{J}_s — интенсивность спонтанного намагничивания при данной температуре, M_0 — магнетон Бора, N_{\uparrow} и N_{\downarrow} — соответственно числа спинов в единице объема, направленных по первоначальному направлению и обратно.

С точки зрения теории Анзулова поскольку с повышением температуры будут происходить колебания решетки, взаимные местные ее колебания (установка) будутся дестабили волны), то это приведет к кривому, изображенной на рис. 98, только меняющемуся со временем.

Таким образом, каждая область спонтанного намагничивания с результирующим спином \vec{J}_s (на единицу объема) разбивается на группу микрообластей, имеющих

дик момент J_0 , равный нулю при абсолютном нуле.

Так как направление силов данной микрообласти с течением времени непрерывно меняется, то мы можем считать, что он прецессирует около первоначального направления под некоторым углом ϑ , причем последний есть функция температуры.

Таким образом

$$J_s = J_0 \sum W_m \cos \vartheta_m \quad (152)$$

где W_m - вероятность прецессии под углом ϑ_m .

Соотношение (152) есть обобщение сформированного выше, принципа эквивалентности. Пусть α - некоторый параметр, характеризующий при абсолютном нуле какое либо свойство ферромагнетика, зависящий от направления вектора силов J_0 по отношению к осям кристалла. Тогда, если - самая ясная модель, позволяет найти значение этого параметра при любой температуре между абсолютным нулем и точкой Кюри. Для этого нужно усреднить значение α для всех положений, которые принимает вектор J_0 во время прецессии вокруг J_s под углом ϑ_m :

$$\bar{\alpha}_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \alpha d\varphi \quad (153)$$

Где φ — угол между плоскостью, проходящей че-
рез J_0, J_S и какойнибудь неподвижной плос-
костью, проходящей через J_S . Далее следует ус-
реднить по всем значениям углов прецессии
т.о.

$$\alpha_t = \sum W_m \bar{\alpha}_m \quad (154)$$

или в тех случаях, когда ϑ меняется непре-
рывно

$$\alpha_t = \int_0^\pi \alpha dW \quad (155)$$

Применим теперь указанные рассуждения к рас-
чету температурной зависимости энергетической
константы магнитной анизотропии.

Энергия кристаллографической анизотропии при
температуре t , будет

$$U_t = \text{Const} + K_0 \left(\sum_{i \neq j} s_i^2 s_j^2 \right) \sum_m W_m P_4(\cos \vartheta_m) \quad (156)$$

прецессирующим элементом является комплекс из n

параллельно расположенных спинов. Будем иметь
для вероятности W_m , по формуле Максвелла-Больца-
мана:

$$W_m = \frac{e^{-\frac{U_m}{kT}}}{\sum_m e^{-\frac{U_m}{kT}}} \quad (157)$$

где U_m — согласно теории Вейсса-Стонера, равно

$$U_m = -\frac{3n}{n+2} k\theta \frac{J_s}{J_0} \cos \vartheta_m \quad (158)$$

причем $\cos \vartheta_m = \frac{n}{n}, \frac{n-1}{n}, \frac{n-2}{n}, \dots$ (159)

Положим что $n \gg 1$, т.е. число спинов в микрообласти достаточно велико. В этом случае угол прецессии ϑ_m можем считать изменяющимся непрерывно и выражение (157) примет вид:

$$dW = \frac{e^{\beta \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi e^{\beta \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta} \quad (160)$$

где $\beta = 3 \frac{\theta}{T} \frac{J_s}{J_0}$ (161)

пусть $\cos \vartheta = x$, тогда

$$dW = \frac{e^{\beta x} dx}{\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx} \quad (162)$$

Таким образом принимая во внимание уравнение (155), получим:

$$K_t = K_0 \frac{\int_{-1}^{+1} P_4(x) e^{\beta x} dx}{\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx} \quad (163)$$

где
$$P_4(x) = \frac{1}{8} (35x^4 - 30x^2 + 3)$$

Интегрирование дает:

$$K_t = K_0 \left[1 + \frac{45}{\beta^2} + \frac{105}{\beta^4} - \left(\frac{10}{\beta} + \frac{105}{\beta^3} \right) \text{сн}\beta \right] \quad (104)$$

На рис. 100 представлены теоретические кривые Ван-Флена и Анулова, в сравнении с данными опыта.

Как видно из сопоставления теоретических данных с результатами опыта, принцип эквивалентности в его первоначальном виде хорошо отображает изменение константы анизотропии железа с повышением температуры, в области не очень высоких температур. Этот факт был в свое время экспериментально установлен Титовым, наведшим, что $\frac{K}{K_0} = \left(\frac{T_s}{T_0} \right)^{10}$, что очевидно эквивалентно равенству $\frac{K}{K_0} = P_4 \left(\frac{T_s}{T_0} \right)$.

Что касается температурной зависимости константы анизотропии железа, то она, в основном, не плохо отображается обобщенным принципом эквивалентности. Однако при подходе к абсолютному нулю, уравнение (104) не может дать правильного результата, поскольку классическая статистика в области очень низких температур вообще пере-

стает быть оправданной.

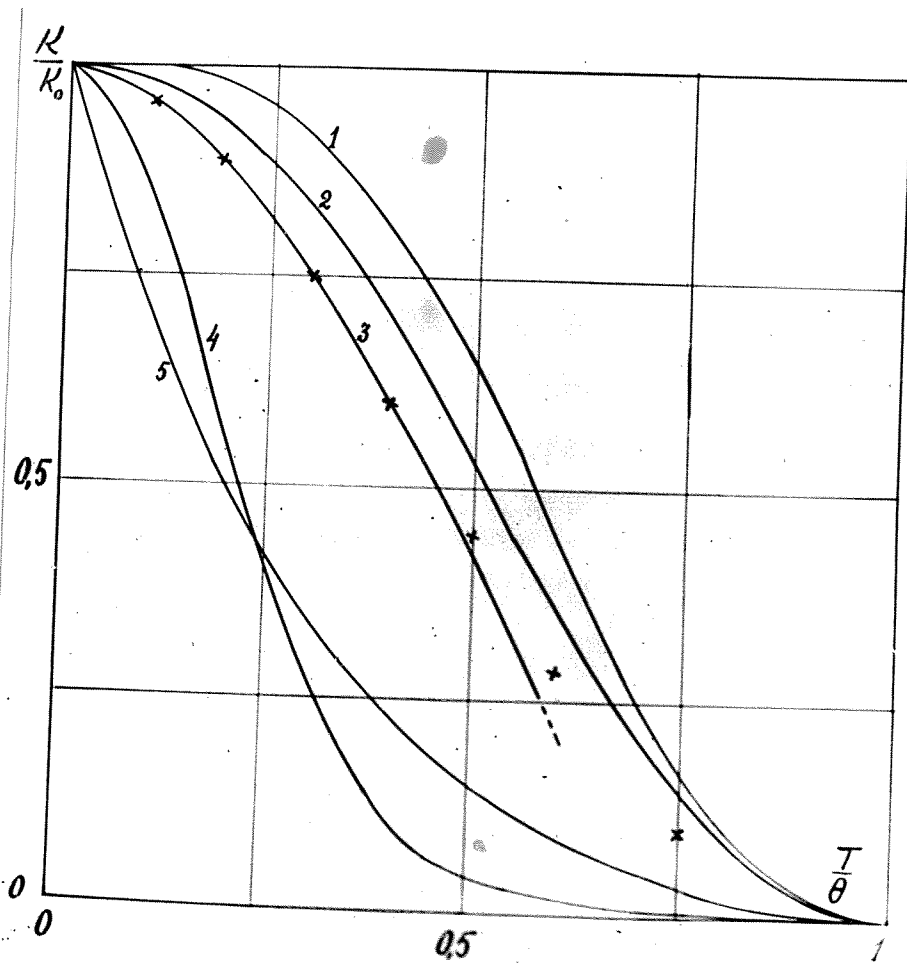


Рис. 100.

- 1 -теоретическая кривая Ван-Двена
- 2 -экспериментальная кривая FeSi (Киренский)
- 3 -кривая P_4 ($3/3_0$) зависимости от T/θ
- * - * * * экспериментальные данные Fe (Киренский и анонимные авторы)
- 4 -экспериментальная кривая Ni (Киренский)
- 5 -теоретическая кривая Аулова.

IX. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сконструированная и собранная в магнитной лаборатории Красноярского государственного педагогического института универсальная магнитная установка, позволила провести экспериментальные исследования энергетической анизотропии ферромагнетиков, как на моно так и на поликристаллах.

Проведенные экспериментальные исследования энергетической анизотропии ферромагнетиков в зависимости от температуры и напряженности магнитного поля, позволяют сделать следующие заключения:

1. Метод автоматической фотозаписи величины механических моментов, приложенных к образцу, вырезанному в виде диска или шара в однородном и сильном магнитном поле, является одним из наиболее удобных и совершенных методов исследования энергетической анизотропии ферромагнетиков.

2. Проведенное на монокристаллическом шаре, исследование температурной зависимости первой константы энергетической анизотропии никеля в области низких и средних температур находится в полном количественном согласии с эксперименталь-

ними данными, полученными в свое время Брахатовым и автором. В частности в интервале температур от 0° и до $\theta/2$, температурная зависимость первой константы энергетической анизотропии никогда подчиняется экспоненциальному закону, установленному Брахатовым и автором:

$$K_1 = K_0 e^{-aT^2}$$

В области более высоких температур, при приближении к точке Кюри, первая константа анизотропии плавно подходит к нулю не меняя своего знака.

3. Исследование на поликристаллическом, текстурированном никелевом диске, дает возможность правильно определить температурную зависимость первой константы анизотропии в области низких температур. В области же высоких температур такой метод может привести к ошибочным результатам (в частности к перемене знака) вследствие возможных остаточных напряжений, а также влияния второй константы энергетической анизотропии.

4. Исследование энергетической анизотропии монокристаллического никелевого шара в плоскостях (100) и (110), позволяет найти температурную зависимость второй константы магнитной

анизотропии.

Температурный ход второй константы анизотропии никеля значительно более сложен и связан с переменной анизотропией при температуре около 300° К.

5. Несколько заниженные значения первой константы магнитной анизотропии никеля, полученные рядом авторов (Полли и др.) особенно в области низких температур, объясняются несправедливым пренебрежением членом c/H^3 в законе приближения и насыщения, а также пренебрежением константой K_2 .

6. В связи с этим, дается полный расчет закона приближения к насыщению с учетом члена c/H^3 . При расчете учтены константа K_2 , а также равномерно распределенные (диффузные) напряжения.

7. Показано, что при учете в законе приближения к насыщению члена c/H^3 , экспериментальные данные Полли будут находиться в количественном согласии с экспериментальными данными автора.

8. Критическое рассмотрение теории Хольцштейна и Дришманова и Неда о неоднородности намагничивания зерен поликристалла и влияния этого фактора на закон приближения к насыщению приводит к мысли об отсутствии разрыва непрерывности вектора намагничивания на границе зерен поликристалла.

9. Экспериментальное исследование зависимости от температуры энергетической анизотропии сплава 5,5% Ni, 0,5% Co, остальное Fe, приводит в области температур от 0° и до $\theta/2$ к соотношению:

$$K_1 = K_0 e^{-aT^2}$$

10. В области температур, близких к точке Кюри наблюдается перемена знака константы, а также ее температурный гистерезис.

11. Исследование константы анизотропии в зависимости от напряженности магнитного поля, приводит как для никеля, так и для указанного выше сплава, к соотношению:

$$K = K_0 \left(1 - \frac{a}{H}\right)$$

Указанное соотношение остается справедливым вплоть до напряженности в 30000 эрстед.

12. Исследование анизотропии монокристалла железа, проведенное автором ранее, а также работы японских авторов, приводят к соотношению:

$$K_1 = K_0 e^{-aT^2}$$

13. Исследование энергетической анизотропии монокристалла кремнистого железа дает в области низких температур также экспоненциальную зависимость:

$$K_1 = K_0 e^{-aT^2}$$

которую в области низких температур можно по-видимому рассматривать как общий закон для всех кристаллов кубической системы.

14. В области высоких температур константа анизотропии кремнистого железа плавно стремится к нулю при подходе к точке Кюри, изменения характера анизотропии не наблюдается.

15. Температурная зависимость первой константы энергетической анизотропии исследованных ферромагнетиков в основных чертах может быть удовлетворительно истолкована в рамках теории Акулова.

В заключительных строках работы приношу глубокую благодарность действительному члену Академии Наук СССР И.С. Акулову за постоянное внимание к нашей молодой лаборатории, а также за ряд весьма ценных советов и замечаний, которыми широко пользовался автор при выполнении настоящей работы.

21 марта 1950г.
Г. Красноярец

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Frenkel. Z.s.f. Phys. 49,31 (1928)
2. Beck, V. Jahr. Sch. der Nat. Ges. in Zürich, 63,116, (1918).
3. Акулов Н.С. Ферромагнетизм .ОНТИ. (1939).
4. R. Gans, E. Czerlinski. Ann. d. Phys. 16, 625 (1933).
5. L.W. McKeehan. Phys. Rev. 51,137 (1937).
6. J.H. Van Vleck. Phys. Rev. 52,1178 (1937).
7. K. Honda, H. Masumoto and S. Kaya. Sci. Reg. Tôhoku Univ. 17,111, (1928).
8. K. Honda and S. Kaya. Sci. Reg. Tôhoku Univ. 15,721, (1926).
9. S. Kaya. Sci. Rep. Tôhoku Univ. 17,639 (1928).
10. K. Honda, H. Masumoto and J. Shirakawa. Sci. Rep. Tôhoku Univ. 24,391 (1935).
11. N. Akulov. Z.s.f. Phys 69,822. (1991).
12. P. Weiss et R. Forrer. Ann. de Phys. 10 XII, 1929.
13. Блок. Молекулярная теория магнетизма .ОНТИ. 1934.

14. Fallot, Ann. d. Phys. 6,305,(1936).
15. С.В. Венсозонин и Я.С. Шур. Ферромагнетизм. Гостехиздат, 1948.
16. P. Karliza. Proc. Roy.Soc. 131,243 (1931).
17. В. Герлах. Успехи физических наук, 23,368(1940).
18. C. Scharff. Ann. Phys. 25,223 (1936).
19. К.П. Белов. ДАН. 61,807, (1948).
20. E. Szerlinsky. Ann.d. Phys. 13,80,(1932)
21. Н.С. Анудов и Л.В. Киренский. Ж.Т.Ф. 9,1145 (1939).
22. R. Sans. Ann. d.Phys. 15,28,(1932).
23. R. Becker u. W. Döring. Ferromagnetismus, Berlin (1939).
24. Н.С. Анудов и Н.З. Мирясов. ДАН,66,31 (1949).
25. P. Weiss. Journ.dePhys.(4) 9,386,(1910).
26. P. Weiss et R. Forrer. Ann.dePhys. 12,279,316(1929).
27. W.F.Brown. Phys. Rev. 58,736 (1940).
28. W.F. Brown. Phys.Rev. 60,139 (1941).
29. Л.В. Киренский и Л.И. Слободенов ДАН. 69,45 (1949)
30. Л.В. Киренский и Л.И. Слободенов ДАН. 70,45(1950).

31. Л.В. Киренский и Л.В. Слободенов, ДАН, 44, № 3 (1950).
32. L.P. Tarasov Phys. Rev. 60, 1231, (1939).
33. Н.А. Брыкатов и Л.В. Киренский Ж.Э.Т.Ф. 8, 198, (1938).
34. Н.С. Акулов и И.М. Пузей. Изв. А.Н. Физ. II № 5. (1947).
35. Н.С. Акулов, О.Н. Влокина, И.М. Волынова и А.Л. Чернова Ж.Т.Ф. 19, 865 (1949).
36. И.М. Пузей Ж.Т.Ф. 19, 653 (1949)
37. Holstein and Primakoff. Phys. Rev. 60, 338 (1941).
38. Neel Journ. de Phys. et Radium 1X, 193 (1948).
39. Л. Киренский. Ж.Э.Т.Ф. 7, 879 (1937).
40. N.S. Akulov and L. W. Kifensky. Journ. of Phys. 3, 31 (1940).
41. Н. Акулов и Н. Брыкатов Ж.Э.Т.Ф. 8, 69, (1938).
42. K. Honda, H. Masunoto, S. Kaya. Sc. Rep. Tokoku Univ. 17, 111 (1938).
43. N. Akulov. Z.s.f. Phys. 100, 197, (1936).
44. P. Weiss et A. Piccard. C.R. 166, 352. (1918).
45. Г.П. Дьянов. Изв. А.Н. СССР, сер. Физ. 11, 667, (1947)
46. С.В. Венсковский. Ж.Э.Т.Ф. 8, 1104, (1938).

47. K. Honda and H. Masumoto. Sci. Rep. Tohoku Univ. 20, 323 (1931).
48. Е.Ф. Титов. М.Э.Т.Ф. 4, 275 (1936).
49. R.G. Piety. Phys. Rev. 50, 1173 (1936).
50. Л.А. Мусина. Изв. А.Н. Физ. № 5 (1947).
51. Williams H. Bozorth. Phys. Rev. 50, 837 (1939).
52. Polley Ann. d. Phys. 36, 625 (1939).
53. Н.С. Саравин диссертация ИИФ МГУ (1948).
54. Л.В. Киренский. Изв. А.Н. Физ. XII, № 2 (1948).
55. Л.В. Киренский ДАН 54, № 2 (1949).
56. Н.С. Ануров и Н.Л. Врхатов. Метеоритика 1.
57. М.В. Дехтар. М.Э.Т.Ф. 8, 1124 (1938).
58. М.В. Дехтар. М.Э.Т.Ф. 9, 43 (1939).
59. М. Дехтар и Н. Андреев. М.Э.Т.Ф. 10, 1402 (1940).
60. Mussman u. Schlechtweg. Ann. d. Phys. 32, 290 (1938).
61. L. P. Tarasov. Phys. Rev. 55, 1124 (1939).
62. H. Schlechtweg. Ann. d. Phys. 27, 573 (1936).
63. Bozorth R. U. and Williams H. T. Phys. Rev. 59, 827 (1941).

64. Л.В. Ивонский . ДАН 64, № 1 (1949).

65. Н. Акулов . ДАН. 15, № 8 (1937) .